

THÈSE

ANALYSE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE LA DYNAMIQUE D'UN ROTOR SUR PALIERS A FEUILLES LUBRIFIÉ PAR L'AIR

Présentée devant

l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir

le GRADE DE DOCTEUR

École doctorale :

Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité :

MÉCANIQUE - GÉNIE MÉCANIQUE - GÉNIE CIVIL

par

lamyaa BARZEM

Thèse soutenue le 15 décembre 2011 devant la Commission d'examen

Jury

B. BOU-SAÏD	MdC - HDR	Directeur de thèse	INSA de Lyon
I. IORDANOFF	Professeur	Rapporteur	Université Bordeaux 1
F. LEBON	Professeur	Rapporteur	Université de Provence
D. DUREISSEIX	Professeur	Examinateur	INSA de Lyon
H. HESHMAT	Docteur	Examinateur	MITI Inc.
G. GRAU	Docteur	Examinateur	Liebherr Aerospace Toulouse

LaMCoS - UMR CNRS 5259 - INSA de Lyon
20, avenue Albert Einstein, 69621 Villeurbanne Cedex (FRANCE)

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2011-2015

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université de Lyon – Collège Doctoral Bât ESCPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 directeur@edchimie-lyon.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN eea@ec-lyon.fr	M. Gérard SCORLETTI Ecole Centrale de Lyon 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 Gerard.scorletti@ec-lyon.fr
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Insa : H. CHARLES	Mme Gundrun BORNETTE CNRS UMR 5023 LEHNA Université Claude Bernard Lyon 1 Bât Forel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43.12.94 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE http://ww2.ibcp.fr/ediss Sec : Safia AIT CHALAL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Louis Pradel Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69677 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http://infomaths.univ-lyon1.fr	M. Johannes KELLENDONK Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 43.19.05 Fax 04 72 43 13 10 infomaths@bat710.univ-lyon1.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry	M. Jean-Yves BUFFIERE INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Saint Exupéry 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12 Bat. Saint Exupéry mega@insa-lyon.fr	M. Philippe BOISSE INSA de Lyon Laboratoire LAMCOS Bâtiment Jacquard 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.18.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 Philippe.boisse@insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* M. OBADIA Lionel Sec : Viviane POLSINELLI Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Remerciements

A mes Parents et ma Famille, mes piliers,

A mes Amis d'avant, d'aujourd'hui et de demain,

Un remerciement tout particulier à Mr BOU-SAID Benyebka pour son soutien précieux, sa confiance et ses bons conseils. Merci également à l'équipe de R & D de Liebherr Aerospace Toulouse : Thomas Anton, Grégory Grau et Jérôme Rocchi, ainsi qu'aux membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Enfin, une pensée émue pour tous mes co-bureau et collègues avec qui j'ai partagé une salle, un café, un repas ou un ordinateur pendant ces trois années : Najib, Mathieu, Pierre, Ewen, Manue, Hugo, Ghizlane, Florian, Hafedh, Jing, Nadège, Baraa, Magdalena, Coumba, Anissa, Anne, Claire, Magalie, Soumia, Hayet ... et toute la troupe très conviviale du Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures.

Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	iii
Liste des tableaux	vii
Introduction	1
1 CONTEXTE ET POSITIONNEMENT	3
1.1 Contexte industriel	4
1.1.1 Les paliers cylindriques	5
1.1.2 Exigences industrielles	7
1.2 Positionnement scientifique	10
1.2.1 Historique	11
1.2.2 État de l'art	11
1.2.3 Positionnement	19
1.3 Prise en compte des phénomènes non-linéaires	21
1.3.1 Structure souple : coque et plaque, couplage flexion / membrane et CT, grands déplacements, dissipation	21
1.3.2 Fluide : compressibilité et dissipation visqueuse turbulente	21
1.4 Synthèse	22
2 METHODE ET EQUATIONS UTILES	23
2.1 Modélisation des éléments du palier : décomposition en trois zones	24
2.1.1 Détermination du comportement du rotor	24
2.1.2 L'écoulement du film fluide	32
2.1.3 Couplage aéroélastique entre film fluide et la structure souple	41
2.1.4 Déformation des feuilles métalliques	42
2.2 Détermination des paramètres statiques du palier	58
2.3 Schéma des stratégies de calcul	60
2.4 Résultats et comparaisons	61
2.5 Conclusions	70

3 COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES	71
3.1 Approche expérimentale	73
3.1.1 Banc d'essais	73
3.1.2 Résultats expérimentaux	79
3.1.3 Comparaisons aux résultats numériques	91
3.2 Études paramétriques	98
3.2.1 Influence du jeu	98
3.2.2 Influence du rapport L/D	101
3.2.3 Influence de la masse du rotor	105
3.2.4 Influence de la vitesse de rotation	107
3.2.5 Influence de la non linéarité structurelle	109
3.2.6 Influence de la charge statique	116
3.2.7 Influence du balourd	119
3.2.8 Évolution de l'énergie dissipée	126
3.2.9 Évolution de la position d'équilibre et amplitude des orbites . . .	133
3.3 Conclusion	136
Conclusions et perspectives	141
Nomenclature	145
Annexe A : Termes matrices jacobienne issues de l'équation de Reynolds modifiée en régime permanent	147
Annexe B : Gestion du caractère transitoire de l'équation de Reynolds modifiée	149
Annexe C : L'élément de coque $Q4\gamma24$ en grands déplacements	151
Annexe D : Résultats expérimentaux	153
Bibliographie	169

Table des figures

1.1	Rotor de turbomachine	4
1.2	Schéma des paliers à air : rotor et coussinets à air	5
1.3	Schéma de fonctionnement du palier cylindrique à air	5
1.4	Longueurs caractéristiques du palier cylindrique	6
1.5	Schéma de palier à feuilles MITI à 1 lobe - 1 secteur (à gauche) et à 3 lobes - 3 secteurs (à droite)	7
1.6	Schéma des détails d'un palier à feuilles MITI	8
1.7	Les différents modèles de paliers et leurs caractéristiques	8
1.8	Phénomènes de fréquences subsynchrones entre 9200 et 12000 rpm	9
1.9	Les premiers modes propres d'un rotor	10
1.10	Photo des feuilles métalliques	11
1.11	Schéma de fonctionnement du palier aérodynamique à feuilles	12
1.12	Technologie MITI	13
1.13	Schéma ressort - amortissement de la feuille ondulée	14
1.14	Schéma modèle poutre courbe isolée de la feuille ondulée	14
1.15	Schéma modèle poutre courbe et droite interdependants de la feuille ondulée	15
1.16	Exemple de déformée pour un modèle coque et plaque de la feuille ondulée	16
1.17	Schéma modèle palier	18
1.18	Hypothèses de travail	22
2.1	Schéma de fonctionnement du rotor	24
2.2	Algorithme de recherche de la position d'équilibre du rotor au sein du coussinet	26
2.3	Algorithme de Verlet	28
2.4	Repère de la trajectoire du rotor	30
2.5	Fonctionnement stable	30
2.6	Fonctionnement orbitalement stable : limite de stabilité	31
2.7	Fonctionnement instable	31
2.8	Schéma des variables du film fluide	33
2.9	Repère cylindrique du palier	35
2.10	Maillage du film fluide	38
2.11	Surface moyenne d'une structure mince et variables cinématiques	42
2.12	Efforts internes de la structure mince	44

2.13	Feuille ondulée : assemblage de coques et de plaques	45
2.14	Feuille ondulée : configuration géométrique 1	46
2.15	Feuille ondulée : configuration géométrique 2	46
2.16	Éléments de références	48
2.17	Géométrie et maillage EF de la coque	51
2.18	Pourcentage d'erreur déflexion coque encastrée	51
2.19	Cas d'étude pour le comportement d'une chaîne de bumps	53
2.20	Évolution de la raideur ponctuelle en fonction du type de chargement	53
2.21	Comportement de la déflexion des coques sans frottement	55
2.22	Comportement de la déflexion des coques avec frottement	55
2.23	Comportement du déplacement transversal des plaques sans frottement	56
2.24	Comportement du déplacement transversal des plaques avec frottement	56
2.25	Dissipation en fonction du type de chargement	57
2.26	Dissipation totale par incrément de charge	57
2.27	Repère de référence pour le calcul des forces aérodynamiques	58
2.28	Organigramme général du code de calcul	60
2.29	Stratégie de calcul de la déformation des feuilles	61
2.30	Souplesse adimensionnée à 40000 rpm modèle 1D/3D	62
2.31	Dissipation visqueuse pour 40000 rpm modèle 1D/3D	63
2.32	La hauteur minimale de film pour 40000 rpm modèle 1D/3D	63
2.33	Trajectoire du centre du rotor à 10000 rpm modèle 3D	65
2.34	Trajectoire du centre du rotor à 10000 rpm modèle 3D (zoom)	65
2.35	Trajectoire du centre du rotor à 10000 rpm modèle 1D (zoom)	66
2.36	Analyse temporelle comparative en X modèle 1D/3D	67
2.37	Analyse temporelle comparative en Y modèle 1D/3D	67
2.38	Analyse fréquentielle comparative en X modèle 1D/3D	68
2.39	Analyse fréquentielle comparative en Y modèle 1D/3D	68
2.40	Trajectoire du centre du rotor à 10000 rpm modèle 3D et Reynolds turbulent (zoom)	69
3.1	Rotor du banc d'essais dynamique	73
3.2	Banc d'essais dynamique	74
3.3	Placement des capteurs en déplacements	75
3.4	Schéma d'acquisition : sonnage	75
3.5	Schéma d'acquisition : balayage en vitesse	76
3.6	Méthode d'acquisition : analyse temporelle	78
3.7	Méthode d'acquisition : analyse fréquentielle	78
3.8	Waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 et 129 μm (2)	80
3.9	Waterfalls expérimentaux : à balourd augmenté, jeu de 99 et 129 μm (2)	81
3.10	Waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 μm et soyage à $0^\circ, 90^\circ, -90^\circ$	82
3.11	Trajectoires du rotor et analyses temporelles à 10000 rpm, à balourd initial, jeu de 99 μm et soyage à 0° (1-2)	85

3.12	Trajectoires du rotor à 30000 rpm, à balourd initial et soyage à 0° : observation du phénomène de whirl	87
3.13	Analyses temporelles à 30000 rpm, à balourd initial et soyage à 0° : observation du phénomène de whirl	88
3.14	Analyses fréquentielles à 30000 rpm, à balourd initial et soyage à 0° : observation du phénomène de whirl	89
3.15	Analyse numérique à 10000 rpm, balourd à 0.01, jeu $99 \mu\text{m}$ et soyage à 0°	92
3.16	Analyse numérique à 30000 rpm, balourd à 0.01, jeu $99 \mu\text{m}$, soyage à 0° et $W_{eq} = 1.0$	94
3.17	Analyse numérique à 20000 rpm, balourd à 0.01, jeu $129 \mu\text{m}$ et soyage à 0°	96
3.18	Influence du jeu : $99/129 \mu\text{m}$, à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyage à 0° (1)	98
3.19	Influence du jeu : $99/129 \mu\text{m}$, à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyage à 0° (2)	99
3.20	Influence du rapport L/D : 1.25/1.0/0.75, jeu $99 \mu\text{m}$, à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyage à 0° (1)	101
3.21	Influence du rapport L/D : 1.25/1.0/0.75, jeu $99 \mu\text{m}$, à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyage à 0° (2)	102
3.22	Influence du rapport L/D : 1.25/1.0/0.75, jeu $99 \mu\text{m}$, à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyage à 0° (3)	104
3.23	Influence de la masse rotor : 5/10 kg, à 10000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0°	106
3.24	Influence de la vitesse de rotation : 30000/50000/70000, jeu $99 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0°	108
3.25	Influence de la non-linéarité structurelle : cas à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (1)	109
3.26	Influence de la non-linéarité structurelle : cas à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (2)	110
3.27	Influence du nombre de bumps : 21/28, à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0°	111
3.28	Influence des coefficients de frottement v : 0.1-0.2/0.3-0.4, à 30000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (1)	112
3.29	Influence des coefficients de frottement v : 0.1-0.2/0.3-0.4, à 30000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (2)	113
3.30	Influence de la position du soyage : $0^\circ/90^\circ/-90^\circ$	115
3.31	Influence de la charge équivalente W_{eq} : 0.8/2.4/3.2, à 30000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (1)	117
3.32	Influence de la charge équivalente W_{eq} : 0.8/2.4/3.2, à 30000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (2)	118
3.33	Influence de l'augmentation du balourd : 0.004/0.006, à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$ et soyage à 0°	120
3.34	Influence de l'augmentation du balourd : 0.004/0.006, à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$ et soyage à 0°	121

3.35	Influence du balourd à 0.004 en opposition de phase, à 10000 rpm, à jeu 50 μm et soyage à 0° (1)	122
3.36	Influence du balourd à 0.004 en opposition de phase, à 10000 rpm, à jeu 50 μm et soyage à 0° (2)	123
3.37	Influence du balourd à 0.004 augmenté en phase et opposition : +/- 90° , à 10000 rpm, à jeu 50 μm et soyage à 0° (1)	124
3.38	Influence du balourd à 0.004 augmenté en phase et opposition : +/- 90° , à 10000 rpm, à jeu 50 μm et soyage à 0° (2)	125
3.39	Etude de l'énergie dissipée du palier cas 1 à 11 : balourd/soyage/coefficients de frottement	129
3.40	Etude de l'énergie dissipée du palier cas 13 à 15.1 : charge équivalente avec et sans balourd	131
3.41	Etude de l'énergie dissipée du palier : vitesse de rotation/rapport L/D	132
3.42	Etude de la position et amplitude des orbites : vitesse de rotation et balourd	134
3.43	Etude de la position et amplitude des orbites : Charge équivalente	135
3.44	Types de fréquences subsynchrones issues de l'excitation structurelle	139
3.45	Hypothèses de travail	142
3.46	Diagramme de Campbell expérimental	153
3.47	waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 et 129 μm (1)	154
3.48	waterfalls expérimentaux : à balourd augmenté, jeu de 99 et 129 μm (1)	155
3.49	waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 et 129 μm (3)	156
3.50	waterfalls expérimentaux : à balourd augmenté, jeu de 99 et 129 μm (3)	157
3.51	waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 et 129 μm (4)	158
3.52	waterfalls expérimentaux : à balourd augmenté, jeu de 99 et 129 μm (4)	159
3.53	Trajectoires du rotor et analyses temporelles à 10000 rpm, à balourd initial, jeu de 99 μm et soyage à 0° (3-4)	160
3.54	Trajectoires du rotor et analyses temporelles à 10000 rpm, à balourd augmenté, jeu de 99 μm et soyage à 0° (1-2)	161
3.55	Trajectoires du rotor et analyses temporelles à 10000 rpm, à balourd augmenté, jeu de 99 μm et soyage à 0° (3-4)	162
3.56	Trajectoire du rotor à 40000 rpm, à balourd initial, jeu 99 μm et soyage à 0°	163
3.57	Analyse temporelle à 40000 rpm, à balourd initial, jeu 99 μm et soyage à 0°	164
3.58	Analyse fréquentielle à 40000 rpm, à balourd initial, jeu 99 μm et soyage à 0°	165
3.59	Trajectoire du rotor à 20000 rpm, à balourd initial, jeu 129 μm et soyage à 0°	166
3.60	Analyse temporelle à 10000 rpm, à balourd initial, jeu 129 μm et soyage à 0°	167
3.61	Analyse fréquentielle à 10000 rpm, à balourd initial, jeu 129 μm et soyage à 0°	168

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques géométriques et matérielles de la plaque	50
2.2	Caractéristiques géométriques et matérielles de la coque	51
2.3	Raideur linéique ponctuelle modèle 1D/3D pour un bump encastré	52
2.4	Caractéristiques de fonctionnement à angle de calage donné	62
2.5	Caractéristiques de fonctionnement à 10000 rpm	64
3.1	Caractéristiques du palier étudié expérimentalement	79
3.2	Caractéristiques du palier étudié numériquement (1)	91
3.3	Caractéristiques du palier (2)	105
3.4	Caractéristiques des paliers étudiés numériquement (3)	126

Introduction

Ces dernières décennies les projets de développement ont été orientés afin de favoriser les solutions technologiques préservant l'environnement, augmentant les performances et ce pour un coût minimal. Les concepteurs des systèmes avioniques, particulièrement, s'inscrivent aussi dans cette démarche de fiabilité et développement durable.

Dans ces travaux de recherche nous nous intéressons à la problématique scientifique portant sur la lubrification élasto-aérodynamique à l'aide de paliers circulaires qui permettent de soutenir et d'améliorer la résistance des éléments machines tournants en limitant l'usure par le frottement sec dans les contacts. Les paliers permettent de gérer le poids et les vibrations des machines durant le fonctionnement. La pression dans les films lubrifiants est suffisamment élevée pour déformer élastiquement les surfaces de la structure du palier et modifier le comportement du système.

Il existe trois zones de lubrification dans un contact, elles sont décrites par la courbe de Stribeck. Notre étude s'inscrit dans la zone de lubrification établie : la lubrification aérodynamique. Cela signifie que l'épaisseur du film est grande devant la rugosité des surfaces et l'alimentation est suffisante pour qu'il y ait séparation totale des surfaces. Le lubrifiant se définit par sa viscosité qui dépend de la vitesse, de la charge et de la température de fonctionnement.

De nos jours l'utilisation des paliers aérodynamiques à feuilles présente de nombreux avantages pour des machines tournantes de grande précision, de petite taille, animées de grandes vitesses et de faible jeu. En effet, le fluide lubrifiant est l'air ambiant ce qui permet de s'affranchir de :

- circuit lubrifiant et donc des problèmes de conception,
- lubrification mixte (huile,gaz) et donc de viscosité variable,
- préserver l'environnement.

Par ailleurs, la faible viscosité des gaz permet de limiter les pertes de puissances dans le système et est quasi invariante sous l'effet de l'augmentation de la température ou de la pression. On la considère en général constante.

Cependant, ils présentent certains désavantages comme de faibles capacités de charge et des phénomènes d'instabilités dues à la génération de fréquences auto-entretenues.

Les difficultés mathématiques de ce genre de problème résident dans la gestion de l'interaction fluide-structure. La première solution complète du problème EHD à été proposé en 1959 par Dowson et Higginson, avec une méthode de résolution numérique itérative qui permet de coupler le calcul des déformations élastiques à celui des équations du fluide.

Les études sont nombreuses dans le domaine des paliers aéroélastiques montrant l'im-

portance de leur présence sur le comportement des machines tournantes. Cependant, bien que l'on évoque souvent les capacités inhérentes au fluide avec de nombreuses approches et un modèle mathématique efficace pour les films minces visqueux (équation de Reynolds), le comportement structural élastique est souvent modélisé par des approches mathématiques sommaires.

De nos jours, la méthode la plus utilisée et efficiente dans l'analyse structurale est la méthode des éléments finis. L'objectif de cette recherche est de proposer une modélisation plus réaliste de la structure à l'aide de cette approche afin de compléter la modélisation non linéaire du comportement des paliers aéroélastiques.

Dans le premier chapitre, nous avons dégagé les principaux axes de recherche de ce travail en fonction des besoins actuels et des acquis dans le domaine. Dans un premier temps une présentation est faite sur les types de palier existants ainsi que le type de coussinet utilisé pour les ACM (Air Cycle Machine). Puis nous présentons l'étude bibliographique pour la modélisation des coussinets à feuilles ainsi que les approches existantes pour l'analyse du comportement dynamique du rotor. Enfin nous nous positionnons vis à vis de la littérature et proposons de nouvelles approches concernant la modélisation du coussinet et du fonctionnement palier.

Le second chapitre traite la partie théorique de l'étude, des hypothèses et modèles développés ainsi que de la mise en équations. Nous abordons dans un premier temps la modélisation dynamique du rotor au sein du palier et les équations du mouvement déterminées à l'aide du principe fondamental de la dynamique. Dans un deuxième temps, nous traitons la partie coussinet avec tout d'abord la modélisation du film lubrifiant à l'aide de l'équation des films minces visqueux. Puis nous développons l'approche choisie pour le comportement structural du coussinet à feuilles à l'aide de la méthode des éléments finis ainsi que le couplage fluide-structure. Enfin, nous présentons les résultats et validations des approches non linéaires considérées pour ces travaux de recherche dans le cas de paliers aéroélastiques.

Le troisième chapitre présente l'approche expérimentale de cette étude avec une étude comparative au modèle numérique. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à l'étude paramétrique.

Enfin, nous exposerons dans la conclusions les apports, limites et perspectives d'un tel travail.

Chapitre 1

CONTEXTE ET POSITIONNEMENT

Dans ce premier chapitre, l'objectif est de se positionner vis à vis de la problématique scientifique. Dans un premier temps, nous introduirons le contexte industriel et l'objet de l'étude. Puis nous présenterons l'état de l'art sur notre thématique. Enfin dans un deuxième temps, nous exposerons les hypothèses du présent travail de recherche.

Sommaire

1.1	Contexte industriel	4
1.1.1	Les paliers cylindriques	5
1.1.2	Exigences industrielles	7
1.2	Positionnement scientifique	10
1.2.1	Historique	11
1.2.2	État de l'art	11
1.2.3	Positionnement	19
1.3	Prise en compte des phénomènes non-linéaires	21
1.3.1	Structure souple : coque et plaque, couplage flexion / membrane et CT, grands déplacements, dissipation	21
1.3.2	Fluide : compressibilité et dissipation visqueuse turbulente	21
1.4	Synthèse	22

1.1 Contexte industriel

La turbomachine est un élément indispensable pour le fonctionnement de nombreux systèmes notamment dans l'aéronautique. Elle est utilisée dans les ACM (Air Cycle Machines) qui sont des packs de conditionnement d'air dans un avion. Les ACM utilisent de l'air ambiant comme lubrifiant pour ses composants. Son intérêt environnemental est évident. De nos jours, nous cherchons à réduire leurs tailles et donc leurs poids afin de gagner en place et en consommation de carburant. Il en va de même pour les turbomachines qui les composent.

La turbomachine est généralement constituée d'un rotor et de roues (ventilateur(s), turbine(s) et compresseur(s)). Pour des soucis de poids et d'encombrement, les rotors doivent être plus petits et plus légers. Ces turbomachines se doivent donc d'être de plus en plus performantes pour des conditions d'utilisation de plus en plus sévères. Par conséquent, la vitesse de rotation doit être plus élevée afin de garantir au minimum la même performance. Pour les mêmes raisons, le jeu entre les roues de la turbomachine et son enveloppe (la volute) doit être le plus petit possible. Tout ceci en gardant une rigidité adéquate afin de repousser les modes de flexion et réduire les vibrations de l'ensemble.

Pour remplir ces conditions, un système de pivoterie composé de paliers et butées aérodynamiques est utilisé pour ces machines tournantes. Ces derniers viennent guider et compenser les mouvements du rotor, respectivement, au niveau radial et axial (FIG.1.1). Le type de pivoterie est sélectionné sur des critères de performance, de stabilité et de fabrication.

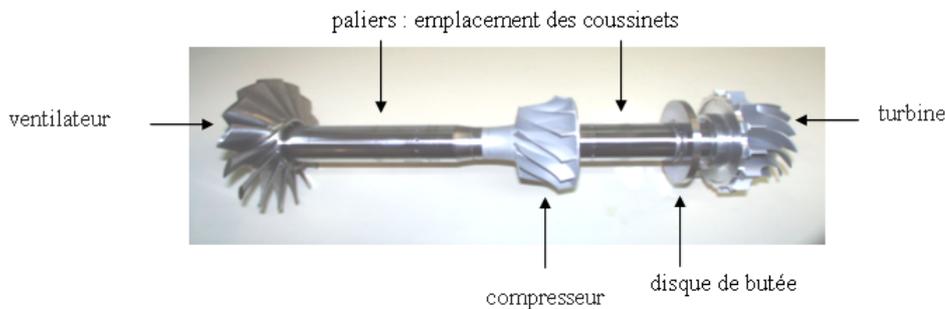


FIGURE 1.1: Rotor de turbomachine

L'objet de notre étude porte sur le comportement des paliers. Un palier est l'ensemble rotor - coussinet. Le coussinet soutient le rotor en compensant sa masse et ses vibrations pour tous les mouvements radiaux (FIG.1.2). Entre l'arbre et le coussinet de type cylindrique non coaxiaux (FIG.1.3), le jeu diamétral rempli d'air donne lieu à une possible génération de pression et ainsi de portance. Lorsque l'arbre est en rotation, une zone de surpression est créée dans le convergent, l'arbre est alors en sustentation (portance aérodynamique). Le film d'air dans le convergent est de l'ordre de 3 à 10 μm et il possède en

général une pression suffisante pour supporter le poids du rotor ainsi que toutes les sollicitations extérieures. Les forces générées dans le film permettent au rotor de se maintenir dans sa position d'équilibre, en fonctionnement permanent. Dans ce qui suit nous allons présenter l'aspect technologique des paliers.

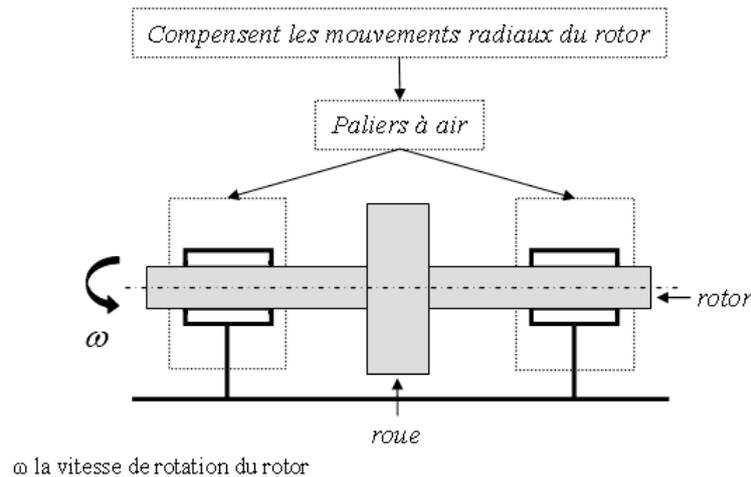


FIGURE 1.2: Schéma des paliers à air : rotor et coussinets à air

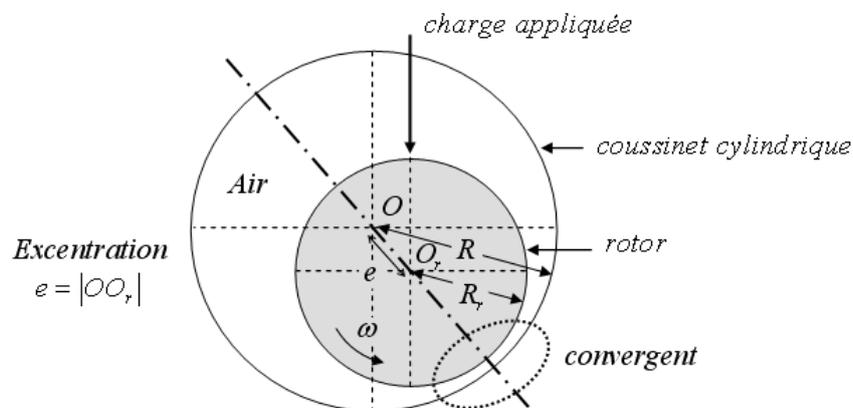


FIGURE 1.3: Schéma de fonctionnement du palier cylindrique à air

1.1.1 Les paliers cylindriques

La littérature scientifique abonde de synthèse à propos des différentes sortes de paliers existants, de leurs caractéristiques et de leurs performances. L'objet de cette étude portant sur un palier de type cylindrique, ce sont ses caractéristiques qui seront définies par la suite. Un palier cylindrique est défini par trois spécificités [FRE 95] [STE 96] :

1. CONTEXTE ET POSITIONNEMENT

- le rapport de sa longueur axiale sur son diamètre $\frac{L}{D}$: infiniment court, longueur finie ou infiniment long,
- le fluide lubrifiant : eau, huile, gaz ...,
- l'alésage : déformable ou indéformable.

Le présent travail de recherche porte sur un palier cylindrique aérodynamique de longueur finie et composé d'un alésage déformable. Nous allons préciser ses caractéristiques.

1.1.1.1 Palier de longueur finie

La longueur finie fait référence au rapport $\frac{L}{D}$ compris entre 0.125 et 4. Il détermine la zone d'évolution du fluide et est un paramètre important pour le choix du modèle mathématique du calcul des champs de pression (FIG.1.4).

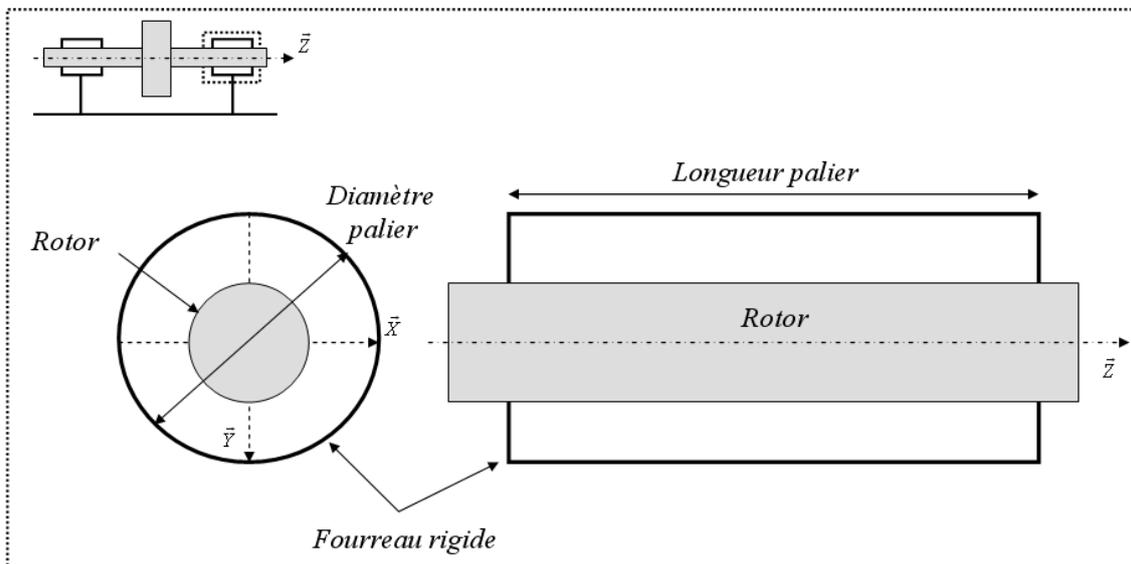


FIGURE 1.4: Longueurs caractéristiques du palier cylindrique

1.1.1.2 Fluide lubrifiant

Le fluide est caractérisé essentiellement par sa compressibilité et sa viscosité dynamique. Pour les gaz on définit le nombre de compressibilité qui dépend de la viscosité dynamique du fluide, de la vitesse de rotation et du jeu radial. Par ailleurs, le critère environnemental joue un rôle important et le choix de l'air comme lubrifiant respecte cette exigence. Ceci confère un intérêt tout particulier au développement de cette technologie.

1.1.1.3 Alésage déformable

Il existe différentes familles d'alésage déformable (FIG.1.7), nous distinguons deux groupes : les paliers à patins et les paliers à feuilles [FRE 95]. La technologie à laquelle

nous sommes confrontés est le palier à feuilles qui est classé en deux catégories : la technologie Garrett et la technologie MITI [ARG 09]. On s'intéresse dans notre cas à la technologie MITI. Il s'agit d'un empilement de feuilles métalliques ondulées (appelés bumps) et lisses qui jouent le rôle de raidisseurs/amortisseurs. Pour cette technologie, on répertorie différents modèles par lobes ou secteurs (FIG.1.5), que l'on choisit en fonction des performances souhaitées.

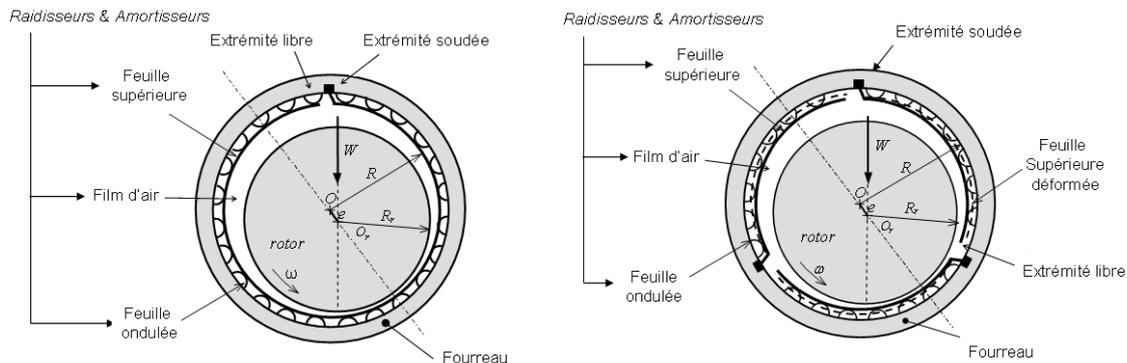


FIGURE 1.5: Schéma de palier à feuilles MITI à 1 lobe - 1 secteur (à gauche) et à 3 lobes - 3 secteurs (à droite)

Un alésage déformable présente plusieurs avantages, notamment la réduction de contraintes de cisaillement dans le fluide par la possibilité d'un jeu plus important et ainsi la limitation des pertes de puissance. Il présente aussi une plus grande stabilité et portance aérodynamique.

Le matériau utilisé pour les feuilles est un super-alliage de nickel et de chrome (Inconel X 750), résistant aux hautes températures. Les feuilles métalliques lisses qui seront en contact avec le rotor portent un revêtement spécial développé par la NASA ([DEL 97], [DEL 98], [DEL ns]). Il répond à deux contraintes : celle de hautes températures et celle de frottement minimal, pour la phase d'arrêt et de démarrage du système (FIG.1.6).

1.1.2 Exigences industrielles

Le palier doit satisfaire trois exigences principales : la capacité de charge, le contrôle des pertes de puissance et des instabilités.

1.1.2.1 La capacité de charge

Le palier doit être capable de supporter la charge induite par le rotor et son mouvement. La capacité de charge définit la limite de charge supportée par le film d'air en surpression avant qu'il ne soit rompu et qu'il n'y ait contact entre le coussinet et le rotor. Bien que ces systèmes soient ingénieux et propres, ils possèdent une faible capacité de portance. Ainsi mieux comprendre leur fonctionnement permettra de les améliorer.

1. CONTEXTE ET POSITIONNEMENT

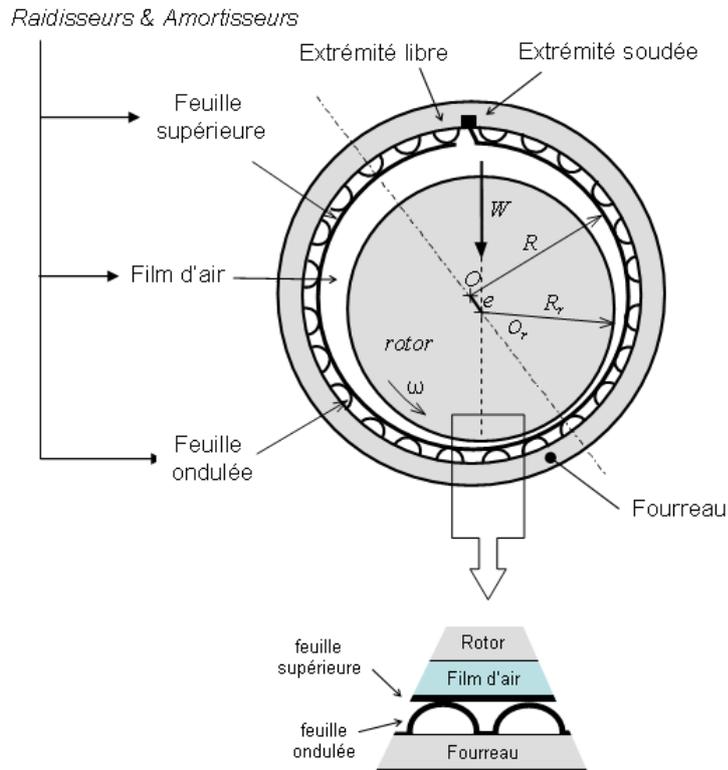


FIGURE 1.6: Schéma des détails d'un palier à feuilles MITI

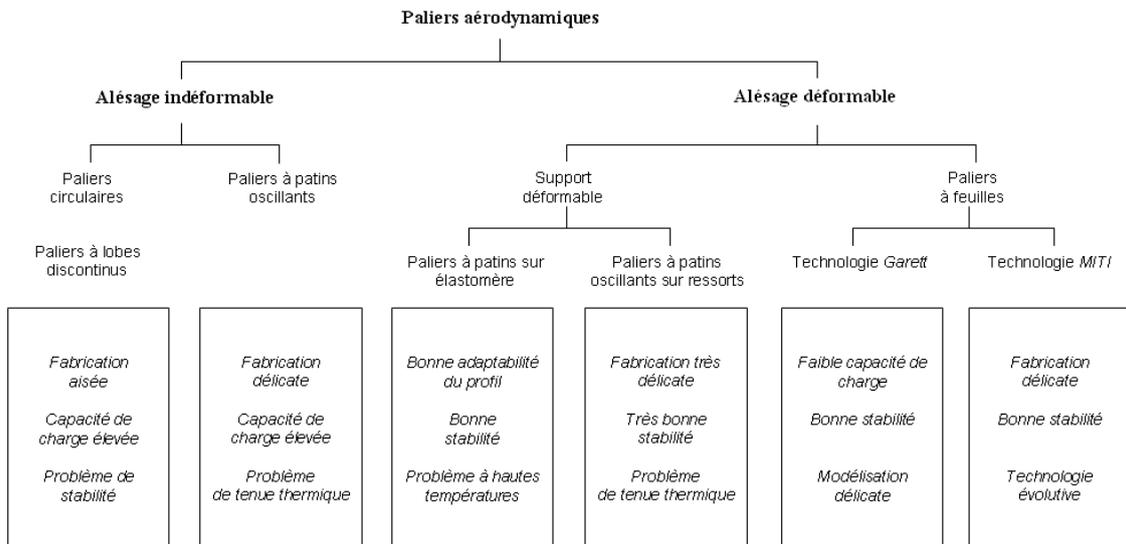


FIGURE 1.7: Les différents modèles de paliers et leurs caractéristiques

1.1.2.2 Les puissances dissipées

La quantification des phénomènes de dissipation visqueuse et de dissipation par frottement sec entre les différents constituants permettra d'une part d'évaluer les propriétés d'amortissement du système et d'autre part de connaître l'énergie perdue par frottement pour un fonctionnement donné.

1.1.2.3 Les instabilités

Ce système bien que robuste et largement utilisé, présente des problèmes de fonctionnement par la présence de phénomènes instables qui peuvent perturber la trajectoire du rotor au sein des logements et peuvent même détruire la machine. Ces instabilités imposent aux industriels des critères très sévères pour répondre aux normes de sécurité, ce qui implique un coût financier conséquent.

Ces phénomènes sont connus dans la littérature sous le nom de fréquences subsynchrones. Elles correspondent à des fréquences d'excitations égales à un rapport de $1/n$ (n entier naturel) de la fréquence de rotation du rotor. Elles proviennent de la génération par le palier de vibrations auto-entretenues.

Deux types de fréquences subsynchrones sont répertoriés (FIG.1.8, [BER 02]) :

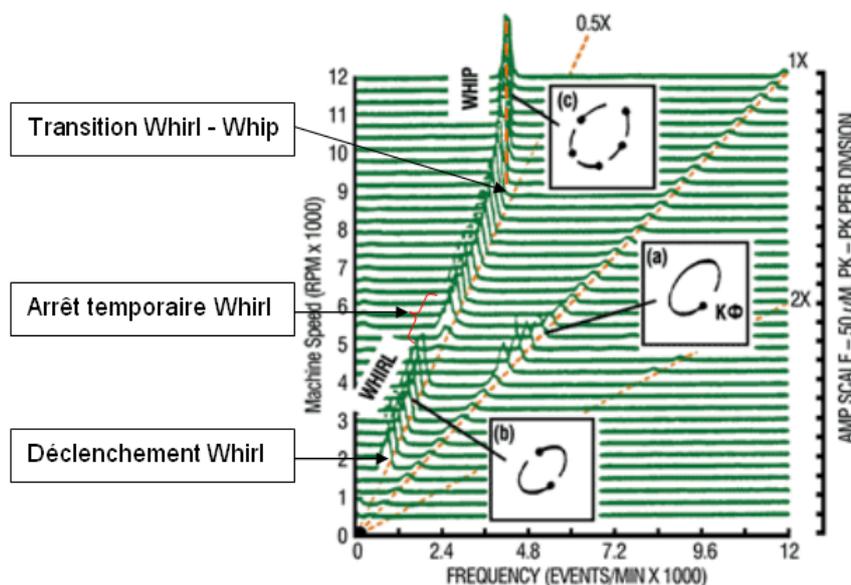


FIGURE 1.8: Phénomènes de fréquences subsynchrones entre 9200 et 12000 rpm

1. Le fouettement, appelé whirl, dont la fréquence correspond environ à la moitié de la fréquence de rotation et ne dépasse pas le double de la première fréquence propre du rotor (mode de pompage FIG.1.9). Il s'agit d'un phénomène de précession autour du centre d'équilibre statique. Le phénomène apparaît à partir d'une certaine vitesse de rotation que l'on appelle vitesse limite de stabilité.

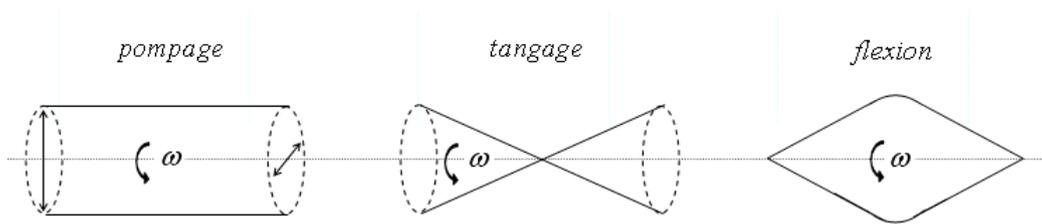


FIGURE 1.9: Les premiers modes propres d'un rotor

2. Le whip, apparaît lorsque la fréquence de whirl est égale ou supérieure à la première fréquence propre de flexion du rotor. Il s'agit d'un phénomène d'excitation par fouettement. En effet, le phénomène de précession étant présent, puisque nous sommes au dessus de la vitesse limite de stabilité, l'amplitude des vibrations engendrées par le palier vont augmenter rapidement. Elles sont assez importantes pour provoquer la destruction de la machine.

Il existe aussi un possible phénomène de dry whip. Ce phénomène se produit lors d'un contact frottant entre le rotor et le stator. Dans cette étude, nous n'avons pas considéré ce phénomène.

L'objectif majeur ici sera de déterminer les zones de fonctionnement stable. Pour cela, nous étudierons la capacité de charge, les pertes de puissance et les fréquences subsynchrones responsables des instabilités. Dans la suite de cette étude nous allons procéder à l'état des lieux sur le développement des paliers : l'historique et les modèles mathématiques existants. Enfin, nous nous positionnerons par rapport à la littérature scientifique et nos besoins actuels.

1.2 Positionnement scientifique

Nous allons à présent aborder le travail de recherche sur le plan scientifique et exposer les principales avancées dans le domaine des paliers cylindriques aérodynamiques. Pour cela, nous ferons un état de l'art sur les différents modèles mathématiques développés ainsi que leurs avantages et leurs limites. Enfin, nous justifierons les besoins et les choix pour un nouveau modèle de palier afin de mieux analyser cette technologie standard et prometteuse.

1.2.1 Historique

Durant les années 70, les paliers à feuilles pour les ACM (Air Cycle Machines) montrent une fiabilité accrue par rapport aux autres types de paliers tels que les roulements. Par exemple une durée de vie très supérieure (plus de 100000 heures). Dans les années 80, les vitesses de rotation ne cessent d'augmenter afin de compenser la diminution de la taille et du poids des rotors. Les roulements à billes, alors d'usage à l'époque, arrivent à leurs limites de fonctionnement laissant ainsi la place à la nouvelle technologie qui devient un standard dans le support des rotors des ACM.

Le présence des feuilles au sein des paliers débute dans les années 50 avec une simple feuille de cellophane. Le palier à feuilles connaît alors un tournant décisif dans les années 90 lors de l'apparition de structure métallique mince notamment les feuilles de type MITI (Mohawk Innovative Technology Incorporate) développé par H. Heshmat. Leur rôle est de supporter les rotors de machines tournantes à hautes vitesses (FIG.1.10).

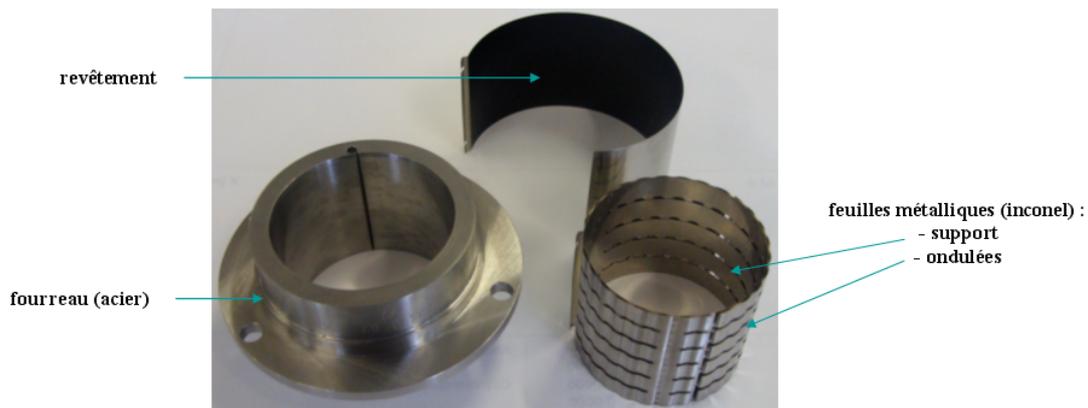


FIGURE 1.10: Photo des feuilles métalliques

De nombreuses études furent menées afin de comprendre le comportement des paliers, ces travaux privilégiant soit la modélisation du rotor et/ou celle du fluide et/ou celle des feuilles métalliques. Nous tâcherons dans la suite de faire un état de l'art des modélisations les plus intéressantes et représentatifs des travaux actuels.

1.2.2 État de l'art

Pour comprendre les différentes approches, il faut garder à l'esprit que l'objectif est de déterminer la trajectoire du rotor au sein du coussinet de la façon la plus réaliste possible. Nous cherchons ainsi à calculer les positions du rotor en mouvement. De manière très schématique, le processus est le suivant :

- La position de l'arbre et son mouvement de rotation vont générer un champ de pressions et de hauteurs dans le film fluide,
- Le champ de pression va venir déformer les feuilles et par conséquent modifier le champ de hauteurs du fluide ainsi que son champ de pression,

- La position de l'arbre sera affectée à son tour et ainsi de suite (FIG.1.11).

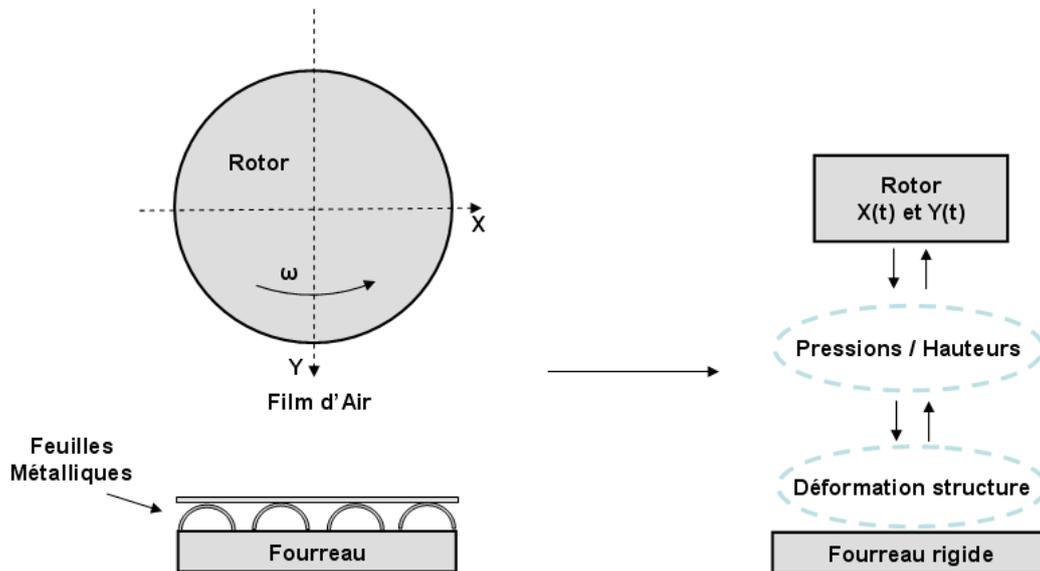


FIGURE 1.11: Schéma de fonctionnement du palier aérodynamique à feuilles

La comparaison des résultats dans le cas d'un palier aérodynamique lisse (indéformable) et déformable a mis en évidence l'importance de la déformation du coussinet sur les caractéristiques de fonctionnement du palier [GRA 04]. Ainsi, Il est évident que la déformation de la structure interne du palier aura une influence importante sur le comportement du rotor. L'objectif de cette étude sera donc de proposer un modèle plus complet du coussinet et plus particulièrement de la structure souple.

Le coussinet se compose de deux parties la zone fluide et les feuilles souples. On abordera d'abord les travaux sur la modélisation des feuilles et ensuite celle du fluide dans l'objectif de caractériser leurs déformations. Puis on présentera les travaux sur la modélisation du rotor et de son comportement au sein du coussinet.

1.2.2.1 Le coussinet

1. La technologie MITI

La figure FIG.1.12 présente le type de palier à feuilles étudié :

La structure souple est formée d'une feuille lisse et d'une feuille ondulée. L'essentiel des travaux portent sur la modélisation de la feuille ondulée dont le comportement est complexe. Par la suite, nous listons les différentes approches développées lors de travaux précédents.

(a) modèle ressort/amortisseur :

Les premières approches ont consisté à définir les bumps (ondulations) comme des ressorts indépendants. Par la suite, pour expliquer l'amortissement intro-

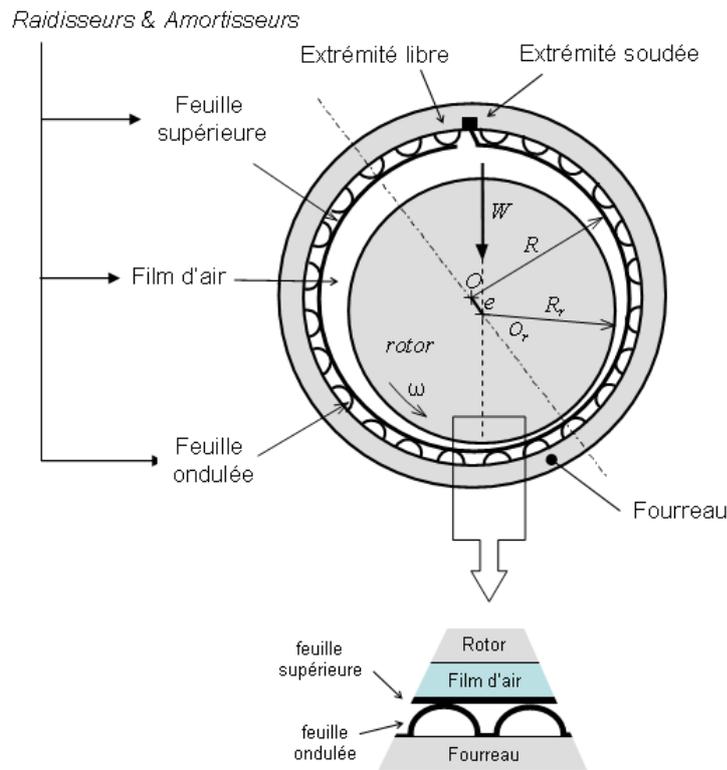


FIGURE 1.12: Technologie MITI

duit par les feuilles, une hypothèse fut émise sur la présence de frottements internes à la structure. En effet, les segments (plaques) ont été définis comme des amortisseurs de part le fait qu'ils génèrent du frottement sec entre les feuilles ou avec le fourreau (FIG. 1.13). Les coefficients de raideur et d'amortissement sont plus ou moins complexes selon les modèles mathématiques déterminés expérimentalement ou numériquement.

Afin d'illustrer ces propos nous pouvons citer les premiers modèles d'H. Heshmat et R. Ku ([HES 83] et [ROG 94]), où la raideur est considérée constante. Par la suite, d'autres modèles furent développés avec amortisseurs et/ou une variation temporelle des coefficients et/ou la considération d'une interdépendance des ressorts entre eux [IOR 99], [LEL 07], [FEN 10].

Ces approches ont tendance à sous estimer la raideur de la structure totale et son amortissement. Par ailleurs, la rigidité est souvent considérée constante ou du moins le comportement est considéré réversible. De plus ces types de modèle ne permettent pas de prendre en compte les effets de bord qui ont leur importance dans un palier de longueur finie (pression atmosphérique aux extrémités).

Ces modèles simples sont couramment utilisés de nos jours et restent intéressants en terme de temps de calcul pour une première approche, particuliè-

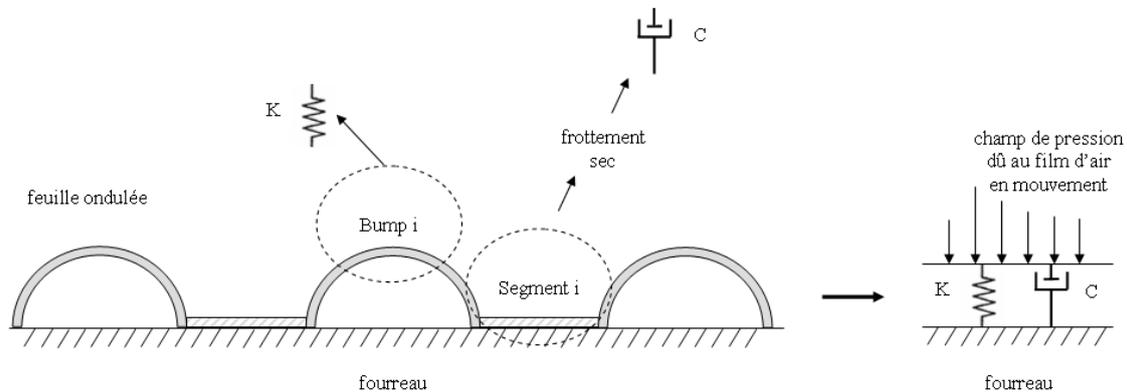


FIGURE 1.13: Schéma ressort - amortissement de la feuille ondulée

rement lorsque l'objectif est de travailler sur les autres composants du palier [SAN 10], [LEE 04] ou sur le comportement statique du rotor [KIM 09].

