Thèse

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
UFR des sciences fondamentales et appliquées
Institut Pprime
Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016
École doctorale SIMME : Sciences et Ingénierie des Matériaux, Mécanique, Énergétique
Secteur de recherche : Génie mécanique, productique, transport

Présentée par :
Thibaud Plantegenet

Analyse expérimentale de l'effet Morton

Directeur de thèse : Mihai Arghir
Co-encadrants : Pascal Jolly, Olivier Bonneau

Soutenue le 12 décembre 2019 devant le jury

Jury

Aurélian Fatu	Professeur, Université de Poitiers, Pprime	Président
Olivier Bareille	Maître de conférences HDR, EC Lyon, LTDS	Rapporteur
Jürg A. Schiffmann	Professeur assistant tenure track, EPFL, LAMD	Rapporteur
Mohamed-Amine Hassini	Docteur, Ingénieur-chercheur, EDF R&D	Examinateur
Jarir Mahfoud	Maître de conférences HDR, INSA Lyon, LAMCOS	Examinateur
Mihai Arghir	Professeur, Université de Poitiers, Pprime	Directeur
Olivier Bonneau	Professeur, Université de Poitiers, Pprime	Co-Encadrant
Pascal Jolly	Ingénieur de recherche, Université de Poitiers, Pprime	Co-Encadrant

« *In a general way the designer realizes that the more nearly he can apply the principles of hydrodynamic theory and approach the optimum conditions of film lubrication, the closer will he be to the perfection.* »

Professor H.W. Swift, Report on papers in group 1, Journal and Thrust bearings, General discussion on lubrication Vol 1, 1937.

Remerciements

Cette thèse s'est déroulée au sein de l'équipe Tribolub du département Génie Mécanique et Systèmes Complexes de l'Institut Pprime, qui est une UPR du CNRS avec l'université de Poitiers et l'ISAE-ENSMA comme établissements partenaires

Mes premiers remerciements vont à Olivier Bareille et Jürg Schiffmann qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail, ils vont également à Aurélian Fatu, Mohamed-Amine Hassini et Jarir Mahfoud, qui ont accepté d'être membre de mon jury.

Ce travail ne le serait pas sans l'appui de mes encadrants : Mihai Arghir, Pascal Jolly et Olivier Bonneau, qui ont su être là pour moi, m'apporter une rigueur scientifique et un regard extérieur. De part leurs actions et interactions, ils ont œuvré à la réussite de cette thèse, mais surtout à faire de moi ce que je suis actuellement en me poussant à me remettre en question et à avancer.

D'un point de vu scientifique, je remercie Michel Fillon, Jean Bouyer et Noel Brunetière pour les nombreuses discussions sérieuses ou non à propos de sujets très variés. Je remercie Jarir Mahfoud, pour notre collaboration sur la mise en place de l'excitateur magnétique. Je remercie Cyril Romestant et Vincent Ayel pour notre travail sur le management thermique des paliers, qui, je l'espère ne fait que commencer. Je remercie toute l'équipe de l'université de Sheffield : Henry Brunskill, Andy Hunter, Rob Dwyer-Joyce et Scott, Ben et Joe pour leur accueil et le travail en cours sur le suivi de cavitation par mesure ultrasonique.

Mes remerciements vont également à ceux qui nous donnent les moyens techniques d'avancer et se rendent disponibles pour nous, et notamment Laurence Artus, Mathieu Maillet, Christian Normand, Florian Daret, Michael Beau, Nicolas Tchebotariov, Aymeric Giraudet, Catherine de Saint Martin et Estelle Ferdinand. J'adresse un remerciement spécial à Pascal Doumalin, qui m'a accueilli en stage au laboratoire en licence et qui fut le véritable déclencheur de mon goût pour la recherche.

Mes amitiés vont à toutes les personnes du département avec qui j'ai partagé de bons moments, notamment les thésards que je ne citerai pas un par un, par peur d'en oublier certains (je pense à vous quand même). Cependant, un remerciement particulier va à Yann Alexandre, mon ami depuis que je suis a Poitiers, avec qui j'ai refait le monde une bonne centaine de fois !