(b) modèle poutre courbe et droite

Les modèles de type ressorts n'étant pas suffisamment proches de la réalité quant à la déformation de la structure, de nouveaux travaux ont été développés. En modélisant un bump comme une poutre courbe isolée, Walowit et Anno en 1975 [WAL 75] ont ouvert de nouvelles perspectives. Ce modèle intègre trois types possibles de configuration du bump en fonction de son chargement (par le champ de pression dû au film fluide) et des réactions à ses extrémités en considérant le frottement sec avec le fourreau à l'aide de la loi de Coulomb (FIG.1.14). Amélioré par Heshmat et Ku [HES 92], leur nouvelle modélisation prend en compte les plaques qui composent la feuille ondulée comme des poutres droites. Ainsi ils peuvent considérer l'interaction entre les poutres courbes et le frottement sec des feuilles entre elles (FIG.1.15).

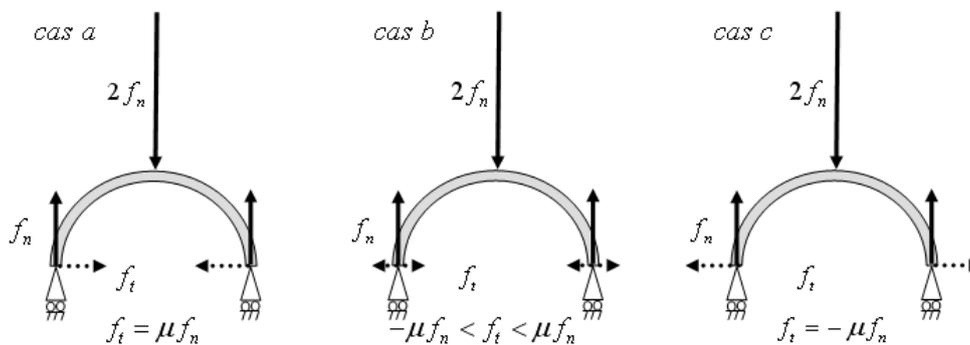


FIGURE 1.14: Schéma modèle poutre courbe isolée de la feuille ondulée

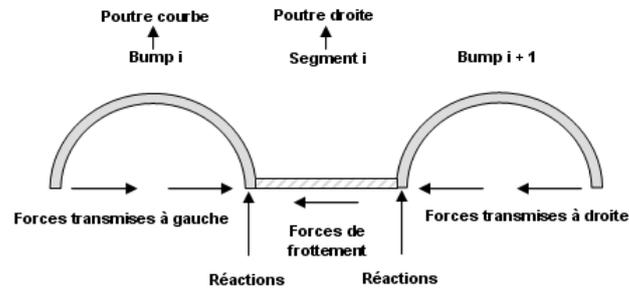


FIGURE 1.15: Schéma modèle poutre courbe et droite interdependants de la feuille ondulée

Ce type de modèle, montre une grande fiabilité quant à l'évaluation de la capacité de charge et permet de visualiser le phénomène de whirl [IOR 08]. Il est aussi couramment utilisé dans les récents travaux [PAR 08],[WAL 02] pour des caractérisations à vitesse élevée ou pour d'autre fluide que l'air.

La rigidité est sur-évaluée et malgré la prise en compte du frottement sec la structure se comporte de manière réversible (phénomène d'hystérésis). De plus, comme pour les ressorts on ne peut tenir compte des effets de bord. Cependant, ce modèle a montré l'importance des phénomènes d'interaction entre les différents éléments de la feuille ondulée.

(c) modèle coque et plaque

Dès 1994, M. Carpino modélise le bump comme une coque mince isolée et démontre l'importance des effets de membrane et de flexion sur le comportement du rotor en statique [CAR 94a],[CAR 94b],[CAR 94c]. Récemment et en parallèle avec cette présente étude qui a débuté en 2007, de nouveaux travaux sur un modèle 3D considérant la feuille ondulée comme une série de coques et de plaques avec prise en compte du frottement sec a été développé par D.H. Lee pour l'étude statique du comportement du rotor [LEE 08]. Les coques sont donc interdépendantes (FIG.1.16).

Ce modèle est pertinent pour l'évaluation de la déformée de la structure, cependant il présente des inconvénients majeurs. En effet, l'hypothèse de petits déplacements implique une matrice de rigidité constante ignorant ainsi les effets de flambage des structures minces et sur évaluant la souplesse de la structure. De plus, les effets de membrane et de flexion ne sont pas couplés et les possibles effets de cisaillement de la structure sont négligés. En effet, le découplage des phénomènes influe grandement sur le comportement de la coque.

(d) Conclusions :

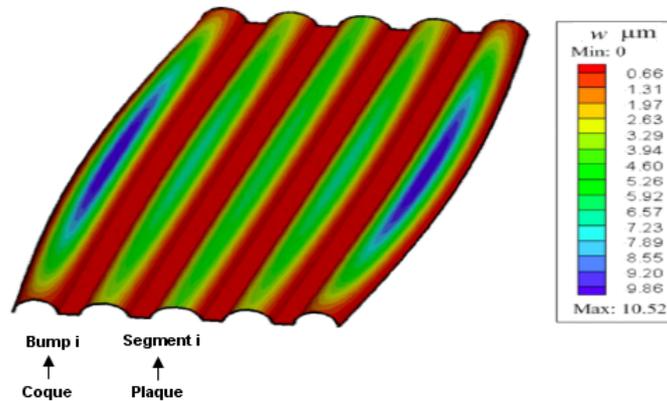


FIGURE 1.16: Exemple de déformée pour un modèle coque et plaque de la feuille ondulée

Tous les modèles de la structure souple sur-évaluent ou sous-évaluent sa rigidité et considèrent son comportement réversible. Le caractère non linéaire et notamment irréversible de la structure devant la valeur des déplacements induits par la pression du fluide n'est pas pris en compte. Il est indispensable de modéliser le frottement sec et l'interdépendance entre les bumps afin d'établir la dépendance non linéaire de la rigidité et de l'amortissement.

2. Modèle fluide

Dans un palier lisse que l'on peut considérer comme un ensemble rotor - stator, l'écoulement de Couette devient instable lorsque la vitesse angulaire du cylindre interne est augmentée au-delà d'un certain seuil. Au delà du seuil un état d'équilibre transitoire apparaît avec la formation de vortex de Taylor. Puis, en augmentant la vitesse angulaire du cylindre, le système subit une progression des instabilités. Il est évident qu'afin d'avoir une modélisation complète du palier nous devons évaluer la raideur et l'amortissement non-linéaire du film.

Afin de les caractériser, tout d'abord nous portons notre attention sur les dimensions de l'écoulement, qui sont de l'ordre du μm ce qui nous positionne dans le domaine de la mécanique des films minces visqueux. Par ailleurs, l'air est un fluide compressible et est sollicité à de hautes vitesses. Ainsi l'écoulement présente des non-linéarités telles que la turbulence, les effets d'inertie et les effets thermiques.

De la même manière que la structure, les premières approches ont consisté à évaluer le comportement du film comme une série de raideur et d'amortisseur [CHI 86],[NEL 86].

Actuellement les méthodes courantes pour l'analyse des performances du palier consistent à utiliser les équations de Reynolds. L'air est modélisé comme un gaz parfait dont l'écoulement est compressible laminaire, isotherme, newtonien et sans effets d'inertie. Le phénomène de turbulence est pris en compte grâce à un modèle linéarisé développé par Constantinescu, Ng et Pan [CON 62], [NG 65],[ELR 67] qui permet aussi de faire coexister des zones laminaires et des zones turbu-

lentes (phénomène possible dans le palier). Dès lors les développements élasto-aérodynamiques (couplage fluide-structure) sont apparus. Une telle modélisation de fluide donne d'assez bons résultats et à le mérite de prendre en compte les non linéarités du fluide [HES 92], [CAR 03], [KUM 96].

Pour synthétiser, le comportement du fluide est non-linéaire. Les modèles utilisés peuvent être plus ou moins complexes afin de considérer les phénomènes non-linéaires responsables des instabilités de fonctionnement à hautes vitesses. En se basant sur les considérations évoquées précédemment, on en déduit qu'il est essentiel de prendre en compte les effets de la turbulence à l'aide de l'équation de Reynolds modifiée. Les nombreuses études citées précédemment montrent aussi les limites d'un modèle isotherme. En effet, nous ne pouvons négliger les changements de température dans le fluide [PEN 06], [LIN 94] et il en est de même de l'influence des effets thermiques sur la structure flexible. Cependant, la question des effets thermiques ne sera pas abordée dans cette étude et fait l'objet actuellement d'autres travaux de recherche.

1.2.2.2 Le rotor

Le littérature est riche de modèles élasto-aérodynamiques permettant de caractériser le comportement du rotor au sein des coussinets en terme de performances statiques et dynamiques. La première étape consiste à caractériser le rotor lui même ainsi que la prise en compte ou non des effets gyroscopiques dû au mésalignement. Puis, nous présenterons les méthodes intéressantes de calculs des trajectoires.

1. Rotor déformable / indéformable : Le rotor formé d'acier est souvent assimilé à une structure rigide soutenu par deux coussinets de manière symétrique. Cependant pour de tels conditions de fonctionnement (vitesse, taille, ...) ce n'est pas le cas. Il existe de nombreuses études sur la modélisation plus ou moins fine du rotor déformable soutenu asymétriquement (considération des effets gyroscopiques) [BOU 08]. Les travaux et ouvrages de M. Lalanne et G. ferraris sont une référence dans ce domaine [LAL 90]. Pour la déformation du rotor, les modes propres sont évalués grâce à la methode de Raileigh-Ritz ou des éléments finis [GRA 04].

2. Analyse statique du comportement du rotor au sein du coussinet

Les principales caractéristiques statiques étudiées dans la littérature sont :

- La capacité de charge ,
- Le couple de frottement visqueux en régime permanent et transitoire (arrêt-démarrage),
- Les débits de fluide dans le coussinet,
- Les températures en jeu dans le fluide,
- L'excentricité de l'arbre dans le coussinet,
- La vitesse de rotation du rotor.

L'analyse de leurs évolutions en fonction des paramètres de fonctionnement permet de caractériser le comportement du rotor et d'établir les cartes de stabilité. A titre

1. CONTEXTE ET POSITIONNEMENT

d'exemple, on peut citer l'évolution de la capacité de charge en fonction de la vitesse à excentricité constante ou de la raideur de la structure afin de déterminer la capacité de charge limite pour un cas de fonctionnement donné.

3. Analyse dynamique du comportement du rotor au sein du coussinet :

Il existe différentes approches possibles pour l'analyse dynamique du comportement de l'arbre (rotor). Indépendamment du type d'approche, il faut résoudre simultanément :

- Les équations du film fluide,
- Les équations régissant la déformation de la structure,
- Les équations du mouvement du rotor.

Deux types de démarche sont répertoriés :

(a) Méthode linéaire

Cette méthode, très répandue, détermine à partir d'un point de fonctionnement stable du rotor, les matrices de rigidité et d'amortissement du coussinet afin de réaliser une étude de stabilité ou de calculer la trajectoire du rotor. La position d'équilibre du centre du rotor est perturbée afin d'étudier les petits mouvements du système [KLI 96]. Le problème est ainsi linéarisé (FIG.1.17). Cette analyse permet d'établir les cartes de stabilité en fonction des paramètres du système déterminant ainsi leurs valeurs critiques (vitesse, masse,...).

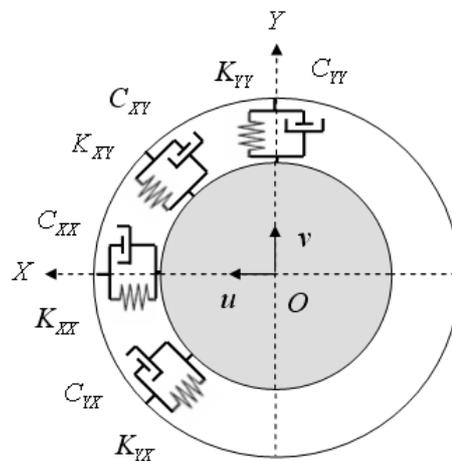


FIGURE 1.17: Schéma modèle palier

Cette méthode n'est valable que sous certaines conditions de fonctionnement et ne permet pas d'étudier les comportements non-linéaires comme lors du passage des vitesses critiques [ABD 82]. En effet, le comportement du film est évalué à l'aide de matrices de rigidité et d'amortissement linéaires, masquant définitivement les non linéarités telles que la compressibilité du gaz et la déformation de la structure.

(b) Méthode non-linéaire

Cette approche consiste en l'application du principe fondamental de la dynamique avec la considération de forces extérieures. Elle permet par une méthode de résolution adaptée de déterminer au mieux le comportement dynamique du palier à feuilles [GRA 04],[IOR 08]. Cette méthode onéreuse en temps de calcul permet d'obtenir des résultats proches du comportement réel sans occulter les non-linéarités.

1.2.3 Positionnement

Les nombreuses études numériques et expérimentales montrent la présence de phénomènes non-linéaires pour chaque composant du palier. Par ailleurs, pour les paliers à feuilles, les modèles actuels (cf. paragraphe précédent) permettent de prendre en compte ces phénomènes pour la partie rotor et fluide. Toujours d'après la littérature, ils ne permettent pas de retrouver les fréquences subsynchrones (whirl/whip). De plus, la structure déformable se comporte de manière fortement non-linéaire pour ces conditions de fonctionnement. Afin de répondre à ces attentes les hypothèses de ce présent travail, seront orientées de manière à apporter un niveau de modélisation supplémentaire à la structure déformable ainsi qu'au fluide. Les approches choisies sont les suivantes :

1. Le rotor

Afin de visualiser les fréquences subsynchrones, et déterminer sans équivoque le rôle du coussinet dans le palier le rotor sera considéré indéformable. La méthode la plus adaptée pour notre étude est une analyse non-linéaire avec l'utilisation des équations du mouvement issues du principe fondamental de la dynamique.

2. Le fluide

Le comportement non linéaire du fluide mince, compressible et considéré isotherme est évalué à l'aide de l'équation de Reynolds modifiée issue des équations de Navier-Stokes. La turbulence présente dans l'écoulement sera prise en compte à l'aide des coefficients de Constantinescu-NG-Pan.

3. La structure souple

Le besoin d'une modélisation plus élaborée, considérant les non-linéarités de la structure flexible notamment l'irréversibilité du comportement est sans conteste nécessaire pour une meilleure évaluation des instabilités du palier. Pour une approche réaliste, la feuille ondulée est modélisée à l'aide d'un assemblage de coques et de plaques, avec prise en compte du frottement sec et de l'interdépendance des éléments entre eux. Les matrices de la structure devront être définies de manière à représenter ces non-linéarités. Par ailleurs, la structure souple est aussi composée de la feuille support dont l'influence est non négligeable [CAR 08]. Elle est prise en compte dans ces travaux.

Dans la suite, nous tâcherons de définir notre nouveau modèle et particulièrement les nouvelles hypothèses de travail pour la modélisation de la structure.

4. Aparté sur les effets thermiques :

Les gradients de températures mis en jeu dans le palier ne peuvent être négligés ($\geq 200^{\circ}\text{C}$), que ce soit pour le coussinet ou le rotor. Différentes études ont montré l'influence de la température sur le comportement statique et dynamique du système [RAD 04],[DYK 04],[SAL 01]. Les effets thermiques ont pour conséquence l'augmentation de la viscosité de l'air et la diminution du module d'Young ce qui influencera la capacité de charge mais aussi le coefficient de frottement sec. Dans la littérature, on retrouve la mesure du coefficient de raideur [HOW 01a] ou encore l'étude numérique des coefficients dynamiques de raideurs et d'amortissements [HOW 01b] en fonction de la température.

Les effets thermiques qui font l'objet de travaux de recherche actuellement devront être couplés dans le futur au présent travail.

1.3 Prise en compte des phénomènes non-linéaires

Les nouvelles hypothèses auront la tâche de pouvoir évaluer le comportement non-linéaire du coussinet.

1.3.1 Structure souple : coque et plaque, couplage flexion / membrane et CT, grands déplacements, dissipation

La structure souple est de part ses dimensions une structure mince. Le modèle le plus approprié pour le comportement de la structure qui va nous permettre de prendre en compte le phénomène de flambage des bumps ainsi que les effets de membrane et de flexion sera assurément le modèle coque - plaque (interdépendants) avec la prise en compte :

- du couplage des effets de flexion et de membrane
- des effets du cisaillement transversal (CT)
- des grands déplacements :
En effet, les bumps ne respectent pas l'hypothèse de petits déplacements et la matrice de rigidité n'est pas constante mais non-linéaire en déplacements. La rigidité de la structure sera ainsi mieux évaluée.
- des dissipations par frottement sec et par flambage :
En effet, lorsque la coque flambe son sommet rentre en contact avec la fondation et provoque à son tour du frottement sec. Par ailleurs, les déplacements de plaques à ses extrémités accentuent le phénomène de flambage des coques. Ainsi nous aurons naturellement l'interaction entre les différents composants de la feuille ondulée, nous serons plus à même d'appréhender l'influence du flambement et du frottement (glissement, adhérence).

1.3.2 Fluide : compressibilité et dissipation visqueuse turbulente

La dissipation visqueuse et le champ de pression dans le fluide sont mal évalués par un modèle laminaire. Ceci implique une modification importante des forces qui viennent solliciter la structure souple et donc celui du rotor. Nous introduisons pour cela les instabilités dues à la turbulence à l'aide de la viscosité effective du modèle de Constantinescu-NG et Pan.

1.4 Synthèse

L'objectif de ce travail est de comprendre et déterminer l'apparition des phénomènes subsynchrones, pour cela nous avons choisi de développer une modélisation plus fine du système raideur-amortisseur de la structure souple. En effet, jusqu'ici modélisée à l'aide de modèles mathématiques avec au mieux un comportement d'hystérésis, la détermination des phénomènes subsynchrones n'est pas probante. La démarche sera donc d'ajouter à des modèles non linéaires pour le rotor et le fluide, un modèle non-linéaire pour la structure souple du palier.

La démarche et les approches sont synthétisées sur la figure suivante (FIG.3.45) :

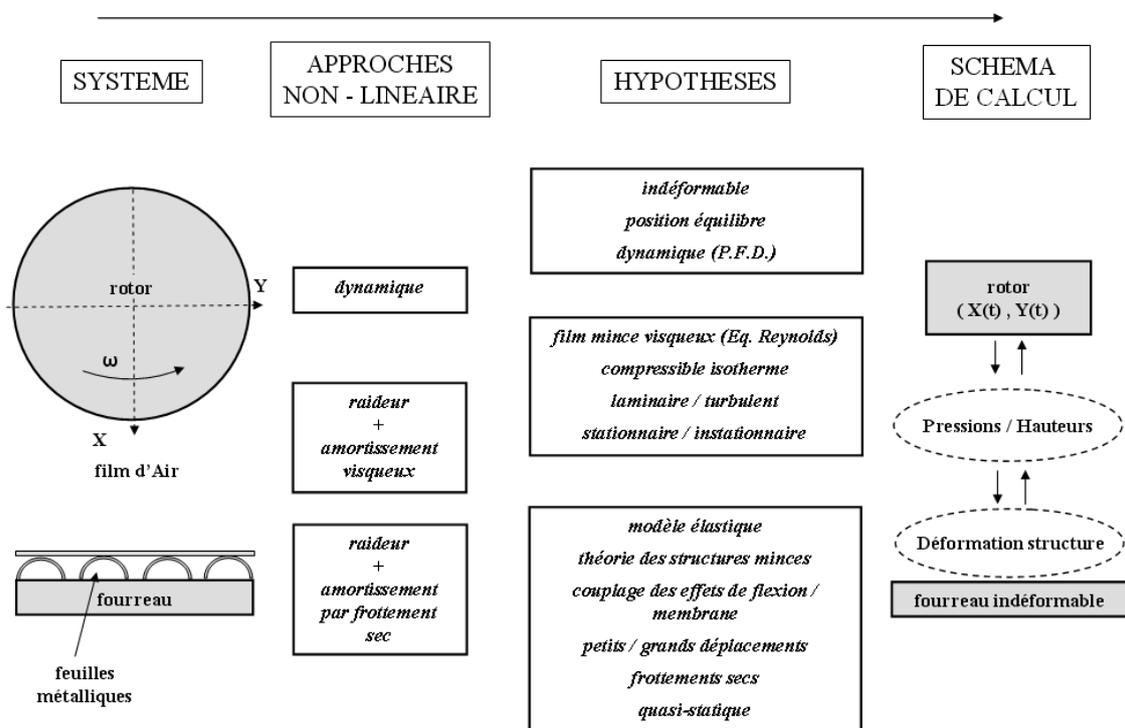


FIGURE 1.18: Hypothèses de travail

L'originalité de ce travail réside dans le choix d'une approche non-linéaire et irréversible pour chaque composant du coussinet et le couplage avec une analyse non linéaire du mouvement du rotor. Afin de mettre en place ces nouvelles hypothèses, nous avons choisi la méthode des éléments finis (MEF) pour la structure, méthode qui présente l'avantage d'une modélisation plus réaliste ainsi que la possibilité de décrire toutes sortes de géométrie.

Chapitre 2

METHODE ET EQUATIONS UTILES

Dans ce second chapitre, nous présenterons les approches choisies pour chaque élément du palier ainsi que les méthodes de résolutions numériques.

Sommaire

2.1	Modélisation des éléments du palier : décomposition en trois zones . . .	24
2.1.1	Détermination du comportement du rotor	24
2.1.2	L'écoulement du film fluide	32
2.1.3	Couplage aéroélastique entre film fluide et la structure souple . . .	41
2.1.4	Déformation des feuilles métalliques	42
2.2	Détermination des paramètres statiques du palier	58
2.3	Schéma des stratégies de calcul	60
2.4	Résultats et comparaisons	61
2.5	Conclusions	70

2.1 Modélisation des éléments du palier : décomposition en trois zones

En décomposant le palier aérodynamique à feuilles, nous distinguons « trois zones » à modéliser : le rotor, le film fluide et les feuilles métalliques. Ce chapitre s'articule autour de ces trois parties.

2.1.1 Détermination du comportement du rotor

Nous cherchons à déterminer le comportement du rotor pour des conditions sévères de fonctionnement. Il s'agit de définir les zones de fonctionnement instable présentant certaines non-linéarités. Il est donc plus indiqué d'utiliser une approche non linéaire en faisant appel au principe fondamental de la dynamique (PFD).

2.1.1.1 Hypothèses et équations

Le rotor de masse $2M$ est assimilé à une structure rigide et soutenu de façon symétrique par deux paliers identiques de longueurs finies (sans mouvement gyroscopique). Cette approche permet d'évaluer le comportement du coussinet seul sur la trajectoire du rotor. Les forces qui agissent sur le rotor sont dues à son propre poids, à un effet du balourd, à des charges dynamiques quelconques non constantes et aux champs de pression dans le film. Chaque force en présence dépend de la position du rotor et de sa vitesse de rotation FIG.2.1, équations (2.1) à (2.5).

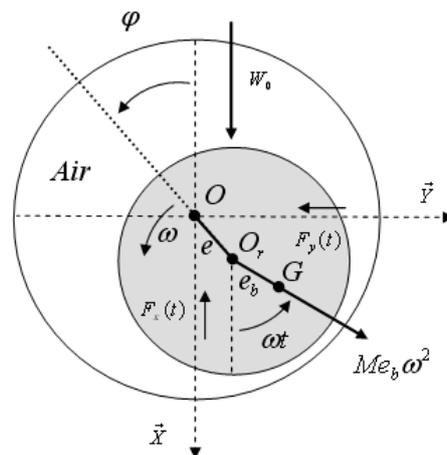


FIGURE 2.1: Schéma de fonctionnement du rotor

Lorsque le rotor est en mouvement, chaque palier supporte :

- une masse M due au rotor,
- une charge statique W_0 ,

- une charge dynamique cyclique de type périodique $W_d(t) = |W_d| \sin \gamma t$ de pulsation γ ,
- une excitation synchrone due à l'effet de balourd caractérisée par son excentricité e_b ,
- les forces aérodynamiques $F(t)$ calculées à partir des champs de pression obtenus par l'intégration des équations de Reynolds instationnaires.

L'application du Principe Fondamental de la Dynamique conduit à :

$$M\ddot{x} = \sum F_{ext/x} \quad (2.1)$$

$$M\ddot{y} = \sum F_{ext/y} \quad (2.2)$$

Soit :

$$M\ddot{x} = W_0 + W_{d,x}(t) + Me_b\omega^2 \cos \omega t + F_x(t) \quad (2.3)$$

$$M\ddot{y} = W_{d,y}(t) + Me_b\omega^2 \sin \omega t + F_y(t) \quad (2.4)$$

Les équations adimensionnées s'écrivent :

$$\overline{M}\ddot{\overline{x}} = \overline{W}_0 + \overline{W}_{d,x}(T) + \overline{M}\varepsilon_b \cos T + \overline{F}_x(T) \quad (2.5)$$

$$\overline{M}\ddot{\overline{y}} = \overline{W}_{d,y}(T) + \overline{M}\varepsilon_b \sin T + \overline{F}_y(T) \quad (2.6)$$

Avec x et y les coordonnées du centre du rotor telles que $\overrightarrow{OO_r} = x\overrightarrow{X} + y\overrightarrow{Y}$. Les termes s'adimensionnent comme suit :

- les forces $\overline{F} = \frac{F}{P_a R^2}$
- les coordonnées et distances par rapport à $C_0 = R - R_r$ le jeu sans déformation
- l'excentricité de balourd $\varepsilon_b = \frac{e_b}{C_0}$,
- le temps t tel que $T = \omega t$
- la masse $\overline{M} = \frac{MC_0\omega^2}{P_a R^2}$

Avec

- P_a la pression ambiante
- R le rayon du coussinet
- R_r le rayon du rotor

2.1.1.2 Recherche de la position d'équilibre

Afin de déterminer la trajectoire du rotor, nous choisissons la position d'équilibre comme position initiale du rotor à $t = 0$. En effet, la trajectoire évolue autour de cette position. De plus, l'évolution de la trajectoire sans influence d'aucunes forces extérieures permettra de déterminer si le point de fonctionnement est stable. Le calcul de cette

position d'équilibre nécessite simultanément :

- la garantie de l'équilibre des forces entre la charge portante du palier et la charge statique appliquée au rotor
- la détermination de la configuration géométrique correspondante (e, φ)

Par conséquent, le schéma de résolution basé sur une méthode de dichotomie s'articule sur deux boucles d'itérations (FIG.2.2). Une première boucle permet de déterminer la valeur de l'excentricité relative du rotor avec un critère d'évaluation sur l'équilibre des forces. Dès lors que l'équilibre est trouvé, l'autre boucle évalue la valeur de l'angle de calage du rotor.

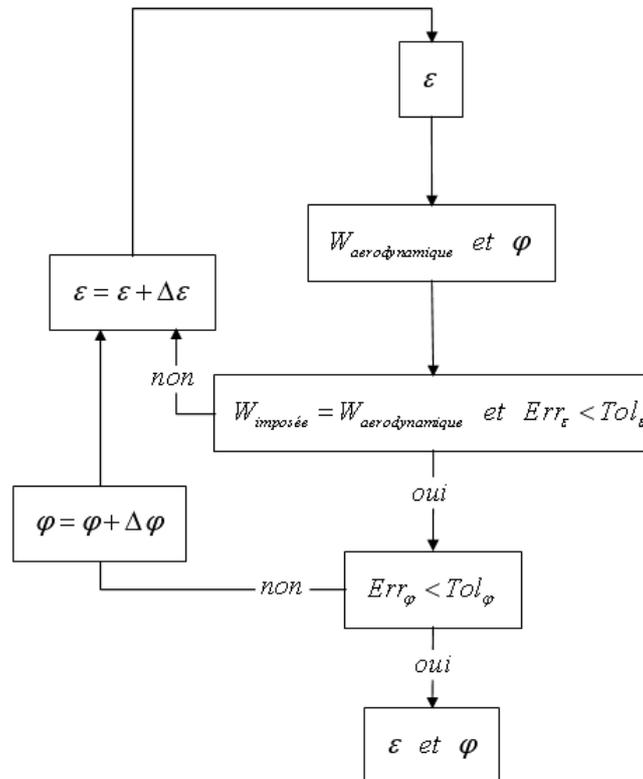


FIGURE 2.2: Algorithme de recherche de la position d'équilibre du rotor au sein du coussinet

2.1.1.3 Résolution des équations du mouvement

Les équations du mouvement sont résolues à l'aide de l'algorithme de Verlet. Cette méthode de résolution permet de réduire les erreurs de calcul et présente une meilleure stabilité numérique comparée à l'algorithme d'Euler. Le calcul se déroule de la façon

suivante :

- A l'instant t , pour une position $\{X(t)\} = \begin{Bmatrix} x(t) \\ y(t) \end{Bmatrix}$ et des vitesses $\{V\} = \begin{Bmatrix} V_x(t) \\ V_y(t) \end{Bmatrix}$ du centre du rotor, on détermine, dans l'ordre :

- Les forces aérodynamiques par intégration du champ de pression obtenu par la résolution de l'équation de Reynolds en instationnaire

$$\{F(t)\} = \begin{Bmatrix} F_x(t) \\ F_y(t) \end{Bmatrix}$$

- Les accélérations

$$\{A(t)\} = \begin{Bmatrix} A_x(t) \\ A_y(t) \end{Bmatrix}$$

à l'aide des équations de la dynamique

- A l'instant $t + \Delta t$, la nouvelle position est donnée par :

$$\{X(t + \Delta t)\} = \{X(t)\} + \Delta t \{V_X(t)\} + \frac{\Delta t^2}{2} \{A_X(t)\} + o(\Delta t^2)$$

- Puis les nouvelles composantes des forces aérodynamiques sont obtenues $\{F(t + \Delta t)\}$
- Ensuite les nouvelles composantes de l'accélération $\{A(t + \Delta t)\}$
- Les nouvelles composantes de la vitesse sont données par l'approximation suivante :

$$\{V(t + \Delta t)\} = \{V_X(t)\} + \frac{\Delta t}{2} (\{A(t)\} + \{A(t + \Delta t)\}) + o(\Delta t)$$

La stabilité de l'orbite est déterminée sur k périodes du mouvement kT à l'aide du critère suivant qui constitue le test d'arrêt du calcul de la trajectoire, l'erreur en moyenne quadratique :

$$\sqrt{\left(\frac{x(t) - x(t - kT)}{x(t)}\right)^2 + \left(\frac{y(t) - y(t - kT)}{y(t)}\right)^2} \leqslant Tolerance$$

2. METHODE ET EQUATIONS UTILES

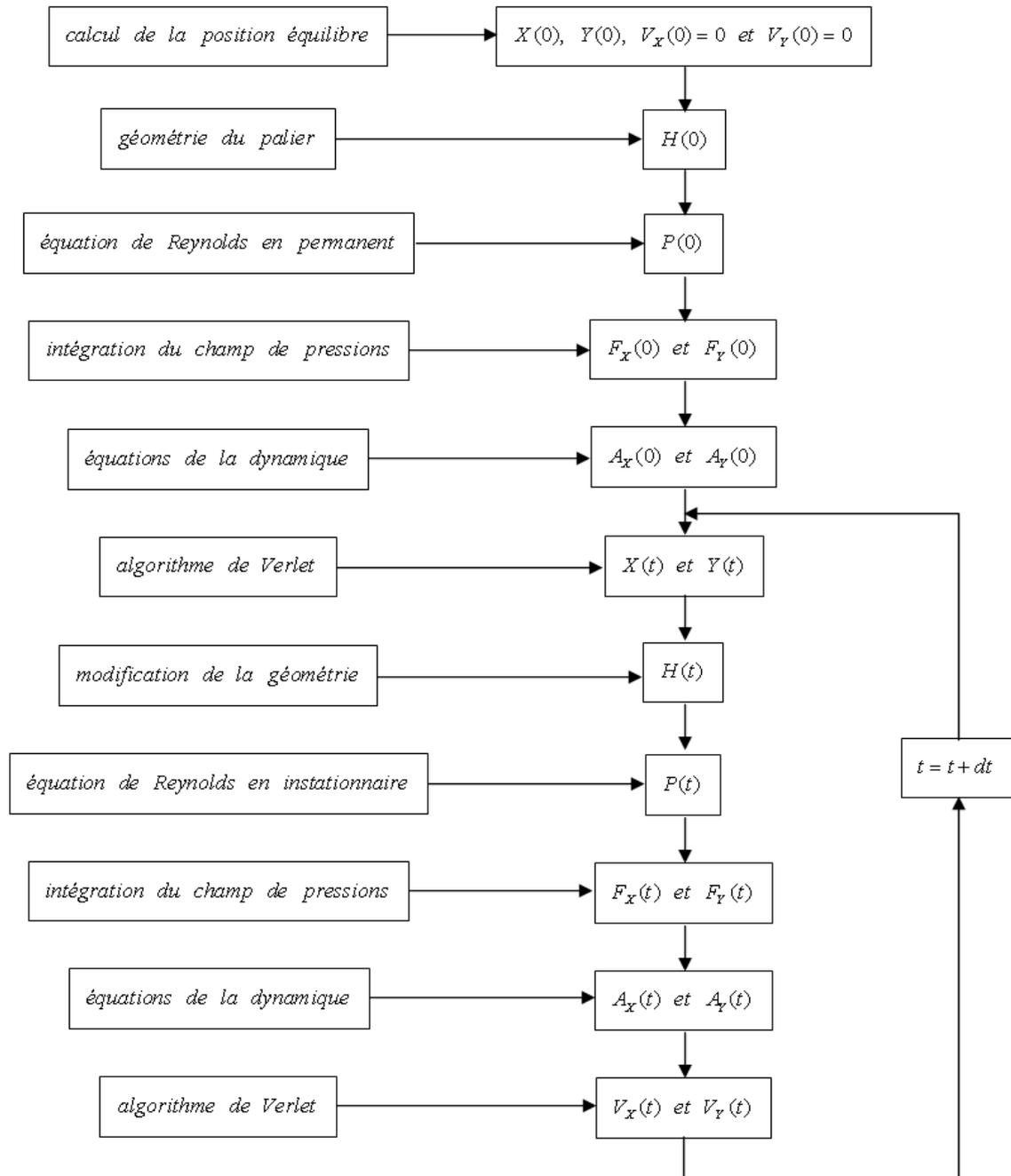


FIGURE 2.3: Algorithme de Verlet

Avec $k \geq 1$ un entier positif qui dépend du cas étudié et la tolérance est généralement prise inférieure à 0.01.

Le choix du pas de temps :

Le pas de temps est choisi par rapport à la période de rotation T avec $N_t \Delta t = T$ et N_t un entier positif.

En valeur adimensionnée :

$$\Delta t = \frac{2\pi}{N_t}$$

Le schéma de résolution de type explicite nécessite de porter une attention particulière sur le choix du pas de temps, et par conséquent sur le choix de N_t , afin de garantir la stabilité du schéma numérique. Cette valeur dépend du problème étudié cependant il n'existe pas pour les problèmes non-linéaires une façon générale de la prévoir. Une mauvaise estimation du pas de temps peut avoir plusieurs conséquences sur les calculs. Pour s'assurer de la validité du résultat, on utilise communément les indicateurs suivants [ABD 82] :

- la position du centre de l'orbite : elle est en règle générale proche de celle calculée en régime statique. Elle peut présenter malgré une bonne approximation de l'excentricité, un angle de calage très différent de celui calculé à l'équilibre, cela peut être du à une surestimation du pas de temps.
- la hauteur minimale du film d'air : elle peut atteindre sa limite maximale pour des conditions de chargement ou de fonctionnement du palier trop sévères. Cependant, ceci peut être du à une erreur de calcul causée par une valeur trop élevée du pas de temps. Il est nécessaire dans ce cas d'effectuer des calculs avec différents pas de temps.
- la variation de la pression maximale : un pas de temps trop grand conduit à une variation trop importante de la pression maximale. Cette grande variation traduit généralement une instabilité numérique. Il est donc nécessaire de vérifier la continuité des variations de la pression maximum.

Seuil de stabilité :

Pour définir la stabilité d'un point de fonctionnement, le système est étudié sans prise en compte des excitations extérieures telles que l'excentration de balourd et les efforts périodiques de type cyclique (la position d'équilibre statique sous chargement définie la condition initiale). La carte de stabilité de fonctionnement du palier se fait à l'aide d'un balayage en vitesse de rotation pour plusieurs masses de rotor. On retrouve trois types de fonctionnement :

- Le point de fonctionnement est stable : le centre du rotor tend vers la position d'équilibre statique (FIG.2.5)
- Le point de fonctionnement est proche de la frontière de stabilité : la trajectoire du centre du rotor en régime établi est orbitalement stable (FIG.2.6)

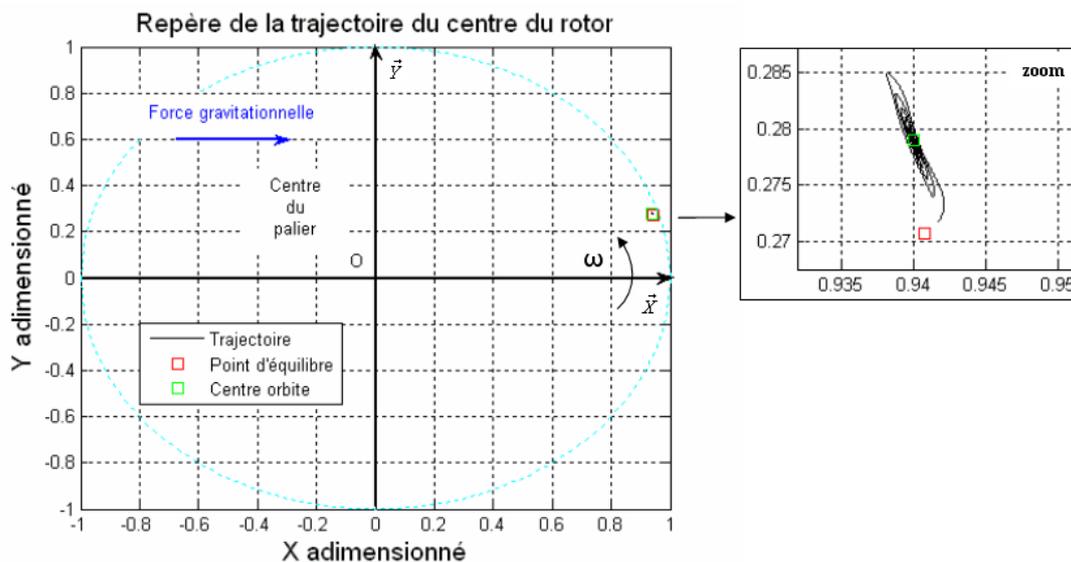


FIGURE 2.4: Repère de la trajectoire du rotor

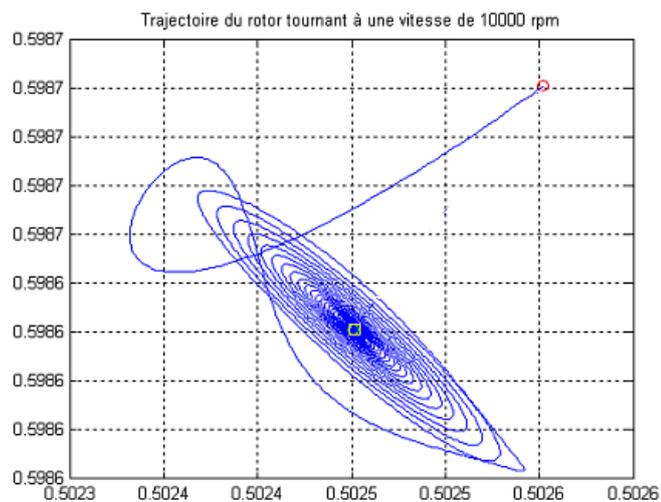


FIGURE 2.5: Fonctionnement stable

- Le point de fonctionnement est instable : la trajectoire est divergente (FIG.2.7)

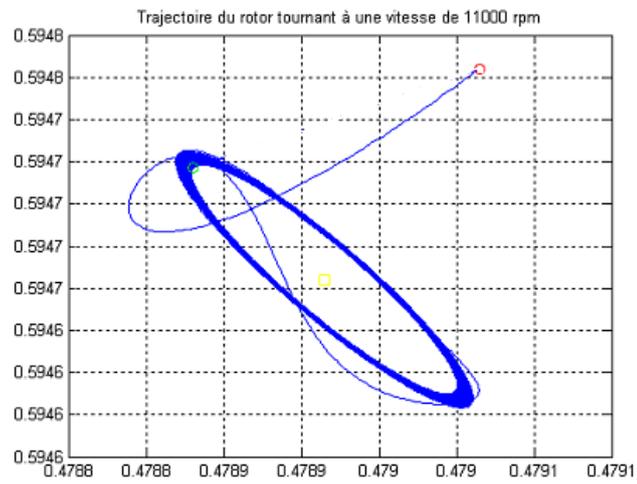


FIGURE 2.6: Fonctionnement orbitalement stable : limite de stabilité

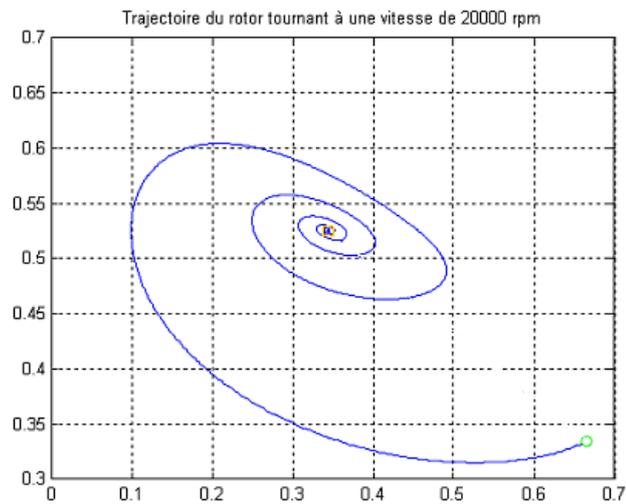


FIGURE 2.7: Fonctionnement instable

2.1.2 L'écoulement du film fluide

La détermination de la trajectoire du rotor dépend du calcul des champs de pression dans le film fluide compressible qui nous permettra d'obtenir les forces aérodynamiques qui agissent sur le rotor. Nous allons introduire ici les équations et hypothèses qui permettent de les déterminer.

2.1.2.1 Détermination des champs de pressions : mise en équations

On écrit les principes de la physique macroscopique dans un repère Eulérien, à savoir le principe de conservation de la masse et le principe fondamental de la dynamique. On obtient les équations de Cauchy :

Équations de Cauchy :

$$\frac{d\rho}{dt} + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.7)$$

$$\rho \frac{du_i}{dt} = \rho f_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} \quad (2.9)$$

$i, j = 1, 3$

Avec

- x_i les positions des particules fluides,
- u_i les vitesses des particules fluides,
- ρ la masse volumique,
- f_i les forces volumiques,
- σ_{ij} le tenseur des contraintes.

La loi de comportement rhéologique pour des fluides newtoniens s'écrit :

$$\sigma_{ij} = (-p + \lambda\theta)\delta_{ij} + 2\mu(\varepsilon_{ij})$$

Avec

- θ taux de dilatation cubique
- λ et μ les coefficients de lamé,
- ε_{ij} le tenseur des taux de déformations,
- δ_{ij} le symbole de Kronecker,
- p la pression.

L' équation de Reynolds des films minces visqueux est obtenue en introduisant la loi de comportement des fluides newtoniens et des gaz parfaits isothermes dans les équations de Cauchy en considérant la hauteur du film fluide très petite devant la largeur et la longueur du contact.

Les hypothèses simplificatrices pour la formulation de l'équation de Reynolds dans le cas des paliers à gaz sont les suivantes :

- le milieu est continu,
- le fluide est newtonien,
- l'écoulement est laminaire,
- les forces massiques sont négligeables,
- les forces d'inertie sont négligeables devant les forces de viscosité,
- il n'y pas de glissement entre le fluide et les parois,
- la courbure du film fluide est négligée,
- la viscosité et la masse volumique du fluide ne varient pas suivant l'épaisseur du contact,
- l'épaisseur du film fluide est très faible devant la largeur et la longueur du contact,
- le fluide est assimilable à un gaz parfait et l'écoulement est isotherme

$$\frac{\textit{pression}}{\textit{masse volumique}} = \textit{constante}$$

- l'écoulement est isovisqueux.

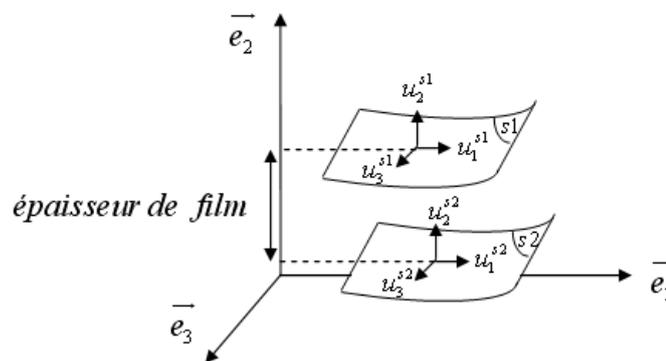


FIGURE 2.8: Schéma des variables du film fluide

On obtient alors :

Équation de Reynolds :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{ph^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{ph^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right] \quad (2.10)$$

$$= 6h \frac{\partial}{\partial x} [p(u_1^{s1} + u_1^{s2})] + 6p(u_1^{s1} + u_1^{s2}) \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.11)$$

$$+ 6h \frac{\partial}{\partial z} [p(u_3^{s1} + u_3^{s2})] + 6p(u_3^{s1} + u_3^{s2}) \frac{\partial h}{\partial z} \quad (2.12)$$

$$+ 12pu_2^{s2} + 12h \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.13)$$

Avec

- p le champ de pressions,
- h le champ de hauteurs,
- sk les surfaces,
- u_i^{sk} les composantes des vitesses suivants les axes \vec{e}_i ,
- $i = 1, 3$ et $k = 1, 2$ les indices de vitesses,
- x, y, z les coordonnées des particules fluides.

La configuration particulière du palier cylindrique nous permet d'écrire l'équation de Reynolds en coordonnées cylindriques [FRE 95] :

Équation de Reynolds instationnaire adimensionnée et en coordonnées cylindriques pour un film mince compressible, isotherme, laminaire :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{PH^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{PH^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right] \quad (2.14)$$

$$= \Lambda \frac{\partial PH}{\partial \theta} + 2\Lambda \frac{\partial PH}{\partial T} \quad (2.15)$$

Avec

- p_a la pression ambiante
- Les variables adimensionnées :
 $H = \frac{h}{C_0}, Z = \frac{z}{R_r}, T = \omega t, P = \frac{p}{p_a}$
- Le nombre de compressibilité du fluide qui dépend des caractéristiques géométriques et de fonctionnement s'écrit :

$$\Lambda = \frac{6\mu\omega}{p_a} \left(\frac{R_r}{C_0} \right)^2$$

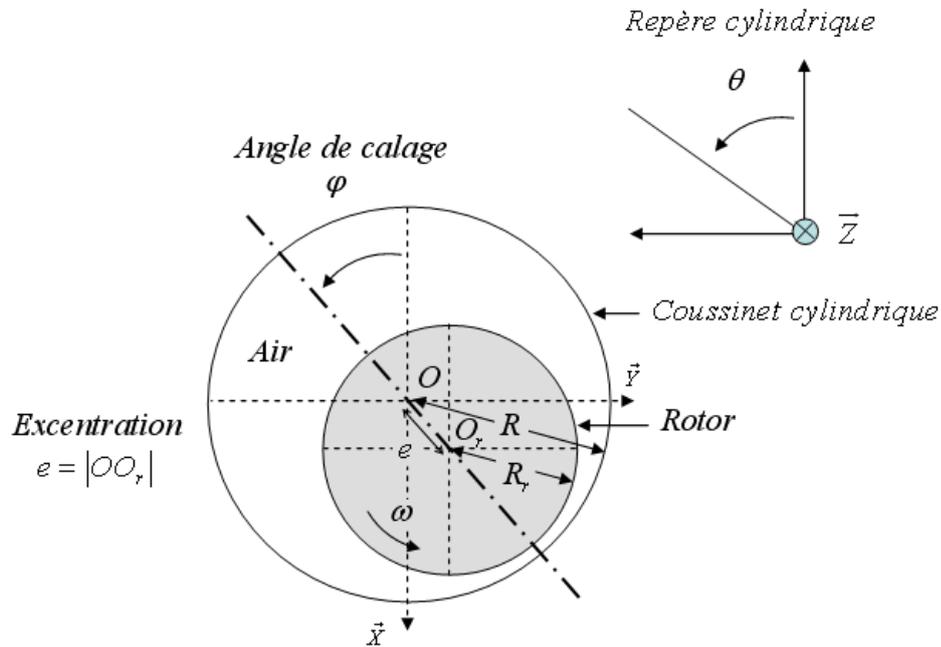


FIGURE 2.9: Repère cylindrique du palier

Prise en compte de la turbulence :

Dans notre cas, pour des vitesses de rotation élevées l'hypothèse d'écoulement laminaire n'est plus vérifiée. On utilise alors l'approche développée par Contantinescu-Ng et Pan qui introduit le concept de viscosité effective ([FRE 95]) afin de prendre en compte les effets de turbulence. Ce modèle reste valable pour un nombre de Reynolds $R_e \leq 20000$. On obtient l'équation de Reynolds instationnaire adimensionnée en coordonnées cylindriques pour un film mince visqueux compressible, isotherme et turbulent que l'on appelle l'équation de Reynolds modifiée :

Équation de Reynolds modifiée en coordonnées cylindriques adimensionnée [FRE 95] :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{PG_\theta H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{PG_Z H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right] - \frac{\Lambda}{12} \frac{\partial PH}{\partial \theta} - \frac{\Lambda}{6\omega} \frac{\partial PH}{\partial T} = 0 \quad (2.16)$$

Pour $R_{e_{local}} \geq 2000$ $G_\theta = \frac{1}{12+0.0136R_{e_{local}}^{0.9}}$ et $G_Z = \frac{1}{12+0.0043R_{e_{local}}^{0.96}}$

Pour $R_{e_{local}} < 2000$ $G_\theta = G_Z = \frac{1}{12}$

Les coefficients G_θ et G_Z sont obtenus par expérimentation et ne peuvent être considérés que si l'écoulement est de type turbulent "couette" c'est à dire si le nombre de Reynolds de couette local $R_{e_{local}} \geq 2000$

2.1.2.2 Détermination des champs de hauteurs et conditions aux limites

Pour un palier cylindrique sans déformation du coussinet, le champ de hauteurs adimensionné en coordonnées cylindriques s'écrit :

$$H_0 = 1. + \varepsilon \cos(\theta - \varphi)$$

Avec φ est l'angle de calage

Le champ de hauteur avec la déformation de la structure souple $H_{structure}$ que l'on caractérisera plus loin s'écrit :

$$H = H_0 + H_{structure}$$

Conditions aux limites :

- Le long du palier suivant \vec{Z} , l'alimentation est telle que $P_{z=0} = P_{z=L} = P_a$ ce qui implique l'existence d'un gradient de pression dans cette direction. Malgré l'existence de cet écoulement de Poiseuille souvent négligeable dans notre cas devant celui de Couette (au vu des valeurs de vitesse impliquées), on a choisit de négliger ce phénomène pour la caractérisation de la turbulence.
- Dans le plan perpendiculaire à \vec{Z} suivant la circonférence du palier, il existe trois types d'hypothèses généralement admises :
 - Conditions de Sommerfeld :
Le film lubrifiant est supposé continu sans possible rupture, la pression reste toujours positive. Ceci n'est valable que pour les paliers fonctionnant à de très faibles charges ou avec des pressions d'alimentation importantes (très supérieures à la pression de vapeur saturante). Le champ de pression obtenu après résolution est antisymétrique.
 - Conditions de Gumbel :
Le film lubrifiant peut être discontinu, c'est à dire avec une possibilité de rupture, la pression est annulée quand elle est négative. Cela revient à les négliger dans la solution de Sommerfeld.
 - Conditions de Reynolds :
Le débit de lubrifiant est considéré continu dans le palier. Ainsi pour une abscisse circonférentielle donnée la pression et le gradient s'annulent. Ce sont les conditions les plus proches de la réalité et retenues pour cette étude.

L'air ne produit pas de phénomènes de cavitation, il peut donc exister des zones où la pression est inférieure à la pression ambiante. Dans le cas du coussinet déformable ceci est corrigé par le soulèvement des feuilles jusqu'à obtenir l'équilibre des forces sur les feuilles supérieures [HES 83].

Les équations et hypothèses étant posées, dans la suite nous tâcherons de détailler les méthodes utilisées afin de résoudre les équations non linéaires obtenues.

2.1.2.3 Résolution de l'équation de Reynolds modifiée

Discrétisation temporelle et schéma de résolution implicite :

Le schéma de résolution choisi est la méthode d'Euler implicite qui nous permet d'être inconditionnellement stable quelque soit le pas de temps. Le pas de discrétisation temporel est pris égal à Δt utilisé pour le calcul de la trajectoire du rotor :

Discrétisation temporelle de l'équation de Reynolds modifiée :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{PG_{\theta}H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right]_{i,j}^{t+dt} + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{PG_ZH^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right]_{i,j}^{t+dt} \quad (2.17)$$

$$- \frac{\Lambda}{12} \frac{\partial PH^{t+dt}}{\partial \theta}_{i,j} - \frac{\Lambda}{6\omega} \left[H_{i,j}^t \frac{P_{i,j}^{t+dt} - P_{i,j}^t}{\Delta t} + P_{i,j}^t \frac{H_{i,j}^{t+dt} - H_{i,j}^t}{\Delta t} \right] = O(\Delta t) \quad (2.18)$$

A chaque pas de temps, pour une discrétisation spatiale choisie initialement (la méthode des différences finies centrées), la résolution se fera à l'aide de la méthode de Newton raphson.