En dehors de cette thèse, je remercie ma famille et surtout mes parents qui m'ont fait tel que je suis !

Last but not least, j'exprime mes plus grands sentiments à Fatma qui partage ma vie (en tout cas ce qu'il reste en dehors du travail !) et qui est là pour moi en toutes circonstances.

Table des matières

1 INTRODUCTION 1

1.1 Présentation des phénomènes d'instabilité thermique . . . 2
1.1.1 Effet Newkirk . . . 2
1.1.2 Effet Morton . . . 3
1.1.3 Effet Takahashi . . . 3

1.2 Échauffement non uniforme du rotor pour les effets Newkirk et Morton . . . 3

1.3 L'effet Newkirk : Flexion du rotor et balourd thermique . . . 5
1.3.1 Application à un modèle à un degré de liberté . . . 6

1.4 Étude bibliographique de l'effet Morton . . . 8
1.4.1 Cas industriels . . . 9
1.4.2 Modélisation numérique . . . 15
1.4.3 Analyses expérimentales . . . 17
1.4.4 Conclusion sur l'analyse bibliographique de l'effet Morton . . . 23

1.5 Contexte de cette étude . . . 23

2 COUPLAGE ENTRE EFFETS THERMIQUES ET VIBRATIONS SYNCHRONES POUR UN PALIER CYLINDRIQUE 25

2.1 Présentation du banc d'essais . . . 26
2.1.1 Développement du banc d'essais . . . 26
2.1.2 Palier lisse cylindrique à rainure axiale . . . 32
2.1.3 Identification expérimentale des coefficients dynamiques du palier lisse . . . 33

2.2 Configuration 1 : Arbre court et rigide . . . 47
2.2.1 Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 1 . . . 47
2.2.2 Équilibrage . . . 48
2.2.3 *Oil whirl* . . . 48
2.2.4 Campagne d'essais à 4000 tr/min . . . 49
2.2.5 Campagne d'essais à 7000 tr/min . . . 50
2.2.6 Essais de montée/descente en vitesse . . . 56
2.2.7 Conclusion sur les résultats dans la configuration 1 . . . 57

2.3 Configuration 2 : Arbre long et flexible . . . 58
2.3.1 Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 2 . . . 58
2.3.2 Équilibrage . . . 59
2.3.3 *Runout* . . . 59
2.3.4 Campagne d'essais à 6660 tr/min . . . 59
2.3.5 Conclusion sur les résultats dans la configuration 2 . . . 67

3 ROTOR FLEXIBLE ET PALIER À PATINS OSCILLANTS À PIVOTS FLEXIBLES 69

3.1 Palier à patins oscillants à pivots flexibles . . . 70
3.1.1 Étude bibliographique . . . 71
3.1.2 Conception, dimensionnement et caractéristiques . . . 75
3.1.3 Intégration et instrumentation du palier . . . 81

3.1.4 Comportement thermique sous chargement statique 81
3.1.5 Identification expérimentale des coefficients dynamiques du palier à patins oscillants 83
3.2 Configuration 3 : Arbre long et flexible supporté par un palier à patins oscillants 89
3.2.1 Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 3 89
3.2.2 Équilibrage et *runout* 89
3.2.3 Résultats expérimentaux 90
3.2.4 Conclusion sur les résultats dans la configuration 3 99

4 CONCLUSION GÉNÉRALE 101

BIBLIOGRAPHIE 103

ANNEXES 111

A RAPPELS THÉORIQUES POUR L'EXCITATEUR ÉLECTROMAGNÉTIQUE 113
A.1 Champ magnétique 113
A.2 Circuit magnétique : Électroaimant à encoche en U : 114

B CARACTÉRISATION DYNAMIQUE DE L'EXCITATEUR MAGNÉTIQUE 117
B.1 Calcul des déplacements dans l'excitateur 117
B.2 Détermination des entrefers et jeux réels 117
B.3 Validation de l'équation d'effort 119