Discrétisation spatiale et méthode des différences finies centrées :

Les hauteurs de film étant faibles devant la longueur et la largeur du contact, La résolution par différences finies centrées communément utilisée pour des films minces est suffisante et efficace. Pour cela, on considère le palier développé dans le sens radial en négligeant sa courbure comme suit (FIG.2.10). On découpe le domaine en rectangles élémentaires :

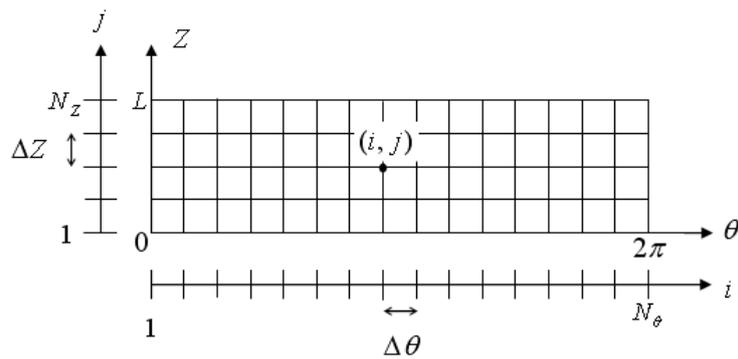


FIGURE 2.10: Maillage du film fluide

Avec les pas de discrétisation spatiale adimensionnés

$$\Delta \theta = \frac{2\pi}{N_{\theta} - 1}$$

$$\Delta Z = \frac{L/R}{N_Z - 1}$$

En chaque point du maillage (i, j) , on définit les dérivées des champs de pression et de hauteurs en fonction des points précédents et suivants :

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(i, j)}{\partial \theta} &= \frac{P(i+1, j) - P(i-1, j)}{2\Delta\theta} + o(\Delta t^2) \\ \frac{\partial P(i, j)}{\partial Z} &= \frac{P(i, j+1) - P(i, j-1)}{2\Delta Z} + o(\Delta t^2) \\ \frac{\partial^2 P(i, j)}{\partial \theta^2} &= \frac{P(i+1, j) - 2P(i, j) + P(i-1, j)}{\Delta\theta^2} + o(\Delta t^2) \\ \frac{\partial^2 P(i, j)}{\partial Z^2} &= \frac{P(i, j+1) - 2P(i, j) + P(i, j-1)}{\Delta Z^2} + o(\Delta t^2) \end{aligned}$$

L'équation de Reynolds est alors réécrite en appliquant les relations précédentes à l'intérieur du domaine, la pression est imposée sur les frontières. Nous obtenons alors un système de $(N_\theta - 2)(N_Z - 2)$ équations à autant d'inconnues.

Résolution par la méthode de Newton-Raphson :

Le problème consiste à résoudre une équation non linéaire instationnaire et pour cela la méthode de Newton-Raphson est très appropriée. Nous allons donc chercher à l'aide d'itérations successives à réduire les résidus en introduisant la position du rotor en régime permanent en tant que position initiale. En effet, le mouvement du rotor reste proche de la position d'équilibre. La méthode de différences finies conduit à une formulation discrétisée qui peut s'écrire sous la forme suivante :

$$[F(P)]\{P\} = 0$$

Avec

$$\begin{aligned} \{P\} &= {}^t \langle \dots, P_l, \dots \rangle \\ [F(P)] &= {}^t \langle \dots, F_k(P), \dots \rangle \\ F_k(P) &= \langle \dots, F_{kl}(P), \dots \rangle \\ l, k &= \text{fonction}(i, j) \end{aligned}$$

$l, k = 1, (N_\theta - 2)(N_Z - 2)$ et $[F]$ la matrice constituée des vecteurs F_k .

Dans la suite, on remplace $\{P\}$ par P pour simplifier les notations. La méthode de résolution consiste à construire une suite de solution $P^0, P^1, \dots, P^n, P^n$ étant calculée à partir de P^{n-1} . A l'itération $n - 1$, supposons que nous ayons obtenu une approximation de P^{n-1} de la solution du système linéaire tel que le résidu $R(P^{n-1})$ ne soit pas nul :

$$[F(P^{n-1})]P^{n-1} = R(P^{n-1}) \neq 0$$

2. METHODE ET EQUATIONS UTILES

A l'itération n nous cherchons une approximation P^n de la solution telle que :

$$R(P^n) = R(P^{n-1} + \Delta P^n) \approx 0$$

L'algorithme de résolution est obtenu en développant ce résidu en série de Taylor au premier ordre au voisinage de P^{n-1} :

$$R(P^{n-1} + \Delta P^n) = R(P^{n-1}) + \frac{\partial R}{\partial P^{n-1}} \Delta P^n + O((\Delta P^n)^2) = 0$$

D'où en négligeant les termes d'ordre supérieure à 1 :

$$-\frac{\partial R}{\partial P^{n-1}} \Delta P^n = R(P^{n-1})$$

Ceci nous conduit à résoudre :

$$\sum_{l=0}^{(N_\theta-2)(N_z-2)} \frac{\partial F_k}{\partial P_l} \Delta P_l = -F_k(P)$$

Sous forme matricielle l'équation s'écrit comme suit :

$$[J] \Delta P = -[F]$$

avec les termes J_{kl} de la matrice jacobienne $[J]$:

$$J_{kl} = \frac{\partial F_k}{\partial P_l}$$

Ce système matriciel est résolu par un algorithme basé sur la méthode de Gauss et optimisé pour les matrices bandes. Chaque correction ΔP est alors ajoutée au vecteur solution de la manière suivante :

$$P^{n+1} = P^n + \omega_r \Delta P$$

Avec ω_r facteur de relaxation.

Le processus est itéré jusqu'à la convergence que nous définissons à l'aide de l'indicateur d'erreur sur P suivant :

$$err_P = \sup_l \left| \frac{P_l^{n+1} - P_l^n}{P_l^n} \right| \leq Tolerance_P$$

Les termes de la matrice Jacobienne font apparaître des termes en $\frac{dH}{dP}$, ils feront l'objet d'un paragraphe particulier suite à l'approche choisie pour la modélisation de la structure souple en sachant que

$$H = H_0 + H_{structure}$$

2.1.3 Couplage aéroélastique entre film fluide et la structure souple

Dans le modèle de structure présenté, on a une relation directe entre la déformation de la structure et l'épaisseur du film d'air. Ce n'est pas le cas pour la pression du film d'air. En effet, on ne peut évaluer le terme suivant présent dans les termes de la matrice Jacobienne $\frac{dH}{dP}$.

En prenant la hauteur de film d'air incluant la déformation de la structure en tant que fonction implicite de la pression, on s'affranchit des problèmes de couplage aéroélastique entre la structure et le film d'air. Le calcul du champ de pression et le calcul de la déformation des feuilles sont traités séparément (couplage faible) :

$$\frac{dH}{dP} = 0$$

A chaque pas d'itération dans la boucle d'évaluation de la pression par la méthode itérative de Newton-Raphson, on réévalue la déformation des feuilles. On peut ainsi choisir un modèle quelconque de structure sans modifier l'algorithme de calcul de résolution de l'équation de Reynolds.

2.1.4 Déformation des feuilles métalliques

La première étape de l'étude de la déformation des feuilles passe par la détermination des tenseurs de déformation de la structure flexible. Les caractéristiques du matériau ainsi que les sollicitations en présence nous permettent de nous placer dans le cas des solides élastiques. Les difficultés de modélisation du comportement du système se situent au niveau des non linéarités géométriques en présence. Dans notre cas d'étude elles sont les suivantes :

- Les grands déplacements : l'hypothèse de petits déplacements n'est absolument pas valable pour les bumps et peut mener à négliger certains phénomènes prépondérants. Il est donc indispensable de travailler en grands déplacements.
- Le phénomène de flambage des structures minces
- Les conditions aux limites avec la présence de frottements secs :
 - feuille ondulée / feuille support
 - feuille ondulée / fourreau

2.1.4.1 Matrice de rigidité et modèle de frottement sec

Surface moyenne et section droite :

Les feuilles métalliques qui composent le palier sont des structures minces de par leurs dimensions. Ces structures sont particulières car elles sont toutes gérées par un même type de comportement à travers l'épaisseur. Leur étude est plus complexe (non linéarités géométriques) que celle des structures tridimensionnelles. Aujourd'hui on obtient de bons résultats grâce à la méthode des éléments finis [BAT 92][BAT 90a][BAT 90b].

Une structure mince est modélisée par sa surface moyenne (FIG.2.11).

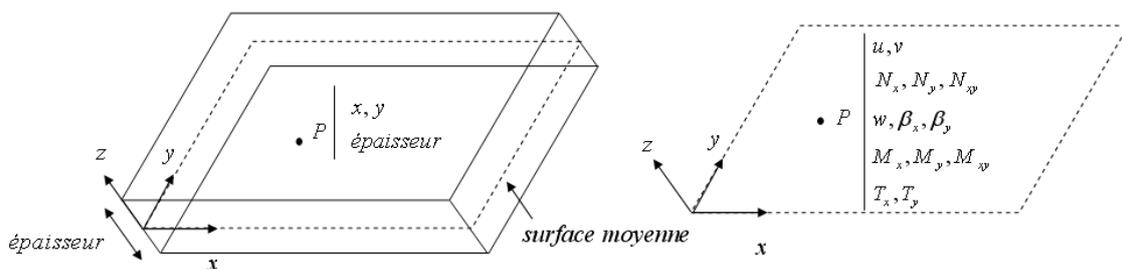


FIGURE 2.11: Surface moyenne d'une structure mince et variables cinématiques

Pour une structure mince, nous cherchons à connaître les déplacements d'un point P appartenant à la surface de référence (la surface moyenne) auquel nous ajoutons une hypothèse de comportement dans l'épaisseur. La théorie des plaques que nous considérons dans la suite est basée sur l'hypothèse de sections droites qui considèrent que les points

matériels situés sur une normale à la surface moyenne non déformée restent sur une droite dans la configuration déformée. Il en résulte que les champs de déplacements dans le plan moyen (u, v) varient linéairement dans l'épaisseur en z et le déplacement transversal (w) n'est fonction que de x et y .

Les déplacements s'écrivent :

$$U(x, y, z) = \begin{pmatrix} u(x, y, z) \\ v(x, y, z) \\ w(x, y, z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u(x, y) \\ v(x, y) \\ w(x, y) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} z\beta_x \\ z\beta_y \\ 0 \end{pmatrix}$$

Avec

- $u = u(x, y, z)$ le déplacement dans le plan moyen suivant x
- $v = v(x, y, z)$ le déplacement dans le plan moyen suivant y
- $w = w(x, y, z)$ le déplacement transversal suivant z
- β_x la rotation de la normale à la surface moyenne dans le plan (y, z)
- β_y la rotation de la normale à la surface moyenne dans le plan (x, z)

Afin de prendre en compte le cisaillement transverse, on choisit l'hypothèse de Mindlin-Reissner qui est une généralisation de l'hypothèse de section droite de Kirschhoff-Love. Le cisaillement transversal est non négligeable si [ZIE 77]

$$4 \leq \frac{L_{\text{caractéristique}}}{\text{épaisseur}} \leq 20$$

Flambage élastique statique :

Une structure est en équilibre stable si pour un type de sollicitation, la structure tend à revenir à sa première configuration lorsqu'elle en est légèrement écartée. Dans le cas contraire, l'équilibre est dit instable. Dans ce cas la structure peut changer de forme, on parle alors de flambage. Le flambage correspond à la disproportionnalité entre les charges et l'accroissement des déplacements, il s'agit donc d'une non-linéarité géométrique dans le cas élastique.

Le flambement se produit pour des structures minces et élancées pour lesquelles la raideur de flexion est beaucoup plus faible que la raideur de membrane. Ce qui sera notre cas, on aura donc des flèches non négligeables pour des accroissements de chargement relativement faible.

Le domaine de définition étant restreint au cas élastique, nous parlerons ici que de flambement élastique. Cela correspond au cas où la charge critique est inférieure à la limite d'élasticité du matériau. Le travail sur les déplacements de la structure des feuilles sera considéré comme quasi-statique, on se place donc dans le cas de flambement élastique statique. Le processus de chargement sera suffisamment petit pour que la structure puisse être considérée à tout instant en état d'équilibre quasi-statique.

2. METHODE ET EQUATIONS UTILES

Efforts internes pour une structure mince :

Une structure mince a des effets de flexion très importants. Par ailleurs des effets de membrane et de cisaillement transverse sont aussi présents.

- N_x, N_y, N_{xy} représentent les efforts résultants de membrane
- u, v les déplacements de membrane
- M_x, M_y, M_{xy} représentent les moments de flexion
- w le déplacement de flexion
- T_x, T_y représentent les efforts tranchants (cisaillement transversal)
- β_x la rotation de la normale à la surface moyenne dans le plan (y, z)
- β_y la rotation de la normale à la surface moyenne dans le plan (x, z)

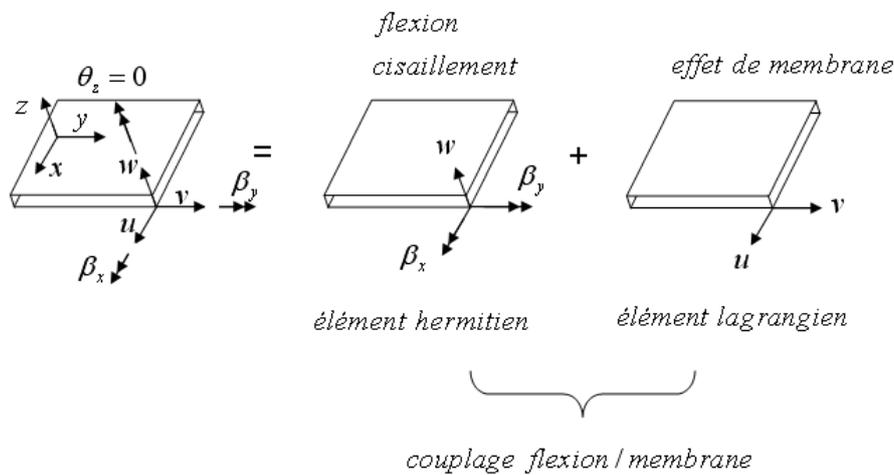


FIGURE 2.12: Efforts internes de la structure mince

On écrit alors le tenseur des déformation ϵ_{St} :

$$\epsilon_{St} = \begin{pmatrix} \epsilon^{membrane/cisaillement} \\ \epsilon^{flexion} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \\ \gamma_{xy} \\ -\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \\ -\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \\ -2\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \end{pmatrix}$$

Grands déplacements des bumps :

Les sollicitations se localisent aux extrémités des bumps soit à leurs sommets soit aux bords droit et gauche, nous sommes donc en présence de grands déplacements pour les bumps au vu de l'importance des forces en jeu.

Avec la prise en compte des grands déplacements pour les bumps, on choisit d'introduire à chaque incrément de sollicitation une nouvelle matrice des contraintes initiales à partir du tenseur des déformations calculé à l'incrément précédent [BAU 03] :

$$\epsilon_{St} = \begin{pmatrix} \epsilon_{PD}^{membrane/cisaillement} \\ \epsilon_{PD}^{flexion} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_{GD}^{membrane/cisaillement} \\ \epsilon_{GD}^{flexion} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \\ -\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \\ -\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \\ -2\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \\ \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Avec

- PD pour Petits Déplacements
- GD pour Grands Déplacements

caractérisation de la structure mince :

La feuille ondulée est formée d'un assemblage de coques et de plaques (FIG.2.10)

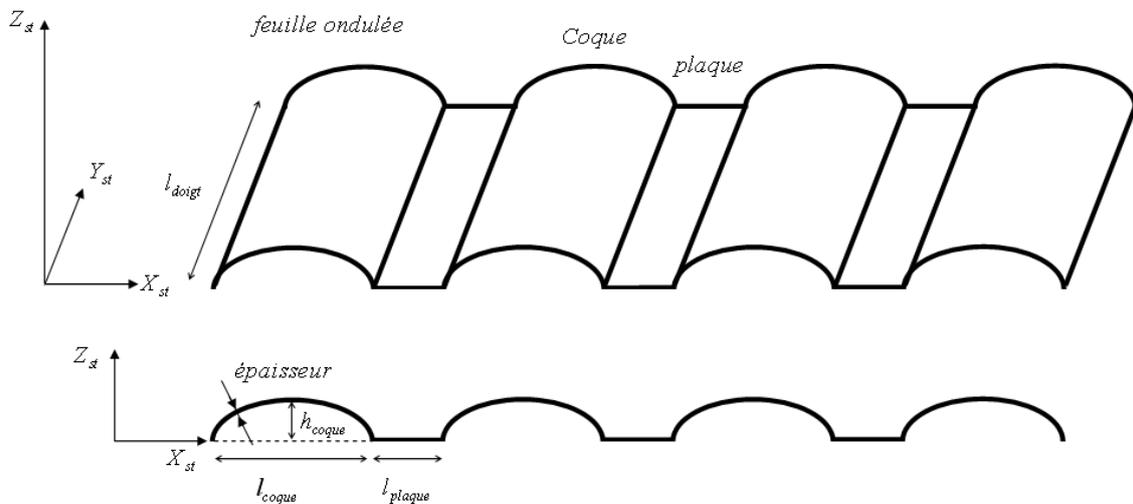


FIGURE 2.13: Feuille ondulée : assemblage de coques et de plaques

La théorie des plaques s'applique aux coques moyennant une transcription dans le repère global de la coque [ZIE 77].

Dans la continuité de l'hypothèse sur le rayon de courbure du palier pour le film fluide, la feuille support est considérée comme une plaque mince. Son rôle principal est de limiter les phénomènes de friction avec le rotor lors des phases d'arrêt - démarrage.

Conditions aux limites :

2. METHODE ET EQUATIONS UTILES

Dans cette étude, nous avons travaillé sur deux types de configurations géométriques, ce qui signifie une différence de conditions aux limites au niveau des contacts frottants et des sollicitations par les forces aérodynamiques :

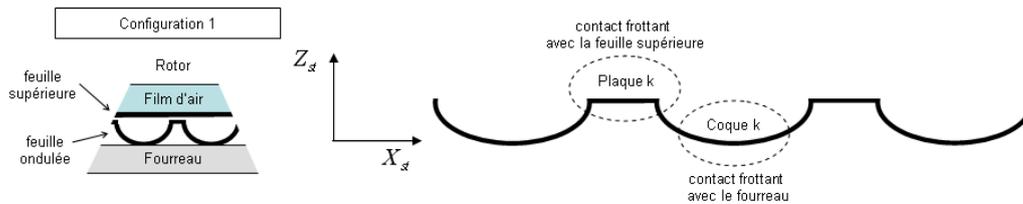


FIGURE 2.14: Feuille ondulée : configuration géométrique 1

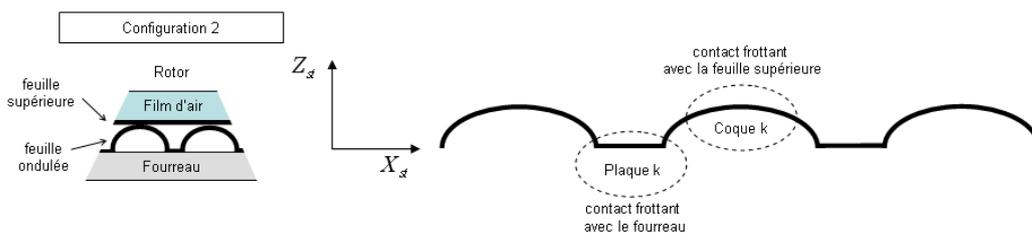


FIGURE 2.15: Feuille ondulée : configuration géométrique 2

Gestion du problème de contact :

Pour un chargement donné à t , la structure est chargée progressivement avec une ré-actualisation des conditions physiques :

- la condition de contact
- la condition de non pénétration

Pour chaque incrément de chargement, la gestion des conditions de frottement est faite à l'aide de la loi de Coulomb :

Soit g la contrainte limite de frottement, calculée grâce à la loi de Coulomb :

$$g = \mu |f_n|$$

Alors

- adhérence $u(x, y, z) = 0 \iff |f_t| \leq g$

- glissement $u(x, y, z) \neq 0$
- $|f_t| > g$
- $d_t \cdot u(x, y, z) < 0$ La force de frottement est opposée au déplacement tangentiel

L'intégration des inégalités dans une formulation variationnelle [ZIE 77] nécessite l'utilisation d'une méthode itérative. La méthode de KOMBI développée par Kalker ([KAL 90]) permet la résolution simultanée des problèmes de contact normal et tangentiel. Sa convergence est lente mais effective.

Les équations d'équilibre statique de déformation de la structure :

En appliquant le principe d'équilibre des forces sur les feuilles supérieures on obtient :

Équation d'équilibre statique des feuilles

$$\int_V \sigma_{St} : \delta \epsilon_{St}^* dV = \int_{\Gamma^{film}} F_{pression} \delta U^* d\Gamma^{film} + \int_{\Gamma^{contact}} F_{frottement} \delta U^* d\Gamma^{contact} \quad (2.19)$$

Avec

- σ_{St} le tenseur des contraintes de la structure
- ϵ_{St} le tenseur des déformations de la structure
- V le volume de la structure
- Γ^{film} la frontière avec le film fluide
- $F_{pression}$ les forces aérodynamiques dues à la pression du film
- $\Gamma^{contact}$ la frontière des zones en contact
- $F_{contact}$ les forces de frottement

2.1.4.2 Résolution des équations d'équilibre

En mécanique des structures, la Méthode des éléments finis (MEF) est la plus utilisée pour la résolution numérique. Le choix des éléments (forme, inconnues) est conditionné par le problème [DHA 84]. Les éléments finis utilisés dans notre cas pour approximer les surfaces de référence des plaques et des coques seront des éléments quadrilatères d'Hermitte à quatre noeuds, qui permettent de résoudre les problèmes de continuité entre les éléments. En effet, pour prendre en compte les effets de la flexion d'une structure mince courbe, nous avons besoin de calculer les dérivées premières des déplacements. Elles sont donc considérées comme des inconnues du problème. On utilise aussi des éléments de Lagrange pour les déplacements de membrane.

La coque et la plaque seront approximées par un assemblage d'éléments rectangulaires avec six degrés de liberté par noeud :

$$U_i = \begin{pmatrix} u_i \\ v_i \\ w_i \\ \beta_{xi} \\ \beta_{yi} \\ \theta_{zi} = 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_i \\ v_i \\ w_i \\ (\frac{\partial w}{\partial y} - \gamma_{xz})_i \\ -(\frac{\partial w}{\partial x} - \gamma_{yz})_i \\ \theta_{zi} = 0 \end{pmatrix}$$

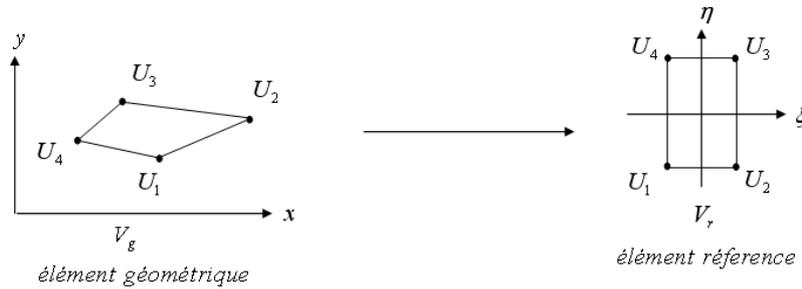


FIGURE 2.16: Éléments de références

Remarque : θ_z associé au couple fictif M_z est choisi égal à 0 ($\leq 1.10^{-5}$). L'introduction de ce couple fictif nous permet de lever la singularité de la matrice de rigidité.

La matrice de rigidité est écrite dans les coordonnées globales du système, ce qui n'a aucune influence sur la matrice rigidité de la plaque car le repère des éléments coïncide avec le repère global. Ceci n'est pas le cas pour la coque, les éléments rectangulaires n'ont pas la même position dans l'espace global. Un changement de repère doit être fait pour chaque élément de la coque. Par ailleurs, les effets de membrane et de flexion sont couplés, la simplification par découplage n'étant pas probante dans ce cas. [BAT 82][BAU 03][ZIE 77] [BAT 92][BAT 90a][BAT 90b] [DHA 84]

Sous forme matricielle on obtient le système suivant :

$$[K][U] = [F] + [R_c] \tag{2.20}$$

Avec

- $[K]$ la matrice de rigidité de la structure (cf. annexe C)
- $[U]$ le vecteur des inconnues nodales
- $[F]$ le vecteur nodal des forces extérieures (le chargement)
- $[R_c]$ le vecteur nodal des forces de frottement

Stabilité et validité

Dans ce problème partiellement quasi-statique, le pas de temps critique choisi pour le mouvement du rotor doit être suffisamment petit pour permettre à l'onde de pression de parcourir dans le milieu élastique une longueur caractéristique l_{min} égale à la taille du plus petit élément du maillage de la structure souple (approche quasi-statique) [HIL 77] :

$$\Delta t_{min} = l_{min} \sqrt{\frac{\rho}{E}}$$

Avec

- ρ la masse volumique
- E le module d'Young du matériau
- $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$ la vitesse de propagation de l'onde de pression dans le milieu élastique

Afin de respecter ce critère, pour chaque pas de temps utilisé pour le calcul du mouvement du rotor les incréments (relaxation des hauteurs et des pressions) sont choisis en conséquence. L'inconvénient majeur d'une telle pratique réside dans le temps de calcul qui devient alors plus long.

2.1.4.3 Résultats et comparaisons

Les éléments étudiés dans ce paragraphe ont les mêmes caractéristiques que les éléments constituant la feuille ondulée présente dans le palier.

Etude de la plaque :

Les caractéristiques de la plaque mince sont les suivantes TAB.2.1 :

paramètres	valeurs
Module d'Young E	$2,1 \cdot 10^{11}$ Pa
Coefficient de poisson ν	0.3
E épaisseur	0.08 mm
l_{plaque}	3 mm
l_{doigt}	10 mm

TABLE 2.1: Caractéristiques géométriques et matérielles de la plaque

Tout d'abord, un doigt est la terminologie utilisée pour définir une portion de feuille dans le sens de la profondeur du palier.

Afin d'évaluer notre modèle, on établit deux cas tests (efforts de traction et de flexion) sur l'élément plaque et on compare aux résultats analytiques et numériques que l'on trouve dans la littérature.

Pour une plaque sollicitée avec un effort de traction et encastrée au côté opposé, la plaque présente une forte rigidité en effort de traction. En effet les termes de membrane dans la matrice de rigidité sont élevés. Le matériau est résistant à la traction pour des pressions allant jusqu'à 790 MPa. Pour une plaque sollicitée avec un effort de flexion et encastrée à ses 4 bords, la plaque s'enfonce réagissant ainsi à l'effort appliqué.

Les résultats sont en bonnes concordances (-1% d'erreur) avec les résultats analytiques et les calculs développés sous Matlab [BER 03] [KWO 00].

Etude de la coque :

Les caractéristiques de la coque mince sont les suivantes TAB.2.2 :

La coque au sein de la feuille ondulée subit deux formes de sollicitation, à ses extrémités et au sommet (FIG.2.17).

– Au sommet (a), les résultats montrent une bonne concordance avec les calculs sur Abaqus V6.7 et met en évidence l'assouplissement de la structure lorsque le chargement augmente. L'erreur en déplacement n'excède pas 1.1% (FIG.2.18).

En comparaison avec le modèle 1D (poutre courbe) nous calculons la raideur ponctuelle au sommet afin d'évaluer la différence de raideur avec le modèle 3D plus réaliste TAB.2.3.

La prise en compte du phénomène de flambage de la structure mince rend la coque plus souple qu'un modèle 1D poutre courbe.

paramètres	valeurs
Module d'Young E	$2,1 \cdot 10^{11}$ Pa
Coefficient de poisson ν	0.3
E paisseur	0.08 mm
l_{coque}	4 mm
h_{coque}	0.48 mm
l_{doigt}	10 mm

TABLE 2.2: Caractéristiques géométriques et matérielles de la coque

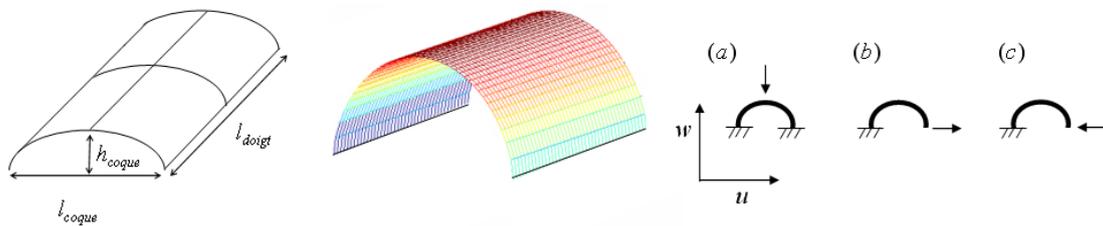


FIGURE 2.17: Géométrie et maillage EF de la coque

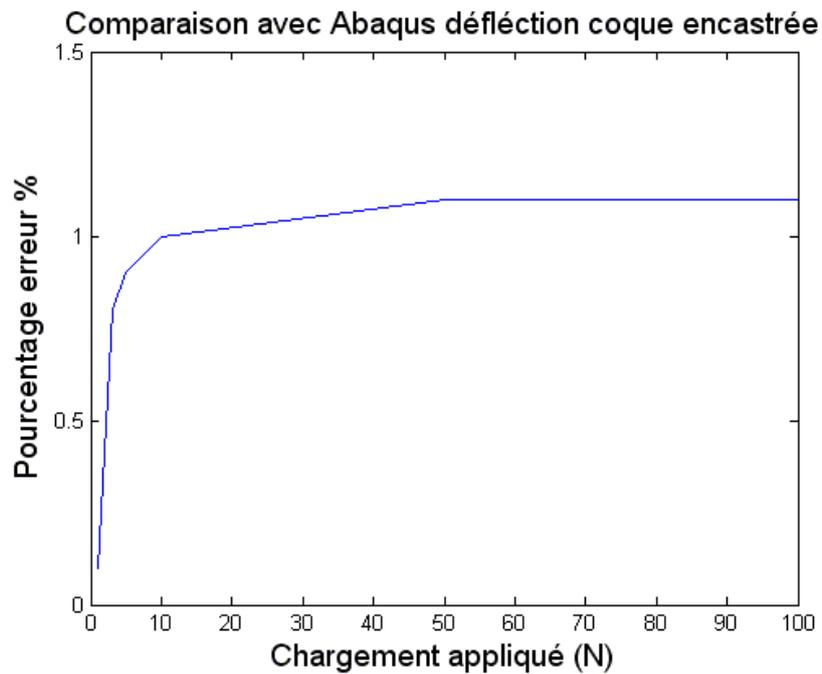


FIGURE 2.18: Pourcentage d'erreur déflexion coque encastrée

paramètres	valeurs
raideur linéique ponctuelle coque	50000 N/m
raideur linéique ponctuelle poutre courbe	100000 N/m

TABLE 2.3: Raideur linéique ponctuelle modèle 1D/3D pour un bump encastré

NB : La raideur linéique ponctuelle représente le rapport chargement-déplacement (suivant z). On l'appellera raideur ponctuelle par la suite.

- Aux extrémités (b) et (c)(FIG.2.17), l'étude porte sur 2 cas de sollicitation pour une coque encastrée à gauche on tire ou compresse le bord gauche. On retrouve les déplacements calculés avec Abaqus avec un soulèvement du bord droit lorsque l'on tire et un abaissement lorsque l'on compresse. Le mouvement étant important même pour des petites sollicitations, l'hypothèse de petits déplacements n'est pas suffisante. Les résultats sont corrects avec l'hypothèse de grands déplacements.

Etude de l'assemblage coque-plaque :

Pour une feuille ondulée complète, on étudie le comportement de l'assemblage coque-plaque afin d'évaluer les interactions entre les différents éléments de la feuille, notamment l'interaction entre les coques. Pour cela nous étudions une chaîne de 10 bumps chargés aux sommets de manière linéique et suivant \vec{Z}_{St} avec 4 types de chargement différents et des conditions aux limites identiques suivantes (FIG.2.19) :

- Encastrement à droite au niveau de la première coque,
- les plaques sont bloquées suivant \vec{Z}_{St} et les déplacements suivant \vec{X}_{St} sont permis

La littérature propose de nombreuses études menées avec différents modèles sur une chaîne de 10 bumps dans les mêmes conditions qui permettent d'établir des comparaisons [LEL 07].

- Évolution de la raideur ponctuelle en fonction du type de chargement (FIG.2.20)
Le comportement des coques change en fonction du type de chargement et ce contrairement à ce qui a été montré jusqu'à présent avec d'autres modèles [LEL 07] [HES 83].

Selon le type de chargement, on observe des zones d'assouplissement et de raideur accrue. Pour un chargement croissant ou décroissant la coque la moins sollicitée présente un pic de raideur sous l'effet de l'interaction avec les autres coques. L'assouplissement aux grandes charges est présent mais l'intensité est gommé par l'interaction. Dans le cas du chargement mixte, la coque la plus chargée voit sa raideur s'effondrer pour une valeur de charge plus petite que celle dans le cas croissant ou décroissant.

Dans le cas du modèle poutre ou ressort pour une structure assemblée, on observe sur la raideur ponctuelle l'influence des conditions aux limites mais très peu ou pas celle de l'interaction entre les bumps.

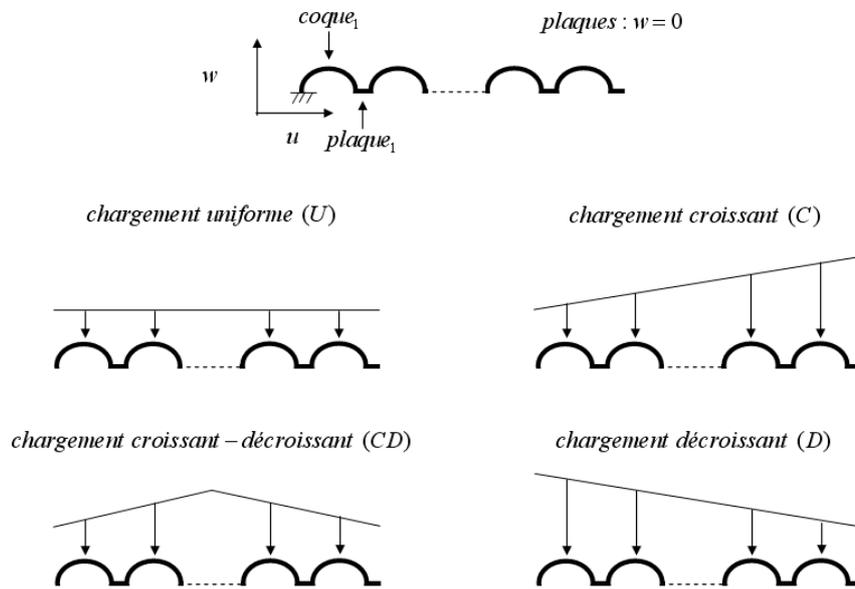


FIGURE 2.19: Cas d'étude pour le comportement d'une chaîne de bumps

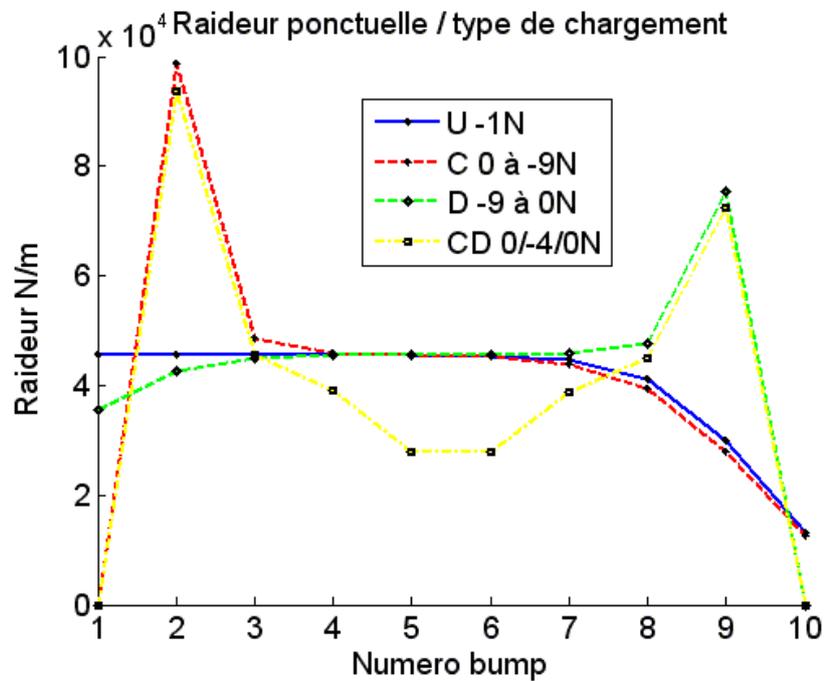


FIGURE 2.20: Évolution de la raideur ponctuelle en fonction du type de chargement

Pour continuer notre analyse, nous définissons deux paramètres qui sont importants pour la suite de l'étude sur les paliers :

- $w(x, y)$: la déflexion (flèche) des sommets qui influence clairement la hauteur du film fluide et donc la position du rotor (variable adimensionnée par rapport à l'épaisseur de la structure)
- $u(x, y, z)$: le déplacement transversal des plaques, qui va nous donner la quantité d'énergie dissipée par frottement sur la fondation (variable adimensionnée par rapport à l'épaisseur de la structure)

Nous avons tracé l'évolution de ces deux paramètres avec ou sans prise en compte du frottement et pour différents types de chargement (FIG.2.19).

- Évolution de la déflexion des coques avec et sans frottement (FIG.2.21, FIG.2.22)

On observe l'influence du type de chargement sur la déflexion ainsi que les conditions aux limites. L'originalité se retrouve dans la possibilité d'une déformation positive que l'on apparente à un effet de soulèvement de la structure.

Concernant l'influence du frottement (coefficients égaux à 0.3 et 0.4), nous observons un changement conséquent sur la déflexion des coques selon la prise en compte ou non du frottement sec et ce quelque soit le type de chargement. La configuration change complètement, il est donc très important de tenir compte du frottement afin d'obtenir une hauteur de film d'air la plus réaliste possible.

- Évolution du déplacement transversal des plaques avec et sans frottement (FIG.2.23, FIG.2.24)

Les déplacements transversaux des plaques sont aussi influencé par le type de chargement et la prise en compte du frottement (glissement, adhérence) va influencer leurs configurations. On en déduit en comparant avec les déflexions des coques que les déplacements transversaux vont provoquer sur les coques des phénomènes d'assouplissement brusque dû au flambage. En effet, le phénomène de flambage des coques qui est plus important lorsque l'on tire sur le bord droit ou gauche d'une coque mince (résultats obtenus avec Abaqus 6.7).

Pour conclure, le type de chargement a une influence importante sur le comportement de la structure et nous avons mis en évidence deux caractères non linéaires : le flambement et le frottement.

De plus, dans le cas d'un chargement important, les coques qui ont flambé vont venir au contact et frotter sur le fourreau. Ceci aura pour conséquence d'augmenter la dissipation d'énergie et de rigidifier le système. La dissipation n'est donc pas proportionnelle au chargement, le flambement apportant une non linéarité supplémentaire au problème : interaction entre le flambement et le frottement

- Évolution de la dissipation en fonction du type de chargement (FIG.2.25)

Nous avons calculé selon le type de chargement l'énergie dissipée correspondante. Pour un type de chargement uniforme, mais d'intensité différente la dissipation n'est pas proportionnelle à cette intensité. Ce type de quantification nous permet de montrer l'influence importante du type de chargement sur les pertes de puissances engendrées par les frottements secs dans le palier entre les feuilles et le fourreau

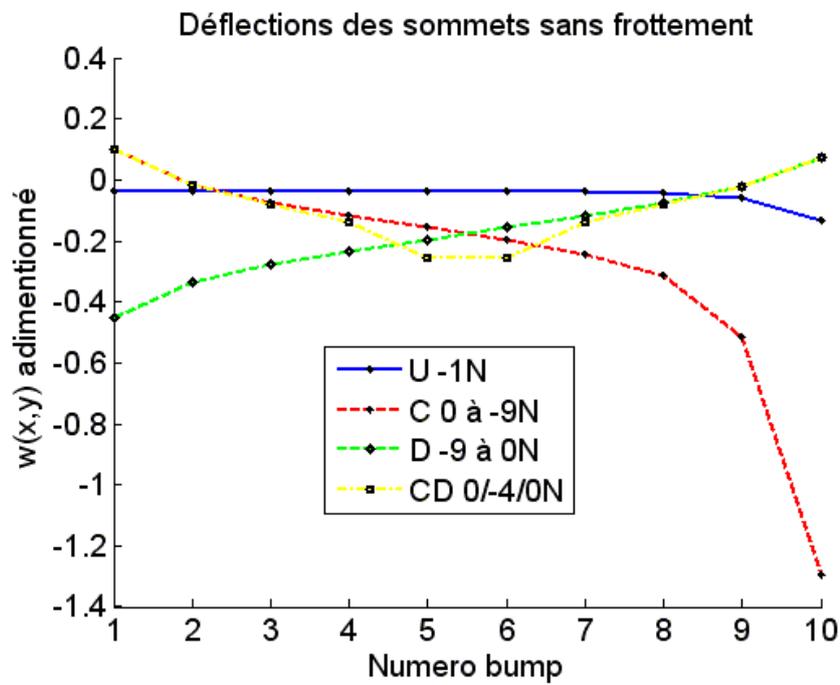


FIGURE 2.21: Comportement de la déflexion des coques sans frottement

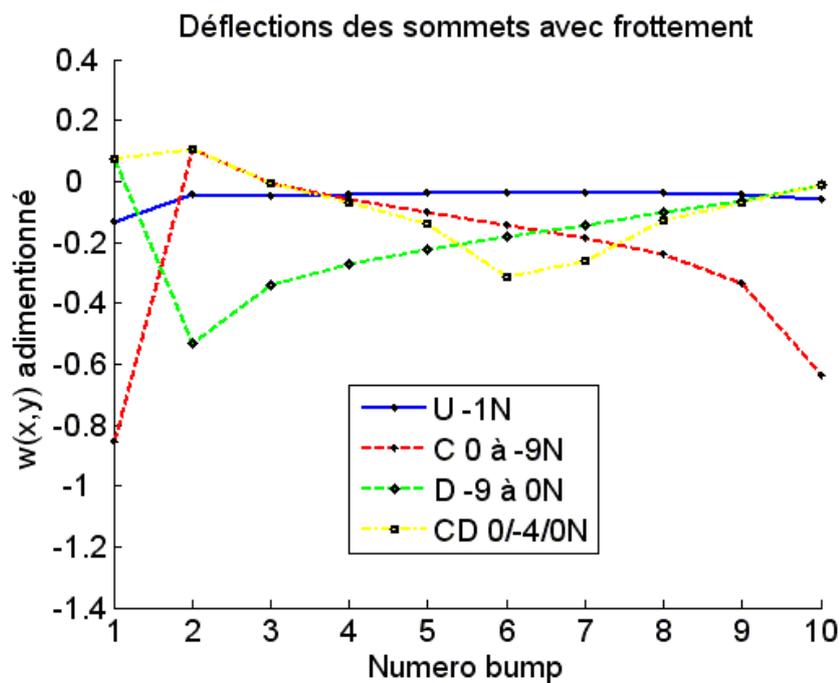


FIGURE 2.22: Comportement de la déflexion des coques avec frottement

2. METHODE ET EQUATIONS UTILES

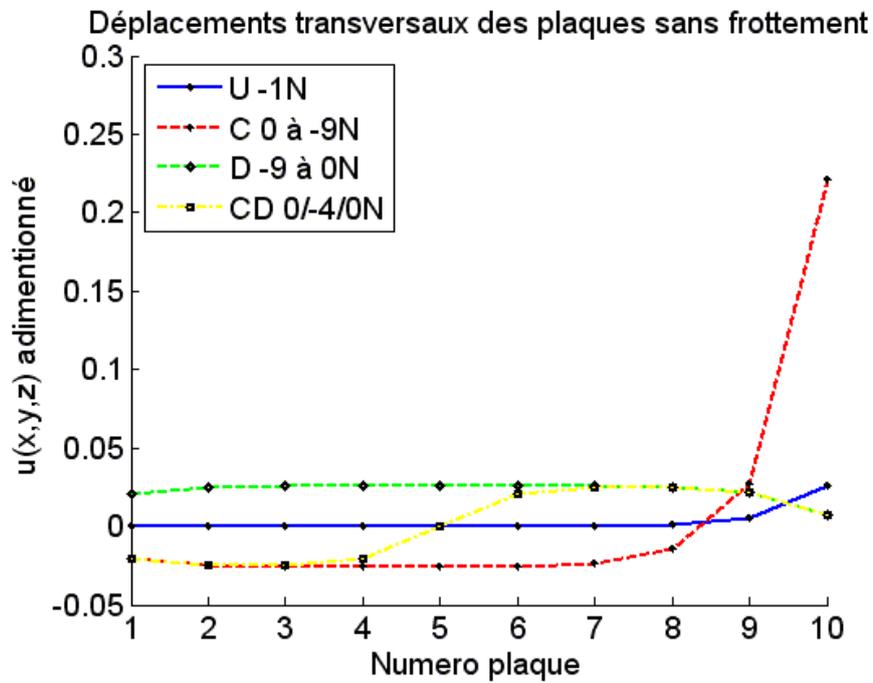


FIGURE 2.23: Comportement du déplacement transversal des plaques sans frottement

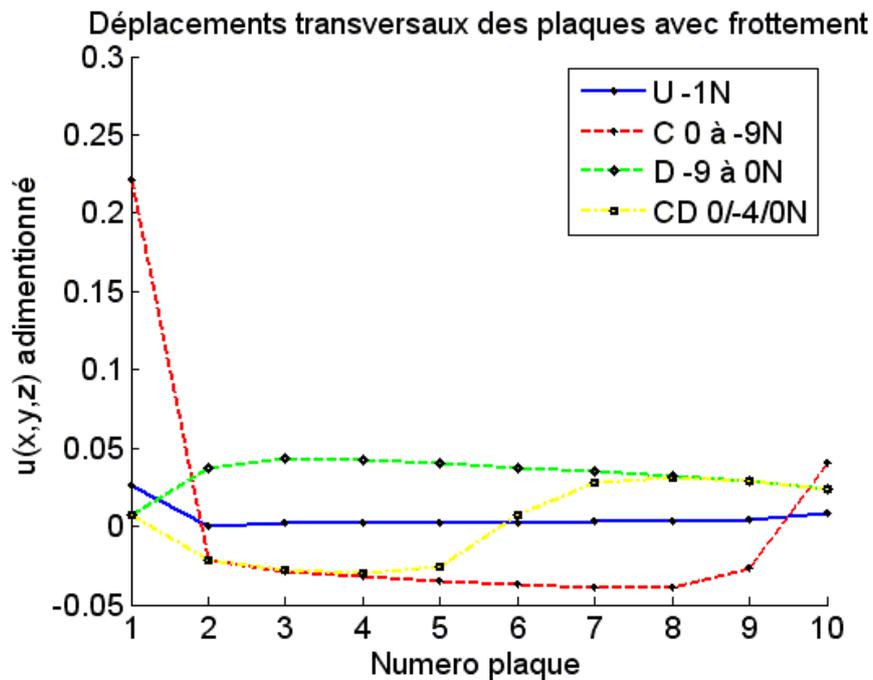


FIGURE 2.24: Comportement du déplacement transversal des plaques avec frottement

- Évolution de la dissipation pour un cas de chargement et déchargement de même intensité (FIG.2.26) Dans ce cas nous avons montré l'irréversibilité du comportement de notre structure. En effet après un chargement et déchargement de même intensité notre structure ne revient pas à sa position initiale. Cela se vérifie sur les pertes de puissance et montre la nécessité d'utiliser une méthode du lagrangien réactualisée pour la prise en compte des déformations de la structure lors du fonctionnement dans le palier.

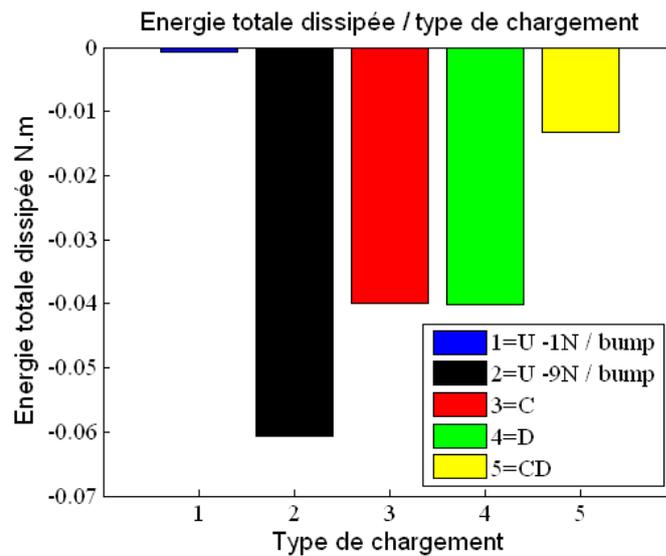


FIGURE 2.25: Dissipation en fonction du type de chargement

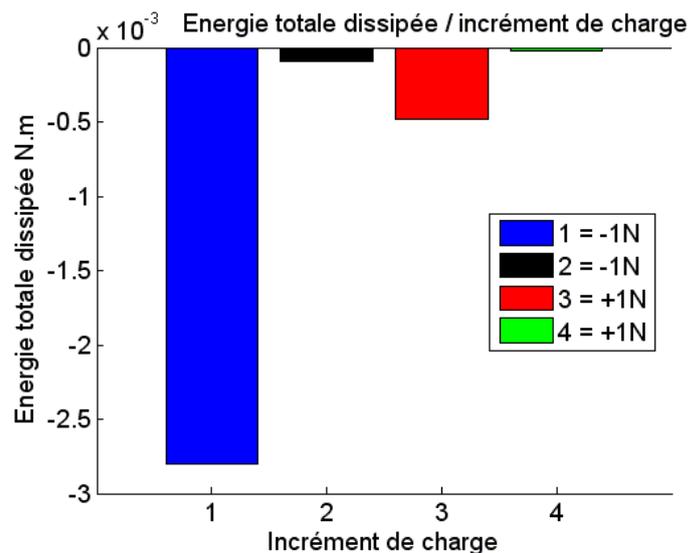


FIGURE 2.26: Dissipation totale par incrément de charge

2.2 Détermination des paramètres statiques du palier

Les paramètres statiques du palier retenus pour cette étude sont les suivants [FRê 90] :

- la charge portante et l'angle de calage,
- le couple de frottement fluide,
- l'énergie de dissipation par frottement sec

Charge portante et angle de calage :

La force aérodynamique qu'exerce le film d'air sur le rotor est calculée en intégrant le champ de pression obtenue dans tout le film. Dans le repère de référence $OX_r Y_r$, avec l'axe OX_r porté par la ligne des centres OO_r . (FIG.2.27) Pour un point M du palier repéré

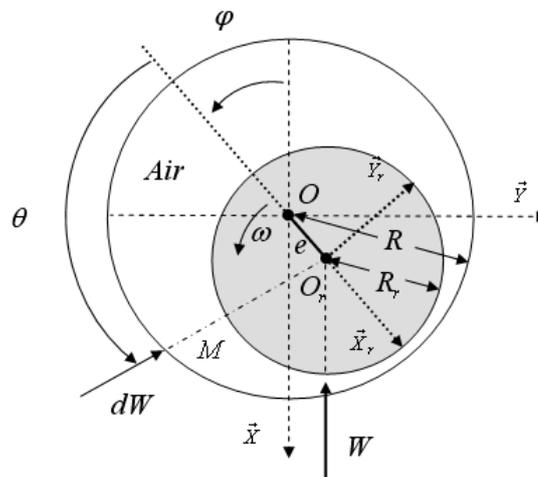


FIGURE 2.27: Repère de référence pour le calcul des forces aérodynamiques

par l'angle θ , les composantes de la force élémentaire appliquée par le film d'air en M s'écrivent alors :

$$\begin{cases} dW_x = (p - p_a)R \cos\theta d\theta dz \\ dW_y = (p - p_a)R \sin\theta d\theta dz \end{cases}$$

Les composantes de l'action du film d'air sur le rotor s'écrivent alors :

$$\begin{cases} W_x = \int_0^{2\pi} \int_0^{L_z} (p - p_a)R \cos\theta d\theta dz \\ W_y = \int_0^{2\pi} \int_0^{L_z} (p - p_a)R \sin\theta d\theta dz \end{cases}$$

On en déduit la norme de cette force et l'angle de calage φ qui repère la direction de la force développée par le palier par rapport à la ligne des centres OO_r . Leurs expressions sont les suivantes :

$$\begin{cases} W &= \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \\ \varphi &= -\arctan \frac{W_y}{W_x} \end{cases}$$

Couple de frottement fluide :

Le calcul du couple de frottement fluide s'effectue sur l'une ou l'autre des parois du contact (rotor ou coussinet) par intégration de la contrainte de cisaillement.