C RÉPÉTABILITÉ DES RÉSULTATS 125
C.1 Résultats avec rotor court et palier lisse 125
C.2 Résultats avec rotor long et palier à patins oscillants 126

D TEMPÉRATURES MESURÉES 129
D.1 Configuration 1 – Essai à 7000 tr/min 130
D.2 Configuration 2 – Essai 1 133
D.3 Configuration 2 – Essai 2 135
D.4 Configuration 2 – Essai 3 137
D.5 Configuration 3 – Essai 1 139
D.6 Configuration 3 – Essai 2 142

Table des figures

Figure 1.1 Diagramme polaire montrant des vibrations spirales [1]. 2
Figure 1.2 Modes d'échauffement du rotor. a. Cas de l'effet Newkirk. b. Cas de l'effet Morton. 4
Figure 1.3 Balourd induit par le point chaud en fonction de la position du disque. a. Disque entre les paliers. b. Disque en porte à faux. 5
Figure 1.4 Carte de stabilité et expression des déplacements. Le point rouge est le premier point de la trajectoire. 8
Figure 1.5 Profils de vitesses au point haut et au point bas dans un palier [14]. . . . 9
Figure 1.6 Vibrations synchrones mesurées au niveau du palier du coté libre[17]. . 10
Figure 1.7 Amplitude synchrone montrant le cyclage. Vitesse constante à 8400 tr/-min à partir de 13h35 [18]. 11
Figure 1.8 Vibrations synchrones montrant le cyclage à vitesse constante [18]. . . . 11
Figure 1.9 Évolution des vibrations synchrones au cours du temps pour une vitesse constante [22]. La zone hachurée représente le démarrage et l'arrêt. . . . 13
Figure 1.10 Diagrammes polaires montrant des vibrations spirales du coté compresseur, tracés en indiquant la vitesse de rotation à gauche et en indiquant l'heure à droite [24]. 14
Figure 1.11 Rotor d'essais instrumenté [18]. 17
Figure 1.12 Compresseur avec rotor d'essais [17]. 18
Figure 1.13 Banc d'essais présenté par Balbahadur [39]. 19
Figure 1.14 Vibrations synchrones mesurées par le capteur 3 (NDE)[39]. 19
Figure 1.15 Schématisation du banc d'essais développé par Bradley [40]. Représenté sans disque en porte à faux. 20
Figure 1.16 Banc d'essais développé par Panara et al.[41]. 20
Figure 1.17 Évolution des vibrations synchrones (NDE) [41]. 21
Figure 1.18 Banc d'essais développé par Tong et Palazzolo [42] 22
Figure 1.19 Banc d'essais développé par Hresko et al. [43]. 22
Figure 2.1 Vue en coupe du banc d'essais en configuration 1 (rotor court et rigide). 27
Figure 2.2 Paramètres du joint à rainure hélicoïdale [49]. 28
Figure 2.3 Vue en détail des joints d'étanchéités à rainure hélicoïdale ainsi que le palier lisse instrumenté. 29
Figure 2.4 Démarche de post-traitement du capteur photoélectrique 31
Figure 2.5 Détail des thermocouples montés dans le rotor. a. Vue du maintien des thermocouples, b. Vue du collecteur tournant. 32
Figure 2.6 Détails du palier lisse cylindrique testé et répartition des thermocouples dans le coussinet. 33
Figure 2.7 Modélisation dynamique du film lubrifiant d'un palier hydrodynamique. 34
Figure 2.8 Caractéristiques de l'excitateur magnétique avec une seule bobine représentée (orange) 37
Figure 2.9 Ligne d'action [55]. 38
Figure 2.10 Expression de l'entrefer et du jeu réel dans l'excitateur. a. Rotor centré. b. Rotor décentré. 40
Figure 2.11 Vue en coupe du banc d'essais avec l'excitateur magnétique. 40
Figure 2.12 Description des paramètres du banc d'essais associé au modèle à 2ddl. . 41

FIGURE 2.13 Coefficients dynamiques du palier lisse à 600 tr/min. 45
FIGURE 2.14 Coefficients dynamiques du palier lisse à 3000 tr/min. 46
FIGURE 2.15 a. Diagramme de Campbell. b. Diagramme de stabilité du rotor court monté sur palier lisse. 47
FIGURE 2.16 Diagramme en cascade montrant les amplitudes vibratoires en configuration 1 49
FIGURE 2.17 Vibrations synchrones pour un essai à 4000 tr/min. 50
FIGURE 2.18 a. Températures moyennes. b. Différences de températures pour un essai à 4000 tr/min. 50
FIGURE 2.19 Vibrations synchrones pour la configuration 1 à 7000 tr/min. 51
FIGURE 2.20 Diagramme polaire des vibrations synchrones pour la configuration 1 à 7000 tr/min. 52
FIGURE 2.21 a. Températures moyennes et b. Différences de températures pour la configuration 1 à 7000 tr/min. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.1. 52
FIGURE 2.22 Corrélation des amplitudes synchrones avec la différence de température à la surface du rotor. 53
FIGURE 2.23 a. Profil de température à $t = 430$ s. b. Phase du point chaud dans le référentiel du rotor pour la configuration 1 à 7000 tr/min. 54
FIGURE 2.24 Reconstruction d'une orbite typique. a. Pour $\theta = 0$. b. Pour un $\theta = \omega t$ quelconque. 54
FIGURE 2.25 Variation du point haut par rapport au keyphasor en fonction de la position sur l'orbite. 55
FIGURE 2.26 Évolution du point chaud (PC) par rapport au point haut (PH). a. Plan DE et NDE. b. Plan milieu (moyenne arithmétique) avec écart type. . . . 56
FIGURE 2.27 Vibrations synchrones en fonction de la vitesse de rotation. a. Amplitude synchrone. b. Phase synchrone. 56
FIGURE 2.28 Différences de température en fonction de la vitesse de rotation. a. Rotor. b. Coussinet. 57
FIGURE 2.29 Description du banc d'essais en configuration 2 (rotor long et flexible). . 58
FIGURE 2.30 a. Diagramme de Campbell. b. Diagramme de stabilité du rotor long monté sur palier lisse. 59
FIGURE 2.31 Diagrammes *Full Spectrum* de l'essai 1 dans la configuration 2 a. Plan DE. b. Plan NDE. 60
FIGURE 2.32 Vibrations synchrones pour l'essai 1 de la configuration 2 à 6660 tr/min. 61
FIGURE 2.33 Vibrations synchrones en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 1 de la configuration 2. 61
FIGURE 2.34 Diagramme polaire des vibrations synchrones pour l'essai 1 de la configuration 2 à 6660 tr/min. 62
FIGURE 2.35 a. Températures moyennes et b. Différences de températures pour le test 1 de la configuration 2 à 6660 tr/min. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.2. 62
FIGURE 2.36 Vibrations synchrones pour l'essai 2 de la configuration 2 à 6660 tr/min. 63
FIGURE 2.37 Diagramme polaire des vibrations synchrones pour l'essai 2 de la configuration 2 à 6660 tr/min. 63
FIGURE 2.38 Vibration synchrone en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 2 de la configuration 2. 64
FIGURE 2.39 a. Températures moyennes. b. Différences de températures pour l'essai 2 de la configuration 2 à 6660 tr/min. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.3. 64