- En régime laminaire, l'expression de la contrainte de cisaillement correspondante est :

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial u_1}{\partial y} = \frac{1}{2R} \frac{\partial p}{\partial \theta} (2y - h) + \frac{\mu}{h} R\omega$$

Avec u_1 la composantes de la vitesse d'écoulement dans le film d'air tel que :

$$u_1 = \frac{1}{2\mu R} \frac{\partial p}{\partial \theta} y(y - h) + \frac{y}{h} R\omega$$

- En régime turbulent, il n'existe pas de relations exactes qui permettent de lier les contraintes de cisaillement au gradient de vitesse comme en régime laminaire . Pour son calcul Constantinescu propose d'utiliser pour la contrainte à la paroi l'expression suivante issue de l'expérimentation [CON 73] :

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{2R} \frac{\partial p}{\partial \theta} (2y - h) + \frac{\mu}{h} R\omega (1 + 0.0012 R_e^{0.96})$$

On en déduit alors, le couple exercé sur le coussinet ($y = 0$) ou sur le rotor ($y = h$) :

$$\begin{cases} C_{coussinet} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{L_z} R \tau_{xy=y=0} R d\theta dz \\ C_{rotor} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{L_z} R \tau_{xy=y=h} R d\theta dz \end{cases}$$

La détermination du couple de frottement fluide nous permet de calculer la puissance dissipée dans le film fluide. Pour quantifier la perte de puissance par les coussinets il reste à calculer la dissipation par frottement sec.

l'énergie de dissipation par frottement sec :

Afin que la quantification des pertes de puissance dans le palier soit complète, nous évaluons aussi les pertes de puissances par frottement sec entre les feuilles ou avec le fourreau. Pour cela, on calcule la perte d'énergie due aux déplacements transversaux des plaques et des coques en contact soit avec le support soit avec le fourreau. On note $U_{transverse}$ les déplacements transversaux et $F_{frottement}$ les forces de frottement. On a alors :

$$E_{dissipation/feuille} = \sum_{plaque/coque} \overrightarrow{F_{frottement}} \overrightarrow{U_{transverse}}$$

2.3 Schéma des stratégies de calcul

De façon très synthétique, le processus général de calcul englobant tous les éléments du palier est le suivant :

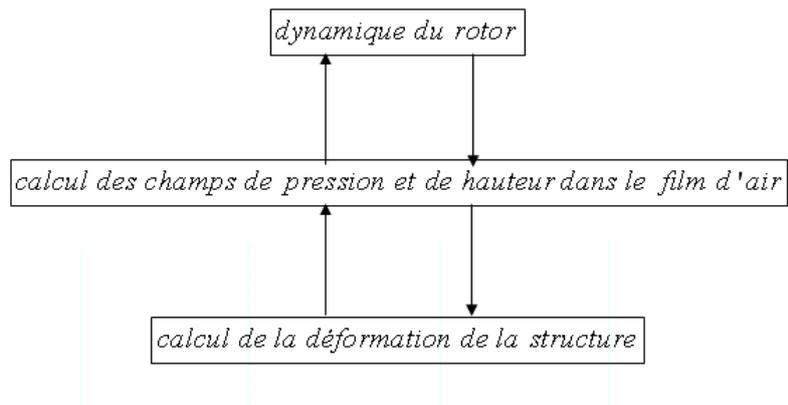


FIGURE 2.28: Organigramme général du code de calcul

La stratégie de calcul développée pour la partie structure prend en compte le déplacement de la feuille support et de la feuille ondulée. Le schéma est le suivant :

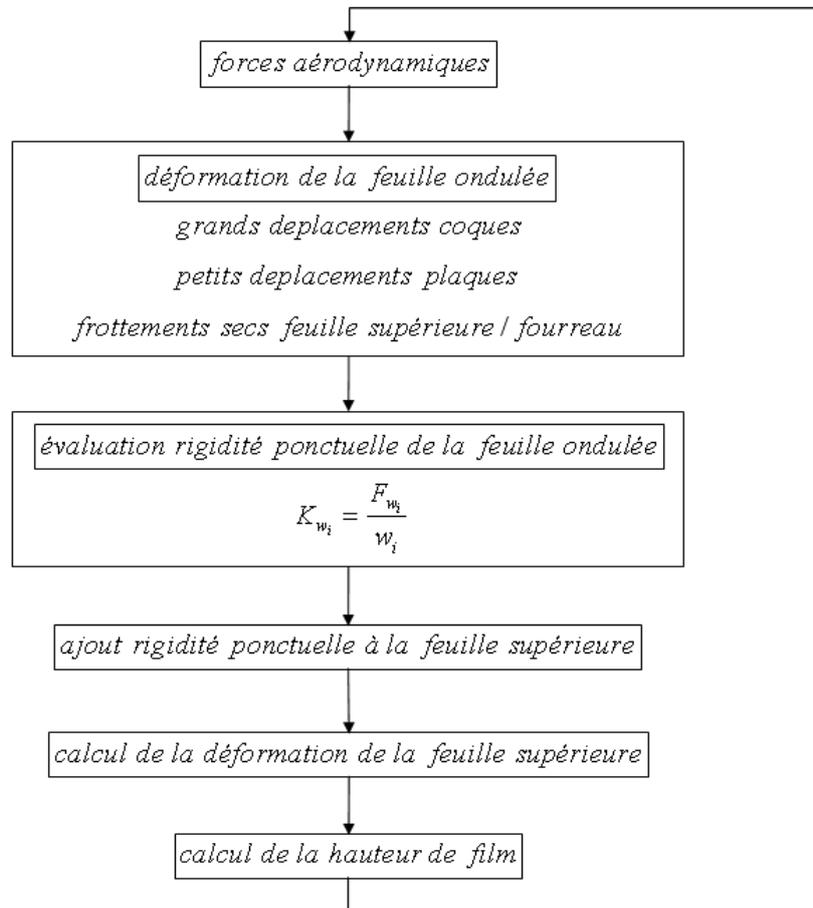


FIGURE 2.29: Stratégie de calcul de la déformation des feuilles

2.4 Résultats et comparaisons

Comparaisons en comportement statique :

- Comparaisons souplesse modèle 1D/3D (FIG.2.30)
Pour un cas de fonctionnement donné, on évalue l'évolution de la souplesse au sein du palier. On constate le comportement non linéaire et évolutif de la souplesse pour le modèle 3D contrairement au modèle 1D qui s'apparente à un comportement avec un modèle de souplesse fixe.
- Comparaisons modèle 1D/3D à excentration donnée
Afin d'analyser le comportement statique nous avons évalué pour différents angle de calage et à excentration donnée l'évolution de l'hauteur minimale et de la dissipation visqueuse dans le palier. Le cas d'étude est décrit dans le tableau TAB.2.4. Nous constatons une différence de valeur, la dissipation visqueuse (FIG.2.31) est moins importante et la hauteur minimale (FIG.2.32) est plus petite par rapport au

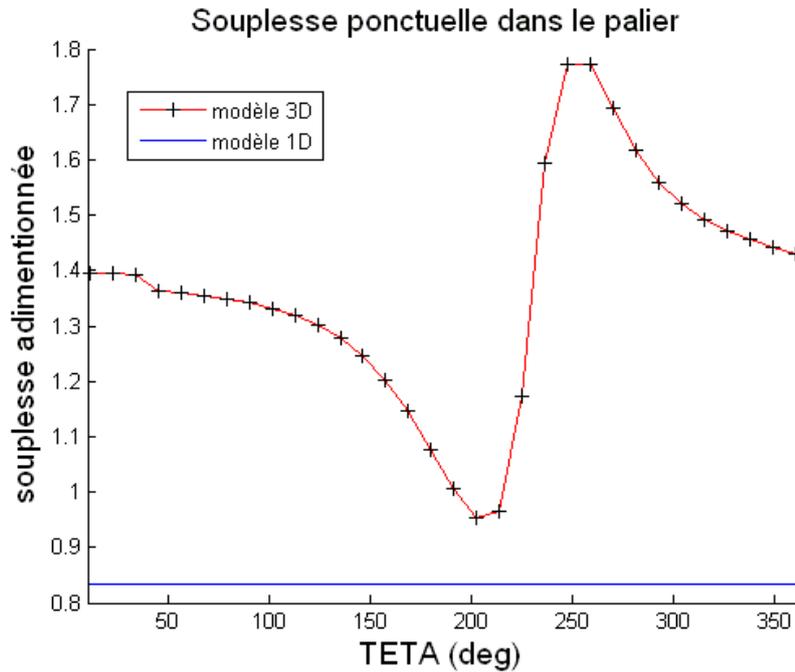


FIGURE 2.30: Souplesse adimensionnée à 40000 rpm modèle 1D/3D

modèle 1D [HES 83].

Les comportements ne sont pas identiques ce qui confirme le besoin d'une nouvelle étude paramétrique avec le nouveau modèle 3D développé.

paramètres	valeurs
vitesse	40000 rpm
Viscosité dynamique	$2,1 \cdot 10^{-5}$ Pa.s
diamètre palier	40 mm
longueur palier	50 mm
jeu du palier	99 μ m
Modèle bump	Monobumps
Modèle fluide	laminaire
Calcul	stabilité
Précharge	40 N

TABLE 2.4: Caractéristiques de fonctionnement à angle de calage donné

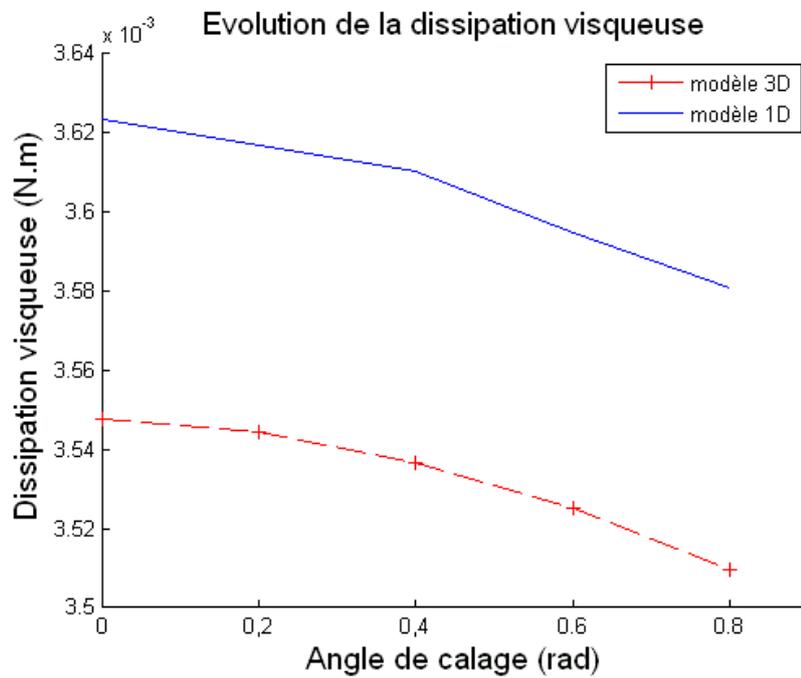


FIGURE 2.31: Dissipation visqueuse pour 40000 rpm modèle 1D/3D conclusion sur la dissipation

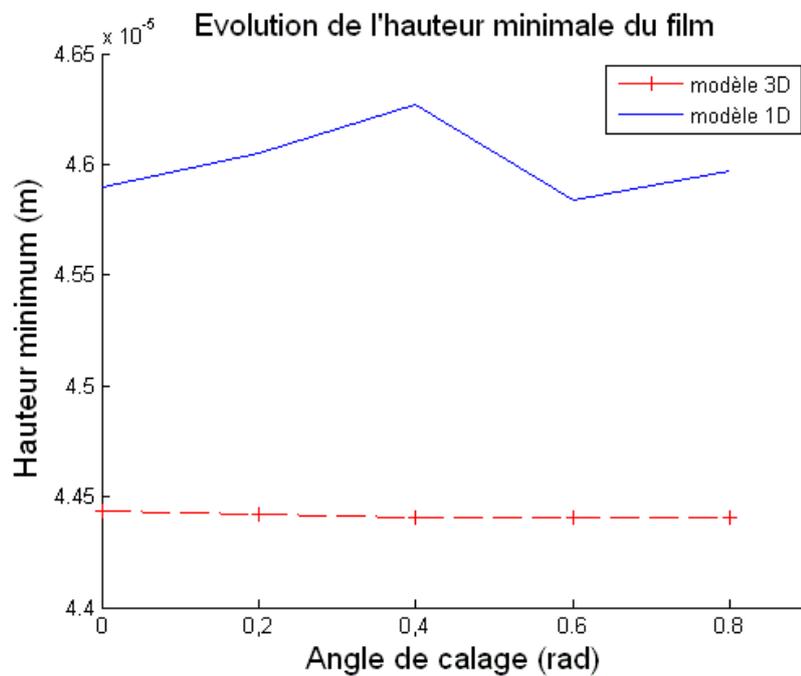


FIGURE 2.32: La hauteur minimale de film pour 40000 rpm modèle 1D/3D

2. METHODE ET EQUATIONS UTILES

Comparaisons en comportement dynamique :

Afin d'analyser le comportement dynamique, pour le cas d'étude décrit dans le tableau TAB.2.5 nous étudierons leurs trajectoires, l'analyse temporelle et fréquentielle correspondante.

paramètres	valeurs
vitesse	10000 rpm
Viscosité dynamique	$2,1 \cdot 10^{-5}$ Pa.s
diamètre palier	40 mm
longueur palier	50 mm
jeu du palier	99 μ m
Modèle bump	Monobump
Modèle fluide	laminaire
Calcul	stabilité
Précharge	40 N

TABLE 2.5: Caractéristiques de fonctionnement à 10000 rpm

– Trajectoire (FIG.2.33,FIG.2.34,FIG.2.35)

Dans les 2 modèles le point de fonctionnement est stable, cependant l'intensité des déplacements est 10 fois supérieure dans le cas du modèle 3D des structures minces. On note une différence dans la position d'équilibre statique et du point de stabilisation, différence que l'on retrouve dans tous nos cas de calculs.

Le comportement est clairement non-linéaire avec un modèle 3D plus réaliste contrairement au modèle poutre 1D. Dans la suite, nous procédons à l'analyse temporelle et fréquentielle des trajectoires.

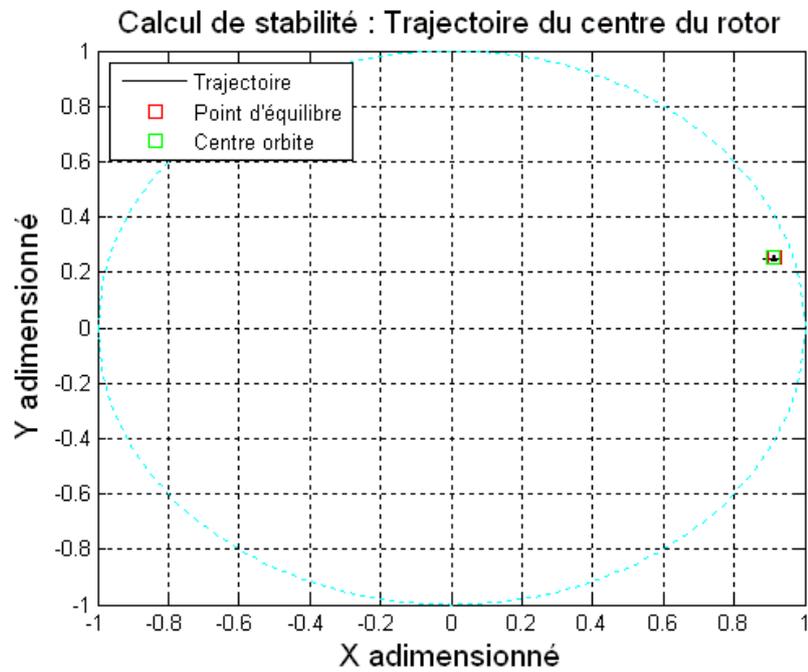


FIGURE 2.33: Trajectoire du centre du rotor à 10000 rpm modèle 3D

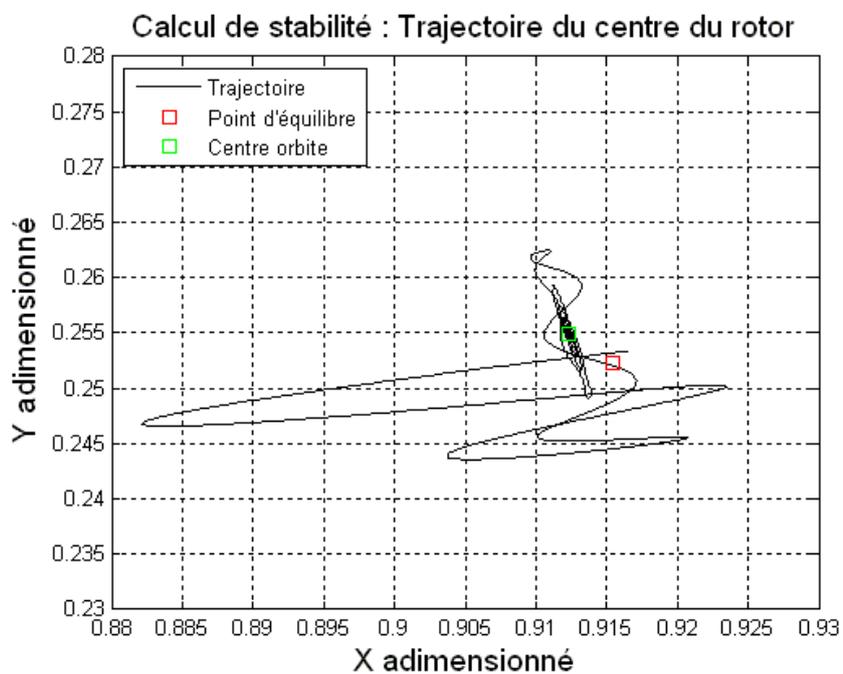


FIGURE 2.34: Trajectoire du centre du rotor à 10000 rpm modèle 3D (zoom)

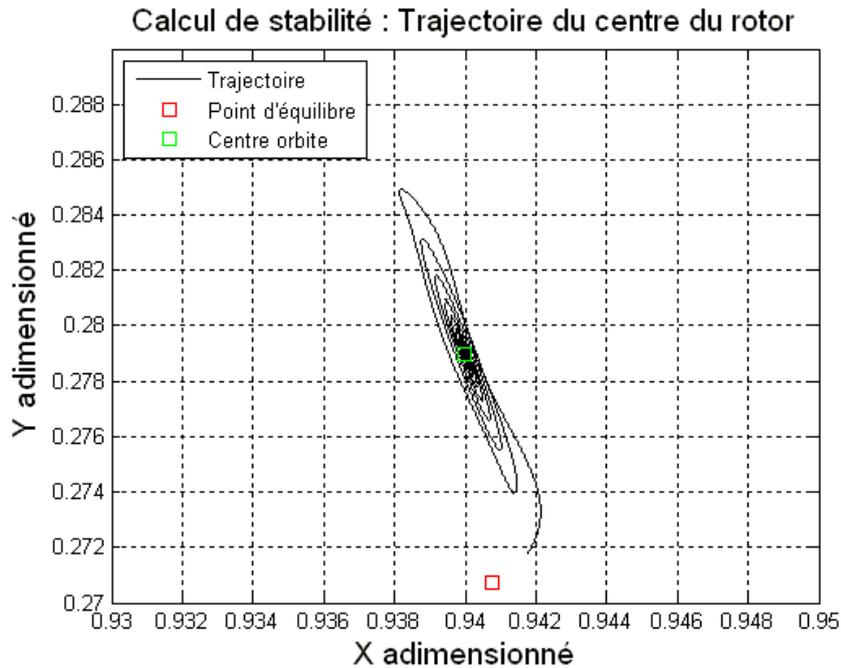


FIGURE 2.35: Trajectoire du centre du rotor à 10000 rpm modèle 1D (zoom)

– Analyse temporelle (FIG.2.36,FIG.2.37)

Suivant X, on note l'existence d'une périodicité dans le mouvement dans les 2 cas. Cependant pour chaque période le mouvement répétitif est identique dans le cas 1D et non linéaire dans le cas 3D avec des amplitudes plus importantes.

Suivant Y, c'est à dire suivant la force de pesanteur, on note l'existence d'une différence de phase entre les 2 modèles.

– Analyse fréquentielle(FIG.2.38,FIG.2.39)

Pour ce qui est du contenu fréquentiel, on vérifie bien dans les 2 cas la présence de la fréquence de rotation d'environ 166.6 Hz, la demi fréquence de rotation ainsi que les multiples de la fréquence de rotation. Ceci nous permet de vérifier que le contenu fréquentiel est correct. On note que les valeurs des fréquences subsynchrones et sursynchrones sont décalés ce qui traduit l'action du frottement des feuilles sur le comportement dynamique du rotor.

Les fréquences sont plus importantes en amplitude pour le modèle 3D et présente autour de la demi fréquence de rotation un niveau d'instabilité plus élevé.

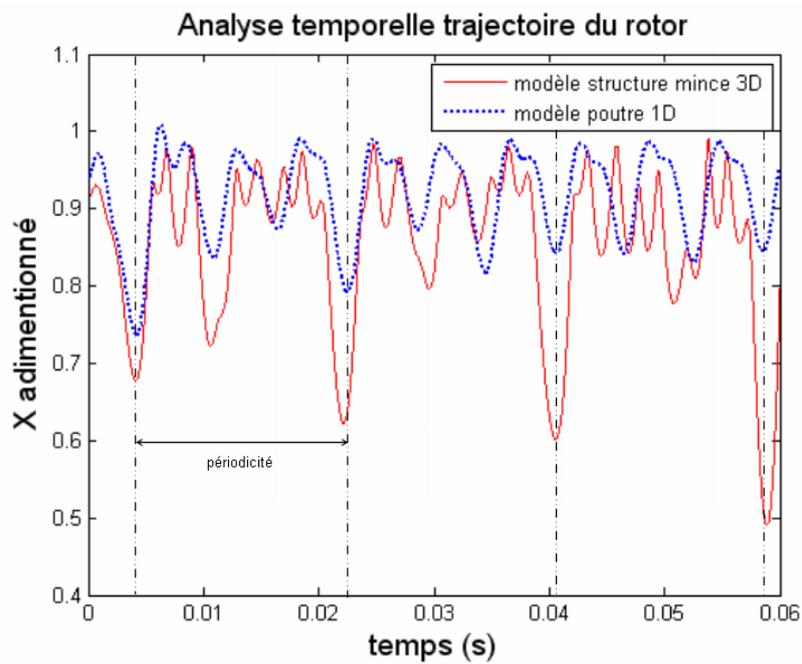


FIGURE 2.36: Analyse temporelle comparative en X modèle 1D/3D

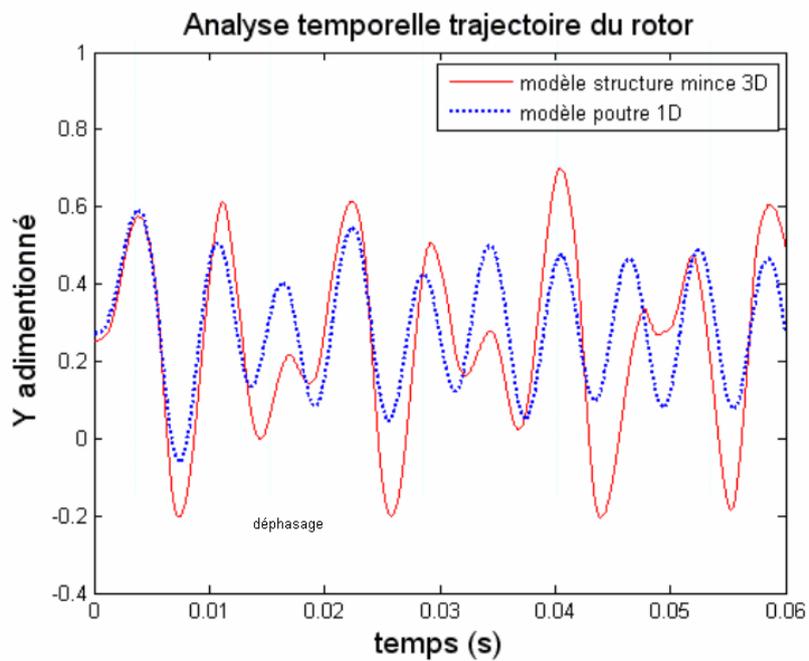


FIGURE 2.37: Analyse temporelle comparative en Y modèle 1D/3D

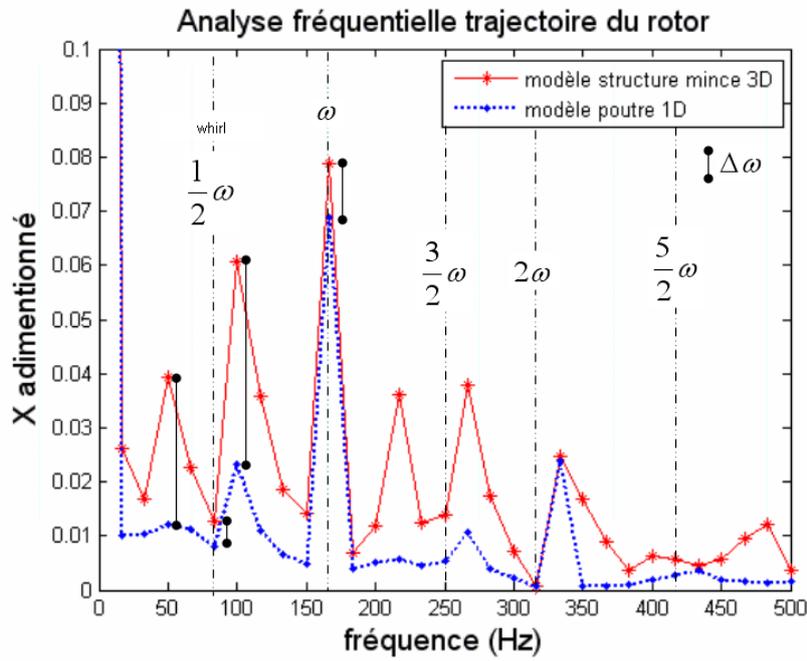


FIGURE 2.38: Analyse fréquentielle comparative en X modèle 1D/3D

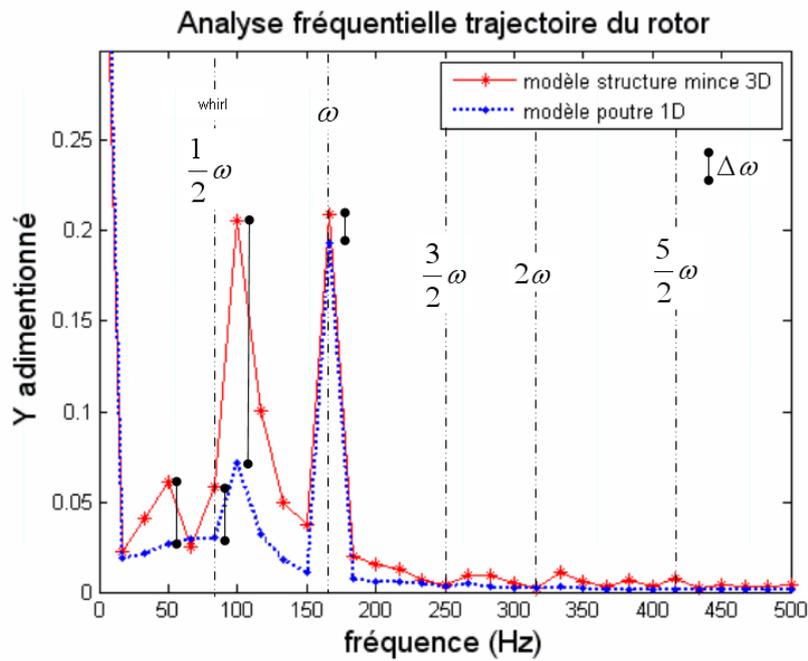


FIGURE 2.39: Analyse fréquentielle comparative en Y modèle 1D/3D

Comparaisons laminaire / turbulent :

Dans notre modèle on considère que la turbulence se déclare pour un nombre de Reynolds ≥ 1000 , en effet, si la turbulence est nettement établie pour une valeur de 2000, les tourbillons de Taylor s'installent à partir de 1000.

La trajectoire du rotor au sein du coussinet est modifiée (amplitude, forme) par les phénomènes de turbulence qui transforme le cas stable en cas orbitalement stable (FIG.2.40).

La turbulence augmente l'angle de calage contrairement à ce que l'on retrouve dans la littérature. Cela est une conséquence d'un déplacement plus grand de la structure souple sous l'effet des pressions plus élevées dues au phénomène de turbulence. Dans la partie divergente du palier le champ de hauteur étant plus élevé, la turbulence se développe dans cette zone contrairement à la zone autour du convergent qui restera laminaire. La zone de développement de la turbulence est fonction de la vitesse et du champ de hauteur.

On constate une turbulence modérée même pour des hautes vitesses allant jusqu'à 100000 rpm.

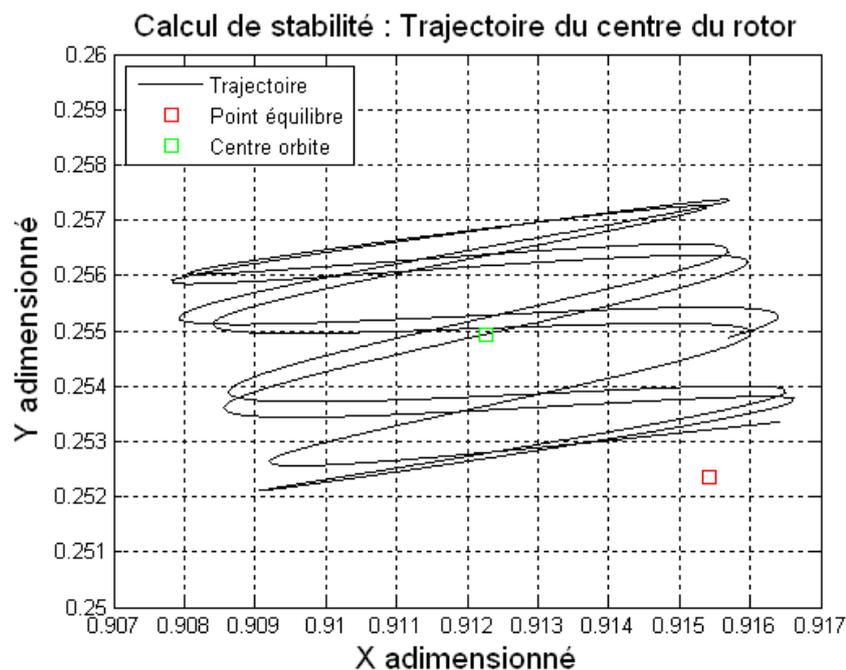


FIGURE 2.40: Trajectoire du centre du rotor à 10000 rpm modèle 3D et Reynolds turbulent (zoom)

2.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté les différentes modélisation et mises en équations des éléments qui composent le palier. A l'aide d'approches non linéaires pour les trois zones, nous avons développé et couplé les trois approches. L'essentiel du travail a consisté à l'élaboration du modèle des structures minces pour la déformation des feuilles métalliques et à mettre en place un modèle turbulent pour le film d'air. Les améliorations apportées sont les suivantes :

- modélisation 3D,
- structures minces,
- assemblage coque - plaque,
- grands déplacements,
- frottement sec,
- méthode Lagrangien réactualisée,
- prise en compte de la feuille support.

Afin de valider notre démarche nous avons comparé les résultats du modèle 3D à l'approche classique la plus intéressante le modèle 1D de poutre courbe et poutre droite. L'objectif était de montrer qu'avec une approche plus réaliste du modèle de feuilles, nous constaterions leur comportement non linéaire et irréversible. Force est de constater que notre approche présente des non linéarités ainsi que des phénomènes d'irréversibilités de comportement :

- périodicité non linéaire suivant X
- déphasage suivant Y
- irréversibilité du mouvement
- phénomènes de flambage

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons montré l'influence d'un tel modèle sur le comportement d'un rotor supporté symétriquement par deux paliers identiques. Nous mettons en évidence :

- un jeu plus important, en effet, les hauteurs minimales observées montrent des amplitudes différentes et une inversion des tendances (positions) entre les 2 modèles.
- l'influence du coefficient de frottement sur les champs de hauteur de la structure.
- une trajectoire non linéaire et d'amplitude plus importante.
- des fréquences subsynchrones d'amplitude plus élevée proche de la demi-fréquence de rotation
- l'évolution de la dissipation visqueuse varie en fonction du cas étudié, de la même manière que l'hauteur minimale.
- pour l'étude de la stabilité, les points de fonctionnement stable ne sont pas égaux pour les 2 modèles et ne sont pas présents dans les même zones de stabilité

Dans la suite, nous établirons une étude et comparaison expérimentale afin de valider notre approche. Puis nous procéderons à une étude paramétrique.

Chapitre 3

COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

Dans ce dernier chapitre, l'objectif dans un premier temps est de présenter le banc d'essais développé pour les besoins de l'étude afin de caractériser le comportement du palier aéroélastique et l'apparition des fréquences subsynchrones.

Dans un deuxième temps, une étude comparative est faite avec les résultats obtenus par l'approche numérique proposée dans les chapitres précédents. Puis pour conclure ces travaux de recherche, nous procédons à l'étude paramétrique des caractéristiques du palier issue de la modélisation numérique.

Sommaire

3.1	Approche expérimentale	73
3.1.1	Banc d'essais	73
3.1.2	Résultats expérimentaux	79
3.1.3	Comparaisons aux résultats numériques	91
3.2	Études paramétriques	98
3.2.1	Influence du jeu	98

3.2.2	Influence du rapport L/D	101
3.2.3	Influence de la masse du rotor	105
3.2.4	Influence de la vitesse de rotation	107
3.2.5	Influence de la non linéarité structurelle	109
3.2.6	Influence de la charge statique	116
3.2.7	Influence du balourd	119
3.2.8	Évolution de l'énergie dissipée	126
3.2.9	Évolution de la position d'équilibre et amplitude des orbites	133
3.3	Conclusion	136

3.1 Approche expérimentale

Le banc d'essais mis en place pour l'étude a pour objectif la mesure des fréquences subsynchrones et la détermination de paramètres permettant d'établir une analyse comparative avec l'approche numérique adoptée.

3.1.1 Banc d'essais

Le banc d'essais est composé des éléments suivants :

- un rotor de 40 mm de diamètre (FIG.3.1), formé de pièces en acier et d'une partie de nature magnétique ayant une fonction motrice,
- un moteur électrique, pouvant atteindre une vitesse maximale de 90000 rpm soit 1500 Hz. Cependant la plage des fréquences de rotation est limitée à la première fréquence propre de flexion du rotor afin d'éviter toute déformation irréversible. Dans le but de déterminer les modes propres du rotor, un diagramme de Campbell est établi plus loin.
- une pivoterie à air formée de :
 - deux paliers à feuilles,
 - deux butées à feuilles,
- un dispositif permettant l'ajout de balourd (FIG.3.1) : le rotor possède des trous taraudés sur lesquels on peut ajouter des masselottes calibrées

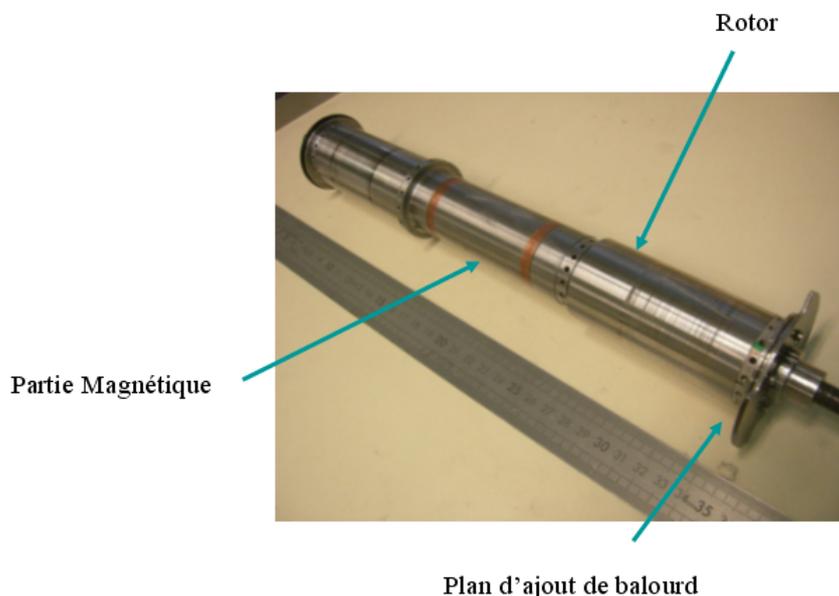
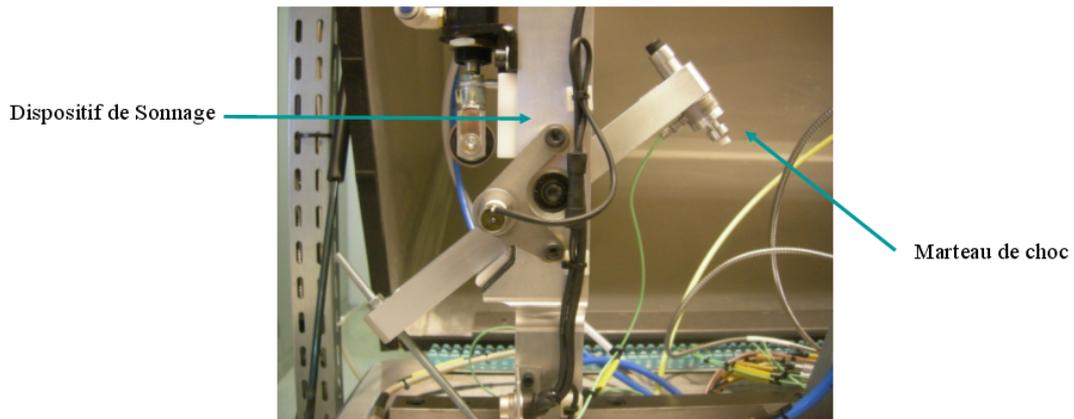


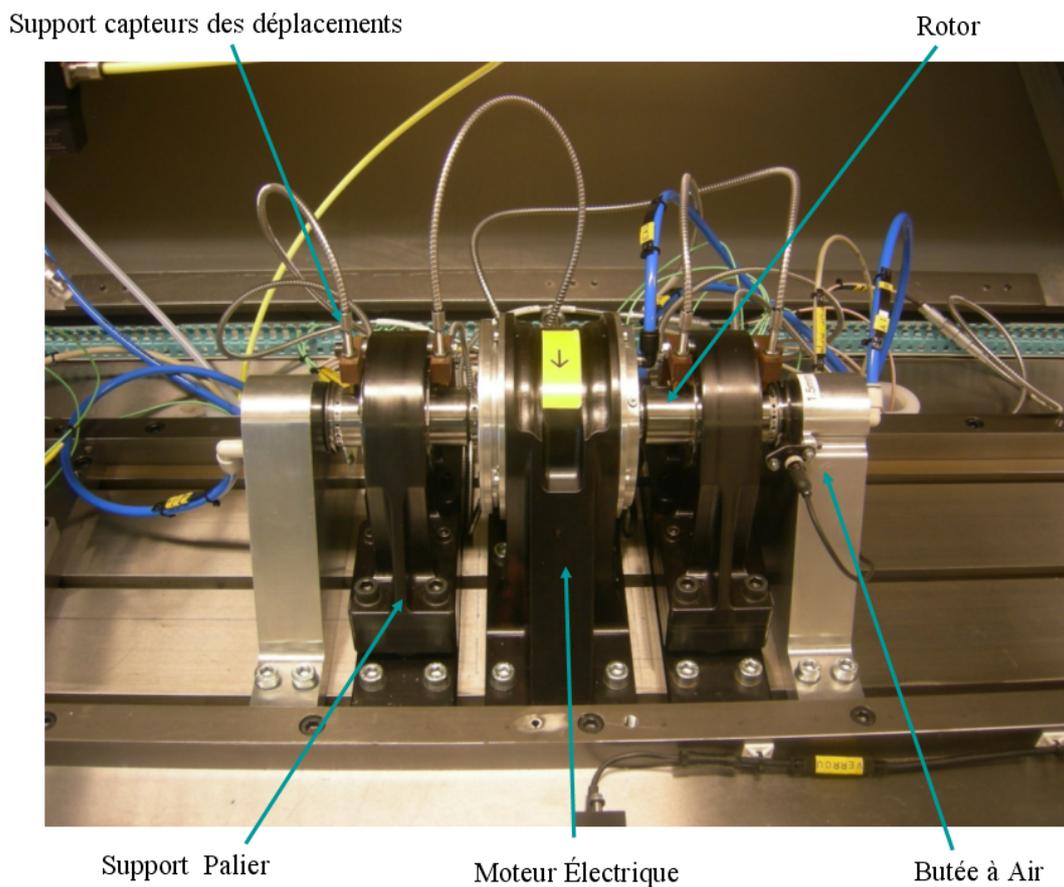
FIGURE 3.1: Rotor du banc d'essais dynamique

- un dispositif de sonnage (FIG.3.2(a)) : un marteau de choc composé d'une tige d'acier,

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES



(a) Dispositif de sonnage



(b) Banc d'essais

FIGURE 3.2: Banc d'essais dynamique

Les mesures sont faites à l'aide de capteurs (FIG.3.3) :

- 8 capteurs magnétiques de déplacement permettant l'acquisition dans 4 plans :

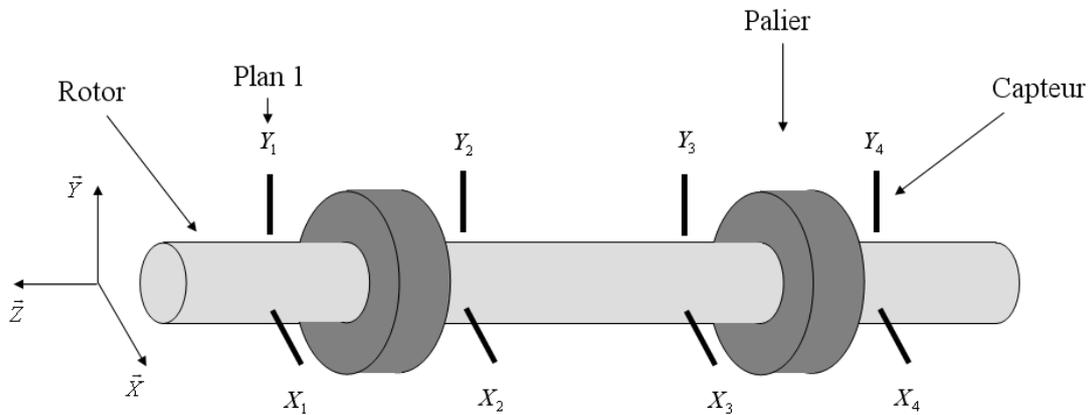


FIGURE 3.3: Placement des capteurs en déplacements

- 3 capteurs piézoélectriques d'effort distribués sur le marteau de choc et chaque palier suivant \vec{Y} ,
- 1 capteur de régime.

La fréquence maximale d'échantillonnage de la carte d'acquisition est de 50 kHz. Les supports des paliers et des capteurs peuvent être déplacés suivant \vec{Z} afin de permettre plusieurs configurations possibles.

Modes d'acquisitions :

- Le sonnage (FIG.3.4) :

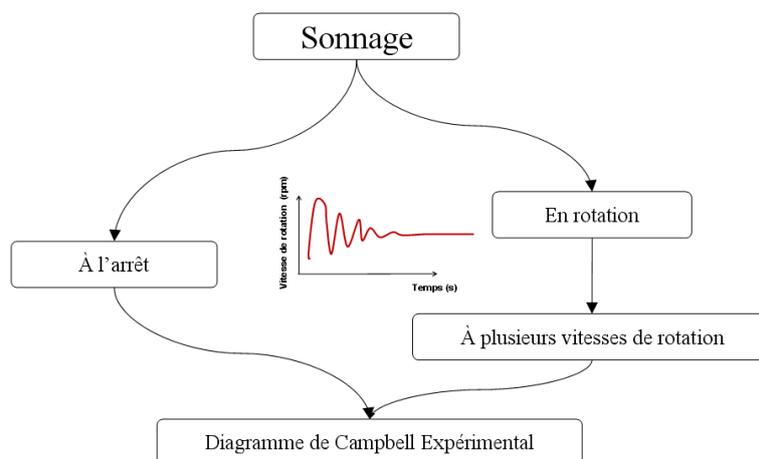
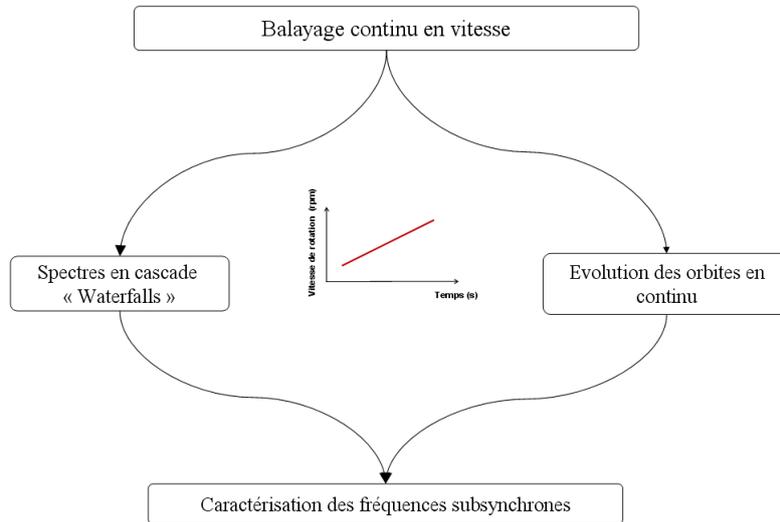


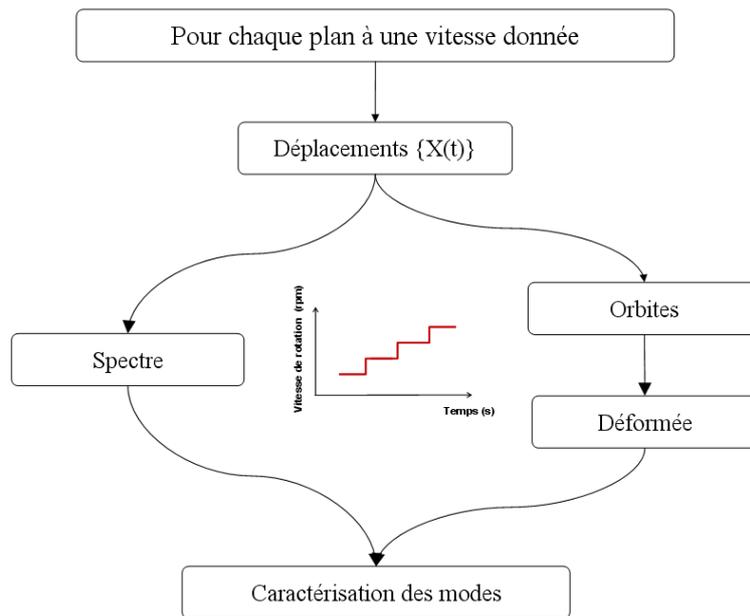
FIGURE 3.4: Schéma d'acquisition : sonnage

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

- Le balayage en vitesse (FIG.3.5) : l'acquisition à vitesse continue et à vitesse stabilisée (discontinue), permettant d'analyser le comportement du rotor en régime permanent et son évolution en transitoire.



(a) balayage continu en vitesse



(b) balayage discontinu en vitesse

FIGURE 3.5: Schéma d'acquisition : balayage en vitesse

La caractérisation du rotor : diagramme de Campbell :

Pour obtenir l'évolution des modes propres en fonction de la vitesse de rotation, on établit un diagramme de Campbell expérimental (cf. annexe D p.153) de la manière suivante :

- Le sonnage du rotor à l'arrêt soutenu par des élastiques de rigidité négligeable devant celle du rotor, nous permet de déterminer sa première fréquence propre de flexion. Nous obtenons ainsi la vitesse maximale à ne pas dépasser lors des essais pour ne pas déformer le rotor de manière irréversible. La caractérisation du rotor permet d'évaluer le premier mode propre de flexion qui se situe à 845 Hz. Ainsi pour notre étude la fréquence de rotation sera inférieure à 50000 rpm.
- De la même manière, on procède au sonnage du rotor en rotation soutenu par les coussinets à feuilles afin d'évaluer les fréquences propres du système coussinets-rotor à différents régime. On identifie ainsi les modes de corps rigide de l'ensemble en plus du premier mode de flexion. Les premiers modes de corps rigide se situent entre 120 Hz et 180 Hz.

Type de résultats et méthodes d'acquisitions :

Dans la présente étude, nous nous intéressons aux phénomènes d'apparition des fréquences subsynchrones, ainsi qu'aux différents paramètres autant extérieurs que géométriques qui en sont la cause. Les résultats obtenus permettent la visualisation (FIG.3.6 et FIG.3.7) :

- de la trajectoire du rotor en fonction du temps permettant d'obtenir la réponse spatiale sous forme d'orbite dans 4 plans. On détermine ainsi la déformée du rotor. Il s'agit de l'analyse temporelle.
- des spectres en cascade en 3 dimensions (fréquences, amplitudes et temps) appelé waterfalls. Il s'agit de l'analyse fréquentielle.

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES

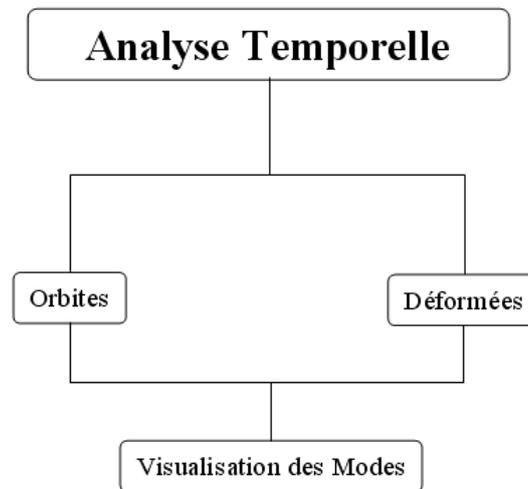


FIGURE 3.6: Méthode d'acquisition : analyse temporelle

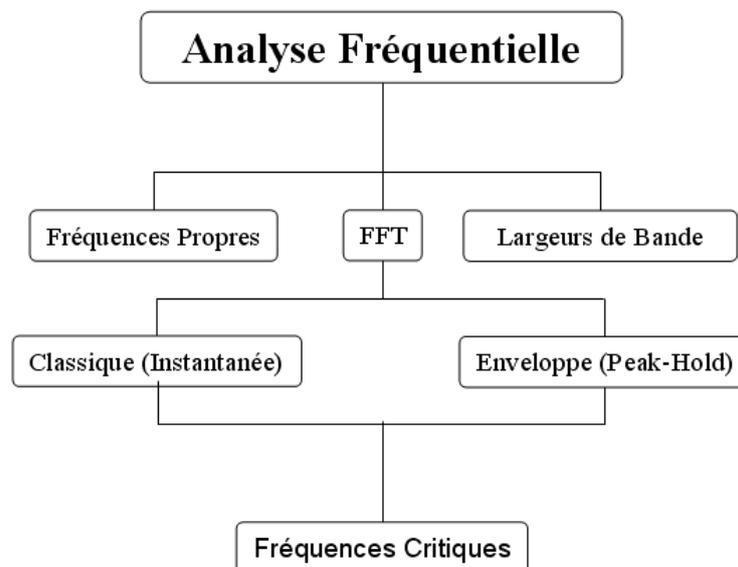


FIGURE 3.7: Méthode d'acquisition : analyse fréquentielle

Dans la suite, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus pour différents paramètres d'études de fonctionnement et de dimensionnement des paliers.

3.1.2 Résultats expérimentaux

Le cas d'étude possède les caractéristiques suivantes : La position du soyage à 0°

Paramètres	Valeurs
Diamètre palier	40 mm
Longueur palier	50 mm
Modèle bump	Monobump
Masse rotor	18 N
Jeu	99, 129 μm
Balourd initial	confidentiel
Balourd augmenté	0.13 – 0.17 g.mm à 300°
Plage de vitesse	[10000 – 40000] rpm
Position du soyage	$0^\circ, 90^\circ, -90^\circ$

TABLE 3.1: Caractéristiques du palier étudié expérimentalement

correspond au point haut du palier opposé à l'apesanteur. Les résultats sont obtenus en faisant varier les paramètres suivants : la vitesse de rotation, le jeu sans déformation du palier, le balourd et la position du soyage.

Remarques générales :

– l'adimensionnement des forces se fait comme suit : $force_{adim} = \frac{force_{Newton}}{P_a R_r^2}$

Avec

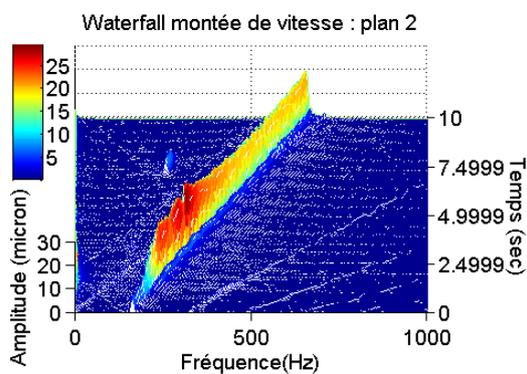
- P_a la pression ambiante
- R_r le rayon du rotor
- pour une question de visibilité tous les graphes présentent des échelles différentes, il sera donc nécessaire de porter une attention particulière aux échelles lors des comparaisons.
- selon le plan, les résultats ne sont pas identiques contrairement aux résultats numériques où l'on ne considère pas les effets gyroscopiques. On choisit de représenter ici les plans pertinents, les autres sont répertoriés en annexe.
- le balourd initial, correspond à l'ajout de balourd à l'aide de masselottes. Le balourd sur composant présent à la fabrication n'est pas mesurable.

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES

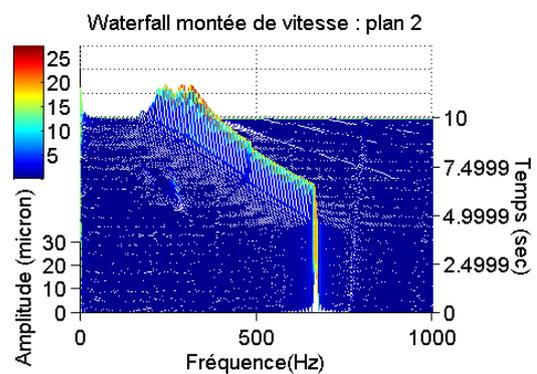
3.1.2.1 Étude fréquentielle : waterfalls expérimentaux

Pour cette analyse, nous présentons ici les réponses fréquentielles pour trois cas de figure à des jeux de 99 et 129 μm , à vitesse continue croissante et décroissante allant de 10000 rpm à 40000 rpm.