FIGURE 2.40 Vibrations synchrones pour l'essai 3 de la configuration 2 à 6660 tr/min. 65
FIGURE 2.41 a. Températures moyennes. b. Différences de températures pour l'essai 3 de la configuration 2 à 6660 tr/min. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.4. 65
FIGURE 2.42 Vibrations synchrones en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 3 de la configuration 2. 66
FIGURE 2.43 Retard de phase du PC par rapport au PH à 6660 tr/min. a. Essai 1 : stable. b. Essai 2 : Instable. c. Essai 3 : Instable avec contact. 66
FIGURE 3.1 Détails du palier à patins oscillants à pivots flexibles [76]. 70
FIGURE 3.2 Différentes conceptions de paliers hydrodynamiques à géométrie fixe [76]. a. Palier lisse cylindrique. b. Palier citron ou elliptique. c. Palier à lobes. 70
FIGURE 3.3 Différentes conceptions de paliers hydrodynamiques à patins oscillants [75]. a. *Rocker pivot*. b. *Spherical point pivot*. c. *Spherical surface pivot*. . . 71
FIGURE 3.4 Résultats de Tenot [80] montrant l'évolution du coefficient de frottement en fonction du facteur de similitude. a.Chargement sur patin (LOP) b. Chargement entre patins (LBP). 72
FIGURE 3.5 Croquis de Michell du palier à patins oscillants étudié par Tenot [81]. . 72
FIGURE 3.6 Concept du palier à patins oscillants développé par Etsion [86] 73
FIGURE 3.7 Différents paliers à patins oscillants à pivots flexibles. a. Palier à cinq patins [87]. b. Palier à trois patins et trois patins de centrage [87]. c. Palier à quatre patins [88]. 74
FIGURE 3.8 Palier à patins oscillants à pivots flexibles et poutres compliantes étudié par Sim [106]. 75
FIGURE 3.9 a. Exemple de palier commercialisé par Waukesha Bearings. b. Forme du patin du palier utilisé dans cette étude. 76
FIGURE 3.10 Système de coordonnées du pivot pour exprimer la raideur. 77
FIGURE 3.11 Coefficients dynamiques du palier à 10 000 tr/min pour une excentricité nulle. 78
FIGURE 3.12 WFR (*Whirl Frequency Ratio*) en fonction de la raideur en rotation du pivot. 79
FIGURE 3.13 Détail du palier à patins oscillants, avec les patins, les poches d'alimentation et la position des thermocouples. 82
FIGURE 3.14 Détail du système de chargement statique. 82
FIGURE 3.15 Évolution du ΔT sur le patin 1 en fonction des conditions de fonctionnement. 83
FIGURE 3.16 Coefficients dynamiques du palier à patins oscillants à 600 tr/min pour une excitation de 15 Hz et une amplitude d'excitation variable suivant X. 85
FIGURE 3.17 Coefficients dynamiques du palier à patins oscillants à 600 tr/min. . . . 86
FIGURE 3.18 Coefficients dynamiques du palier à patins oscillants à 3000 tr/min. . . 87
FIGURE 3.19 Coefficients dynamiques du palier à patins oscillants à 7200 tr/min. . . 88
FIGURE 3.20 Vue en coupe du banc d'essais en configuration 3 (rotor long + TPJB). . . 89
FIGURE 3.21 a. Diagramme de Campbell. b. Diagramme de stabilité du rotor long supporté par un palier à patins oscillants. 90
FIGURE 3.22 Diagrammes *Full Spectrum* de l'essai 1 dans la configuration 3. a. Plan DE. b. Plan NDE. 91
FIGURE 3.23 Vibration synchrone en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 1 de la configuration 3. a. Amplitude synchrone. b. Phase synchrone. . . . 91
FIGURE 3.24 Vibrations synchrones pour l'essai 1 de la configuration 3 à 6550 tr/min. a. Amplitudes synchrones. b. Phases synchrones. 92