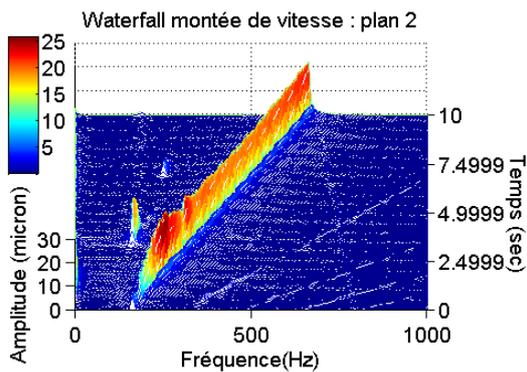
- Sur les figures suivantes (FIG.3.8), nous observons sur le plan 2 les réponses fréquentielles à balourd initial (pour les autres plans cf. annexe D p. 154,156, 158)



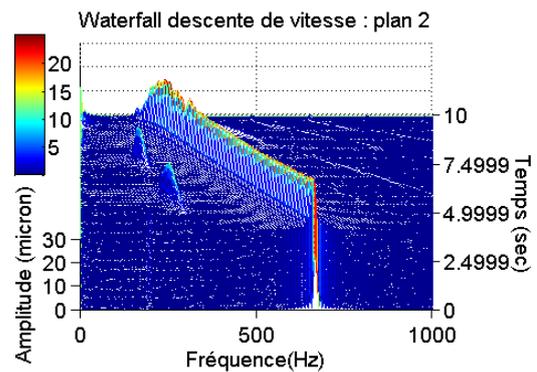
(a) Montée de vitesse jeu 99 μm



(b) Descente de vitesse jeu 99 μm



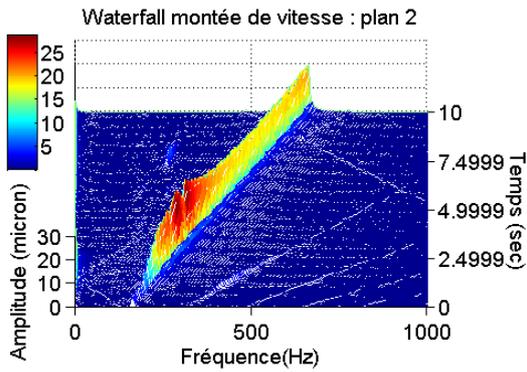
(c) Montée de vitesse jeu 129 μm



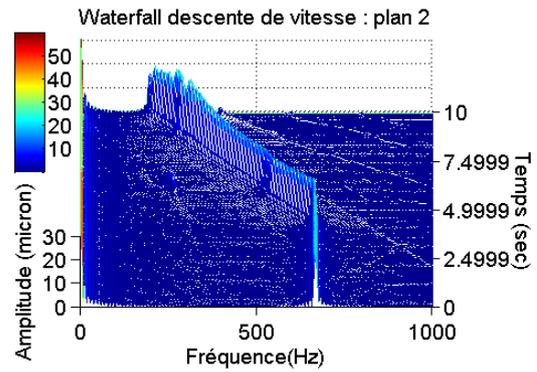
(d) Descente de vitesse jeu 129 μm

FIGURE 3.8: Waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 et 129 μm (2)

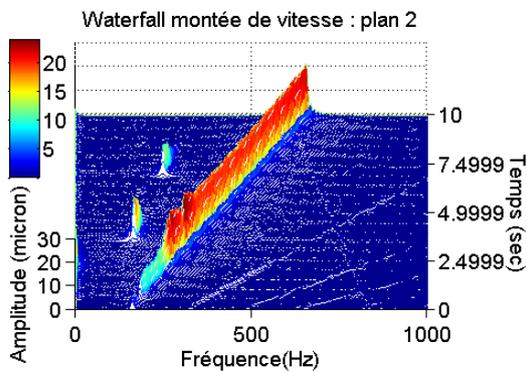
- Sur les figures suivantes (FIG.3.9), nous observons sur le plan 2 les réponses fréquentielles à balourd augmenté (pour les autres plans cf. annexe D p. 155,157, 159)



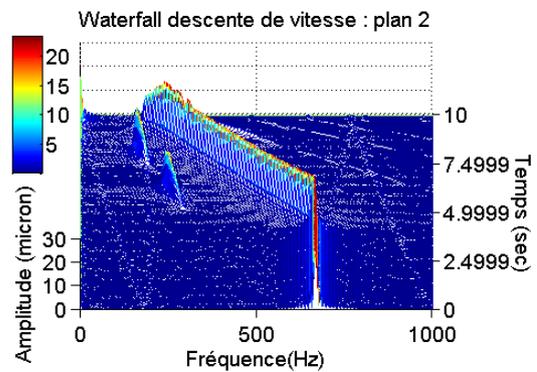
(a) Montée de vitesse jeu 99 μm



(b) Descente de vitesse jeu 99 μm



(c) Montée de vitesse jeu 129 μm

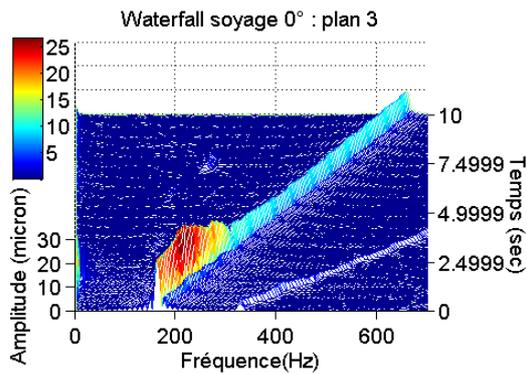


(d) Descente de vitesse jeu 129 μm

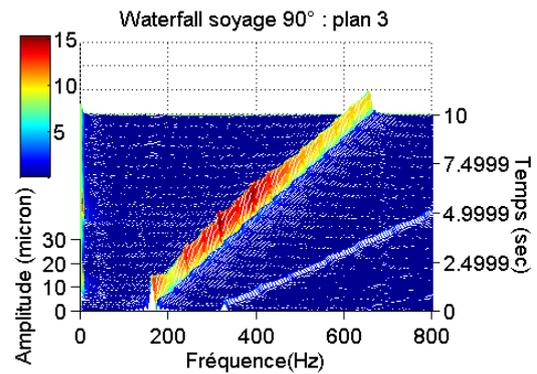
FIGURE 3.9: Waterfalls expérimentaux : à balourd augmenté, jeu de 99 et 129 μm (2)

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

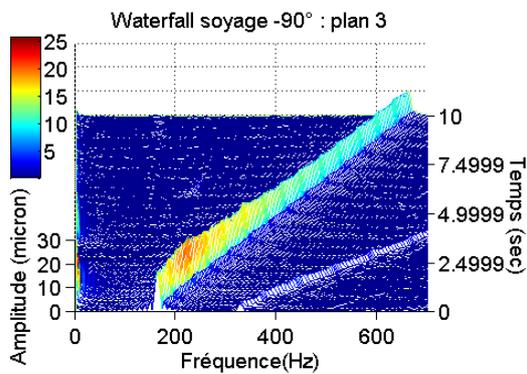
Sur les figures suivantes (FIG.3.10), nous observons sur le plan 3 les waterfalls pour trois positions de soyage différentes (0° , 90° , -90°) à balourd initial.



(a) Montée de vitesse jeu $99 \mu\text{m}$ soyage à 0°



(b) Montée de vitesse jeu $99 \mu\text{m}$ soyage à 90°



(c) Montée de vitesse jeu $99 \mu\text{m}$ soyage à -90°

FIGURE 3.10: Waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de $99 \mu\text{m}$ et soyage à 0° , 90° , -90°

Constats et analyses des résultats expérimentaux (FIG.3.8, FIG.3.9 et FIG.3.10) :

- Pour un jeu de $99 \mu\text{m}$, on voit apparaître à 30000 rpm (soit 500 Hz) le phénomène de whirl à 250 Hz égal à la demi-fréquence de rotation. Il s'agit de l'effet d'excitation

du mode conique par le film d'air. En effet, le diagramme de Campbell (cf. annexe D p 153) a permis d'estimer les modes de corps rigides aux alentours de 120-150 Hz (mode cylindrique) et 180-200 Hz (mode conique).

- Pour un jeu de 129 μm , deux phénomènes de whirl se produisent à 30000 rpm (identique au cas à 99 μm) mais aussi à 20000 rpm. A 20000 rpm le mode cylindrique du rotor est excité par le film d'air. En augmentant le jeu du film d'air, on diminue la valeur du champ de pression dans le film et donc on influe sur l'amortissement du film d'air et la déformation de la structure. L'excitation du mode cylindrique à basse vitesse par le fluide est possible. Par ailleurs, avec un jeu plus petit et donc une pression plus importante la structure se déforme de manière plus significative amortissant l'amplitude des fréquences subsynchrones.
- Pour une montée et une descente en vitesse les résultats sont sensiblement identiques (cf. annexe D)
- En augmentant le balourd, l'amplitude des whirl est plus importante. On verra plus loin lors de l'étude paramétrique (numérique) que son influence ne se fait pas forcément dans le seul sens de l'augmentation.
- La position du soyaage à 90° et -90° atténue les fréquences subsynchrones. En effet, en positionnant le soyaage plus près du convergent on rigidifie la partie structurale la plus sollicitée. Cela a pour conséquence d'augmenter l'amortissement structural et donc de diminuer la réponse synchrone et subsynchrone du rotor. On retrouve ainsi les évolutions observées pour un palier lisse. Cela est vrai jusqu'à une certaine vitesse, en effet au delà de 300Hz la réponse synchrone est moins amortie.

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES

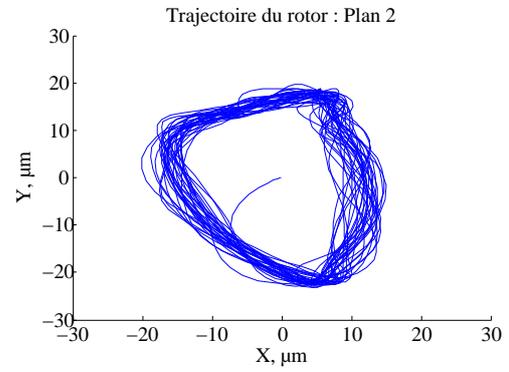
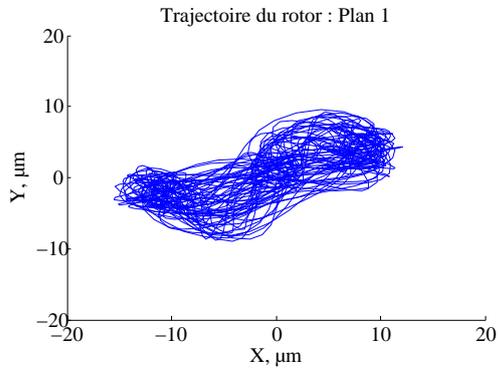
3.1.2.2 Relation orbites, analyses temporelles et fréquentielles

Dans la suite, l'objectif est de comprendre le type de trajectoire possible du rotor (différents plans) ainsi que le comportement temporel. Pour cela, on analyse deux cas de figures.

- Sur les figures qui suivent (FIG.3.11 p. 85), nous observons dans les plans 1 et 2 à 10000 rpm les orbites et analyses temporelles pour un jeu de 99 μm à balourd initial (tracé des plans 3 et 4 cf. annexe D p. 160)

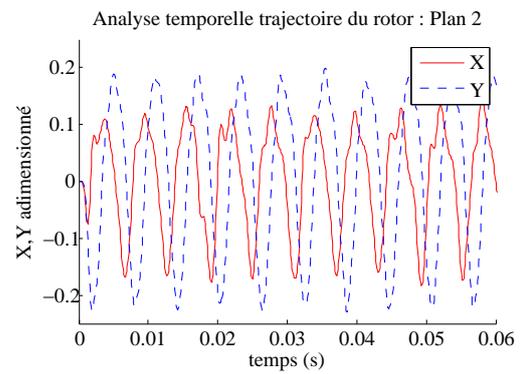
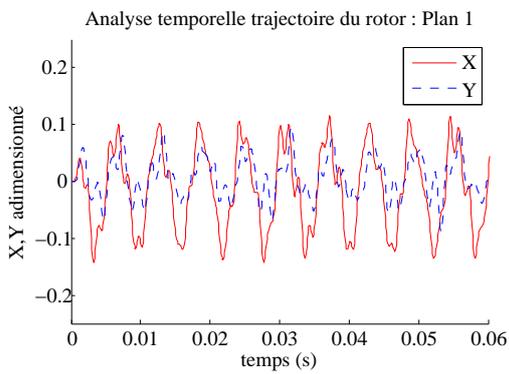
Constats :

- Sur la figure (a) on note l'existence sur la trajectoire de ce que l'on appellera des "noeuds" présentant une certaine périodicité et possédant environ une taille de 2 % du jeu. La première idée est de penser qu'ils correspondent à des petites rotations qu'effectue le rotor afin de récupérer assez d'inertie pour continuer son parcours principal. Mais la question reste ouverte quant à l'interprétation de ce phénomène.
- L'analyse temporelle montre la présence de périodes suivant les directions X et Y.
 - Cette périodicité se décompose en deux types : l'une de répétition identique (ex : FIG.3.11 plan 2 suivant Y) et l'autre non identique (ex : FIG.3.11 plan 1 suivant Y). Lors de répétition non identique, on constate la présence de noeuds sur la trajectoire du rotor (ex : plan 1). En augmentant le balourd (cf. annexe D p. 161, 162), les orbites et les noeuds sont plus prononcés.
 - On constate aussi que l'amplitude de ces périodes suivant une direction (X ou Y) reste la même mais on verra plus loin que ce n'est pas toujours le cas.



(a) Trajectoire du rotor à 10000 rpm jeu 99 μm plan 1

(b) Trajectoire du rotor à 10000 rpm jeu 99 μm plan 2



(c) Analyse temporelle à 10000 rpm jeu 99 μm plan 1

(d) Analyse temporelle à 10000 rpm jeu 99 μm plan 2

FIGURE 3.11: Trajectoires du rotor et analyses temporelles à 10000 rpm, à balourd initial, jeu de 99 μm et soyage à 0° (1-2)

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES

- Pour le deuxième cas de figure, nous avons tracé les orbites et analyses temporelles/fréquentielles à la vitesse d'apparition des fréquences subsynchrones correspondant au phénomène de whirl pour un jeu de $99 \mu\text{m}$ à 30000 rpm et à balourd initial.

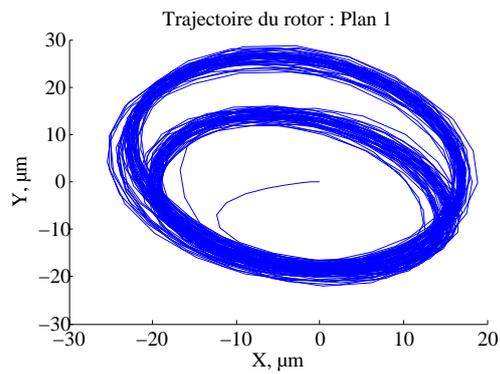
Sur les figures FIG.3.12, nous observons les orbites correspondantes et contrairement au cas à 10000 rpm (sans whirl), on observe un dédoublement des orbites et l'absence de noeud (FIG.3.12).

Sur les figures FIG.3.13, nous représentons les analyses temporelles des orbites. On note que les amplitudes diffèrent d'une période à l'autre et s'alternent régulièrement avec des répétitions identiques. Ce qui montre un dédoublement d'orbite qui correspond au whirl. Ainsi le changement d'amplitude suivant une même direction signifiera nécessairement la présence d'un phénomène subsynchrone et notamment dans ce cas le whirl. On remarque aussi la différence de réponses temporelles suivant X et Y, ainsi que le déphasage. Ceci met en évidence le comportement non linéaire dû au coussinet.

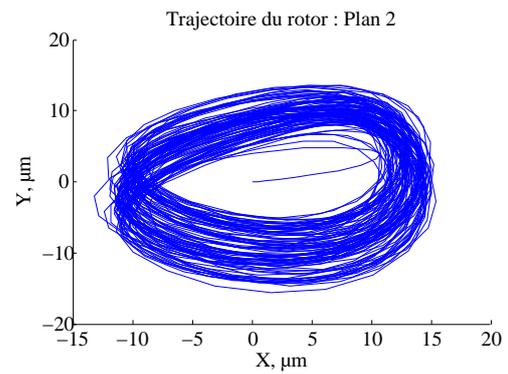
Sur les figures FIG.3.14, nous observons les analyses fréquentielles des orbites. A demi-fréquence de rotation on constate la présence de la réponse fréquentielle correspondant au whirl. En traçant tous les plans, on observe sur le plan deux l'apparition d'un phénomène subsynchrone supplémentaire où l'orbite était plus complexe (FIG.3.13). Ainsi on constate que le rotor n'est pas excité de la même manière suivant les plans (phénomène gyroscopique). La fréquence d'apparition correspond au mode de corps rigide excité par le coussinet. Il s'agira plus loin de montrer avec l'étude numérique l'origine de ces fréquences subsynchrones (non whirl) qui viennent exciter le rotor et influencent l'amplitude du whirl.

Considérations

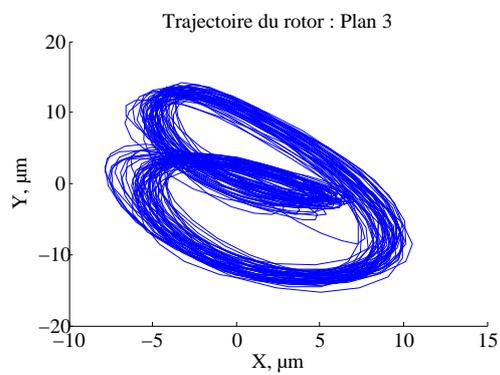
Sur les analyses fréquentielles dans leur ensemble excepté le phénomène de whirl qui correspond à l'excitation du rotor par le film d'air, on ne retrouve pas d'autres réponses subsynchrones. Pourtant leur existence n'est plus à prouver. En sachant que le palier est composé d'air et de la structure flexible, on en déduit que ce dernier est responsable de l'apparition des fréquences subsynchrones. Il s'agira, lors de l'étude numérique, de mettre en évidence son influence sur le comportement du rotor.



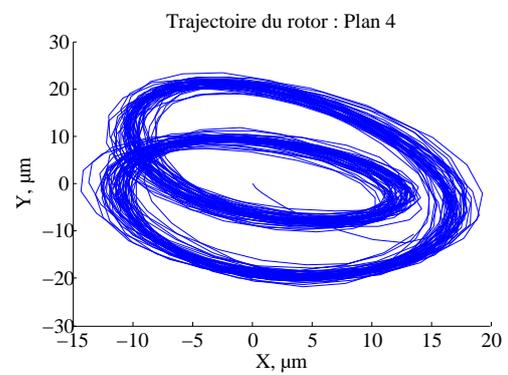
(a) 30000 rpm jeu 99 μm plan 1



(b) 30000 rpm jeu 99 μm plan 2



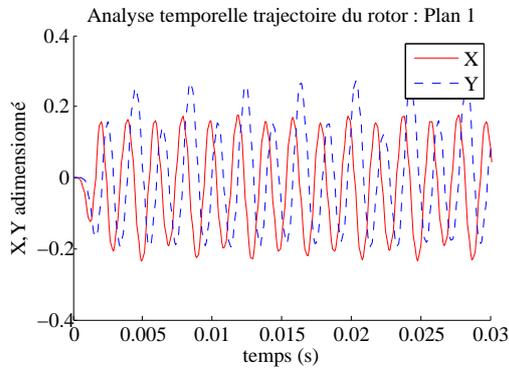
(c) 30000 rpm jeu 99 μm plan 3



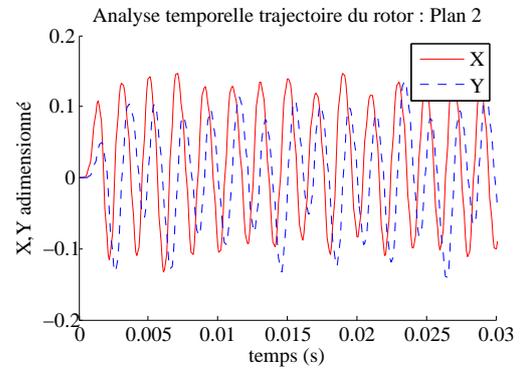
(d) 30000 rpm jeu 99 μm plan 4

FIGURE 3.12: Trajectoires du rotor à 30000 rpm, à balourd initial et soyage à 0° : observation du phénomène de whirl

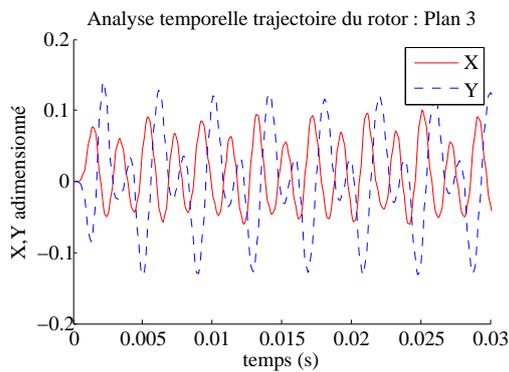
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES



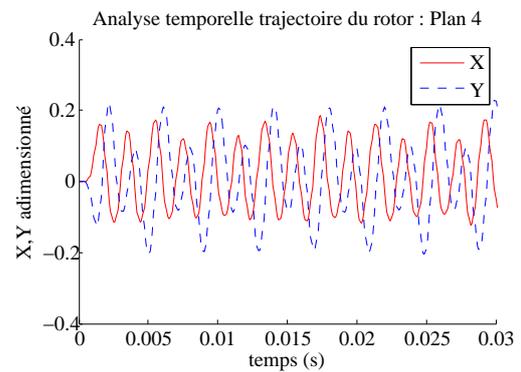
(a) 30000 rpm jeu 99 μm plan 1



(b) 30000 rpm jeu 99 μm plan 2

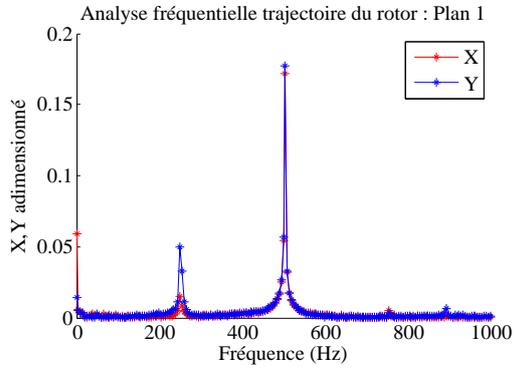


(c) 30000 rpm jeu 99 μm plan 3

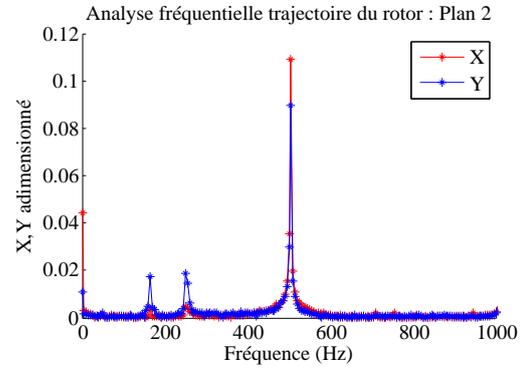


(d) 30000 rpm jeu 99 μm plan 4

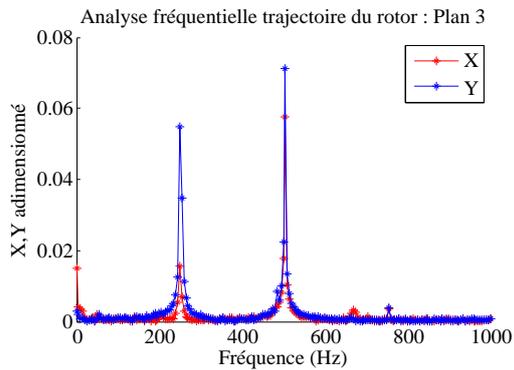
FIGURE 3.13: Analyses temporelles à 30000 rpm, à balourd initial et soyage à 0° : observation du phénomène de whirl



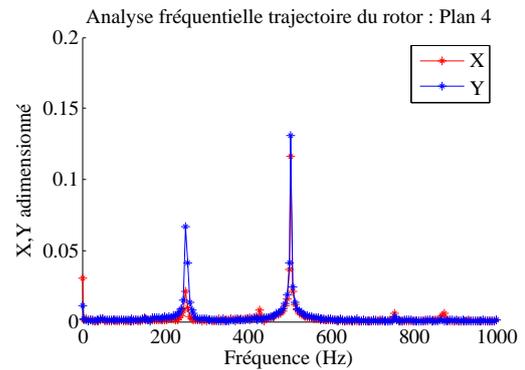
(a) 30000 rpm jeu 99 μm plan 1



(b) 30000 rpm jeu 99 μm plan 2



(c) 30000 rpm jeu 99 μm plan 3



(d) 30000 rpm jeu 99 μm plan 4

FIGURE 3.14: Analyses fréquentielles à 30000 rpm, à balourd initial et soyage à 0° : observation du phénomène de whirl

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

3.1.2.3 Conclusion

Les essais expérimentaux nous ont permis de visualiser les phénomènes de fréquences subsynchrones et plus particulièrement du whirl (fouettement). Nous avons aussi établi leurs formes d'expression par différents moyens de visualisation (orbites, analyses temporelles et fréquentielles).

Cependant, on remarque que cette approche expérimentale modifie la réponse subsynchrone et ne permet pas de voir apparaître d'autres phénomènes excepté le whirl. Ceci est dû à l'intervention de nombreux phénomènes physiques tels que la présence de champs magnétiques entre autres (contraire à la réalité). Il sera nécessaire d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques présents afin d'apporter une modélisation en accord.

Lors de l'étude numérique menée pour la comparaison aux essais, l'objectif est d'établir des tendances pour valider notre modèle. Pour cela, on cherche à déterminer l'origine des fréquences subsynchrones, leurs actions sur le comportement du rotor, l'interaction entre les réponses subsynchrones d'origines différentes et l'influence des forces extérieures.

3.1.3 Comparaisons aux résultats numériques

Le cas d'étude numérique suivant est similaire au cas expérimental présenté dans le paragraphe précédent (résultats expérimentaux), les caractéristiques sont décrites dans le tableau ci-dessous TAB.3.2 :

Paramètres	Valeurs
Diamètre palier	40 mm
Longueur palier	50 mm
Modèle bump	Monobumps
Demi-masse rotor	9 N
Charge statique W_{eq}	0.24 adim
Balourd	0.01 adim

TABLE 3.2: Caractéristiques du palier étudié numériquement (1)

Les résultats sont obtenus en faisant varier les paramètres suivants : la vitesse de rotation, le jeu du palier, le balourd et la position du soyage. Dans le cadre de l'étude numérique, nous pouvons étudier le comportement du rotor sans balourd pour déterminer si le point de fonctionnement est stable sans influence de forces extérieures ou de défaut de fabrication (comme la présence de balourd).

Remarque générale :

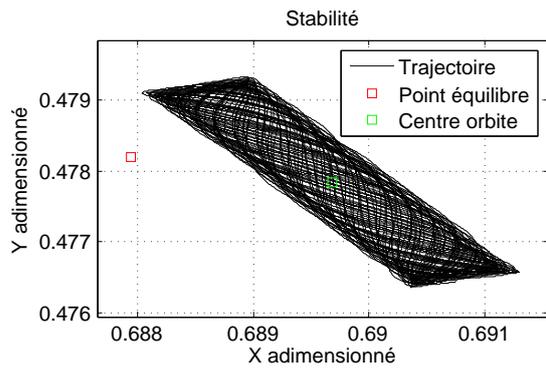
Pour des raisons qui seront abordées et discutées plus loin dans ce paragraphe, le balourd pris en compte dans le modèle numérique n'est pas équivalent au balourd présent sur le rotor expérimental.

Dans la suite, l'étude est articulée autour de deux jeux du palier : 99 et 129 μm

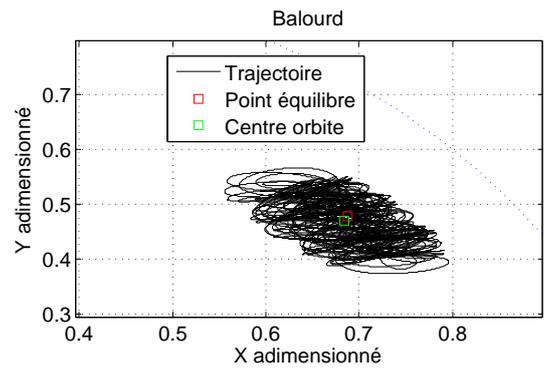
3.1.3.1 Cas à 99 μm

Sur les figures FIG.3.15, nous observons à 10000 rpm les orbites ainsi que les analyses temporelles/fréquentielles pour un jeu de 99 μm et un balourd en phase. Le point de fonctionnement est stable et la taille de l'orbite est de l'ordre de $2^o/_{oo}$ du jeu. Nous constatons que la trajectoire est fortement non linéaire avec une amplitude de 20 % du jeu et présente des noeuds sur la trajectoire lors de l'ajout de balourd en phase.

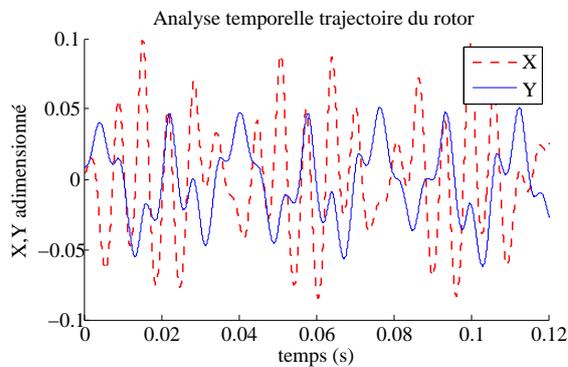
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES



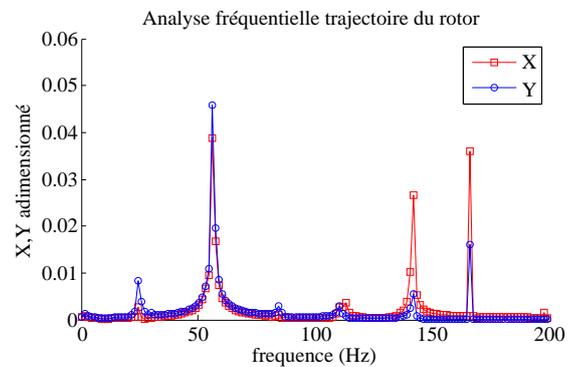
(a) Stabilité à 10000 rpm jeu 99 μm



(b) Balourd à 0.01 et 10000 rpm jeu 99 μm



(c) Balourd à 0.01 et 10000 rpm jeu 99 μm



(d) Balourd à 0.01 et 10000 rpm jeu 99 μm

FIGURE 3.15: Analyse numérique à 10000 rpm, balourd à 0.01, jeu 99 μm et soyage à 0°

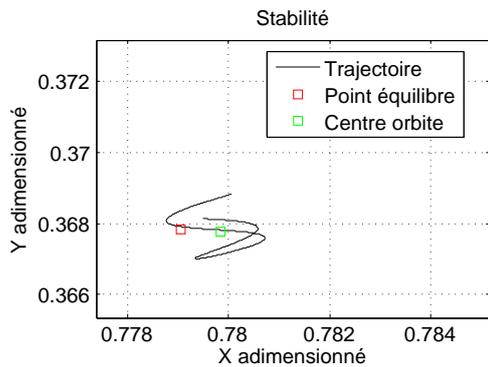
Les tendances observées lors des essais sont vérifiées :

- la présence de noeuds sur la trajectoire traduite par l'existence de périodes à répétition non-identique sur l'analyse temporelle. Elle montre ainsi l'influence de la structure sur la trajectoire à basse vitesse.
- la variation des amplitudes sur l'analyse temporelle (suivant X et/ou Y) lors de la présence de fréquences subsynchrones.
- L'analyse fréquentielle confirme que l'augmentation du balourd en phase a pour effet d'accroître l'intensité des fréquences subsynchrones.
- La réponse fréquentielle montre la présence du whirl (83 Hz) ainsi que d'autres réponses subsynchrones plus importantes en intensité.

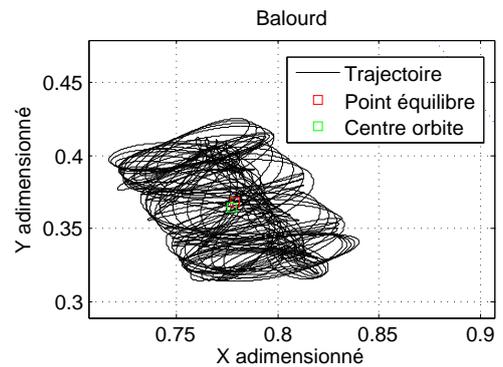
Cependant, l'influence structurelle des feuilles métalliques au sein du palier est plus marquée rendant la réponse fréquentielle plus complexe. Cela confirme que lors de l'expérimentation d'autres phénomènes physiques interviennent dans l'apparition et l'intensité de la réponse subsynchrone. En effet, lors de l'étude paramétrique on montrera l'importance des forces extérieures sur les fréquences subsynchrones. Quant aux essais, on suspecte l'intervention de phénomènes extérieurs probablement cycliques non modélisés ici qui agissent sur le fonctionnement du palier. Nous pouvons citer par exemple, les forces magnétiques dues à la partie magnétique du rotor et l'influence des vibrations du moteur électrique ou encore les effets du mésalignement. Certaines forces permettent d'apporter de la stabilité au système (exemple : charge statique) et d'autres au contraire viennent le déstabiliser.

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

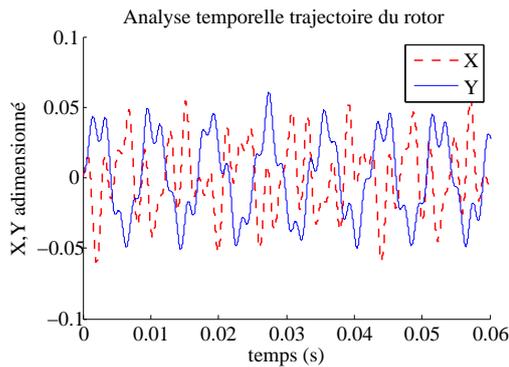
Sur les figures FIG.3.16, nous observons les orbites ainsi que les analyses temporelles/fréquentielles pour un jeu de $99 \mu\text{m}$ avec balourd en phase à 30000 rpm. Pour obtenir un point de fonctionnement stable la charge statique adimensionnée est égale à 1 (soit 4 fois le poids du rotor). Sur la figure (a) traçant la stabilité du système, on constate une orbite d'amplitude $3^{\circ}/_{oo}$ du jeu.



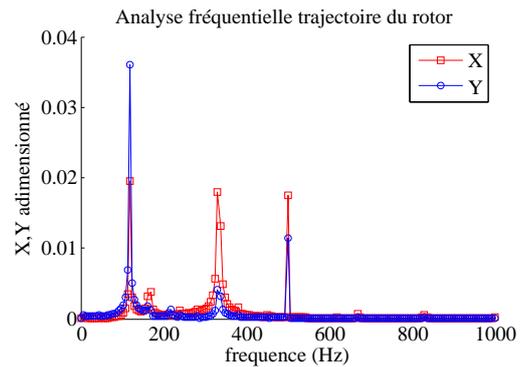
(a) Stabilité à 30000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$



(b) Balourd à 0.01 et 30000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$



(c) Balourd à 0.01 et 30000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$



(d) Balourd à 0.01 et 30000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$

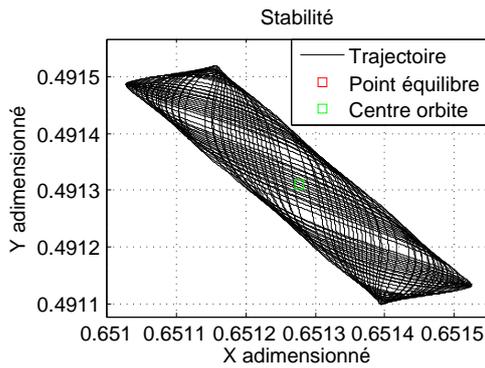
FIGURE 3.16: Analyse numérique à 30000 rpm, balourd à 0.01, jeu $99 \mu\text{m}$, soyaage à 0° et $W_{eq} = 1.0$

A 30000 rpm, les réponses subsynchrones trouvées sont à 110, 140 et 325 Hz. A 10000 rpm, les réponses subsynchrones mis à part le whirl apparaissent à 25, 55, 110 et 140 Hz. Par ailleurs, la comparaison avec les essais nous montre la présence de la fréquence 140 Hz (FIG.3.14). On retrouve donc une même correspondance en terme d'excitation à 110 et 140 Hz ce qui confirme l'existence de ces fréquences subsynchrones qui peut être imputée à la feuille flexible. L'évaluation de la raideur d'un bump (isolé) montre qu'il ne s'agit pas de l'excitation par un bump mais par l'ensemble de la structure flexible. La structure flexible va venir exciter les modes de corps rigide compris entre 120 et 180 Hz environ. On observe que les autres fréquences sont proportionnelles à ces valeurs. Ainsi le mouvement de la structure flexible en interaction avec le rotor provoque d'autres phénomènes de résonance non naturelles du rotor.

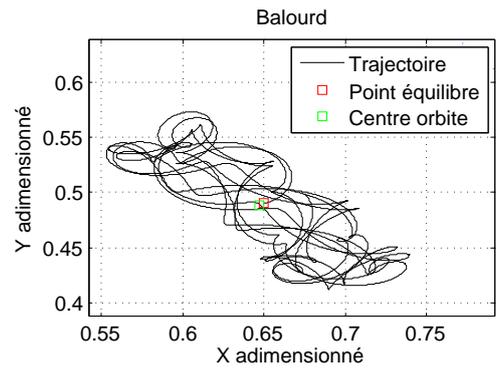
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

3.1.3.2 Cas à 129 μm

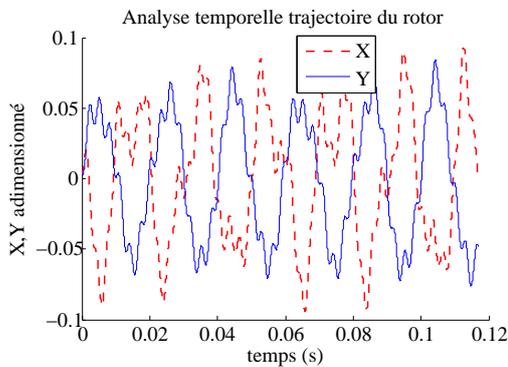
Sur les FIG.3.17, nous observons les orbites ainsi que les analyses temporelles/fréquentielles pour un jeu de 129 μm à balourd en phase et 20000 rpm.



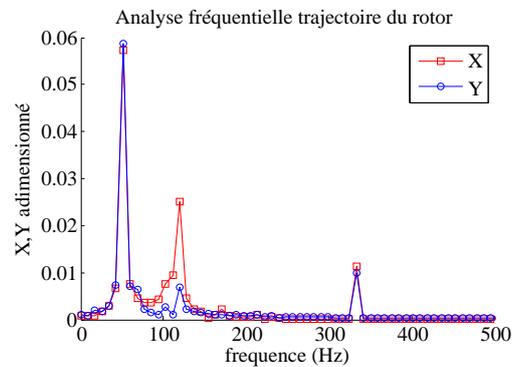
(a) Stabilité à 20000 rpm jeu 129 μm



(b) Balourd à 0.01 et 20000 rpm jeu 129 μm



(c) Balourd à 0.01 et 20000 rpm jeu 129 μm



(d) Balourd à 0.01 et 20000 rpm jeu 129 μm

FIGURE 3.17: Analyse numérique à 20000 rpm, balourd à 0.01, jeu 129 μm et soyaage à 0°

A 20000 rpm, les résultats expérimentaux montrent la présence du whirl à 166.6 Hz (cf annexe D p. 166, 167, 168). Cette fréquence est retrouvée sur les résultats numériques mais très amortie avec l'apparition d'autres fréquences à 55 Hz et 110 Hz. On retrouve encore une fois les même fréquences qui vont correspondre à l'excitation du premier mode de corps rigide cylindrique et sa demi-fréquence due à la structure flexible. De plus, on note la présence de noeuds sur la trajectoire qui vont s'apparenter à ces mouvements de corps rigides.

3.1.3.3 Conclusions

La première phase de validation est concluante de part la similarité au niveau des tendances et du comportement non-linéaire. On peut évoquer :

- la visualisation de trajectoire non-linéaire avec présence de noeuds
- l'existence de périodes (analyse temporelle) à répétition identique et non identique lors de la présence de fréquences subsynchrones autres que le whirl correspondant aux noeuds sur la trajectoire.
- l'existence de périodes (analyse temporelle) d'amplitudes différentes s'alternant en présence du whirl

Les différences peuvent s'expliquer par :

- la non prise en compte des effets gyroscopiques (mésalignement)
- l'intervention de forces extérieures non modélisées ici dont l'influence sur les fréquences subsynchrones semblent non négligeables. En effet, elles changent les sollicitations agissant sur la structure flexible. Ce point est analysé lors de l'étude paramétrique numérique.
- la considération du rotor comme un solide indéformable

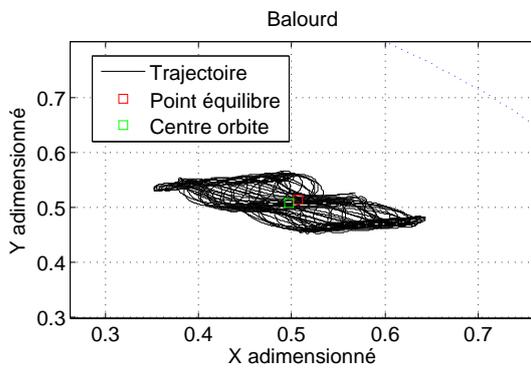
Ces premières études (expérimentales/numériques) ont permis d'aboutir à des conclusions sur l'origine des fréquences subsynchrones. On retrouve une même correspondance en terme d'excitation. L'évaluation de la raideur d'un bump (isolé) montre qu'il ne s'agit pas de l'excitation par un bump mais par l'ensemble de la structure flexible. La structure flexible va venir exciter les modes de corps rigides.

Dans la suite, nous étudierons l'influence de différents paramètres sur le comportement du rotor et notamment sur les fréquences subsynchrones. Ceci permettra aux études à venir de connaître (le ou) les paramètres à modifier pour obtenir le niveau de fréquence limite requis.

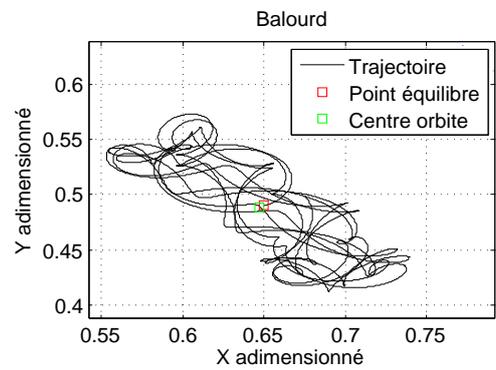
3.2 Études paramétriques

3.2.1 Influence du jeu

Sur les figures FIG.3.18 et FIG.3.19, nous observons à 20000 rpm les orbites ainsi que les analyses temporelles/fréquentielles pour un jeu de 99 et 129 μm à balourd en phase. Pour ce cas les paramètres du palier sont répertoriés dans le tableau TAB.3.2

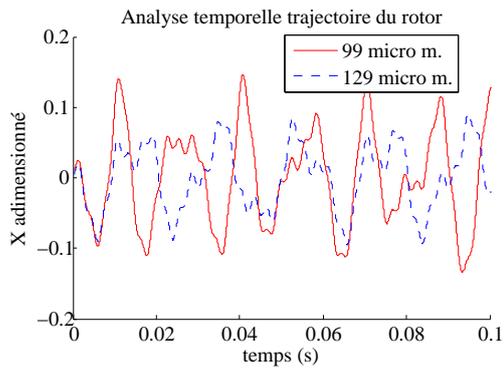


(a) Trajectoire du rotor pour un jeu de 99 μm

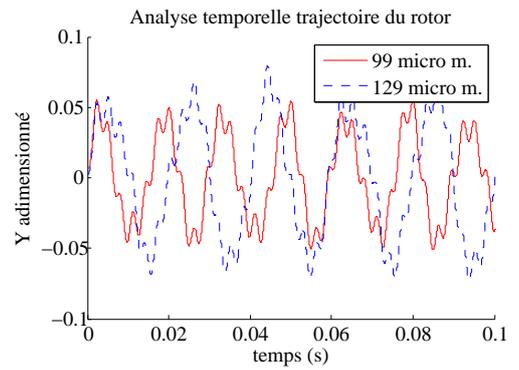


(b) Trajectoire du rotor pour un jeu de 129 μm

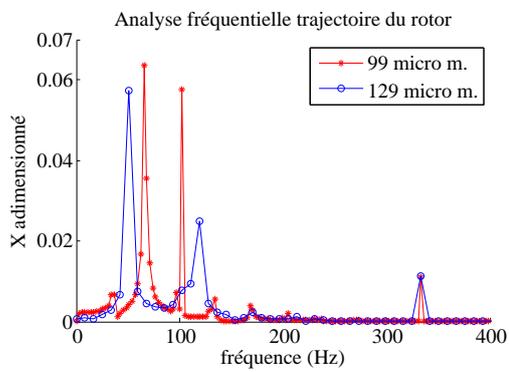
FIGURE 3.18: Influence du jeu : 99/129 μm , à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyage à 0°
(1)



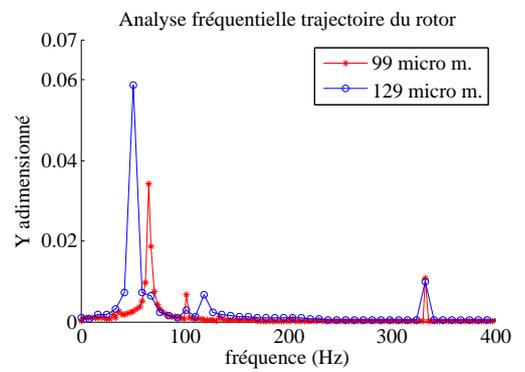
(a) Analyse temporelle X



(b) Analyse temporelle Y



(c) Analyse fréquentielle X



(d) Analyse fréquentielle Y

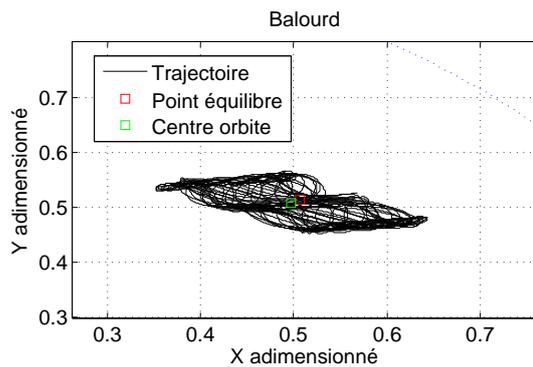
FIGURE 3.19: Influence du jeu : 99/129 μm , à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyage à 0°
(2)

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

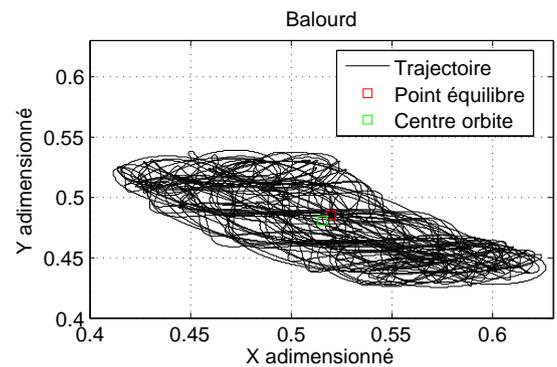
Pour un jeu de $99 \mu\text{m}$, on observe deux fréquences subsynchrones prépondérantes l'une proche du mode de corps rigide et l'autre qui lui est proportionnelle. Lorsque le jeu est augmenté à $129 \mu\text{m}$ elles s'éloignent l'une de l'autre, l'une diminuant et l'autre augmentant. En effet, l'accroissement du jeu permet au rotor d'avoir un espace de mouvement plus important avec un champ de pression moins élevé. Ainsi la trajectoire est plus grande et donc ceci diminue la première fréquence (de 70 à 55Hz). Par contre, la trajectoire étant plus grande la fréquence des noeuds (répétition non identique) est plus élevée et donc la deuxième fréquence passe de 100 à 120 Hz. Cette dernière correspond aux périodes courtes sur les périodes principales et donc aux noeuds. Ainsi les noeuds vont représenter des excitations des modes de corps rigides. La première fréquence, qui reste en générale proche du multiple de la seconde fréquence, voit sa durée s'allonger à cause du jeu plus élevé. A $99 \mu\text{m}$ les effets de la structure souple sont plus importants surtout suivant X (direction portante de l'apesanteur et de la charge statique). Le jeu va donc influencer sur la position des fréquences subsynchrones ainsi que leurs intensités et nombres de part une proximité à la structure plus importante et de part des sollicitations de cette structure par des forces aérodynamiques plus élevées. Finalement, en diminuant le jeu on augmente leurs intensités suivant X.

3.2.2 Influence du rapport L/D

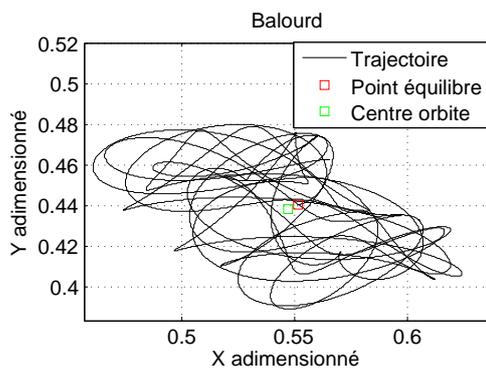
Sur les figures FIG.3.21 et FIG.3.22, nous observons à 20000 rpm les orbites ainsi que les analyses temporelles/fréquentielles pour un jeu de $99 \mu\text{m}$ à balourd en phase Pour ce cas les paramètres du palier sont répertoriés dans le tableau TAB.3.2



(a) Trajectoire du rotor à 20000 rpm $L/D = 1.25$



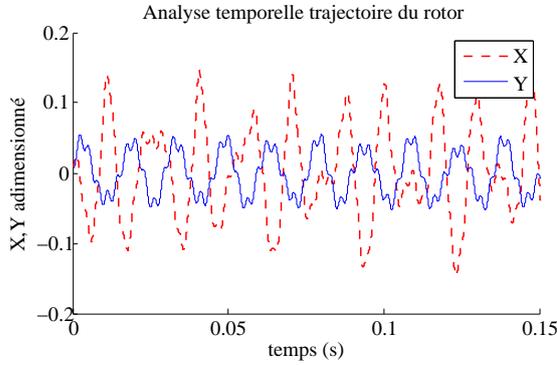
(b) Trajectoire du rotor à 20000 rpm $L/D = 1.0$



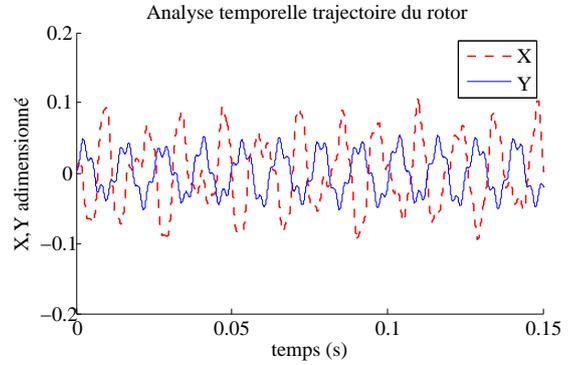
(c) Trajectoire du rotor à 20000 rpm $L/D = 0.75$

FIGURE 3.20: Influence du rapport L/D : 1.25/1.0/0.75, jeu $99 \mu\text{m}$, à 20000 rpm, balourd à 0.01° et soyaage à 0° (1)

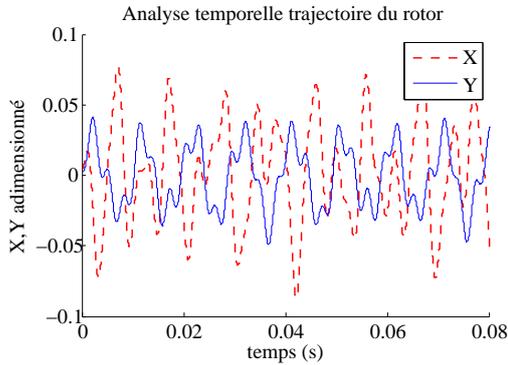
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMETRIQUES



(a) Analyse temporelle à 20000 rpm $L/D = 1.25 \mu\text{m}$



(b) Analyse temporelle à 20000 rpm $L/D = 1.0 \mu\text{m}$



(c) Analyse temporelle à 20000 rpm $L/D = 0.75 \mu\text{m}$

FIGURE 3.21: Influence du rapport L/D : 1.25/1.0/0.75, jeu $99 \mu\text{m}$, à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyaage à 0° (2)

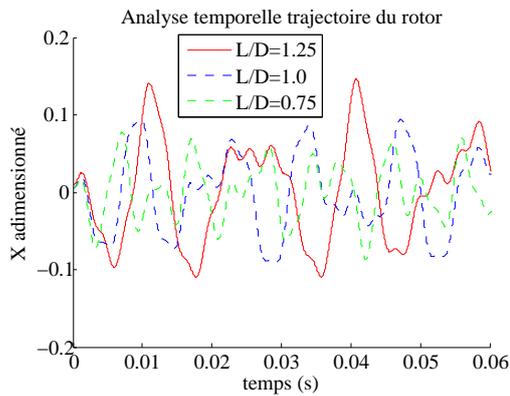
En réduisant le rapport L/D , les trajectoires sont plus courtes et l'excentricité moins importante. En effet, en diminuant L/D on réduit les forces aérodynamiques. Plus particulièrement, la portance suivant Z en réduisant L et suivant θ en augmentant D . A même vitesse, on diminue les forces de pressions qui s'appliquent sur la structure réduisant ainsi l'excentricité. Par ailleurs, lorsque L/D diminue l'angle de calage augmente.

Le rotor "voit" son espace de déplacement possible s'agrandir allongeant ainsi les trajectoires et réduisant ainsi les valeurs d'apparition des fréquences subsynchrones. Toutes les fréquences subsynchrones suivent cette tendance étant donné le modèle choisi qui ne prend pas en compte les effets de bord.

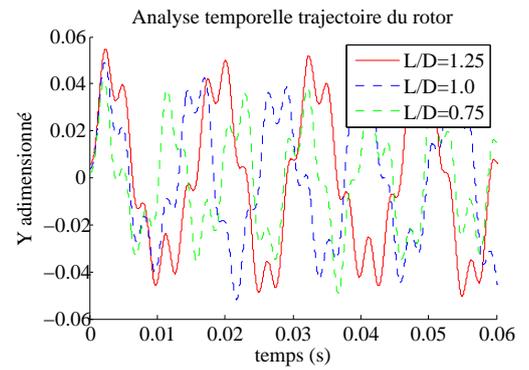
A cette vitesse, l'excitation par la structure souple est prépondérante. Le comportement suivant X et Y présente les mêmes tendances mais pas les mêmes intensités. Suivant X, la structure est plus sollicitée par les forces extérieures (l'apesanteur, charge statique, ...).

Finalement, en modifiant les caractéristiques intrinsèques du palier on modifie la valeur d'apparition des modes de corps rigides excités par la structure correspondant aux fréquences subsynchrones (au dessus de 100 Hz) en passant de l'excitation du mode cylindrique au mode conique. En dessous de 100 Hz, on constate que la valeur des fréquences augmente ce qui correspond à une diminution des périodes principales du mouvement dû à l'augmentation de la longueur du palier.

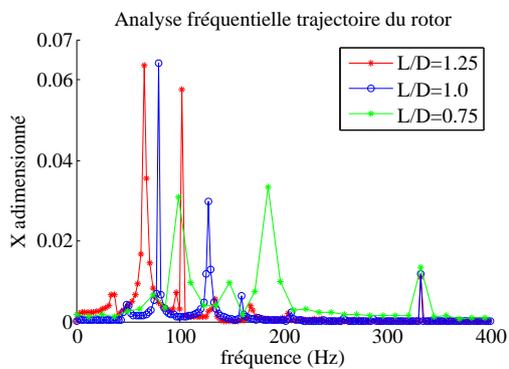
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES



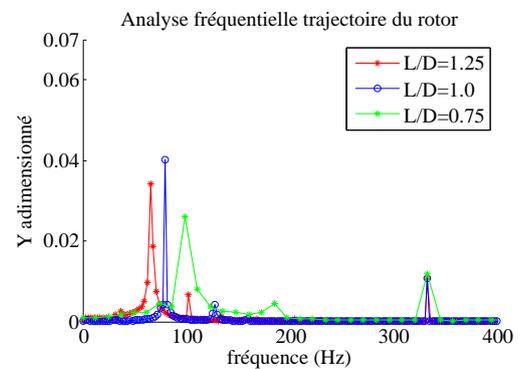
(a) Analyse temporelle X



(b) Analyse temporelle Y



(c) Analyse fréquentielle X



(d) Analyse fréquentielle Y

FIGURE 3.22: Influence du rapport L/D : 1.25/1.0/0.75, jeu $99 \mu\text{m}$, à 20000 rpm, balourd à 0.01 et soyaage à 0° (3)

3.2.3 Influence de la masse du rotor

On considère maintenant le cas d'étude avec les caractéristiques décrites dans le tableau suivant TAB.3.3 :

Paramètres	Valeurs
Diamètre palier	50 mm
Longueur palier	50 mm
Jeu palier	50 μm
Modèle bump	Monobumps
Demi-masse rotor	50 N
Charge équivalente W_{eq}	0.8 adim
Balourd	0.01 adim

TABLE 3.3: Caractéristiques du palier (2)

Sur les figures FIG.3.23, nous observons les orbites et analyses temporelles/fréquentielles pour différentes valeurs de masse du rotor à 10000 rpm. On observe l'atténuation significative de l'amplitude de la trajectoire lors de l'augmentation de la masse. Concernant les conséquences sur le comportement temporel et fréquentiel, on constate la disparition du whirl lors de l'augmentation de la masse du rotor. Les fréquences subsynchrones sont d'amplitude moindre et moins nombreuses. L'augmentation de la masse déplace le point de fonctionnement vers la région stable, phénomène connu en analyse linéaire.

A 5 kg, on observe l'apparition du whirl qui disparaît à 10 kg. En effet, en augmentant le poids le film d'air devenant plus raide n'excite plus le rotor à cette vitesse. Cependant, on note à 5 kg un phénomène de whirl (83 Hz) perturbé par d'autres fréquences subsynchrones qui vont correspondre à l'excitation du mode cylindrique par la structure. La valeur du mode conique coïncide avec la vitesse de rotation, on est en présence d'une vitesse critique. A 10 kg, le premier mode cylindrique passe à 125 Hz et laisse apparaître une excitation due à une période plus longue du mouvement.

Par ailleurs, en augmentant la masse on diminue les déplacements du rotor (en diminuant l'accélération) et donc l'influence sur la structure flexible en plus de l'écrasement subi. Ceci entraîne une diminution de l'intensité de la réponse subsynchrone. En effet :

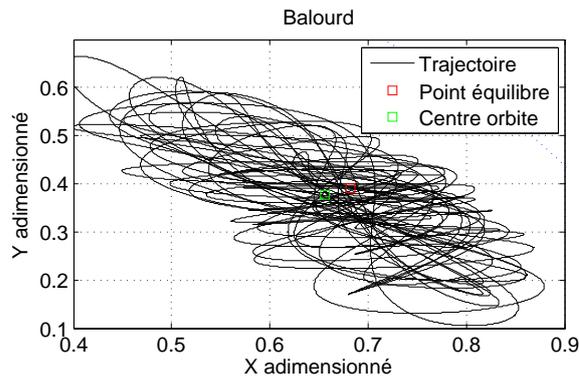
L'application du Principe Fondamental de la Dynamique conduit à :

$$\ddot{x} = \frac{W_0 + W_{d,x}(t) + Me_b\omega^2 \cos \omega t + F_x(t)}{M} \quad (3.1)$$

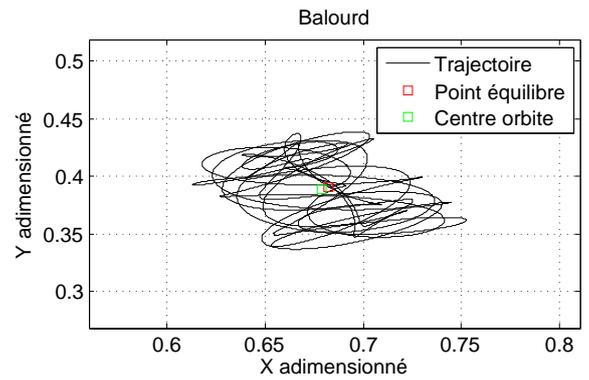
$$\ddot{y} = \frac{W_{d,y}(t) + Me_b\omega^2 \sin \omega t + F_y(t)}{M} \quad (3.2)$$

De la même manière on diminue l'influence de la charge statique dont on étudie l'action au paragraphe suivant.

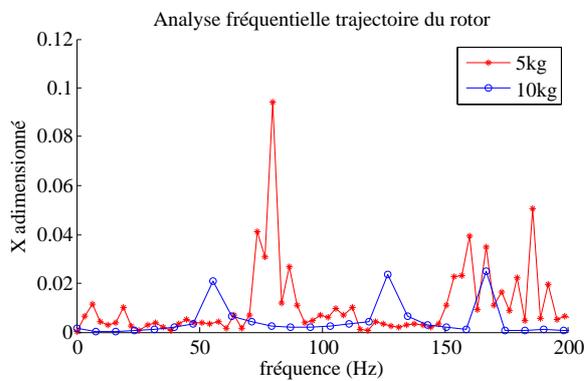
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES



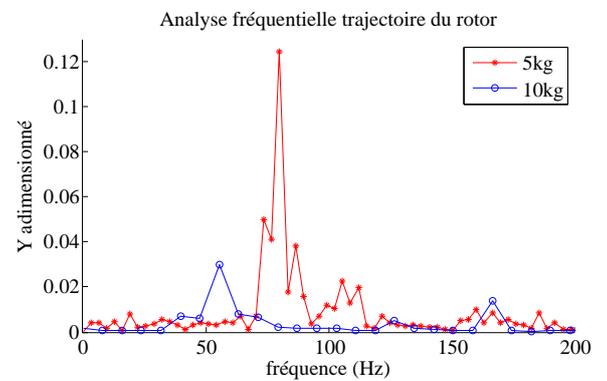
(a) Trajectoire du rotor à 5 kg



(b) Trajectoire du rotor à 10 kg



(c) Analyse fréquentielle X



(d) Analyse fréquentielle Y

FIGURE 3.23: Influence de la masse rotor : 5/10 kg, à 10000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyaage à 0°

3.2.4 Influence de la vitesse de rotation

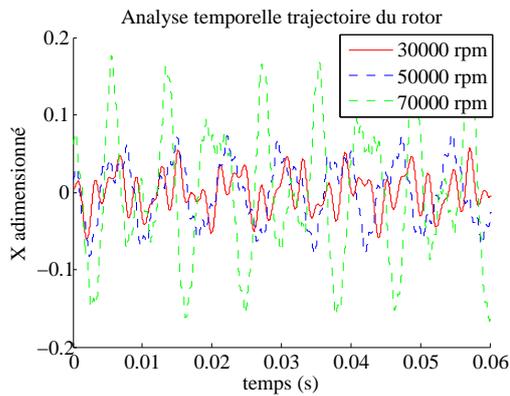
On considère le cas suivant dont les données sont décrites dans le tableau TAB.3.2 avec une charge statique supplémentaire équivalente à 4 fois le poids du rotor. Ce chargement supplémentaire nous permet dans le cas présent de travailler à haute vitesse sans être dans un cas instable de fonctionnement (divergent). L'objectif étant ici de comprendre l'influence de la vitesse de rotation, on étudie plus loin l'influence de la charge statique.

Sur les figures FIG.3.24, nous observons les analyses temporelles/fréquentielles pour différentes vitesses.

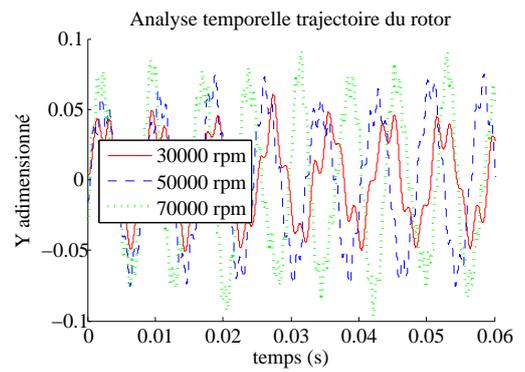
La première remarque porte sur la valeur du premier mode de corps rigide au dessus de 200 Hz qui diminue en fonction de la vitesse. Elle correspond au mode cylindrique de précession inverse. Pour les fréquences au dessous de cette valeur, elles accroissent en fonction de la vitesse qui provoque des mouvements d'amplitudes plus importantes et donc des périodes plus courtes.

Par ailleurs, on constate que l'influence de la structure souple est importante à basse vitesse puis s'estompe pour enfin retrouver sa prépondérance contrairement à ce qui est communément accepté. A haute vitesse la structure souple vient déstabiliser le système, en effet, l'intensité des fréquences subsynchrones augmentent de manière très importante par rapport à la réponse synchrone. A haute vitesse, les petits déplacements de la structure ont un impact plus élevés sur le rotor.

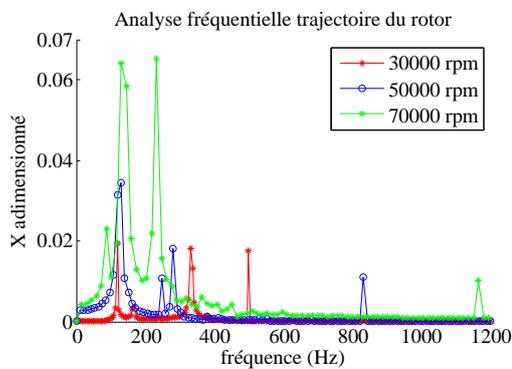
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES



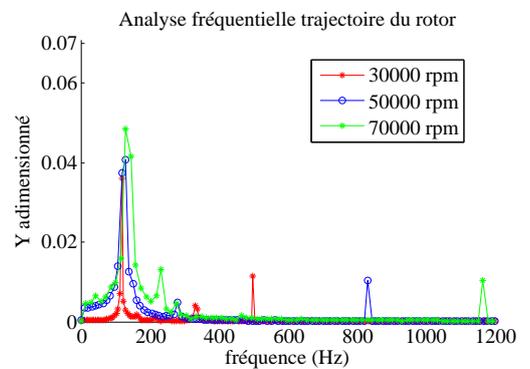
(a) Analyse temporelle X



(b) Analyse temporelle Y



(c) Analyse fréquentielle X

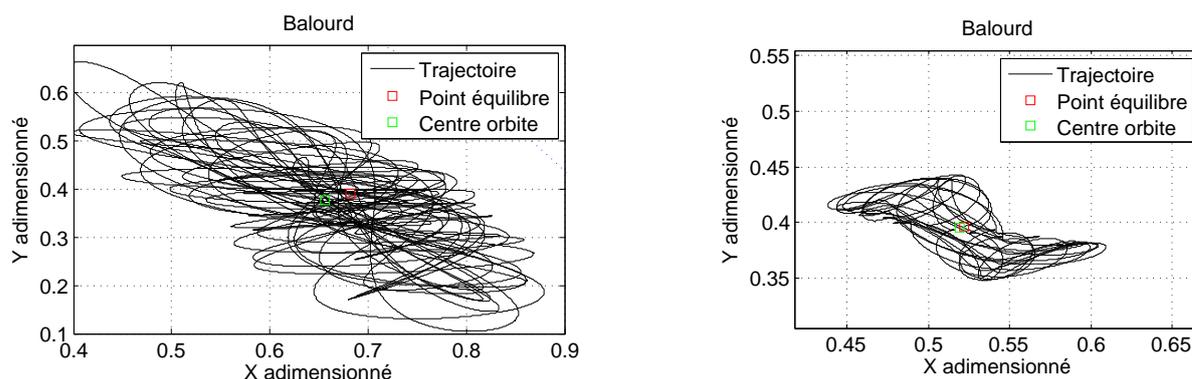


(d) Analyse fréquentielle Y

FIGURE 3.24: Influence de la vitesse de rotation : 30000/50000/70000, jeu $99 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyaage à 0°

3.2.5 Influence de la non linéarité structurelle

Sur les figures FIG.3.25 et FIG.3.26, nous observons les orbites et analyses temporelles/fréquentielles pour 10000 rpm, sachant que le cas à 20000 rpm est un cas de référence. Les caractéristiques sont décrites dans le tableau TAB.3.3.



(a) Trajectoire du rotor à 10000 rpm

(b) Trajectoire du rotor à 20000 rpm

FIGURE 3.25: Influence de la non-linéarité structurelle : cas à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (1)

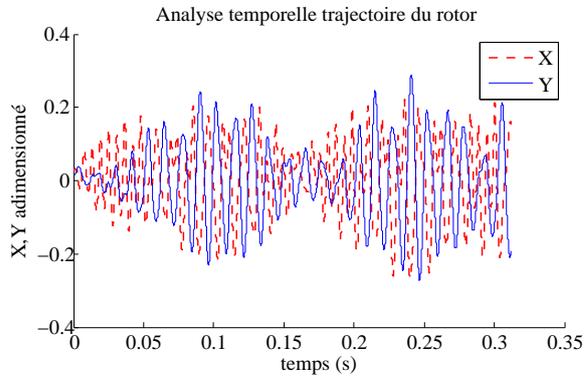
Sur l'analyse fréquentielle, on observe la fréquence subsynchrone à 83 Hz correspondant au whirl et de nombreuses fréquences subsynchrones très proches. A cette basse vitesse l'influence de la structure souple consiste à venir perturber et amplifier le phénomène induit par le film d'air et la réponse synchrone.

Le mouvement est désordonné et présente de nombreuses sous orbites contrairement au cas à 20000 rpm où les perturbations dues au coussinet sont moins importantes, les orbites sont 3 fois plus larges. La structure souple se déplace beaucoup plus et est moins immobilisée par un champ de pression conséquent. En d'autres termes, à basse vitesse les déformations de la structure se font plus ressentir sur le comportement du rotor.

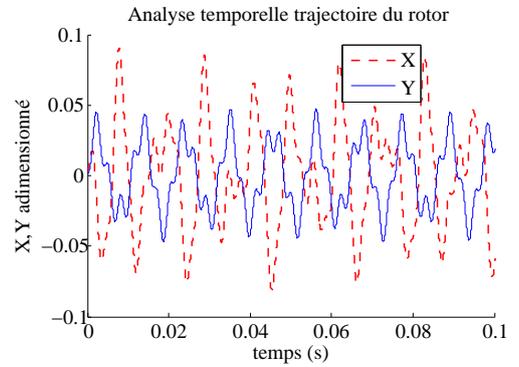
Les réponses fréquentielles sont différentes suivant X et Y en termes d'intensités et d'apparitions. On y voit la traduction du comportement de la structure souple fortement non linéaire permise par la modélisation mathématique plus fine de cette dernière.

Par ailleurs, on note la présence d'un noeud central sur la trajectoire où toutes les orbites passent. Ce noeud est proche de la position d'équilibre statique et donc correspond à la position "d'équilibre dynamique" du rotor. Lorsque l'on retrouve plusieurs noeuds sur une même trajectoire cela va correspondre aux différents "équilibres dynamique" pour différentes positions de la structure souple qui vient exciter les modes de corps rigides.

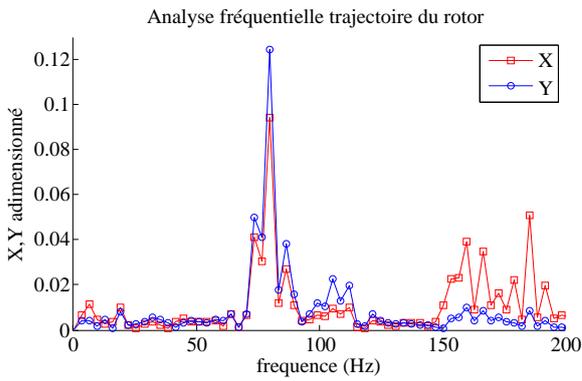
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES



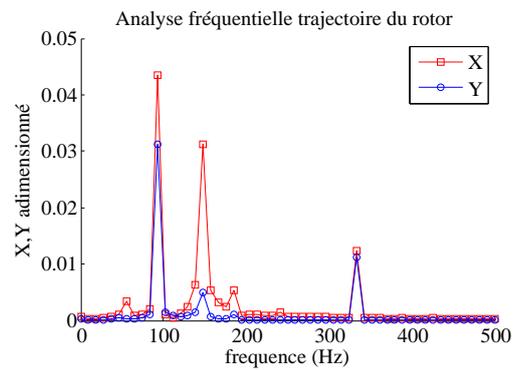
(a) Analyse temporelle à 10000 rpm



(b) Analyse temporelle à 20000 rpm



(c) Analyse fréquentielle à 10000 rpm



(d) Analyse fréquentielle à 20000 rpm

FIGURE 3.26: Influence de la non-linéarité structurelle : cas à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyaage à 0° (2)

3.2.5.1 Influence du nombre de bumps

Sur les figures FIG.3.27, nous observons les analyses fréquentielles pour un nombre différent de coques.

Dans le cas c28 (cas de référence) tout le périmètre du palier est recouvert de coques . Dans le cas c21, le dernier tiers du palier n'est pas recouvert (partie opposée à l'excentration). On note une différence d'amplitude des fréquences subsynchrones qui sont plus importantes lorsque le pourtour du palier n'est pas recouvert, mais les valeurs des fréquences ne changent pas. Ceci est dû à une rigidité plus importante mais surtout à la neutralisation de la partie amortissante de la structure souple du coussinet. En effet, la structure peut avoir une action inverse en amplifiant les fréquences subsynchrones sous certaines conditions mais ce n'est pas le cas pour la structure présente dans le divergent. Ceci montre aussi que ce sont les coques concernées par l'excentration du rotor qui influent sur l'apparition et les valeurs des fréquences subsynchrones.

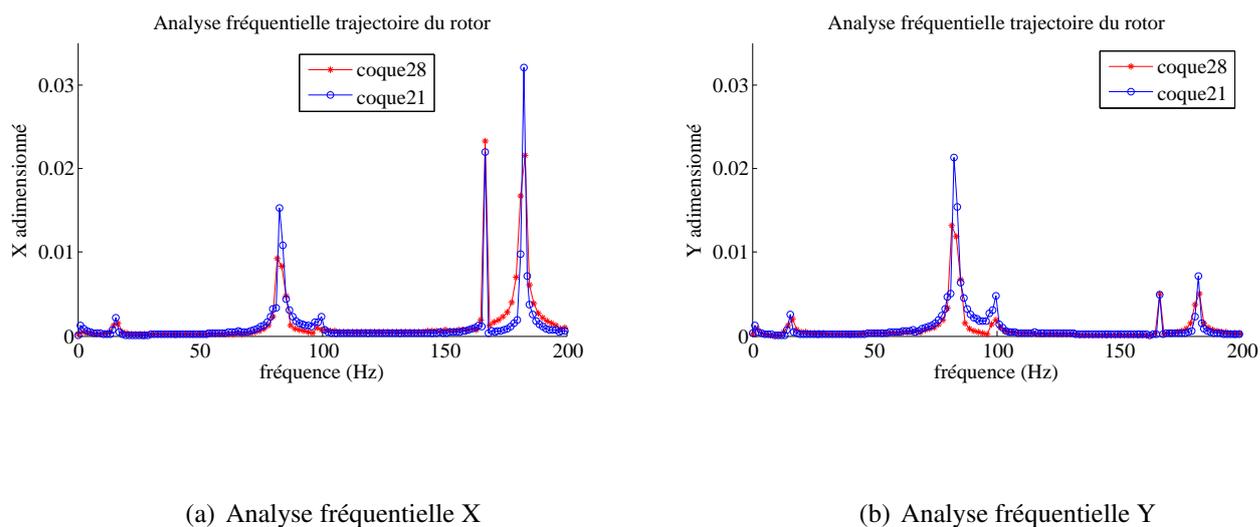


FIGURE 3.27: Influence du nombre de bumps : 21/28 , à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0°

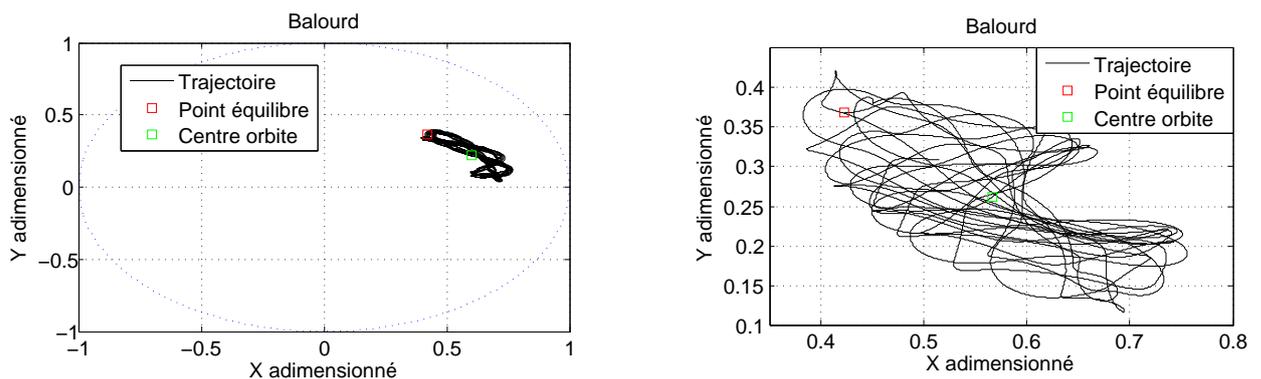
3.2.5.2 Influence des coefficients de frottement des feuilles métalliques

Sur les figures FIG.3.28 et FIG.3.29, nous observons les orbites et analyses temporelles/fréquentielles pour différents coefficients de frottement : support-bumps (fs) - bumps-fourreau (ff). En modifiant le coefficient de frottement on constate un amortissement plus ou moins important montrant l'influence des caractéristiques de la structure souple sur la réponse subsynchrone du rotor.

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES

Sur l'analyse fréquentielle, on n'observe pas de décalage marqué des fréquences sub-synchrones, mais une diminution de l'intensité et un dédoublement des fréquences lors de l'augmentation du coefficient de frottement. La structure souple s'écrase totalement de part un coefficient de frottement bas (glissement) réduisant ainsi l'amortissement. L'énergie transmise est en partie dissipée par frottement. Celui-ci modifie donc la trajectoire ainsi que son amplitude et la périodicité du mouvement.

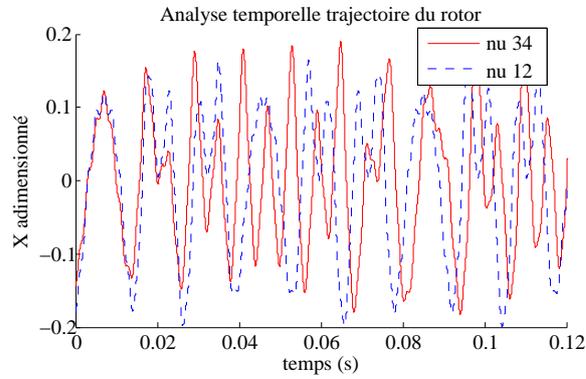
Sur l'analyse temporelle, on observe un effet accordéon lors du dédoublement. Des coefficients trop petits ont tendances à brouiller la trajectoire, la structure est trop souple. On en déduit aussi que le rapport entre les coefficients de frottement support / fourreau aura une influence non négligeable. Cependant dégager des tendances est difficile de par la non linéarité du comportement. La structure ne produit pas le même type d'interaction (adhérence/glissement) entre les différents bumps selon la valeur des coefficients et leur rapport. Il est donc nécessaire d'étudier l'influence du rapport entre les coefficients de frottement support-bumps et bumps-fourreau en fonction du cas traité.



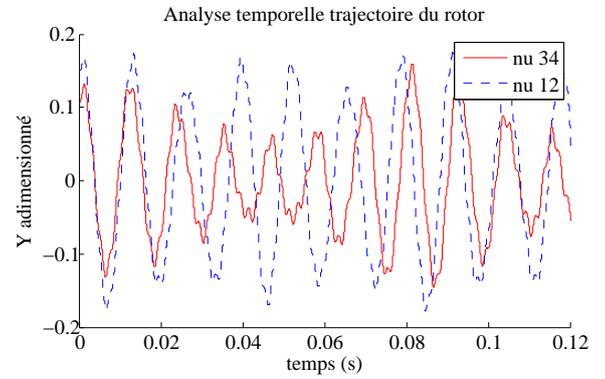
(a) Trajectoire du rotor pour $\nu=0.1-0.2$

(b) Trajectoire du rotor pour $\nu=0.3-0.4$

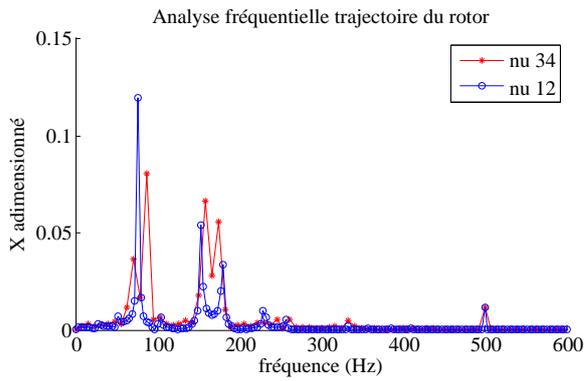
FIGURE 3.28: Influence des coefficients de frottement ν : 0.1-0.2/0.3-0.4, à 30000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (1)



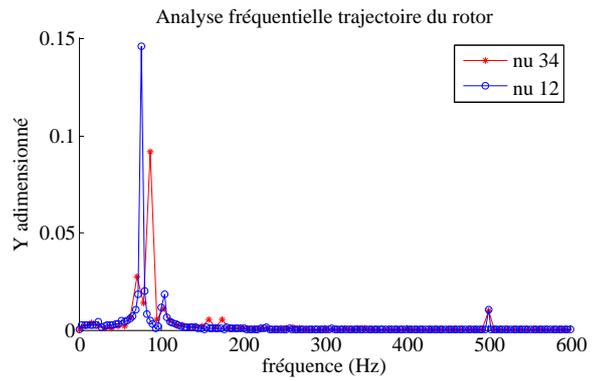
(a) Analyse temporelle X



(b) Analyse temporelle Y



(c) Analyse fréquentielle X

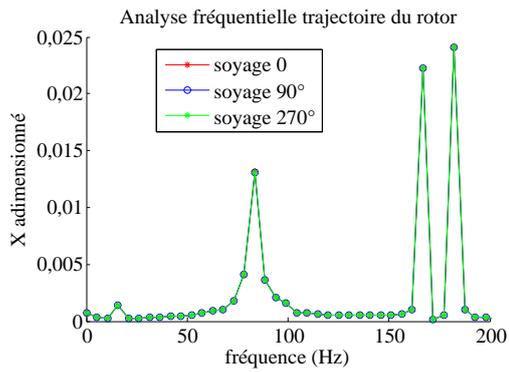


(d) Analyse fréquentielle Y

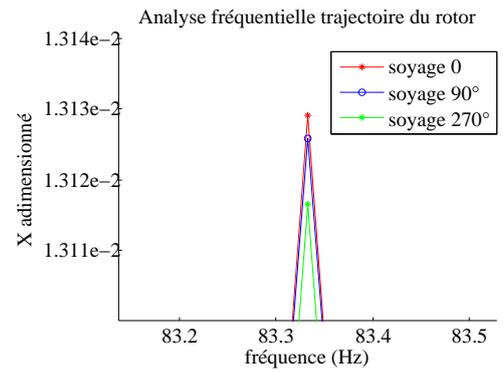
FIGURE 3.29: Influence des coefficients de frottement ν : 0.1-0.2/0.3-0.4, à 30000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$, balourd à 0.01 et soyage à 0° (2)

3.2.5.3 Influence de la position du soya

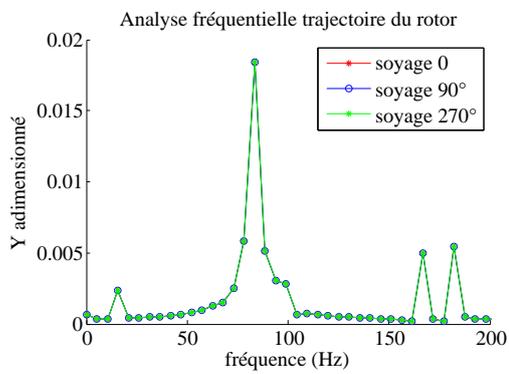
Sur les figures FIG.3.30, nous observons les analyses fréquentielles pour différentes positions de soya. Contrairement aux résultats attendus et retrouvés sur les courbes expérimentales, la position de soya ne modifie pas la carte fréquentielle. la différence est de l'ordre du μm en amplitude. En effet, lors de la modélisation numérique la prise en compte du soya est sommaire : seule une rangée de noeud d'éléments finis est bloquée en déplacement. La rigidité n'est donc pas similaire à la réalité où cette zone est renforcée. Avec une telle rigidité, la position du soya doit modifier le comportement du rotor au sein du coussinet surtout si le soya se trouve près du convergent. Il s'agira dans l'avenir d'apporter une plus grande attention à la modélisation du soya.



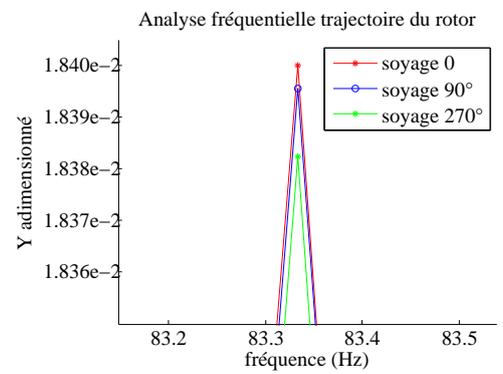
(a) Analyse fréquentielle X



(b) Analyse fréquentielle X zoom



(c) Analyse fréquentielle Y



(d) Analyse fréquentielle Y zoom

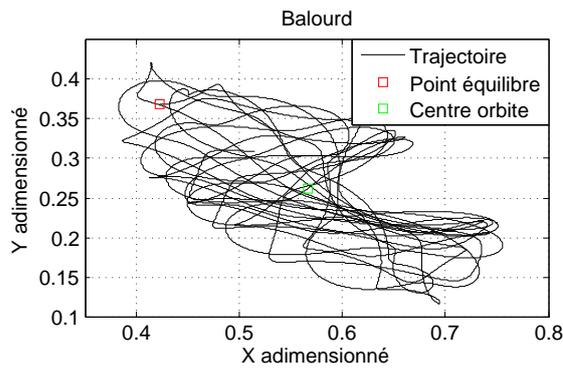
FIGURE 3.30: Influence de la position du soyage : $0^\circ/90^\circ/-90^\circ$

3.2.6 Influence de la charge statique

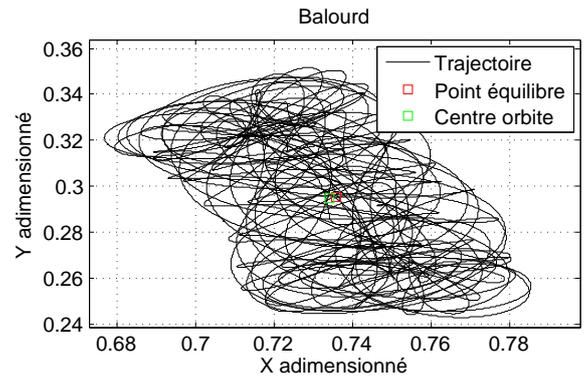
Sur les figures FIG.3.31 et FIG.3.32, nous observons les orbites et analyses temporelles/fréquentielles pour différentes charges statiques W_{eq} à 30000 rpm. Les caractéristiques sont décrites dans le tableau TAB.3.3.

Lorsque la charge est équivalente (0.8 adim) à la masse du rotor (5 kg), les amplitudes orbitales sont importantes ainsi que l'intensité des fréquences subsynchrones. Lorsque l'on augmente la charge statique on diminue l'intensité des fréquences subsynchrones. En effet, l'écrasement des bumps permet de réduire l'excitation par la structure souple du rotor et réduit ainsi l'amplitude des orbites jusqu'à une valeur limite (même intensité à 2.4 et 3.2). En augmentant la charge le système est plus stable. Les résultats d'analyse linéaire montrent que son augmentation induit une valeur de vitesse critique plus importante.

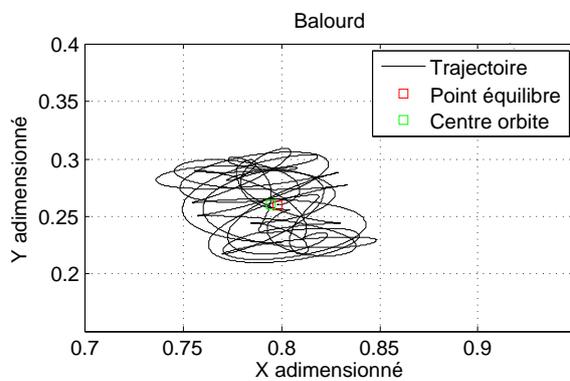
Par ailleurs, cela modifie l'apparition des fréquences subsynchrones en augmentant leurs valeurs d'apparition. En effet, le terme de charge statique influence directement la période du mouvement, en l'augmentant on augmente le terme en t^2 et donc le nombre de période pour un temps donné. Finalement la structure souple est excitée plus souvent.



(a) Trajectoire du rotor pour $W_{eq} = 0.8$



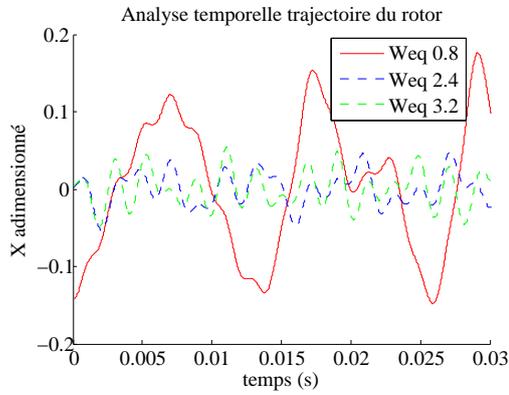
(b) Trajectoire du rotor pour $W_{eq} = 2.4$



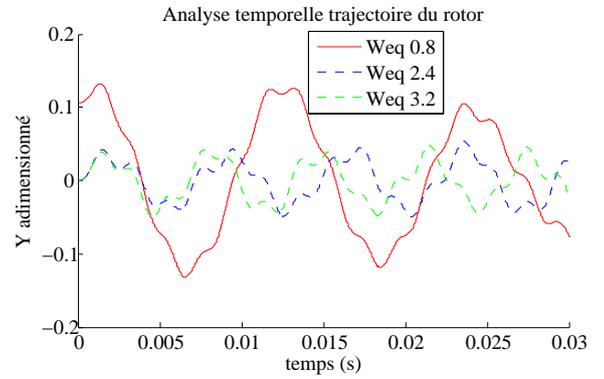
(c) Trajectoire du rotor pour $W_{eq} = 3.2$

FIGURE 3.31: Influence de la charge équivalente W_{eq} : 0.8/2.4/3.2, à 30000 rpm, à jeu 50 μm , balourd à 0.01 et soyage à 0° (1)

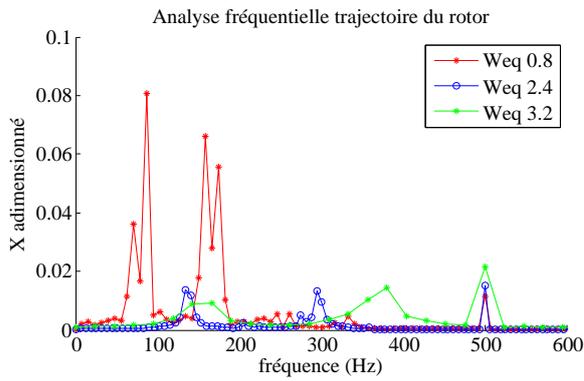
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES



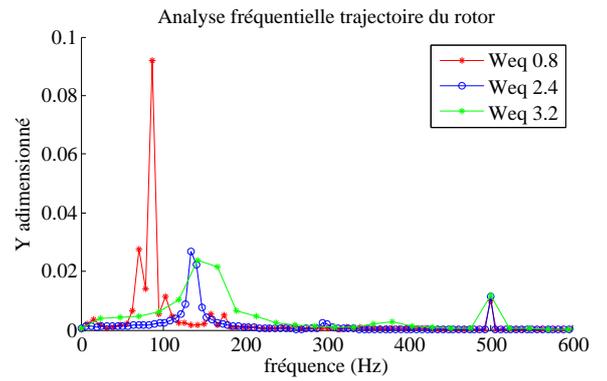
(a) Analyse temporelle X



(b) Analyse temporelle Y



(c) Analyse fréquentielle X



(d) Analyse fréquentielle Y

FIGURE 3.32: Influence de la charge équivalente W_{eq} : 0.8/2.4/3.2, à 30000 rpm, à jeu 50 μm , balourd à 0° et soyage à 0° (2)

3.2.7 Influence du balourd

La première remarque porte sur l'apparition à 190 Hz d'une fréquence sursynchrone à faible excentricité de balourd (FIG.3.33 à FIG.3.38). Très proche de la vitesse de rotation (166 Hz) ce phénomène disparaît avec l'augmentation de cette excentricité du balourd. On en déduit de par sa valeur qu'elle correspond à l'excitation d'un mode cylindrique par la structure dont l'effet ne se limite pas aux fréquences subsynchrones.

On choisit de travailler avec un cas où l'on avait la présence du whirl afin d'étudier l'impact du balourd sur ce phénomène. Les caractéristiques sont décrites dans le tableau TAB.3.3.

3.2.7.1 Influence de l'augmentation de l'excentricité du balourd

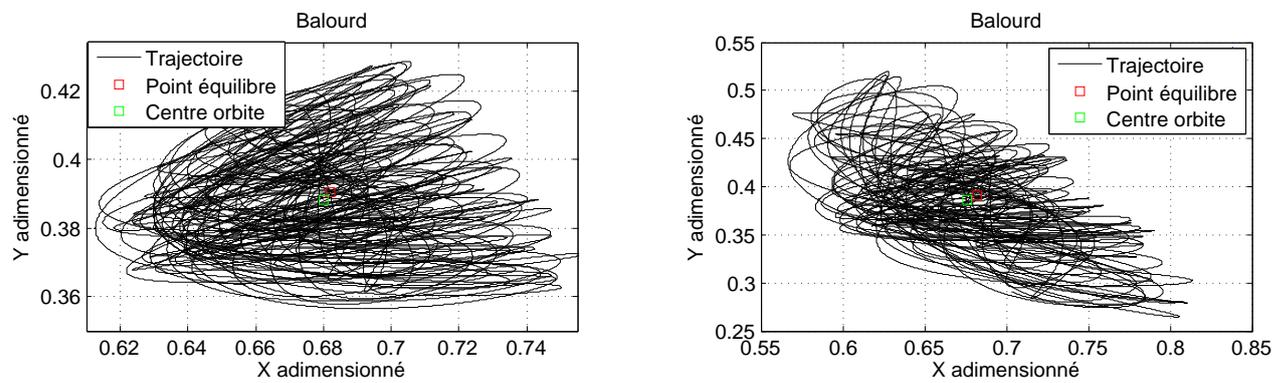
Sur les figures FIG.3.33 et FIG.3.34, nous observons les orbites et analyses temporelles/fréquentielles pour différentes valeurs de balourds à 10000 rpm.

En augmentant cette excentricité, on ne change pas les valeurs d'apparition des fréquences subsynchrones mais on influe sur leurs intensités. Le balourd intervient comme charge additionnelle synchrone de la vitesse de rotation et donc de l'intensité du whirl (à demi-fréquence de rotation). Lorsque le balourd croît l'amplitude de la trajectoire fait de même.

Par ailleurs, sur l'analyse temporelle on constate un effet de déphasage suivant les directions X et Y. En effet, en modifiant le balourd on modifie la valeur de e_b qui multiplie le terme périodique dû au balourd modifiant ainsi le déphasage et l'amplitude. Ainsi dans ce cas le balourd joue sur l'intensité des fréquences mais pas leurs valeurs d'apparitions. Par conséquent, le balourd joue le rôle d'amortisseur ou d'amplificateur des réponses fréquentielles. On note que la trajectoire garde les mêmes allures.

Ainsi toutes les formes de forces cycliques auront une influence non négligeable maîtrisable. Dans la suite, on étudie donc l'influence d'un balourd en opposition de phase ($\cos(-\omega t)$) ou avec un angle d'action par exemple perpendiculaire à l'action théorique du balourd ($\cos(-\omega t - 90^\circ)$).

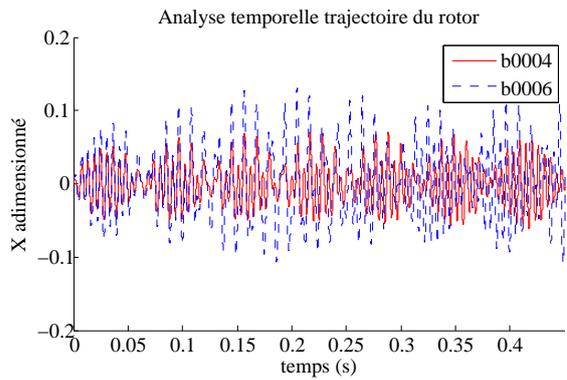
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPERIMENTALE ET ETUDES PARAMÉTRIQUES



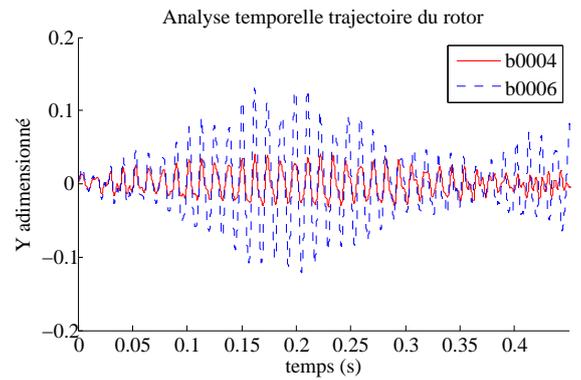
(a) Trajectoire du rotor, balourd de 0.004

(b) Trajectoire du rotor, balourd de 0.006

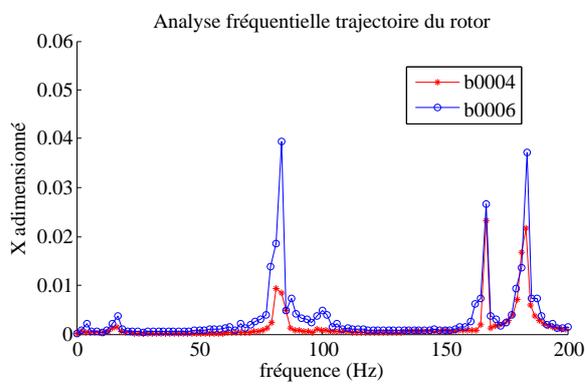
FIGURE 3.33: Influence de l'augmentation du balourd : 0.004/0.006, à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$ et soyage à 0°



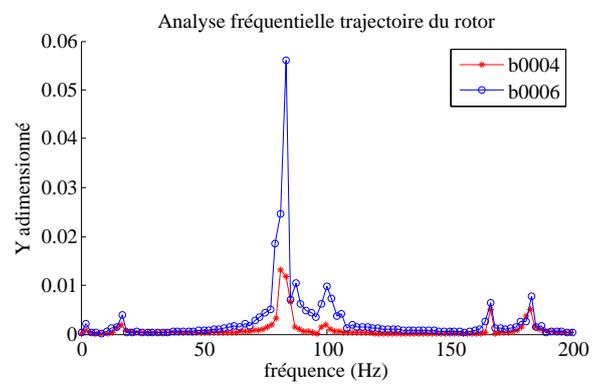
(a) Analyse temporelle X



(b) Analyse temporelle Y



(c) Analyse fréquentielle X



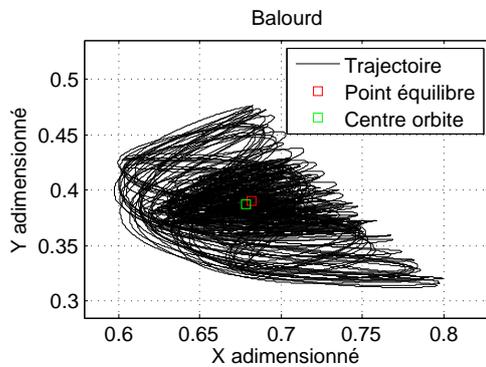
(d) Analyse fréquentielle Y

FIGURE 3.34: Influence de l'augmentation du balourd : 0.004/0.006, à 10000 rpm, jeu $50 \mu\text{m}$ et soyaage à 0°

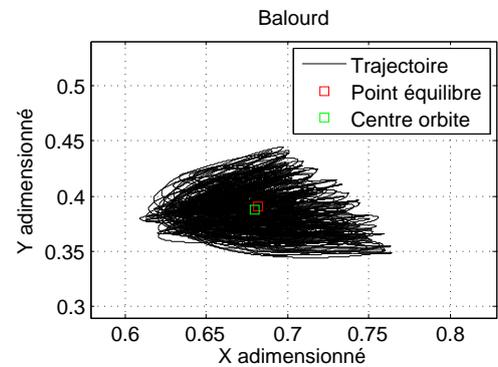
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

3.2.7.2 Influence du balourd en opposition de phase

Sur les figures FIG.3.35 et FIG.3.36, nous observons les orbites et analyses temporelles/fréquentielles dans le cas d'un balourd en opposition de phase. En opposition de phase les valeurs des fréquences subsynchrones ne changent pas contrairement à leurs intensités. Lorsque le balourd est en opposition de phase l'intensité des déplacements diminue significativement. En effet, le balourd en opposition de phase agit comme une charge additionnelle asynchrone et va donc venir s'opposer aux effets dus au mouvement. On observe très visiblement ce phénomène sur la réponse temporelle (FIG.3.36(b)).

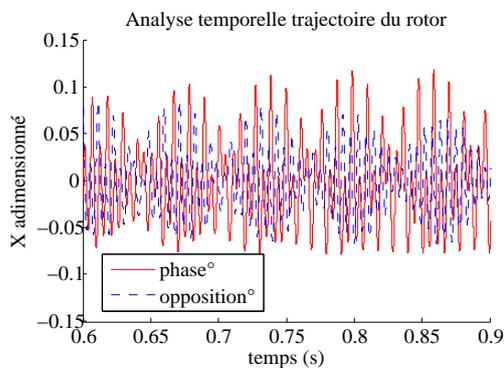


(a) Trajectoire du rotor, balourd en phase

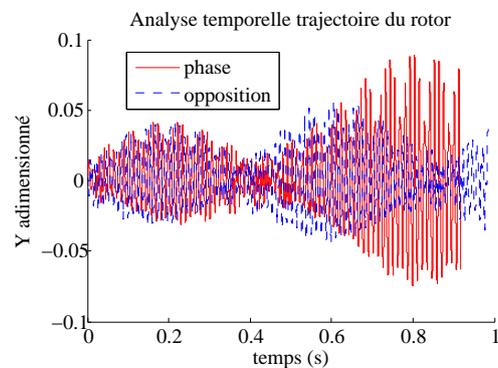


(b) Trajectoire du rotor, balourd en opposition de phase

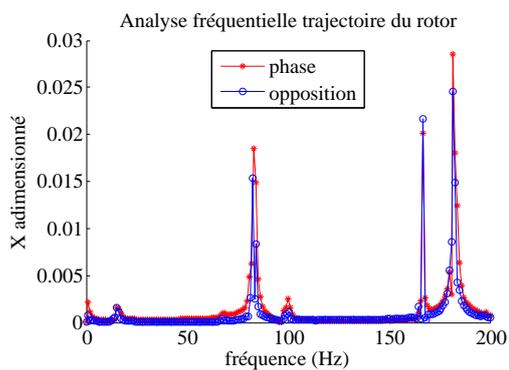
FIGURE 3.35: Influence du balourd à 0.004 en opposition de phase, à 10000 rpm, à jeu 50 μm et soyage à 0° (1)



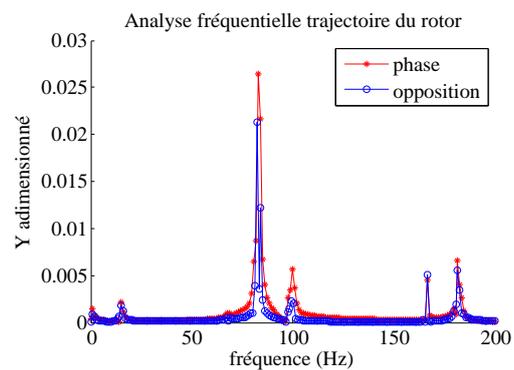
(a) Analyse temporelle X jeu 50 μm



(b) Analyse temporelle Y jeu 50 μm



(c) Analyse fréquentielle X jeu 50 μm



(d) Analyse fréquentielle Y jeu 50 μm

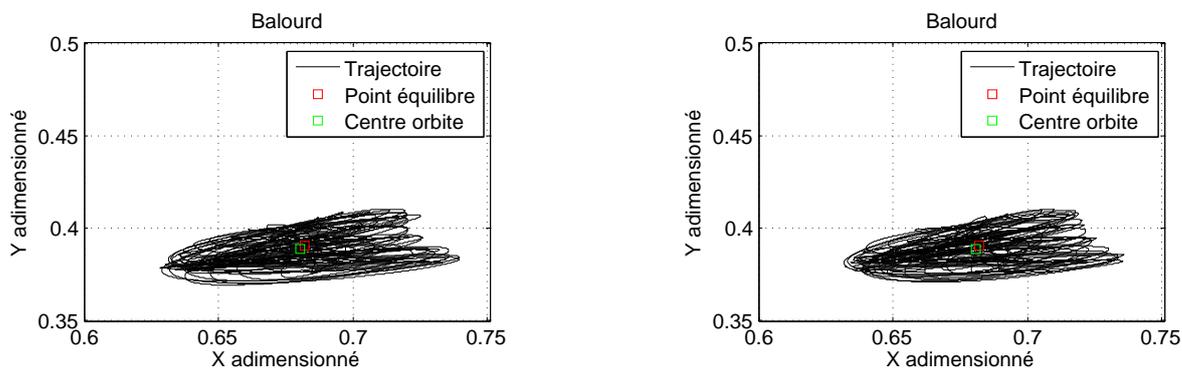
FIGURE 3.36: Influence du balourd à 0.004 en opposition de phase, à 10000 rpm, à jeu 50 μm et soyaage à 0° (2)

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

3.2.7.3 Influence de la phase du balourd

Sur les figures FIG.3.37 et FIG.3.38, nous observons les orbites et analyses temporelles/fréquentielles pour différentes phases de balourd. On appelle balourd en phase augmenté de 90° : $Me_b\omega^2\cos(\omega t + 90^\circ)$ et balourd en opposition de phase diminué de 90° : $Me_b\omega^2\cos(-\omega t - 90^\circ)$. L'objectif ici n'est pas de faire des tests exhaustifs mais de montrer avec ces deux cas les conséquences d'application d'une force additionnelle au balourd. Le but à terme est de pouvoir mettre en action ce type de force pour stabiliser le système.

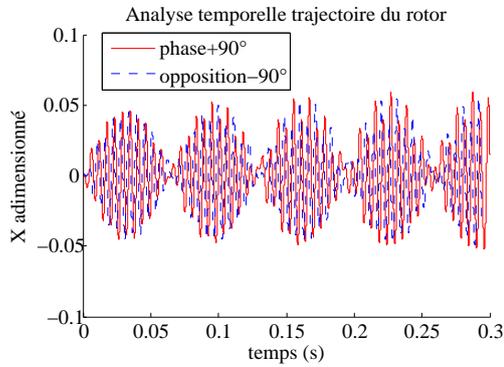
Lorsque l'on ajoute 90° en phase ($\cos(\omega t + 90^\circ)$) et retranche 90° en opposition de phase ($\cos(-\omega t - 90^\circ)$) les deux cas donnent des résultats similaires en amplitude et fréquences subsynchrones. Dans les deux cas, il y a disparition de certaines fréquences subsynchrones et diminution de leurs intensités. De même, l'amplitude des déplacements est deux fois moins importante comparé à un balourd en phase classique (Comparaison FIG.3.36 et FIG.3.38). Ainsi l'angle d'action du balourd à une influence importante sur la stabilisation du système de par son action sur la dynamique du mouvement du rotor.