FIGURE 3.25 Diagramme polaire des vibrations synchrones pour l'essai 1 de la configuration 3. . . . 92
FIGURE 3.26 Températures du rotor dans le plan milieu du palier pour l'essai 1 dans la configuration 3. a. Cartographie des températures en fonction du temps (les lignes bleue et rouge indiquent respectivement le point froid et le point chaud) . b. Différence de température entre le point chaud et le point froid (ΔT). La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.5. . . . 93
FIGURE 3.27 a. Températures moyennes des patins. b. Différence de température sur chaque patins. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.5. . . . 94
FIGURE 3.28 Températures d'alimentation des patins. . . . 94
FIGURE 3.29 Évolution du retard de phase du point chaud par rapport au point haut pour l'essai 1 . . . 95
FIGURE 3.30 Quelques orbites synchrones mesurées au cours de l'essai 1. a. Dans le plan DE. b. Dans le plan NDE . . . 95
FIGURE 3.31 Diagrammes *Full Spectrum* de l'essai 2 dans la configuration 3. a. Plan DE. b. Plan NDE. . . . 96
FIGURE 3.32 Vibration synchrone en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 2 de la configuration 3. . . . 96
FIGURE 3.33 Vibrations synchrones pour l'essai 2 de la configuration 3 à 6850 tr/min. a. Amplitudes synchrones. b. Phases synchrones . . . 97
FIGURE 3.34 Diagramme polaire des vibrations synchrones pour l'essai 2 de la configuration 3 à 6850 tr/min . . . 97
FIGURE 3.35 Températures du rotor dans le plan milieu du palier pour l'essai 2. a. Cartographie des températures en fonction du temps (les lignes bleue et rouge indique respectivement le point froid et le point chaud) . b. Différence de température entre le point chaud et le point froid (ΔT). La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.6. . . . 98
FIGURE 3.36 a. Températures moyennes des patins. b. Différence de température sur chaque patins. Pour l'essai 2. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.6. . . . 98
FIGURE 3.37 Températures d'alimentation des patins pour l'essai 2. . . . 99
FIGURE 3.38 Quelques orbites synchrones mesurées au cours de l'essai 2. a. Dans le plan DE. b. Dans le plan NDE. . . . 99
FIGURE 3.39 Évolution du retard de phase du point chaud par rapport au point haut pour l'essai 2. . . . 100
FIGURE A.1 Description du circuit magnétique pour un électroaimant à encoche en U [55]. a. Forme droite. b. Forme cylindrique. . . . 114
FIGURE B.1 Trajectoire du rotor dans le plan *EMA* lors de l'essai d'attraction par chaque actionneur. . . . 118
FIGURE B.2 Description des paramètres et des efforts pour le montage sans palier . 120
FIGURE B.3 Raideur dynamique en fonction de la fréquence d'excitation. a. Partie réelle. b. Partie imaginaire. . . . 123
FIGURE B.4 Amortissement en fonction de la fréquence d'excitation. . . . 124
FIGURE C.1 Répétabilité sur les vibrations synchrones pour sept essais avec rotor court et palier lisse . . . 125
FIGURE C.2 Répétabilité pour sept essais avec rotor court et palier lisse. a. Températures moyennes. b. Différences de températures. . . . 126