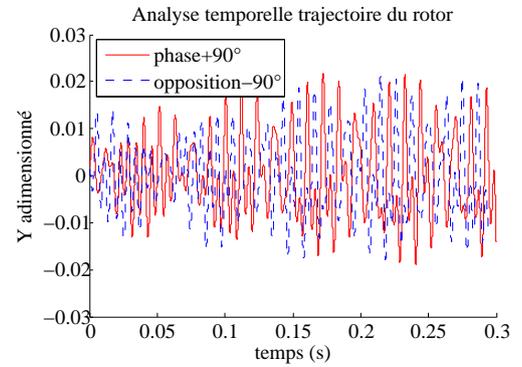
(a) Trajectoire du rotor, balourd en phase $+90^\circ$

(b) Trajectoire du rotor, balourd en opposition de phase -90°

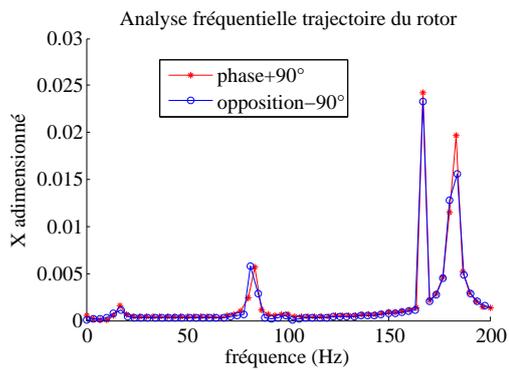
FIGURE 3.37: Influence du balourd à 0.004 augmenté en phase et opposition : $\pm 90^\circ$, à 10000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$ et soyage à 0° (1)



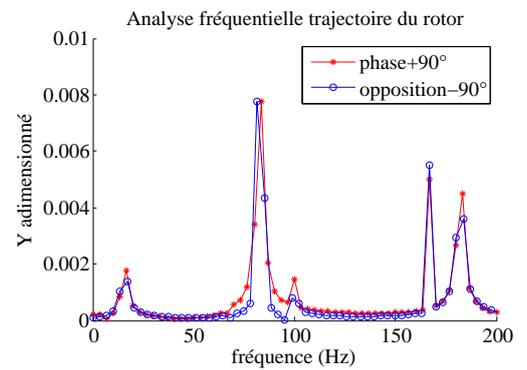
(a) Analyse temporelle X



(b) Analyse temporelle Y



(c) Analyse fréquentielle X



(d) Analyse fréquentielle Y

FIGURE 3.38: Influence du balourd à 0.004 augmenté en phase et opposition : $\pm 90^\circ$, à 10000 rpm, à jeu $50 \mu\text{m}$ et soyage à 0° (2)

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

3.2.8 Évolution de l'énergie dissipée

Afin de quantifier la perte d'énergie dans le palier en fonction de l'évolution des différents paramètres physiques on peut remarquer que la dissipation au niveau du coussinet se situe à plusieurs niveaux :

- la dissipation structurelle :
 - à l'interface fourreau-bumps
 - à l'interface support-bumps
- la dissipation visqueuse.

En régime permanent, la dissipation visqueuse reste constante. La dissipation varie de manière très importante lorsque le point de fonctionnement est instable.

Les cas étudiés sont répertoriés dans le tableau ci-dessous (TAB.3.4) et numérotés de 1 à 19, tous les paliers sont de type monobumps.

Cas Etude	L/D adim	M N	J μm	W_{eq} adim	Bal. adim	Soy. $^{\circ}$	fs adim	ff adim	V krpm
1	1	50	50	0.8	0.004/B.ph	0°	0.3	0.4	10
2	1	50	50	0.8	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	10
3	1	50	50	0.8	0.004/B.opp	0°	0.3	0.4	10
4	1	50	50	0.8	0.004/B.ph+ 90°	0°	0.3	0.4	10
5	1	50	50	0.8	0.004/B.opp- 90°	0°	0.3	0.4	10
6	1	50	50	0.8	0.004/B.ph	0°	0.3	0.4	10
7	1	50	50	0.8	0.004/B.ph	90°	0.3	0.4	10
8	1	50	50	0.8	0.004/B.ph	-90°	0.3	0.4	10
9	1	100	50	0.8	0.004/B.ph	0°	0.3	0.4	10
10	1	50	50	0.8	0.004/B.ph	0°	0.1	0.2	30
11	1	50	50	0.8	0.004/B.ph	0°	0.5	0.6	30
12	1	50	50	0.8	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	30
13	1	50	50	1.6	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	10
13.1	1	50	50	1.6	0	0°	0.3	0.4	100
14	1	50	50	2.4	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	10
14.1	1	50	50	2.4	0	0°	0.3	0.4	10
15	1	50	50	3.2	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	10
15.1	1	50	50	3.2	0	0°	0.3	0.4	10
16	1.25	9	50	1.0	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	10
17	1.25	9	50	1.0	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	30
18	1.25	9	50	1.0	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	50
19	1.25	9	50	1.0	0.01/B.ph	0°	0.3	0.4	70

TABLE 3.4: Caractéristiques des paliers étudiés numériquement (3)

Avec les notations suivantes : L/D : rapport Longueur-Diamètre palier, M : demi-Masse rotor, J : Jeu, W_{eq} : charge statique, Bal. : Balourd, ph : en phase, opp : en op-

position de phase, Soy. : position Soyage, fs : coefficient de frottement support-bumps, ff : coefficient de frottement fourreau-bumps, V : vitesse de rotation.

Remarques générales et observations sur les cas d'études (1 à 19) :

- Les dissipations structurelles reportées sur tous les graphes sont les valeurs obtenues pour un doigt de bumps faisant le tour du rotor. On porte à l'intention du lecteur que les paliers possèdent cinq doigts de 0 à L en profondeur (suivant la direction Z). En conclusion, toutes les valeurs correspondant aux dissipations structurelles sont à multiplier par 5. L'objectif en ne traçant les résultats que pour un seul doigt était de pouvoir quantifier l'influence du nombre de doigts.
- Le coefficient de frottement fourreau-bumps (ff) est plus grand que le coefficient support-bumps (fs) pour des surfaces de contact équivalentes, malgré cela la dissipation par frottement est bien plus importante au niveau du support. La dissipation au niveau du fourreau est quasi-nulle (FIG.3.39 à FIG.3.41), sauf cas contraire (FIG.3.39(b), cas 10).
- On constate que la dissipation structurelle au niveau du support est plus importante que la dissipation visqueuse (en restant dans le même ordre de grandeur). En effet, la zone support est une zone très sollicitée par le fluide en mouvement sous pression et en même temps soumise aux sollicitations des bumps. Elle correspond à la zone qui travaille le plus.

3.2.8.1 Évolution de l'énergie dissipée en fonction du balourd/soyage/coefficients de frottement

Sur les figures FIG.3.39, nous observons l'énergie dissipée en fonction du balourd/soyage/coefficients de frottement. Afin d'estimer les évolutions on prend le cas 1 comme référence.

-Le balourd (cas 1 à 5) :

Nous notons que tous les différents balourds appliqués (amplitude, phase) ne modifient pas la dissipation au niveau du support. La réponse fréquentielle (en terme de valeurs d'apparition des fréquences) et la trajectoire du rotor restent identiques sauf en amplitude. Les dissipations visqueuse et structurelle du coussinet restent identiques contrairement à l'attente intuitive. Cela signifie que la partie structurelle la plus sollicitée dans le convergent reste sensiblement la même. Mais on verra plus loin sur l'étude portant sur la charge statique que cela n'est pas toujours le cas. En continuant d'augmenter le balourd le point de fonctionnement devient instable et la dissipation visqueuse augmente considérablement.

-Le soyage (cas 6, 7 et 8) :

Dans les cas 7 et 8, lorsque le soyage est à $+90^\circ$ et -90° , la dissipation au niveau du support diminue énormément. En effet, le support se déplace moins dans la zone d'évolution du rotor de part la proximité du soyage près du convergent. La structure se déplace

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

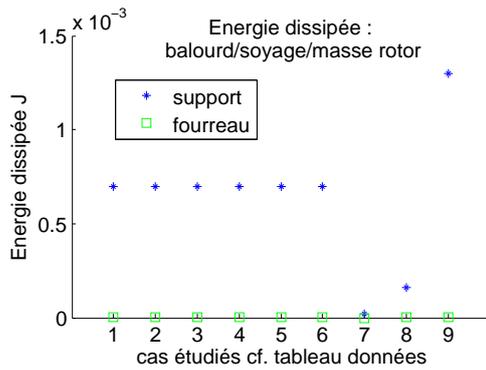
beaucoup moins, la dissipation structurelle est moins importante. De la même manière, pour le cas d'un balourd en opposition de phase moins 90° (cas 8) la dissipation diminue mais avec une influence moins importante.

-La masse du rotor (cas 9) :

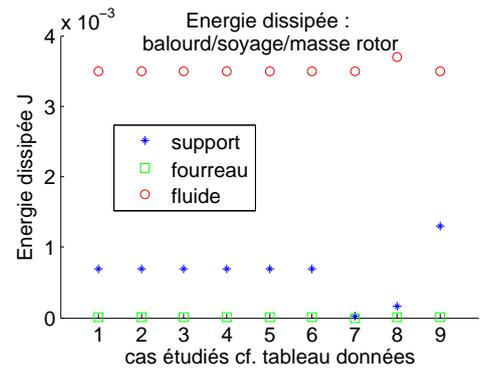
Dans le cas d'une augmentation de la masse du rotor on observe un net accroissement de la dissipation au niveau du support. En effet, avec une masse plus importante la structure est plus sollicitée et induit un travail au niveau du support plus conséquent. Elle joue son rôle de raideur-amortisseur du système.

-Le coefficient de frottement (cas 10 et 11) :

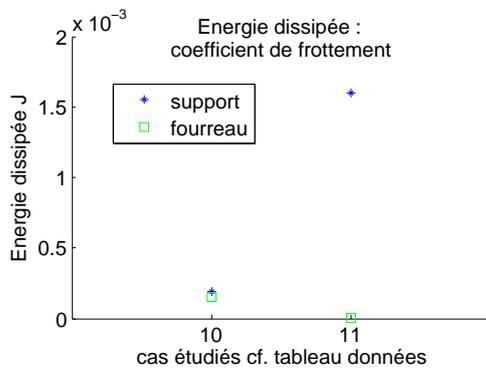
Afin de mieux comprendre le fonctionnement de la structure et rôle d'amortisseur on a quantifié la dissipation pour différents coefficients de frottement (sans modifier la différence entre les coefficients). On constate une réponse non linéaire de la structure. En effet, dans le premier cas la structure dissipe autant au niveau du support qu'au niveau du fourreau mais lorsque l'on augmente les coefficients de frottement, le fourreau dissipe moins. Les fourreaux et les bumps sont dans un premier temps en adhérence puis provoquent un frottement plus important au niveau du support. Ce genre de phénomène avec changement de statut va modifier la trajectoire du rotor de manière significative de façon non linéaire. On ne peut donc définir une tendance et il sera important de travailler au cas par cas.



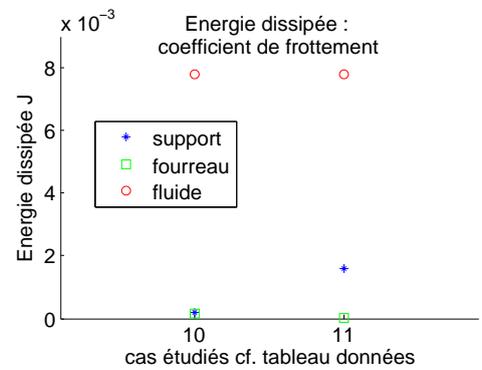
(a) Energie dissipée : structure



(b) Energie dissipée : structure/fluide



(c) Energie dissipée : structure



(d) Energie dissipée : structure/fluide

FIGURE 3.39: Etude de l'énergie dissipée du palier cas 1 à 11 : balourd/soyage/coefficients de frottement

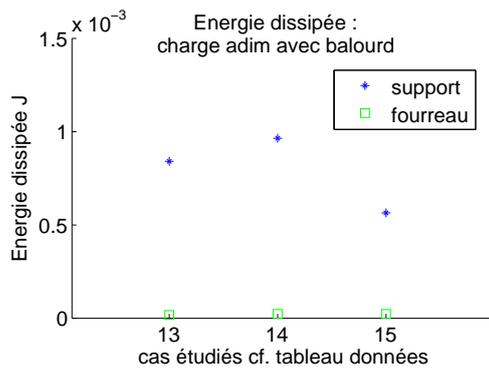
3.2.8.2 Évolution de l'énergie dissipée en fonction de la charge statique avec et sans balourd

Sur les figures (FIG.3.40), les résultats correspondent à l'évolution de l'énergie dissipée en fonction de la charge statique avec balourd (cas 13, 14 et 15) et sans balourd (cas 13.1, 14.1 et 15.1). Dans ce paragraphe l'objectif a été d'évaluer le comportement dissipatif du coussinet sous l'influence de la charge statique ainsi que sa combinaison avec balourd.

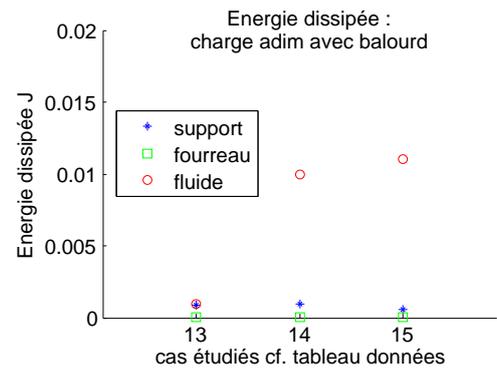
L'augmentation de la charge statique modifie la dissipation structurelle du coussinet de manière non linéaire. En effet, la structure va s'affaisser sous une pression plus importante (pression nécessaire à la sustentation du mobile) et va réagir différemment de part les réactions dissipatives, les phénomènes de flambage et d'interaction entre les bumps. Ainsi la charge statique influence énormément le travail de la structure souple.

On remarque que la dissipation visqueuse augmente lorsque la charge statique augmente (de 10^{-3} à 10^{-2} J). En effet, ceci est dû à l'augmentation de la contrainte de cisaillement dans le film en fonction de la charge portante.

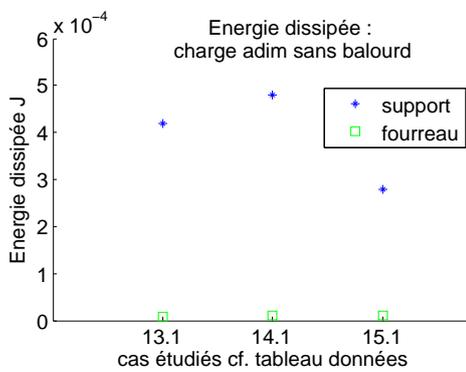
L'ajout de balourd (en phase), avec une charge statique supérieure à la masse du rotor, contribue à augmenter de manière significative (2 fois supérieure) le travail de la structure souple ainsi que la dissipation visqueuse. En effet, le taux de cisaillement augmente avec la charge statique provoquant un travail plus important de la structure. Pour rappel, l'augmentation de la dissipation n'inclut pas automatiquement une augmentation de l'amortissement mais peut produire l'effet inverse.



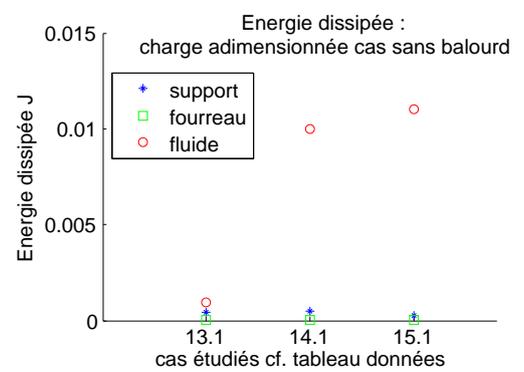
(a) Energie dissipée : structure



(b) Energie dissipée : structure/fluide



(c) Energie dissipée : structure



(d) Energie dissipée : structure/fluide

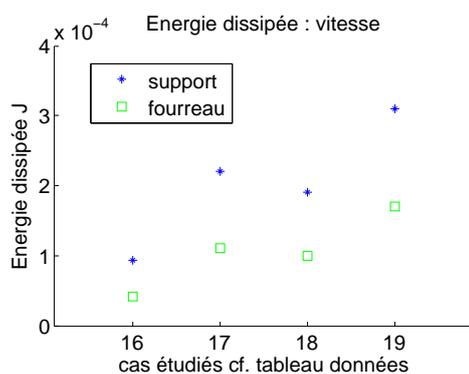
FIGURE 3.40: Etude de l'énergie dissipée du palier cas 13 à 15.1 : charge équivalente avec et sans balourd

3.2.8.3 Évolution de l'énergie dissipée en fonction de la vitesse de rotation et du rapport L/D

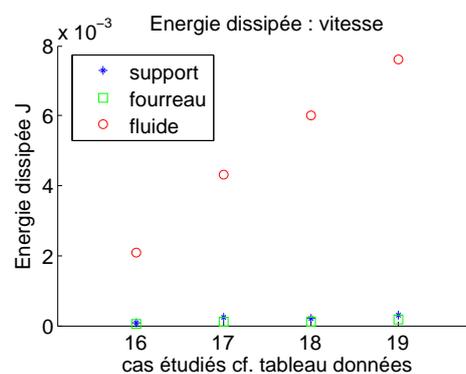
Sur les figures (FIG.3.41), on observe l'évolution de l'énergie dissipée en fonction de la vitesse de rotation et du rapport L/D .

Dans les cas 16 à 19, on constate une évolution non linéaire de la dissipation de la structure et linéaire de la dissipation visqueuse en fonction de la vitesse de rotation. De plus, en modifiant la vitesse on modifie le comportement dynamique du rotor et donc le comportement structurel qui agit et réagit de manière non linéaire. On avait vu précédemment que l'influence de la structure n'étant pas seulement présente au niveau des basses vitesses mais aussi aux grandes vitesses (déstabilisant ainsi le système). On conçoit donc que les caractéristiques dissipatives peuvent apporter de l'amortissement au système mais aussi le rendre instable. Pour exemple, une perte de rigidité à certaines vitesses dues à un glissement important peut produire de fortes instabilités.

La variation du rapport L/D (comparaison du cas 16 : FIG.3.41 et cas 2 : FIG.3.39) montre une modification de la dissipation structurelle apportant un travail au niveau du fourreau jusqu'ici négligeable mais aussi une différence significative de la dissipation visqueuse. En effet, augmenter le rapport L/D signifie aussi accroître la longueur du palier et donc la surface de contact. Ainsi à charge constante les forces aérodynamiques en présence diminuent mais les zones potentielles de contact augmentent et ceci à pour effet d'augmenter la dissipation au niveau du fourreau. Ceci montre, une fois de plus que l'on ne peut définir une loi de comportement linéaire quand à la réponse du système.



(a) Energie dissipée : structure



(b) Energie dissipée : structure/fluide

FIGURE 3.41: Etude de l'énergie dissipée du palier : vitesse de rotation/rapport L/D

3.2.9 Évolution de la position d'équilibre et amplitude des orbites

Dans ce paragraphe l'objectif est de comprendre l'évolution des positions d'équilibre ainsi que de l'amplitude des mouvements du rotor. Pour cela on choisit d'étudier trois paramètres : la vitesse de rotation, l'intensité du balourd et la charge statique.

Sur les figures (FIG.3.42), nous avons tracé l'évolution de la position d'équilibre et de l'amplitude de l'orbite en fonction de la vitesse de rotation et du balourd.

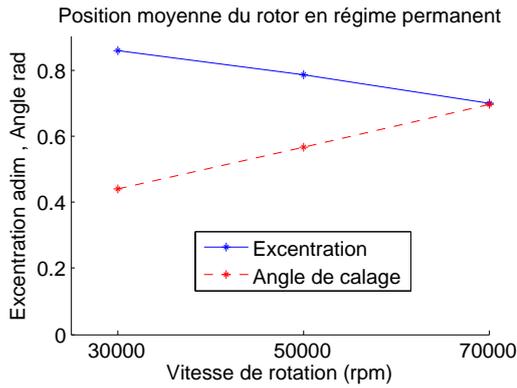
En augmentant la vitesse de rotation l'amplitude de la trajectoire augmente ainsi que l'angle de calage, ce qui intuitivement est correct étant donné l'augmentation de l'énergie cinétique. De plus, l'excentricité diminue, on retrouve alors un résultat d'analyse linéaire et issu de l'observation expérimentale. Ainsi le modèle développé permet de retrouver les tendances connues du comportement palier. On constate une évolution non linéaire suivant les directions X et Y. En effet, X est l'axe portant des forces (telle que la charge statique) qui viennent écraser la structure souple dégageant ainsi un espace plus important au mouvement.

En augmentant l'intensité du balourd, on constate que l'excentricité et l'angle de calage restent constants contrairement à l'amplitude des trajectoires. Ainsi le balourd va apporter de l'amplitude ou non au mouvement et donc selon le cas amortir ou amplifier les réponses fréquentielles du rotor.

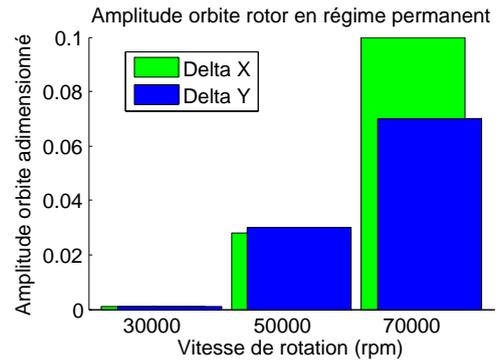
Lorsque l'on augmente le balourd en terme d'intensité, on constate que son action devient plus importante suivant Y pouvant ainsi provoquer le contact avec le coussinet et conduire à un phénomène d'instabilité.

De plus, contrairement au modèle 1D les valeurs d'excentricité sont bien plus importantes et nous placent dans le cas où l'excentricité est supérieure à 0.65 nécessitant (comme prévu initialement) une approche non linéaire de la dynamique du rotor ([GRA 04]).

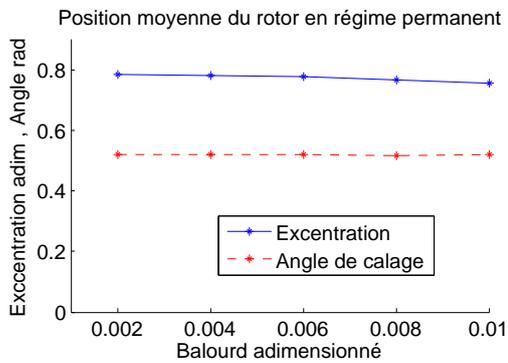
3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES



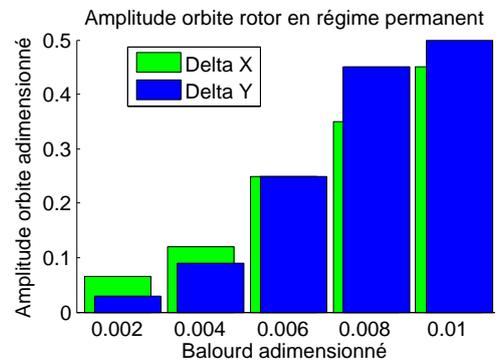
(a) position



(b) amplitude



(c) position

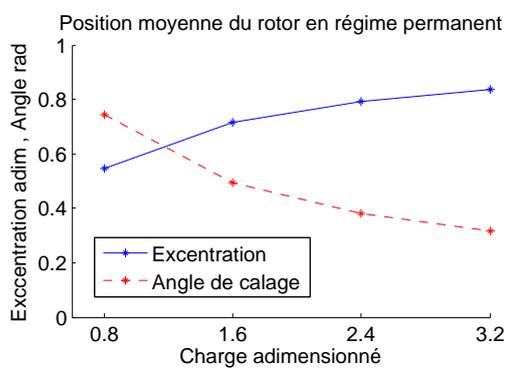


(d) amplitude

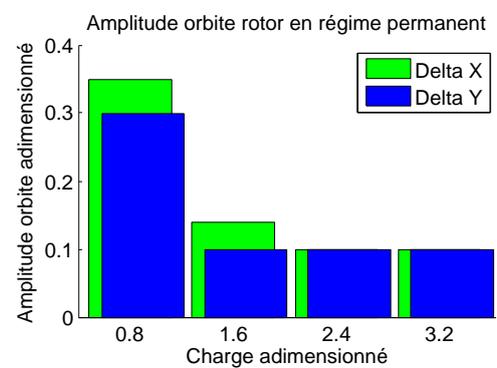
FIGURE 3.42: Etude de la position et amplitude des orbites : vitesse de rotation et balourd

Sur les figures (FIG.3.43), on observe l'évolution de la position et de l'amplitude de l'orbite en fonction de la charge statique.

En augmentant la charge statique, l'excentricité augmente et l'angle de calage diminue. En effet, avec une charge plus importante la structure souple s'affaisse augmentant ainsi l'excentricité et permettant au mobile de se loger "plus rapidement" dans le coussinet diminuant ainsi l'angle de calage. Concernant l'amplitude du mouvement, elle diminue bien évidemment à même vitesse et masse de rotor de part une sustentation moins importante.



(a) position



(b) delta

FIGURE 3.43: Etude de la position et amplitude des orbites : Charge équivalente

3.3 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier le comportement non linéaire du palier, notamment la compréhension des mécanismes d'apparition des fréquences subsynchrones ainsi que leurs intensités en deux étapes : expérimentale et numérique.

Les essais nous ont permis de visualiser les réponses subsynchrones et plus particulièrement le whirl (fouettement). Grâce à différents outils nous avons obtenu les trajectoires, les analyses temporelles et fréquentielles du rotor. Par ces moyens nous avons établi des tendances et formes d'expressions des fréquences subsynchrones nous permettant de procéder à la validation de nos résultats et de constater les comportements suivants :

- L'apparition du phénomène de whirl correspond à l'excitation du mode de corps rigide (conique) par le film d'air.
- L'augmentation du jeu fait apparaître deux phénomènes de whirl à deux vitesses différentes. Ceci nous amène à conclure que le jeu permet au film d'air d'exciter les deux modes de corps rigides (cylindrique et conique). En augmentant le jeu, on diminue l'amortissement du film d'air ainsi que la déformation de la structure permettant l'apparition du deuxième mode.
- L'excentricité de balourd a une influence importante sur la réponse subsynchrone.
- La position du soyage à 90° et -90° atténue les fréquences subsynchrones. En effet, en positionnant le soyage plus près du convergent on rigidifie la structure souple la plus sollicitée. Ceci a pour conséquence d'augmenter l'amortissement structural et donc de diminuer la réponse synchrone et subsynchrone du rotor. On retrouve ainsi les évolutions observées pour un palier lisse qui reste vrai jusqu'à une certaine vitesse.
- On note sur la trajectoire l'existence de ce que l'on a appelé des "noeuds" présentant une certaine périodicité et possédant environ une taille de 2 % du jeu.
- L'analyse temporelle montre la présence de périodes suivant les directions X et Y :
 - Elles se décomposent en deux types : l'une de répétition identique et l'autre non identique. Lors de répétition non identique, on constate la présence de noeuds sur la trajectoire du rotor.
 - Le changement d'amplitude suivant une même direction signifie la présence d'un phénomène subsynchrone.
 - On observe une différence de réponses temporelles suivant X et Y ainsi qu'un déphasage. Ceci met en évidence le comportement non linéaire dû au coussinet.

Cependant, on remarque que cette approche expérimentale modifie la réponse subsynchrone et ne permet pas de voir apparaître d'autres phénomènes excepté le whirl. Ceci est dû à l'intervention de nombreux phénomènes physiques tels que la présence de champs magnétiques, les vibrations du moteur électrique placé au centre du rotor... Il sera nécessaire d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques présents afin d'apporter une modélisation en adéquation.

Pour la suite de l'étude, deux objectifs :

- La validation du modèle mathématique basé sur les tendances observées expérimentalement

- Une étude paramétrique afin de déterminer :
 - l'origine des fréquences subsynchrones ?
 - l'existence d'un possible contrôle des instabilités par un contrôle des fréquences subsynchrones ?

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

Toutes les tendances observées lors des essais sont vérifiées numériquement. Ainsi la première phase de validation est concluante. Mis à part un modèle indéformable de rotor, les différences s'expliquent par la non prise en compte de certaines forces dont l'influence sur les fréquences subsynchrones est non négligeable. Ce point est étudié lors de l'étude paramétrique.

L'apport principal porte sur la visualisation très nette des fréquences subsynchrones autres que celles générées par le film d'air. En sachant que le palier est composé d'air et de structure flexible, on en déduit que cette dernière est responsable de l'apparition de ces fréquences subsynchrones.

On constate deux principales fréquences subsynchrones (FIG.3.44) : l'une due à l'excitation par la structure des modes de corps rigides du rotor et l'autre près de la demi-fréquence du mode quelques soit la vitesse du rotor. L'évolution de la deuxième fréquence change en fonction du paramètre étudié. L'étude paramétrique a montré que ces fréquences pouvaient venir accentuer ou atténuer le phénomène de whirl lorsqu'il y avait coïncidence (Cf. présent chapitre). De plus, le whirl n'apparaît qu'à certaines vitesses dont les demi-vitesses correspondent aux modes de corps rigides alors que l'excitation par la structure est permanente.

Cette étude montre que la capacité de charge, contrairement aux idées reçues serait plus importante en ajoutant des forces supplémentaires bien choisies.

L'étude des pertes d'énergies dans le palier montre que la partie la plus dissipative est le zone au niveau de l'interaction entre le support et le fourreau. Une plus grande dissipation causée par un frottement structurel peut provoquer un phénomène d'instabilité.

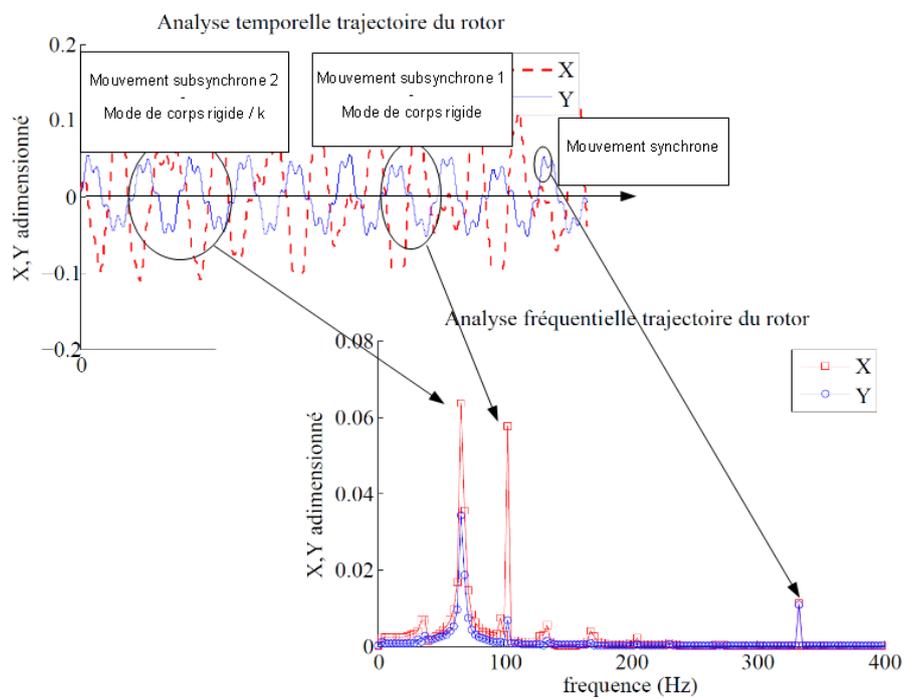


FIGURE 3.44: Types de fréquences subsynchrones issues de l'excitation structurale

3. COMPARAISONS A L'APPROCHE EXPÉRIMENTALE ET ÉTUDES PARAMÉTRIQUES

Conclusions et perspectives

Ces travaux de recherche ont été orientés de manière à apporter des éléments de réponses sur la compréhension de la dynamique non linéaire du rotor sur palier aéroélastique. Nous avons cherché à comprendre les évolutions et les origines des phénomènes subsynchrones agissant dans le palier afin de comprendre les phénomènes d'instabilité qui leur sont imputés.

La caractérisation du whirl (à demi-fréquence de rotation) due par le film d'air à certaines vitesses correspondant au mode de corps rigides a été montrée lors de précédentes études. Il s'agissait ici de caractériser les autres fréquences subsynchrones présentes lors du fonctionnement et de connaître les raisons qui rendent le whirl responsable de certaines instabilités.

Pour cela notre réflexion s'est dirigée vers un modèle plus proche de la réalité du palier tout en gardant un modèle indéformable pour le mobile afin d'évaluer l'importance de la modélisation du coussinet sur son comportement. L'originalité de ce travail réside dans le choix d'une approche non-linéaire et irréversible pour chaque composant du coussinet couplé à une analyse non linéaire de la dynamique du rotor. Pour cela la méthode choisie est celle des éléments finis (MEF) pour la structure qui présente l'avantage d'un modèle réaliste ainsi que la possibilité de pouvoir décrire toutes sortes de géométries. La démarche et les approches sont synthétisées sur la figure suivante (FIG.3.45) :

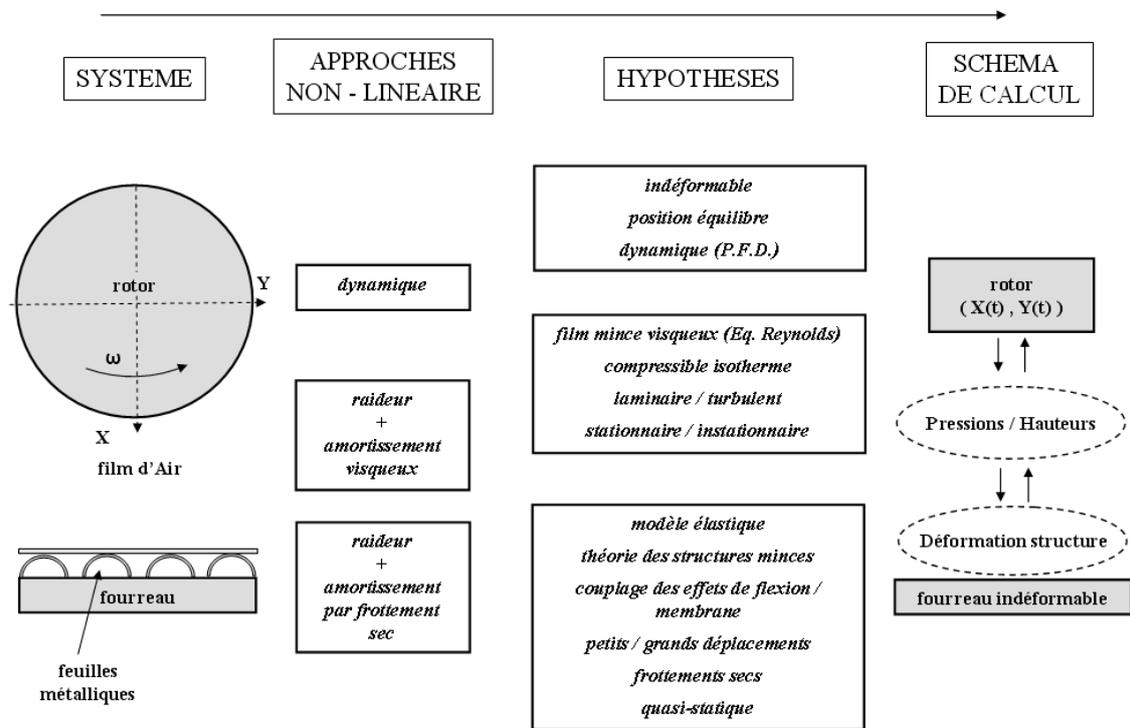


FIGURE 3.45: Hypothèses de travail

L'identification des phénomènes non-linéaires et de leurs origines à été faite (Cf. chapitre 3). On constate deux principales fréquences subsynchrones (FIG.3.44) : l'une due à l'excitation par la structure des modes de corps rigides du rotor et l'autre près de la demi-fréquence du mode quelque soit la vitesse du rotor. L'évolution de la deuxième fréquence change en fonction du paramètre étudié. L'étude paramétrique a montré que ces fréquences pouvaient venir accentuer ou atténuer le phénomène de whirl lorsqu'il y avait coïncidence (Cf. présent chapitre). De plus, le whirl n'apparaît qu'à certaines vitesses dont les demi-vitesses correspondent aux modes de corps rigides alors que l'excitation par la structure est permanente. Cette approche a permis de montrer l'existence d'un possible contrôle de la valeur d'apparition et de l'intensité des fréquences subsynchrones ainsi qu'un contrôle des instabilités.

Les perspectives de ce travail se situent à plusieurs niveaux avec la prise en compte :

- des effets gyroscopique et de la déformabilité du rotor,
- des effets de température au niveau de la feuille métallique (phénomène incluant la dilatation),
- du comportement transitoire du palier, avec un couplage fort avec le comportement du coussinet : approche possible à l'aide des équations d'Hamilton,
- des phases d'arrêt-démarrage,

Nomenclature

Sauf mention contraire, la nomenclature est la suivante :

O	centre du palier
O_r	centre du rotor
R	Rayon du palier (m)
R_r	Rayon du rotor (m)
$C_0 = R - R_r$	Jeu du palier sans déformation (m)
D	Diamètre du palier (m)
L	Profondeur du palier (m)
x, y	Coordonnées du centre du rotor
z	Coordonnée axiale du palier
θ, Z	Coordonnées cylindriques
$e = OO_r $	Excentricité du rotor (m)
$\varepsilon = e/C_0$	Excentricité du rotor adimensionnelle
φ	Angle de calage du rotor (<i>rad</i>)
G	Centre de gravité du palier
e_b	Excentricité de balourd (m)
$\varepsilon_b = e_b/C_0$	Excentricité de balourd adimensionnelle
M	Demi-masse de rotor (kg)
ω	Vitesse angulaire du rotor (rpm)
g	Accélération de la gravité (m/s^2)
W_0	Charge statique supportée par le palier (N)
$W_d(t)$	Charge dynamique cyclique de type périodique (N)
$F(t)$	Forces aérodynamiques (N)

h	Hauteur de film d'air (m)
$H = h/C_0$	Hauteur de film d'air adimensionnelle
H_0	Hauteur de film d'air adimensionnelle sans déformation
P_a	Pression ambiante (Pa)
p	Pression de film d'air (Pa)
$P = p/P_a$	Pression adimensionnelle
ρ	la masse volumique du fluide (kg/m^3)
Re	Nombre de Reynolds
Λ	Nombre de compressibilité
μ	viscosité dynamique (Pa.s)

E	module d'Young (Pa)
ν	Coefficient de poisson
$H_{Structure}$	Hauteur de la structure flexible adimensionnelle
u, v, w	Déplacements de la structure
σ_{St}	Tenseur des contraintes de la structure
ϵ_{St}	Tenseur des déformations de la structure
V	Volume de la structure
Γ^{film}	Frontière avec le film fluide
$F_{pression}$	Forces aérodynamiques dues à la pression du film
$\Gamma^{contact}$	Frontière des zones en contact
$F_{contact}$	Forces de frottement
$[K]$	Matrice de rigidité de la structure
$[U]$	Vecteur des inconnues nodales
$[F]$	Vecteur nodal des forces extérieures
$[R_c]$	Vecteur nodal des forces de frottement sec

t	Temps (s)
$T = \omega t$	Temps adimensionnelle
N	nombre de points de discrétisation selon la circonférence du palier

Annexe A : Termes matrices jacobienne issues de l'équation de Reynolds modifiée en régime permanent

Dans le cas d'un palier cylindrique, l'équation de Reynolds modifiée en régime permanent s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{PG_{\theta}H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{PG_ZH^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right] - \frac{\Lambda}{12} \frac{\partial PH}{\partial \theta} = 0$$

Soit la fonction F tel que :

$$F = \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{PG_{\theta}H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{PG_ZH^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right] - \frac{\Lambda}{12} \frac{\partial PH}{\partial \theta}$$

La discrétisation par la méthode des différences finies s'écrit :

$$\begin{aligned} F = & \frac{1}{32\Delta\theta^2} [(P_{i+1,j}^2 - P_{i,j}^2)(H_{i+1,j} + H_{i,j})^3 (G_{\theta_{i+1,j}} + G_{\theta_{i,j}}) \\ & - (P_{i,j}^2 - P_{i-1,j}^2)(H_{i,j} + H_{i-1,j})^3 (G_{\theta_{i,j}} + G_{\theta_{i-1,j}})] \\ & + \frac{1}{32\Delta Z^2} [(P_{i,j+1}^2 - P_{i,j}^2)(H_{i,j+1} + H_{i,j})^3 (G_{\theta_{i,j+1}} + G_{\theta_{i,j}}) \\ & - (P_{i,j}^2 - P_{i,j-1}^2)(H_{i,j} + H_{i,j-1})^3 (G_{\theta_{i,j}} + G_{\theta_{i,j-1}})] \\ & - \frac{1}{24\Delta\theta} [(PH)_{i+1,j}^2 - (PH)_{i-1,j}^2] \end{aligned}$$

En posant :

$$A_{i,j} = \frac{\partial G_{\theta_{i,j}}}{\partial P_{i,j}}$$

$$C_{i,j} = \frac{\partial G_{Z_{i,j}}}{\partial P_{i,j}}$$

En prenant $\frac{dH}{dP} = 0$, les termes de la matrice jacobienne s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial P_{i+1,j}} = \frac{1}{32\Delta\theta^2} [& 2P_{i+1,j}(H_{i+1,j} + H_{i,j})^3(G_{\theta_{i+1,j}} + G_{\theta_{i,j}}) \\ & + (P_{i+1,j}^2 - P_{i,j}^2)(H_{i+1,j} + H_{i,j})^3 A_{i+1,j}] \\ & - \frac{1}{24\Delta\theta} H_{i+1,j} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial P_{i-1,j}} = \frac{1}{32\Delta\theta^2} [& 2P_{i-1,j}(H_{i-1,j} + H_{i,j})^3(G_{\theta_{i-1,j}} + G_{\theta_{i,j}}) \\ & - (P_{i,j}^2 - P_{i-1,j}^2)(H_{i,j} + H_{i-1,j})^3 A_{i-1,j}] \\ & - \frac{1}{24\Delta\theta} H_{i-1,j} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial P_{i,j+1}} = \frac{1}{32\Delta Z^2} [& 2P_{i,j+1}(H_{i,j+1} + H_{i,j})^3(G_{Z_{i,j+1}} + G_{Z_{i,j}}) \\ & + (P_{i,j+1}^2 - P_{i,j}^2)(H_{i,j+1} + H_{i,j})^3 C_{i,j+1}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial P_{i,j-1}} = \frac{1}{32\Delta Z^2} [& 2P_{i,j-1}(H_{i,j} + H_{i,j-1})^3(G_{Z_{i,j}} + G_{Z_{i,j-1}}) \\ & - (P_{i,j}^2 - P_{i,j-1}^2)(H_{i,j} + H_{i,j-1})^3 C_{i,j-1}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial P_{i,j}} = \frac{1}{32\Delta\theta^2} [& -2P_{i,j}(H_{i+1,j} + H_{i,j})^3(G_{\theta_{i+1,j}} + G_{\theta_{i,j}}) \\ & + (P_{i+1,j}^2 - P_{i,j}^2)(H_{i+1,j} + H_{i,j})^3 A_{i,j} \\ & - 2P_{i,j}(H_{i-1,j} + H_{i,j})^3(G_{\theta_{i-1,j}} + G_{\theta_{i,j}}) \\ & - (P_{i,j}^2 - P_{i-1,j}^2)(H_{i,j} + H_{i-1,j})^3 A_{i,j}] \\ & + \frac{1}{32\Delta Z^2} [& -2P_{i,j}(H_{i,j+1} + H_{i,j})^3(G_{Z_{i,j+1}} + G_{Z_{i,j}}) \\ & + (P_{i,j+1}^2 - P_{i,j}^2)(H_{i,j+1} + H_{i,j})^3 C_{i,j} \\ & - 2P_{i,j}(H_{i,j} + H_{i,j-1})^3(G_{Z_{i,j}} + G_{Z_{i,j-1}}) \\ & - (P_{i,j}^2 - P_{i,j-1}^2)(H_{i,j} + H_{i,j-1})^3 C_{i,j}] \end{aligned}$$

Annexe B : Gestion du caractère transitoire de l'équation de Reynolds modifiée

Dans le cas d'un palier cylindrique, l'équation de Reynolds modifiée en régime transitoire s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{PG_{\theta} H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\frac{PG_Z H^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial Z} \right] - \frac{\Lambda}{12} \frac{\partial PH}{\partial \theta} - \frac{\Lambda}{6\omega} \frac{\partial PH}{\partial T} = 0$$

Soit $F_{permanent}$ l'expression de l'équation de Reynolds modifiée en régime permanent définie dans l'annexe A et la fonction $F_{transitoire}$ telle que :

$$F_{transitoire} = F_{permanent} - \frac{\Lambda}{6\omega} \frac{\partial PH}{\partial T}$$

La discrétisation temporelle à l'aide du schéma implicite s'écrit :

$$F_{transitoire}^{T+\Delta T} = F_{permanent}^{T+\Delta T} - \frac{\Lambda}{6\omega\Delta T} [(P^{T+\Delta T} - P^T)H^{T+\Delta T} + (H^{T+\Delta T} - H^T)P^{T+\Delta T}]$$

Seuls les termes diagonaux de la matrice jacobienne sont modifiés pour prendre en compte le terme instationnaire supplémentaire, en considérant $\frac{dH}{dP} = 0$, on a :

$$\frac{\partial F_{transitoire}}{\partial P_{i,j}^{T+\Delta T}} = \frac{\partial F_{permanent}}{\partial P_{i,j}^{T+\Delta T}} - \frac{\Lambda}{6\omega\Delta T} [2H^{T+\Delta T} - H^T]$$

Annexe C : L'élément de coque $Q4\gamma24$ en grands déplacements

L'élément $Q4\gamma24$ est utilisé pour l'analyse d'une coque épaisse ou mince de forme quelconque avec les effets de cisaillement transversal inclus. Développé initialement en petits déplacements par Batoz et Dhatt [BAT 92], les termes de grands déplacements ont été intégré par Bauruelle [BAU 03].

Pour chaque pas de chargement on procède à un re-calcul de la matrice des contraintes initiales :

$$[K] = [K_0] + [K_{\sigma_0}] \quad (3.3)$$

Avec

- $[K]$ la matrice de rigidité de la structure
- $[K_0]$ la matrice de rigidité des petits déplacements
- $[K_{\sigma_0}]$ la matrice des contraintes initiales

Annexe D : Résultats expérimentaux

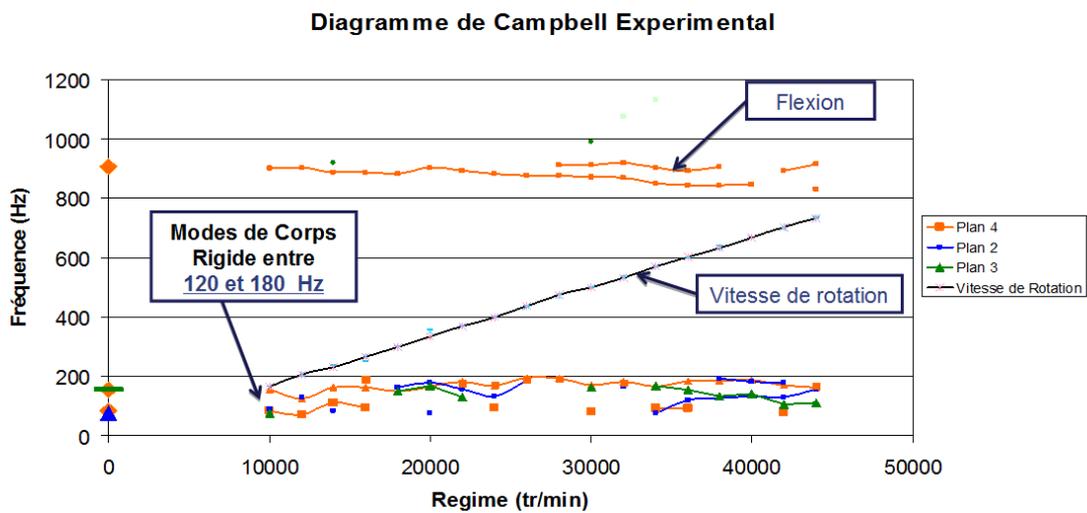
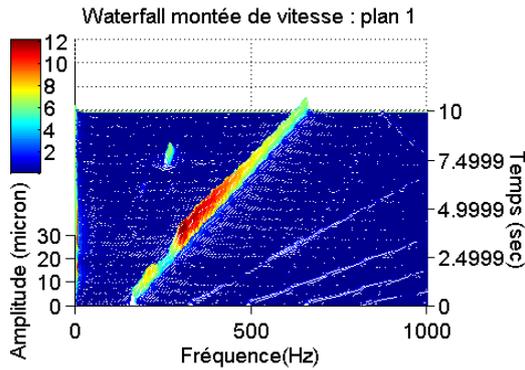
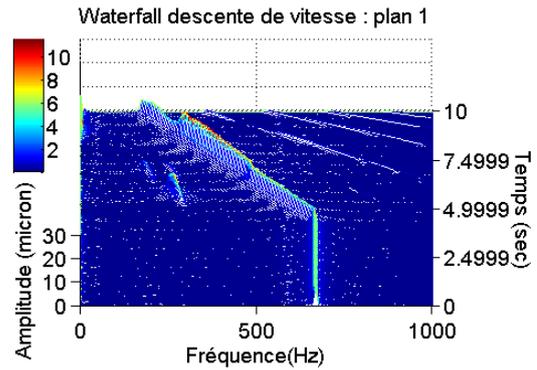


FIGURE 3.46: Diagramme de Campbell expérimental

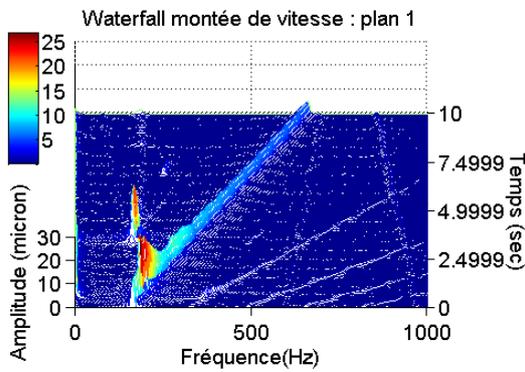
Sur les FIG.3.47, nous observons sur le plan 1 les waterfalls obtenus pour un jeu de 99 et 129 μm à balourd initial, pour une montée et une descente de vitesse allant de 10000 rpm à 40000 rpm.



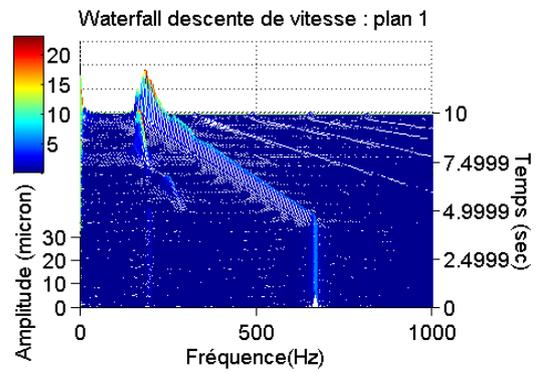
(a) montée de vitesse jeu 99 μm



(b) descente de vitesse jeu 99 μm



(c) montée de vitesse jeu 129 μm



(d) descente de vitesse jeu 129 μm

FIGURE 3.47: waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 et 129 μm (1)

Sur les FIG.3.48, nous observons sur le plan 1 les waterfalls obtenus pour un jeu de 99 et 129 μm à balourd augmenté, pour une montée et une descente de vitesse allant de 10000 rpm à 40000 rpm.

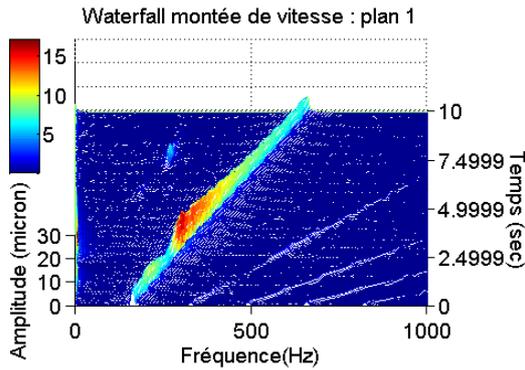
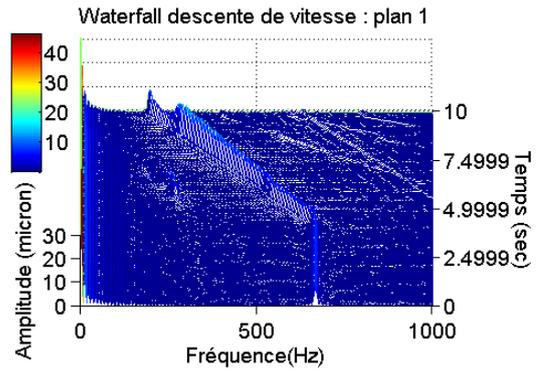
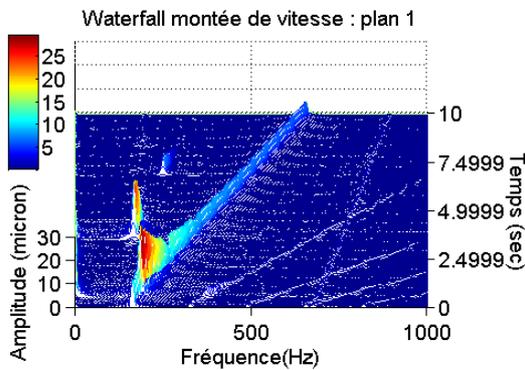
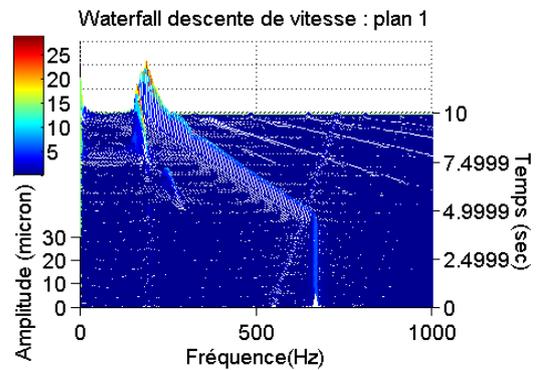
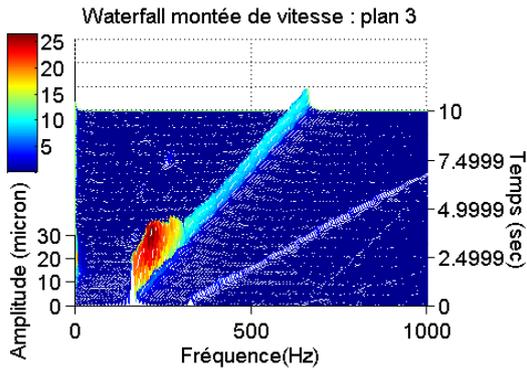
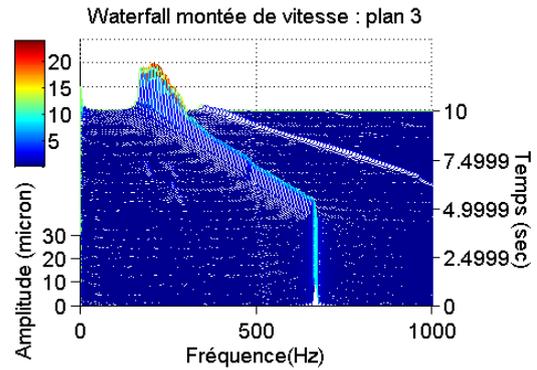
(a) montée de vitesse jeu 99 μm (b) descente de vitesse jeu 99 μm (c) montée de vitesse jeu 129 μm (d) descente de vitesse jeu 129 μm

FIGURE 3.48: waterfalls expérimentaux : à balourd augmenté, jeu de 99 et 129 μm (1)

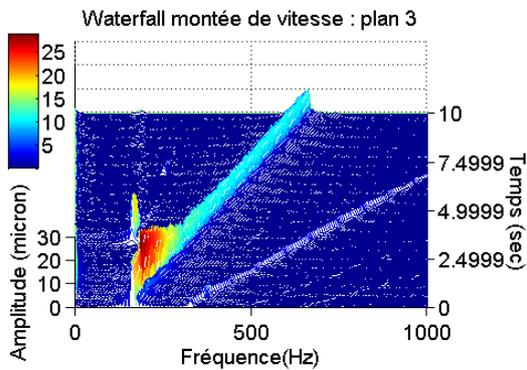
Sur les FIG.3.49, nous observons sur le plan 3 les waterfalls obtenus pour un jeu de 99 et 129 μm à balourd initial, pour une montée et une descente de vitesse allant de 10000 rpm à 40000 rpm.



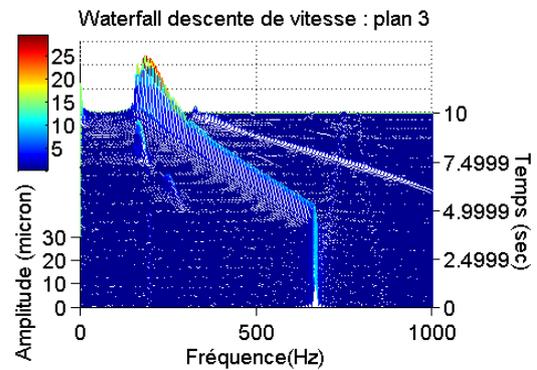
(a) montée de vitesse jeu 99 μm



(b) descente de vitesse jeu 99 μm



(c) montée de vitesse jeu 129 μm



(d) descente de vitesse jeu 129 μm

FIGURE 3.49: waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 et 129 μm (3)

Sur les FIG.3.50, nous observons sur le plan 3 les waterfalls obtenus pour un jeu de 99 et 129 μm à balourd augmenté, pour une montée et une descente de vitesse allant de 10000 rpm à 40000 rpm.

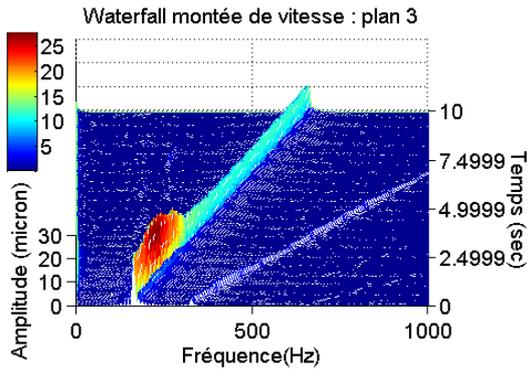
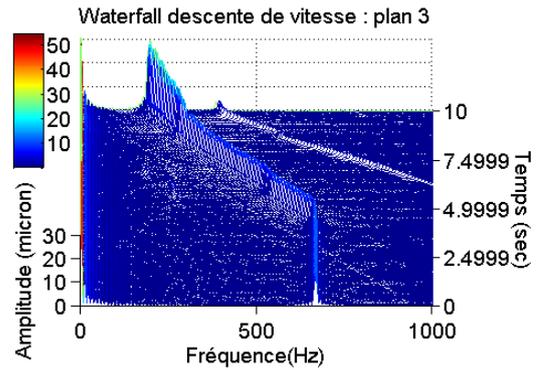
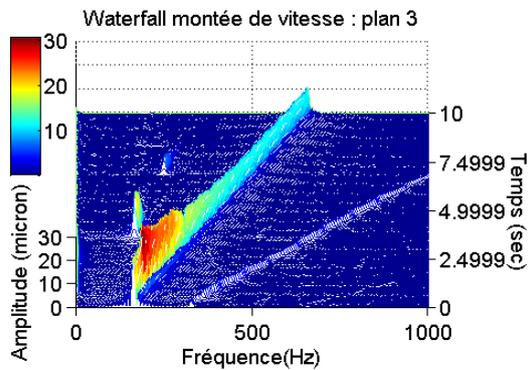
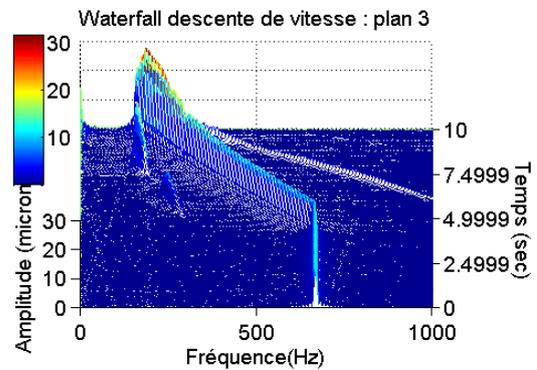
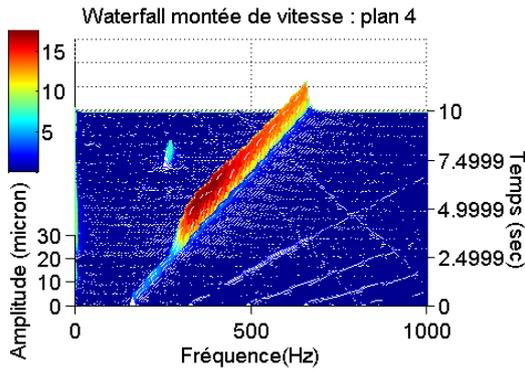
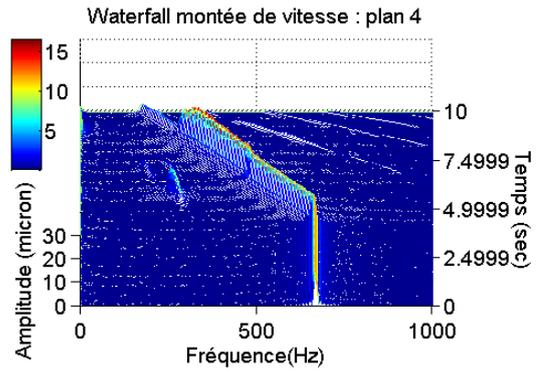
(a) montée de vitesse jeu 99 μm (b) descente de vitesse jeu 99 μm (c) montée de vitesse jeu 129 μm (d) descente de vitesse jeu 129 μm

FIGURE 3.50: waterfalls expérimentaux : à balourd augmenté, jeu de 99 et 129 μm (3)

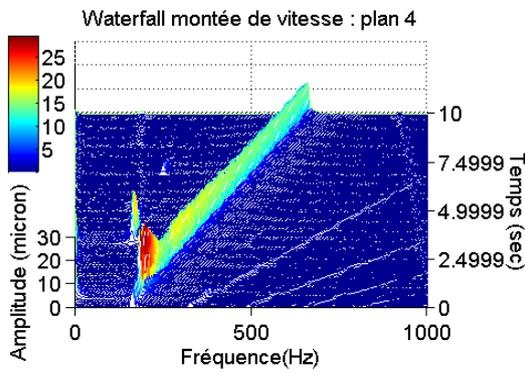
Sur les FIG.3.49, nous observons sur le plan 4 les waterfalls obtenus pour un jeu de 99 et 129 μm à balourd initial, pour une montée et une descente de vitesse allant de 10000 rpm à 40000 rpm.



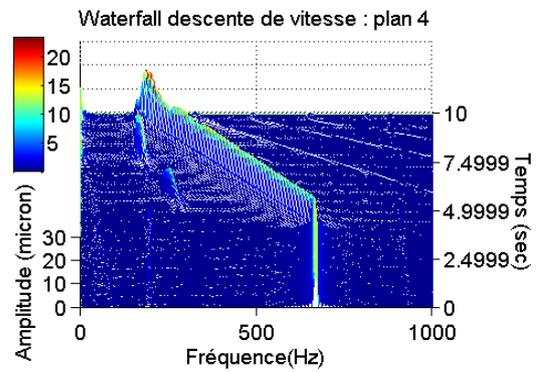
(a) montée de vitesse jeu 99 μm



(b) descente de vitesse jeu 99 μm



(c) montée de vitesse jeu 129 μm



(d) descente de vitesse jeu 129 μm

FIGURE 3.51: waterfalls expérimentaux : à balourd initial, jeu de 99 et 129 μm (4)

Sur les FIG.3.52, nous observons sur le plan 4 les waterfalls obtenus pour un jeu de 99 et 129 μm à balourd augmenté, pour une montée et une descente de vitesse allant de 10000 rpm à 40000 rpm.

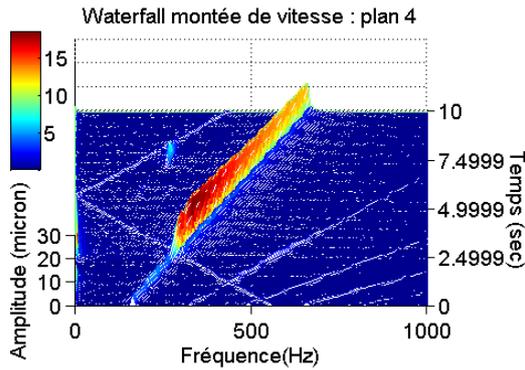
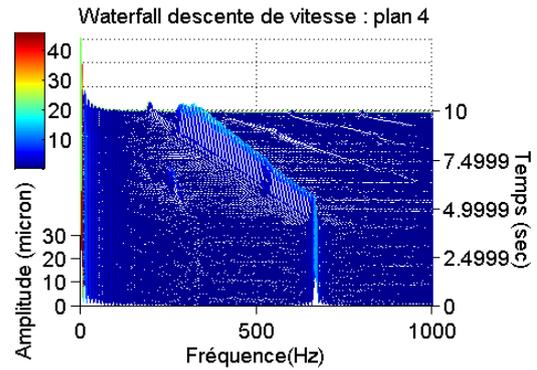
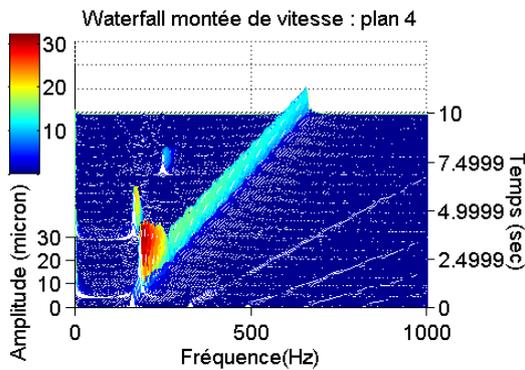
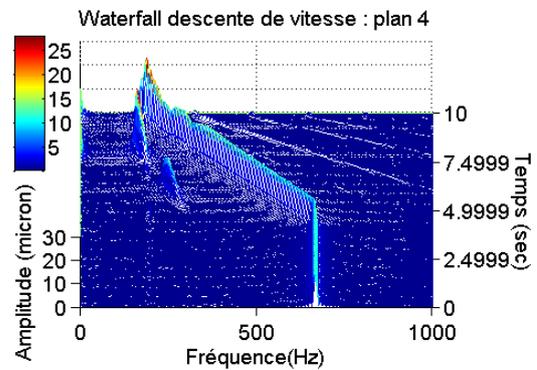
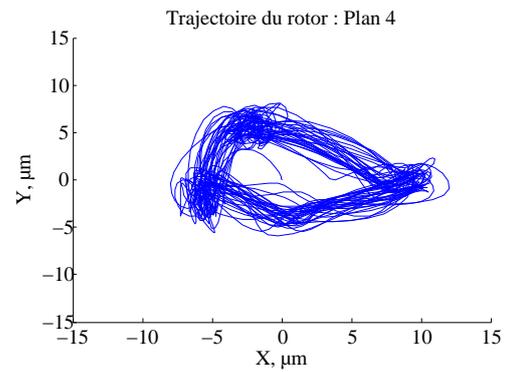
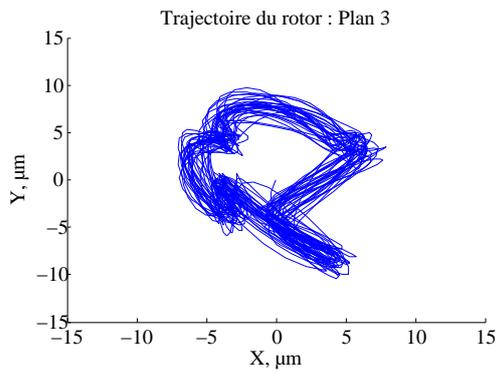
(a) montée de vitesse jeu 99 μm (b) descente de vitesse jeu 99 μm (c) montée de vitesse jeu 129 μm (d) descente de vitesse jeu 129 μm

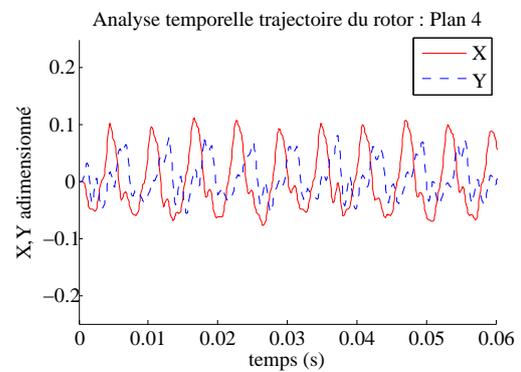
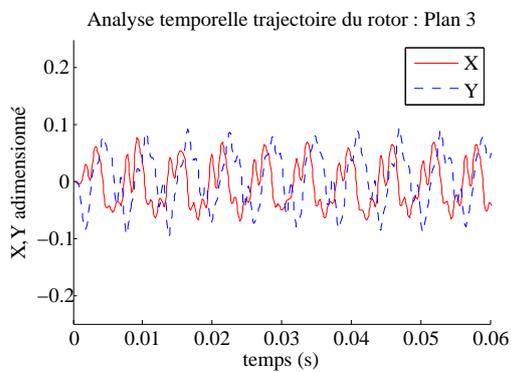
FIGURE 3.52: waterfalls expérimentaux : à balourd augmenté, jeu de 99 et 129 μm (4)

Sur les FIG.3.53, nous observons les orbites et analyses temporelles obtenus pour un jeu de $99 \mu\text{m}$ à balourd initial des plans 3 et 4, pour une vitesse stabilisée de 10000 rpm.



(a) Trajectoire du rotor à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 3

(b) Trajectoire du rotor à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 4



(c) Analyse temporelle à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 3

(d) Analyse temporelle à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 4

FIGURE 3.53: Trajectoires du rotor et analyses temporelles à 10000 rpm, à balourd initial, jeu de $99 \mu\text{m}$ et soyage à 0° (3-4)

Sur les FIG.3.54, nous observons les orbites et analyses temporelles obtenus pour un jeu de $99 \mu\text{m}$ à balourd augmenté des plans 1 et 2, pour une vitesse stabilisée de 10000 rpm.

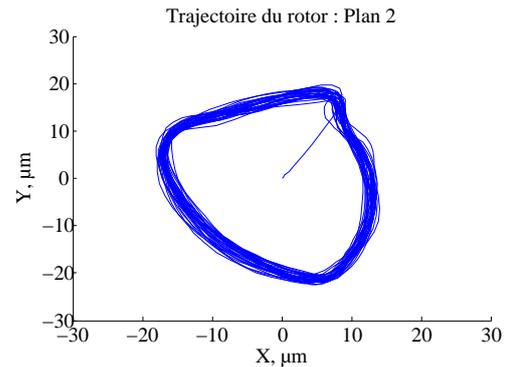
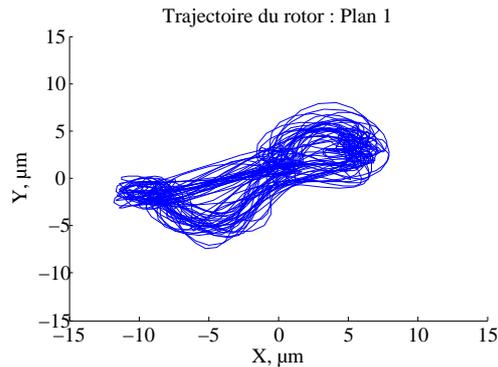
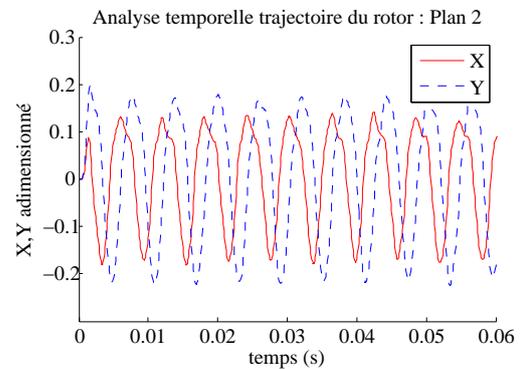
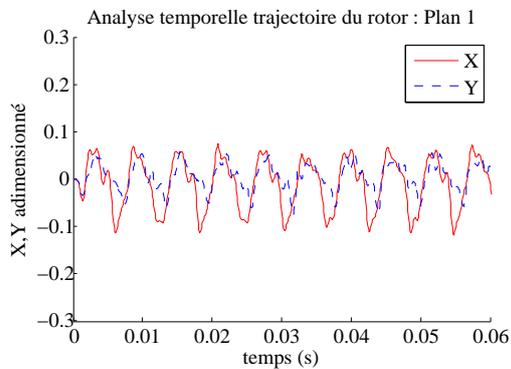
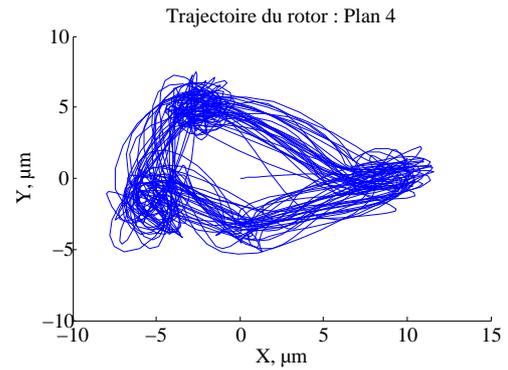
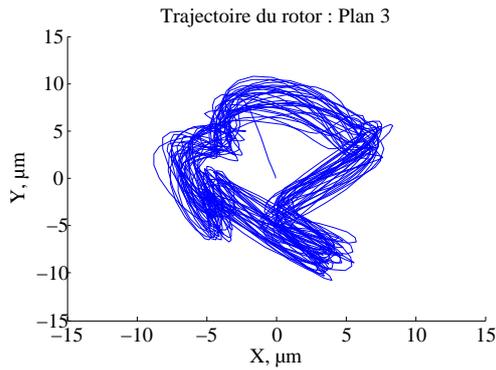
(a) Trajectoire du rotor à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 3(b) Trajectoire du rotor à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 4(c) Analyse temporelle à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 3(d) Analyse temporelle à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 4

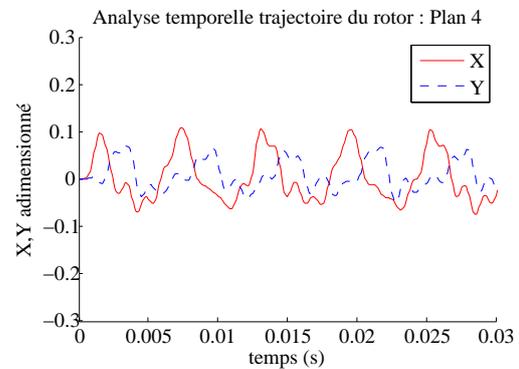
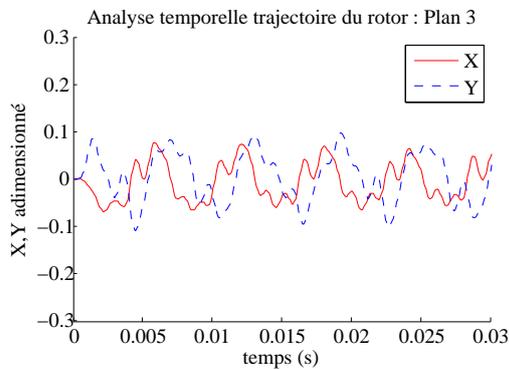
FIGURE 3.54: Trajectoires du rotor et analyses temporelles à 10000 rpm, à balourd augmenté, jeu de $99 \mu\text{m}$ et soyaage à 0° (1-2)

Sur les FIG.3.55, nous observons les orbites et analyses temporelles obtenus pour un jeu de $99 \mu\text{m}$ à balourd augmenté des plans 3 et 4, pour une vitesse stabilisée de 10000 rpm.



(a) Trajectoire du rotor à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 3

(b) Trajectoire du rotor à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 4



(c) Analyse temporelle à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 3

(d) Analyse temporelle à 10000 rpm jeu $99 \mu\text{m}$ plan 4

FIGURE 3.55: Trajectoires du rotor et analyses temporelles à 10000 rpm, à balourd augmenté, jeu de $99 \mu\text{m}$ et soyage à 0° (3-4)

Sur les FIG.3.56, nous observons les orbites obtenus pour un jeu de $99\ \mu\text{m}$ à balourd initial, pour une vitesse stabilisée de 40000 rpm.

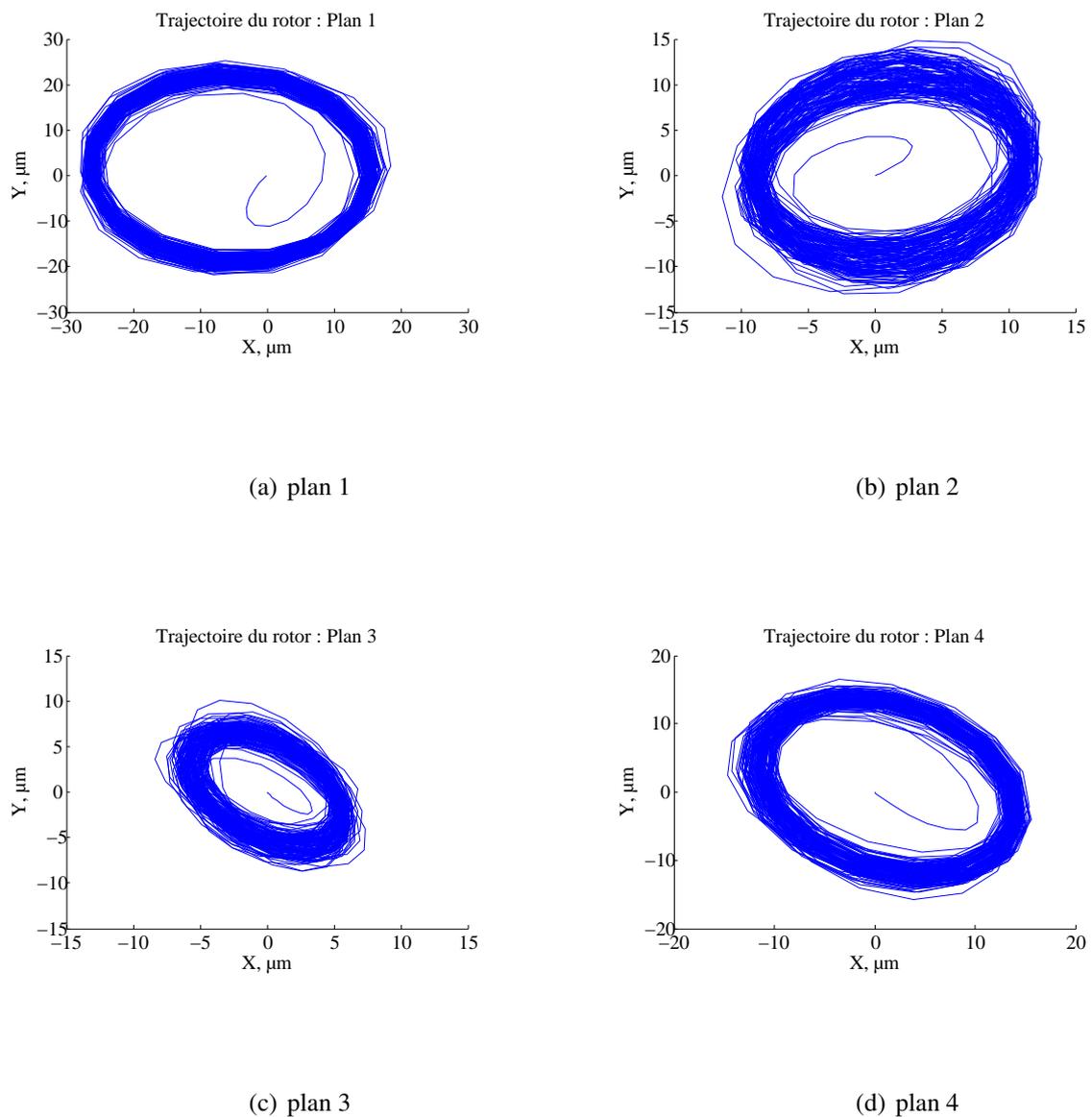
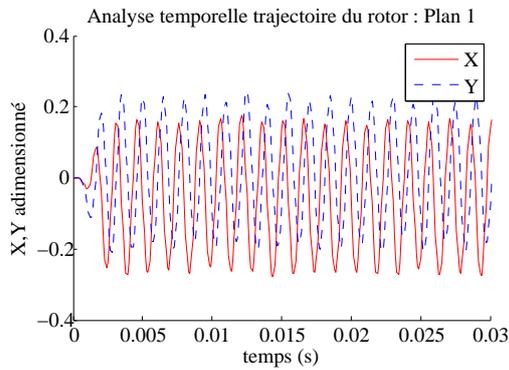
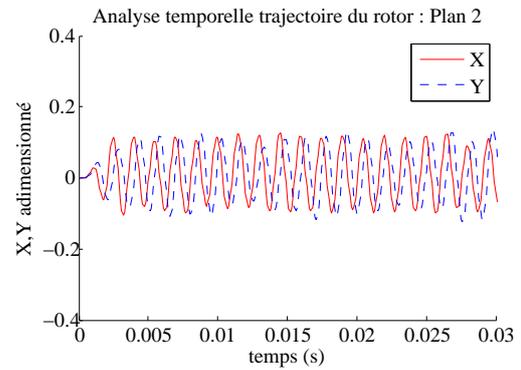


FIGURE 3.56: Trajectoire du rotor à 40000 rpm, à balourd initial, jeu $99\ \mu\text{m}$ et soyage à 0°

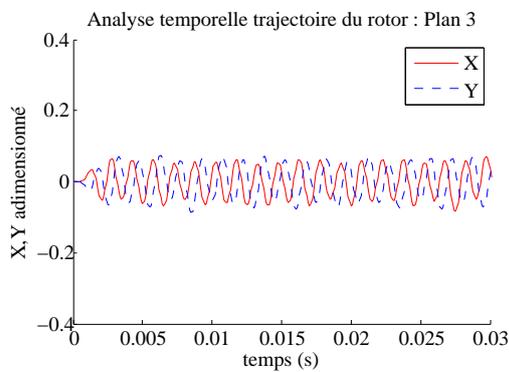
Sur les FIG.3.57, nous observons les analyses temporelles obtenus pour un jeu de $99 \mu\text{m}$ à balourd initial, pour une vitesse stabilisée de 40000 rpm.



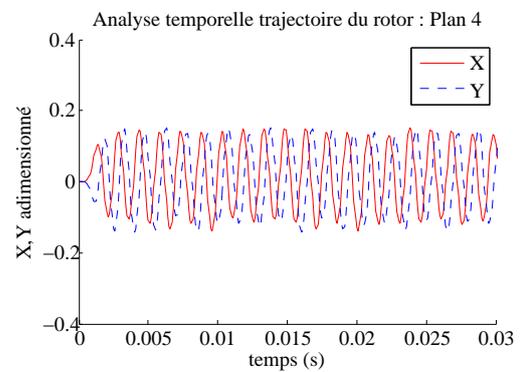
(a) plan 1



(b) plan 2



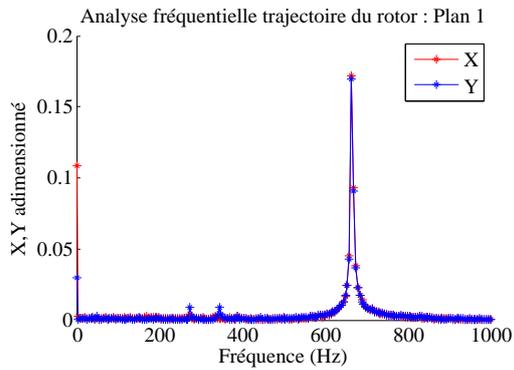
(c) plan 3



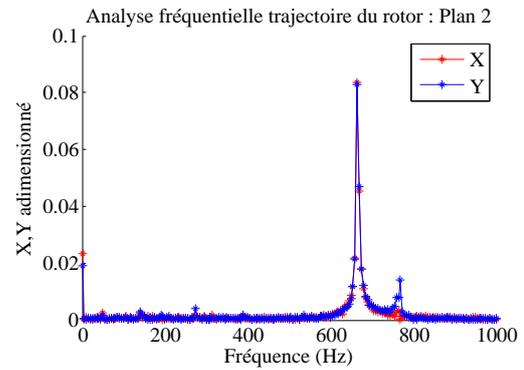
(d) plan 4

FIGURE 3.57: Analyse temporelle à 40000 rpm, à balourd initial, jeu $99 \mu\text{m}$ et soyaie à 0°

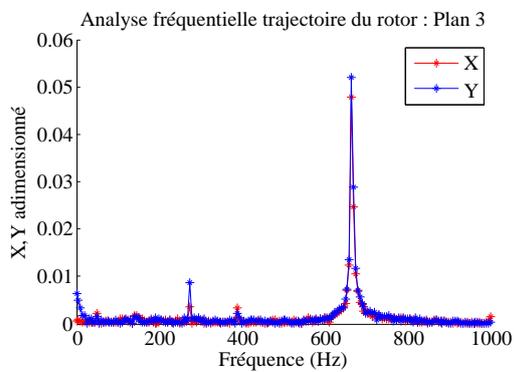
Sur les FIG.3.58, nous observons les analyses fréquentielles obtenus pour un jeu de $99 \mu\text{m}$ à balourd initial, pour une vitesse stabilisée de 40000 rpm.



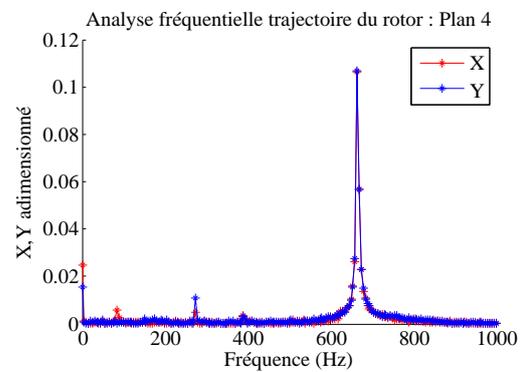
(a) plan 1



(b) plan 2



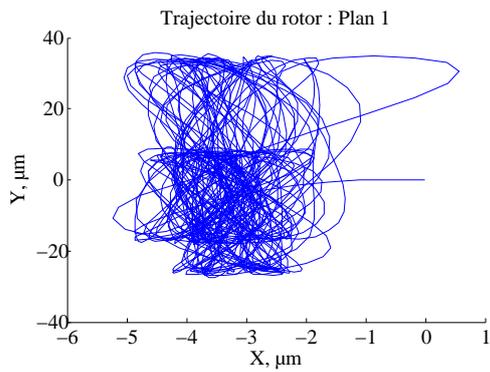
(c) plan 3



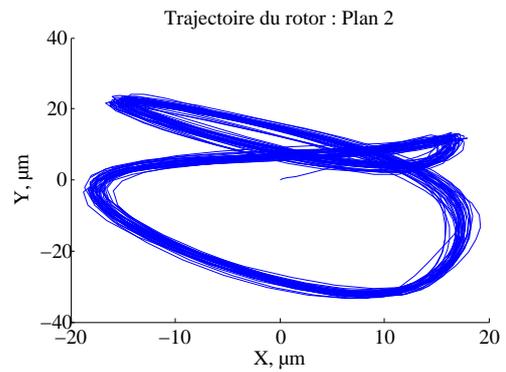
(d) plan 4

FIGURE 3.58: Analyse fréquentielle à 40000 rpm, à balourd initial, jeu $99 \mu\text{m}$ et soyage à 0°

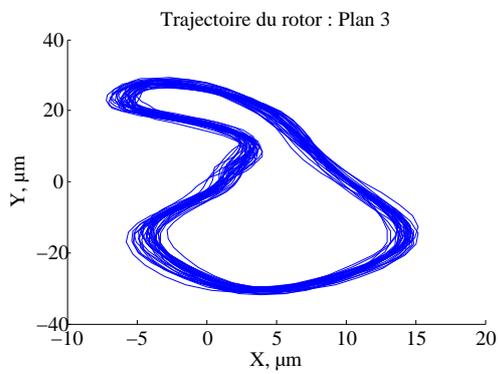
Sur les FIG.3.59, nous observons les orbites obtenus pour un jeu de $129 \mu m$ à balourd initial, pour une vitesse stabilisée de 20000 rpm.



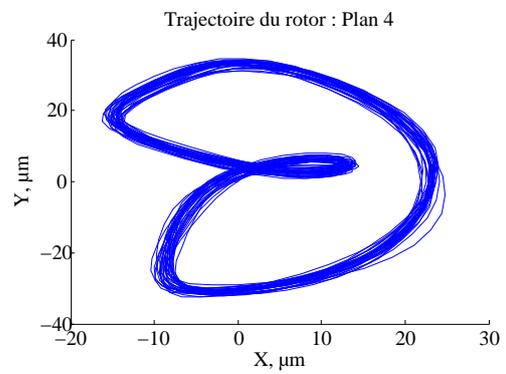
(a) plan 1



(b) plan 2



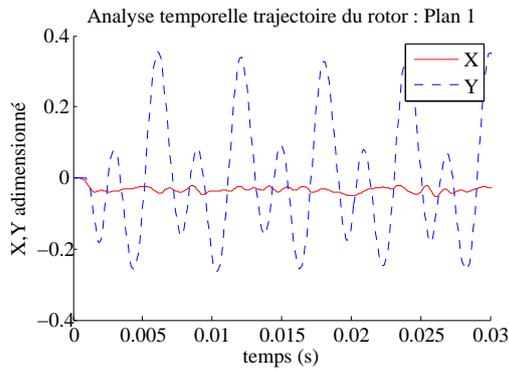
(c) plan 3



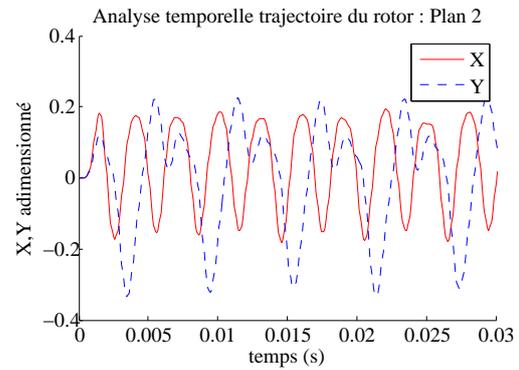
(d) plan 4

FIGURE 3.59: Trajectoire du rotor à 20000 rpm, à balourd initial, jeu $129 \mu m$ et soyage à 0°

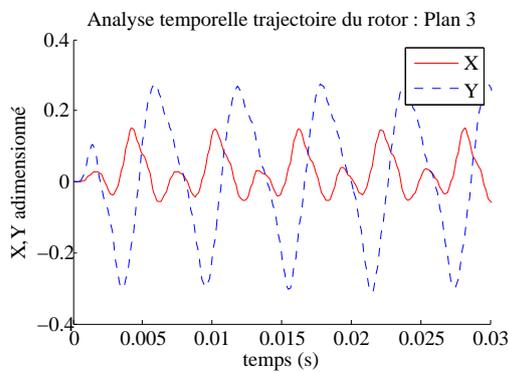
Sur les FIG.3.60, nous observons les analyses temporelles obtenus pour un jeu de $129\ \mu\text{m}$ à balourd initial, pour une vitesse stabilisée de 20000 rpm.



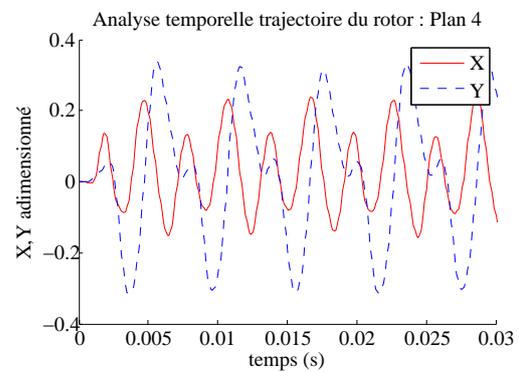
(a) plan 1



(b) plan 2



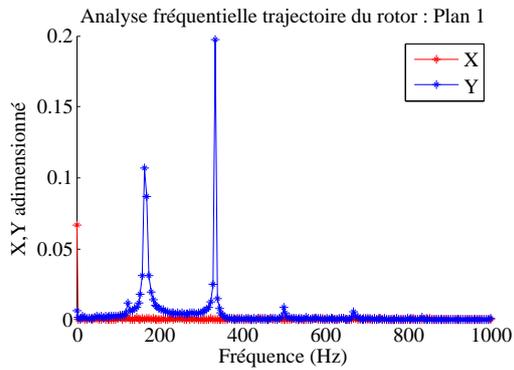
(c) plan 3



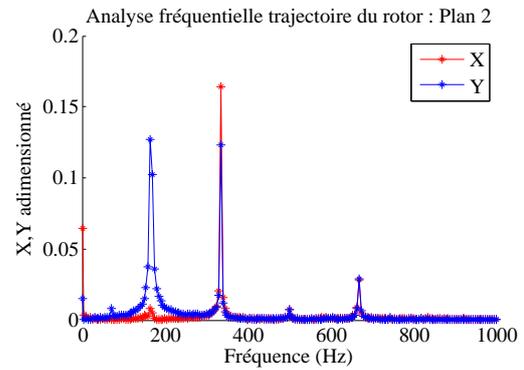
(d) plan 4

FIGURE 3.60: Analyse temporelle à 10000 rpm, à balourd initial, jeu $129\ \mu\text{m}$ et soyage à 0°

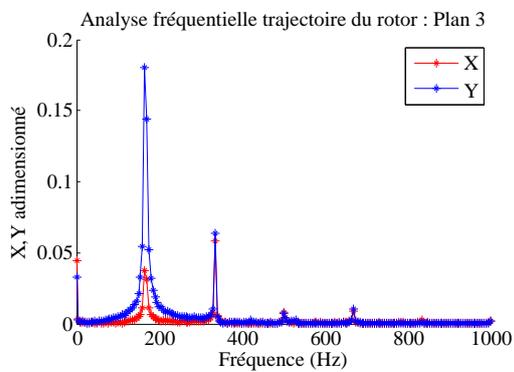
Sur les FIG.3.61, nous observons les analyses fréquentielles des orbites obtenus pour un jeu de $129 \mu\text{m}$ à balourd initial, pour une vitesse stabilisée de 20000 rpm.



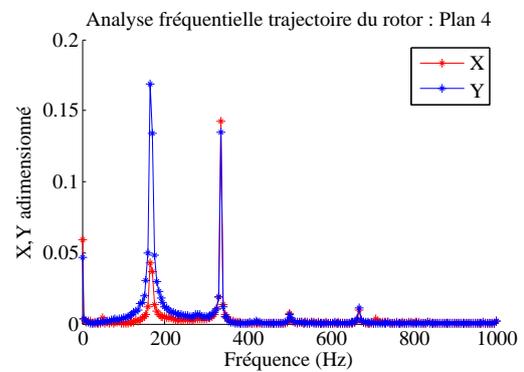
(a) plan 1



(b) plan 2



(c) plan 3



(d) plan 4

FIGURE 3.61: Analyse fréquentielle à 10000 rpm, à balourd initial, jeu $129 \mu\text{m}$ et soyage à 0°

Bibliographie

- [ABD 82] ABDUL-WAHED M.
Comportement Dynamique des Paliers Fluides : Etudes Linéaire et Non-Lineaire.
Thèse de doctorat, INSA Lyon, 1982.
- [ARG 09] ARGHIR M., LE LEZ S., FRENE J.
Butées et paliers aérodynamiques. rapport n° B5335, 2009, Techniques de l'ingénieur.
- [BAT 82] BATHE K.
Finite Element Procedures in Engineering Analysis. Prentice-Hall, 1982.
- [BAT 90a] BATOZ J., DHATT G.
Modélisation des Structures par Elements Finis : Poutres et Plaques (Volume 2).
Hermes, 1990.
- [BAT 90b] BATOZ J., DHATT G.
Modélisation des Structures par Elements Finis : Solides Elastiques (Volume 1).
Hermes, 1990.
- [BAT 92] BATOZ J., DHATT G.
Modélisation des Structures par Elements Finis : Coques (Volume 3). Hermes, 1992.
- [BAU 03] BAURUELLE J.
Contribution à l'Analyse des Coques de Revolution Présentant Localement des Singularités. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2003.
- [BER 02] BERRY J.
Oil Whirl and Whip Instabilities - Within Journal Bearings. *Machinery lubrication*,
vol. x, 2002, page No. be_001.
- [BER 03] BERTHIER P., DUFOUR R., JACQUET G.
Cours de Mécanique des Structures Minces, 2003. INSA Lyon.
- [BOU 08] BOU-SAÏD B., GRAU G., IORDANOFF I.
On Nonlinear Rotor Dynamic Effects of Aerodynamic Bearings With Simple Flexible Rotors. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 130, 2008, page 012503.
- [CAR 94a] CARPINO M., MEDVETZ L., PENG J.
Effects of Membrane Stresses in the Prediction of Foil Bearing Performance. *Tribology Transactions*, vol. 37, n° 1, 1994, p. 43-50, Taylor & Francis.

- [CAR 94b] CARPINO M., MEDVETZ L., PENG J.
Misalignment in a Complete Shell Gas Foil Journal Bearing. *Tribology Transactions*, vol. 37, n° 4, 1994, p. 829-835, Taylor & Francis.
- [CAR 94c] CARPINO M., PENG J.
Theoretical Performance of a Hydrostatic Foil Bearing. *Journal of Tribology*, vol. 116, 1994, p. 83-89.
- [CAR 03] CARPINO M., TALMAGE G.
A fully Coupled Finite Element Formulation for Elastically Supported Foil Journal Bearings. *Tribology Transactions*, vol. 46, n° 4, 2003, p. 560-565, Taylor & Francis.
- [CAR 08] CARPINO M., TALMAGE G.
Subfoil Stiffness Effects in Gas-Lubricated Foil Journal Bearings. *Tribology Transactions*, vol. 51, n° 5, 2008, p. 602-608, Taylor & Francis.
- [CHI 86] CHILDS D., NELSON C., NICKS C., SCHARRER J., ELROD D., HALE K.
Theory Versus Experiment for the Rotordynamic Coefficients of Annular Gas Seals : Part 1-Test Facility and Apparatus. *Journal of Tribology*, vol. 108, 1986, p. 426-431.
- [CON 62] CONSTANTINESCU V.
Analysis of Bearings Operating in Turbulent Regime. *Journal Basic Eng.*, vol. 82, 1962, p. 139-151.
- [CON 73] CONSTANTINESCU V.
Basic Relationships in Turbulent Lubrication and their Extension to Include Thermal Effects. *Journal of Lubrication Technology*, vol. 95, 1973, p. 147-154.
- [DEL 97] DELLACORTE C., LASKOWSKI J.
Tribological Evaluation of PS300 : A New Chrome Oxide-Based Solid Lubricant Coating Sliding Against Al₂O₃ From 25 to 650 °C. *Tribology Transactions*, vol. 40, n° 1, 1997, p. 163-167, Taylor & Francis.
- [DEL 98] DELLACORTE C.
A New Foil Air Bearing Test Rig for Use to 700 °C and 70,000 rpm. *Tribology Transactions*, vol. 41, 1998, p. 335-340.
- [DEL ns] DELLACORTE C., FELLEINSTEIN J., BENOY P.
Evaluation of Advanced Solid Lubricant Coatings for Foil Air Bearings Operating at 25 and 500 °C. *Tribology Transactions*, vol. 1999, Tribology Transactions, p. 338-342.
- [DHA 84] DHATT G., TOUZOT G.
Une Présentation de la Méthode des Elements Finis (2ème Ed.). Maloine S.A., 1984.
- [DYK 04] DYKAS B., SA H.
Journal Design Considerations for Turbomachine Shafts Supported on Foil Air Bearings. *Tribology Transactions*, vol. 47, n° 4, 2004, p. 508-516, Taylor & Francis.
- [ELR 67] ELROD H., NG C.
A Theory for Turbulent Films and its Application to bearings. *Journal of Lubr. Technol.*, vol. 86, 1967, p. 346-362.

- [FEN 10] FENG K., KANEKO S.
Analytical Model of Bump-Type Foil Bearings Using a Link-Spring Structure and a Finite-Element Shell Model. *Journal of Tribology*, vol. 132, 2010, page 021706.
- [FRê 90] FRÊNE J., NICOLAS D., DEGUEURCE B., BERTHE D., GODET M.
Lubrification Hydrodynamique : Paliers et Butées. Eyrolles, 1990.
- [FRE 95] FRENE J.
Butées et Paliers Hydrodynamiques. rapport n° B 5320, 1995, Techniques de l'ingénieur.
- [GRA 04] GRAU G.
Paliers Aérodynamiques Radiaux à Structure à Feuilles : Contribution à l'Étude Statique et Comportement Dynamique Non Linéaire. Thèse de doctorat, INSA-Lyon, 2004.
- [HES 83] HESHMAT H., WALOWIT J., PINKUS O.
Analysis of Gas-Lubricated Foil Journal Bearings. *ASME Journal of Lubrication Technology*, vol. 105, 1983, p. 647-657.
- [HES 92] HESHMAT H., ROGER KU C.
Compliant Foil Bearing Structural Stiffness Analysis : Part I - Theoretical Model Including Strip and variable Bump Foil Geometry. *ASME Journal of Tribology*, vol. 114, 1992, p. 394-400.
- [HIL 77] HILBER H., TJR H., RL T.
Improved Numerical Dissipation for Time Integration Algorithms in Structural Dynamics. *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, vol. 5, n° 3, 1977, p. 283-292, Wiley Online Library.
- [HOW 01a] HOWARD S., DELLACORTE C., VALCO M., PRAHL J., HESHMAT H.
Dynamic Stiffness and Damping Characteristics of a High-Temperature Air Foil Journal Bearing. *Tribology Transactions*, vol. 44, n° 4, 2001, p. 657-663, Taylor & Francis.
- [HOW 01b] HOWARD S., DELLACORTE C., VALCO M., PRAHL J., HESHMAT H.
Steady-State Stiffness of Foil Air Journal Bearings at Elevated Temperatures. *Tribology Transactions*, vol. 44, n° 3, 2001, p. 489-493, Taylor & Francis.
- [IOR 99] IORDANOFF I.
Analysis of Aerodynamic Compliant Foil thrust Bearing : Method for a rapid design. ASME. *ASME Journal of Tribology*, vol. 121, 1999, p. 816-822.
- [IOR 08] IORDANOFF I., BOU SAID B., MEZIANNE A., BERTHIER Y.
Effect of Internal Friction in the Dynamic Behavior of Aerodynamic Foil Bearings. *Tribology International*, vol. 41, n° 5, 2008, p. 387-395, Elsevier.
- [KAL 90] KALKER J.
Three Dimensional Elastic Bodies in Rolling Contact. Kluwer Academic Publishers, 1990.

- [KIM 09] KIM D., PARK S.
Hydrostatic Air Foil Bearings : Analytical and Experimental Investigation. *Tribology International*, vol. 42, n° 3, 2009, p. 413-425, Elsevier.
- [KLI 96] KLIT P., LUND J.
Calculation of the Dynamic Coefficients of a Journal Bearing, Using a Variational Approach. *Journal of Tribology*, vol. 108, 1996, p. 421-425.
- [KUM 96] KUMAR A., MISHRA S.
Stability of a Rigid Rotor in Turbulent Hydrodynamic Worn Journal Bearings. *Wear*, vol. 193, n° 1, 1996, p. 25-30, Elsevier.
- [KWO 00] KWON Y., BANG H.
The Finite Element Method using Matlab (second Ed.). CRC Press LLC, 2000.
- [LAL 90] LALANNE M., FERRARIS G., DER HAGOPIAN J.
Rotordynamics Prediction in Engineering. Wiley, 1990.
- [LEE 04] LEE Y., KIM T., KIM C., LEE N., CHOI D.
Dynamic Characteristics of a Flexible Rotor System Supported by a Viscoelastic Foil Bearing (VEFB). *Tribology International*, vol. 37, n° 9, 2004, p. 679-687, Elsevier.
- [LEE 08] LEE D.-H., KIM Y.-C., KIM K.-W.
The Static Performance Analysis of Foil Journal Bearings Considering Three-Dimensional Shape of the Foil Structure. *ASME Journal of Tribology*, vol. 130, 2008, p. 031102-1 - 031102-10.
- [LEL 07] LE LEZ S., ARGHIR M., FRÊNE J.
Static and Dynamic Characterization of a Bump-Type Foil Bearing Structure. *Journal of Tribology*, vol. 129, 2007, p. 75-83.
- [LIN 94] LIN J., CHEN Y.
Thermohydrodynamic Analysis of a Journal Bearing in a Turbulent Flow Regime Part I: Theory. *Tribology Transactions*, vol. 37, n° 4, 1994, p. 727-734, Taylor & Francis.
- [NEL 86] NELSON C., CHILDS D., NICKS C., ELROD D.
Theory Versus Experiment for the Rotordynamic Coefficients of Annular Gas Seals : Part 2 Constant-Clearance and Convergent-Tapered Geometry. *Journal of Tribology*, vol. 108, 1986, p. 433-437.
- [NG 65] NG C., PAN C.
A Linearized Turbulent Lubrication Theory Analyzed from Law of Wall, Taking into Account Turbulent Shear Flow. *Journal of Basic Eng.*, vol. 87, 1965, p. 675-682.
- [PAR 08] PARK D., KIM C., JANG G., LEE Y.
Theoretical Considerations of Static and Dynamic Characteristics of Air Foil Thrust Bearing with Tilt and Slip Flow. *Tribology International*, vol. 41, n° 4, 2008, p. 282-295, Elsevier.
- [PEN 06] PENG Z., KHONSARI M.
A Thermohydrodynamic Analysis of Foil Journal Bearings. *Journal of Tribology*, vol. 128, 2006, p. 534-541.

- [RAD 04] RADIL K., ZESZOTEK M.
An Experimental Investigation into the Temperature Profile of a Compliant Foil Air Bearing. *Tribology Transactions*, vol. 47, n° 4, 2004, p. 470-479, Taylor & Francis.
- [ROG 94] ROGER KU C., HESHMAT H.
Effects of Static Load on Dynamic Structural Properties in a flexible Supported Foil Journal Bearing. *ASME Journal of Vibration and Acoustics*, vol. 116, 1994, p. 257-262.
- [SAL 01] SALEHI M., SWANSON E., ASME et al.
Thermal Features of Compliant Foil Bearings—Theory and Experiments. *Journal of Tribology*, vol. 123, 2001, p. 566-570.
- [SAN 10] SAN ANDRÉS L., KIM T., AL.
Thermohydrodynamic Analysis of Bump Type Gas Foil Bearings : A Model Anchored to Test Data. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 132, 2010, page 042504.
- [STE 96] STEPHAN P., IORDANOFF Y.
Butées et paliers aérodynamiques. rapport, 1996, Techniques de l'ingénieur.
- [WAL 75] WALOWIT J., ANNO J.
Modern Developments in Lubrication Mechanics. Ltd, 1975.
- [WAL 02] WALTON I., HESHMAT H.
Application of Foil Bearings to Turbomachinery Including Vertical Operation. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 124, 2002, p. 1032-1041.
- [ZIE 77] ZIENKIEWICZ O.
The Finite Element Method - Third Edition. McGraw-Hill Book Company (UK) Limited, 1977.

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : Barzem

DATE de SOUTENANCE : 15 décembre 2011

Prénoms : Lamyaa

TITRE : Analyse théorique et expérimentale de la dynamique d'un rotor sur palier à feuilles lubrifié par l'air

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2011-ISAL-0141

École doctorale : MEGA

Spécialité : Mécanique - Génie Mécanique - Génie Civil

Cote B.I.U. - Lyon : / et bis CLASSE :

ABSTRACT :

These last decades numerous model for airfoil bearings have been developed. But nowadays, these models are not sufficiently accurate for the rotor response prediction in the presence of non linearities. It is essential for the future developments to control the instabilities due to the non linear behavior in order to quantify the energy dissipation in the bearings. By means of a variational approach, the flexible structure is modeled as a thin media subjected to a compressible fluid pressure, isothermal and in a laminar then turbulent regime. The model is built up using FEM for the foils response. the internal dry friction is taken into account with Coulomb's law and the updated Lagrangian method. The structure model is coupled with Reynolds equation to calculate the rotor motions, thanks to the basic principle of dynamics (B.P.D). This work is performed, first, to put in evidence the influence of thin structure approach on the rotor behavior and on the field pressure. The link between bumps deflections and dry friction is established. The structure buckling is twice increased by the phenomenon of friction between sheets and energy dissipation. The second objective is to identify the subsynchronous frequencies in order to establish the relevance of the new airfoil model for non linear and instabilities investigations.

KEYWORDS : airfoil bearing, thin structure, FEM, buckling, dry friction, subsynchronous frequencies

Laboratoire(s) de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures
UMR CNRS 5259 - INSA de Lyon
20, avenue Albert Einstein
69621 Villeurbanne Cedex FRANCE

Directeur de thèse : Monsieur BOU-SAÏD Benyebka (M_dC-HDR)

Président du jury :

Composition du jury : I. IORDANOFF	F. LEBON
D. DUREISSEIX	H. HESHMAT
G. GRAU	B. BOU-SAÏD