FIGURE C.3 Répétabilité sur les vibrations synchrones pour dix essais avec rotor long et palier à patins oscillants . . . 126
FIGURE C.4 Répétabilité sur les a. Températures moyennes et b. Différences de températures pour sept essais avec rotor court et palier lisse . . . 127
FIGURE D.1 Températures du coussinet dans la configuration 1 de $t = 0$ s à $t = 1400$ s. 130
FIGURE D.2 Températures du coussinet dans la configuration 1 de $t = 1400$ s à $t = 7400$ s. . . . 130
FIGURE D.3 Positions des thermocouples dans le coussinet pour la configuration 1 . 131
FIGURE D.4 Températures du rotor pour l'essai 1 de la configuration 2 . . . 132
FIGURE D.5 Température d'alimentation pour la configuration 1 . . . 132
FIGURE D.6 Températures et positions correspondantes dans le coussinet pour l'essai 1 de la configuration 2 . . . 133
FIGURE D.7 Températures du rotor pour l'essai 1 de la configuration 2 . . . 134
FIGURE D.8 Température d'alimentation pour l'essai 1 de la configuration 2 . . . 134
FIGURE D.9 Températures et positions correspondantes dans le coussinet pour l'essai 2 de la configuration 2 . . . 135
FIGURE D.10 Températures du rotor pour l'essai 2 de la configuration 2 . . . 136
FIGURE D.11 Température d'alimentation pour l'essai 2 de la configuration 2 . . . 136
FIGURE D.12 Températures et positions correspondantes dans le coussinet pour l'essai 3 de la configuration 2 . . . 137
FIGURE D.13 Températures du rotor pour l'essai 3 de la configuration 2 . . . 138
FIGURE D.14 Température d'alimentation pour l'essai 3 de la configuration 2 . . . 138
FIGURE D.15 Températures du patin 1 pour l'essai 1 de la configuration 3 . . . 139
FIGURE D.16 Températures du patin 2 pour l'essai 1 de la configuration 3 . . . 139
FIGURE D.17 Températures du patin 3 pour l'essai 1 de la configuration 3 . . . 140
FIGURE D.18 Températures du patin 4 pour l'essai 1 de la configuration 3 . . . 140
FIGURE D.19 Températures du rotor pour l'essai 1 de la configuration 3 . . . 141
FIGURE D.20 Température d'alimentation pour l'essai 1 de la configuration 3 . . . 141
FIGURE D.21 Températures du patin 1 pour l'essai 2 de la configuration 3 . . . 142
FIGURE D.22 Températures du patin 2 pour l'essai 2 de la configuration 3 . . . 142
FIGURE D.23 Températures du patin 3 pour l'essai 2 de la configuration 3 . . . 143
FIGURE D.24 Températures du patin 4 pour l'essai 2 de la configuration 3 . . . 143
FIGURE D.25 Températures du rotor pour l'essai 2 de la configuration 3 . . . 144
FIGURE D.26 Température d'alimentation pour l'essai 2 de la configuration 3 . . . 144

Liste des tableaux

Tableau 1.1 Description des différents cas en fonction de p et H. 6
Tableau 1.2 Configurations du rotor pour différents cas d'étude. 15
Tableau 2.1 Paramètres pour le dimensionnement du viscoseal. 28
Tableau 2.2 Caractéristiques de l'huile ISO VG 32 utilisée. 30
Tableau 2.3 Comparaison du type et des moyens d'excitations 35
Tableau 2.4 Caractéristiques théoriques de l'excitateur magnétique. 38
Tableau 2.5 Caractéristiques de la configuration 1. 47
Tableau 2.6 Caractéristiques de la configuration 2. 58
Tableau 3.1 Caractéristiques du palier à patins oscillants. 76
Tableau 3.2 Comparaison des fréquences du mode propre de flexion du pivot. 81
Tableau B.1 Coordonnées des extremums déterminés par attraction. 118
Tableau B.2 Comparaison du moment d'inertie transversal au niveau du roulement . 119

Nomenclature

SIGLES ET ACRONYMES

$0.5X$, $1.5X$:	Composantes inharmoniques
$1X$:	Composante fondamentale (synchrone)
$2X$, $3X$:	Composantes harmoniques (double, triple synchrone)
ΔT :	Différence de température
AMB :	*Active Magnetic Bearing* (palier magnétique actif)
BW :	*Backward* (rétrograde)
D2X :	Composante synchrone des déplacements suivant X sur le disque 2
D4X :	Composante synchrone des déplacements suivant X sur le disque 4
DE :	*Drive End* (coté moteur)
DEX :	Composante synchrone des déplacements suivant X sur le plan DE
DEY :	Composante synchrone des déplacements suivant Y sur le plan DE
EMA :	*Electro Magnetic Actuator* (excitateur électro-magnétique)
FFT :	*Fast Fourier Transform* (transformée de Fourier rapide)
FPTPJB :	*Flexure Pivot Tilting Pad Journal Bearing* (palier à patins oscillants à pivots flexibles)
FRF :	Fonction de Réponse en Fréquence
FW :	*Forward* (direct)
LBP :	*Load Between Pad* (chargement entre les patins)
LOP :	*Load On Pad* (chargement sur un patin)
MCOS :	*Maximum Continuous Operating Speed* (vitesse continue maximale)
NDE :	*Non-Drive End* (coté opposé au moteur)
NDEX :	Composante synchrone des déplacements suivant X sur le plan NDE
NDEY :	Composante synchrone des déplacements suivant Y sur le plan NDE
P1, P2, P3, P4 :	Relatif au patin 1, 2, 3 et 4
PA1, PA2, PA3, PA4 :	Relatif a la poche d'alimentation 1, 2, 3 et 4
PC :	Point Chaud
PF :	Point Froid
PH :	Point Haut
PT100 :	Type de RTD
RTD :	*Resistance Temperature Detector* (détecteur de température à résistance)
TPJB :	*Tilting Pad Journal Bearing* (palier à patins oscillants)
WFR :	*Whirl Frequency ratio*

PARAMÈTRES DU CHAPITRE 1

α_a :	Coefficient adimensionné de raideur [-]
β :	Phase (par rapport au PH) de l'effort créé par le balourd [rad]
ζ :	Coefficient d'amortissement réduit [-]
μ :	Coefficient de frottement [-]
τ :	Constante temporelle de la déformation thermique [s]
Ω :	Vitesse de rotation [rad/s]
ω :	Vitesse de précession [rad/s]
ω_n :	Vitesse critique [rad/s]
A, ϕ :	Amplitude et phase pour une orbite circulaire [µm], [rad]
c :	Raideur du système [Ns/m]
F_b, f_b, ($\|F_b\|$) :	Effort dû au balourd (Amplitude) [N]
f_f :	Effort de frottement au contact [N]
F_{res} :	Effort résultant [N]
F_{th}, f_{th} :	Effort dû au balourd thermique [N]
H, H_{limite} :	Coefficient de proportionnalité pour exprimer l'effort dû au balourd thermique, coefficient limite [-]
j :	Nombre imaginaire défini par $j^2 = -1$ [-]
k :	Raideur du système [N/m]
k_a :	Raideur du contact [N/m]
Key :	*Keyphasor* (Référence angulaire fournie par le capteur optique) [-]
L/D :	Rapport de longueur sur diamètre d'un palier [-]
m :	Masse du système [kg]
me :	Balourd mécanique [kg.m]
O_c, O_r :	Centre du coussinet, du rotor [-]
$p = \frac{\Omega}{\omega_n}$:	Rapport entre la vitesse de rotation et la vitesse critique [-]
s :	Coefficient défini par $s = j\Omega$ [rad/s]

PARAMÈTRES DU CHAPITRE 2

θ :	Angle décrivant l'orbite du rotor [rad]
θ_c :	Angle entre le PH et X [rad]
$\phi_{H1_{X,Y}}$:	Angle de la composante synchrone suivant X, Y [rad]
$\phi_{key/X}$:	Angle entre le *keyphasor* et X [rad]
$\phi_{PC/PH}$:	Angle entre le PC et le PH [rad]
$\phi_{PH/key}$:	Angle entre le PH et le *keyphasor* [rad]
μ :	Viscosité dynamique du fluide [Pa.s]
ν :	Viscosité cinématique du fluide [cSt]
ρ :	Masse volumique du fluide [kg/m^3]
C_r :	Jeu radial [µm]
O_c, O_r :	Centre du coussinet, du rotor [-]
X_r, Y_r :	Trajectoire de l'orbite du rotor suivant X, suivant Y [m]

Description du joint à rainure hélicoïdale

α :	Angle d'hélice [rad]
β :	Rapport de jeu radial [-]
γ :	Rapport de rainure [-]
Δp :	Différence de pression [Pa]
Λ :	*Sealing coefficient* (Coefficient d'étanchéité) [-]
c :	Jeu radial du joint [m]
D :	Diamètre du rotor [m]
h :	Profondeur de rainure [m]
L :	Longueur utile du joint [m]
N :	Vitesse de rotation du rotor [tr/min]
Re :	Nombre de Reynolds [-]
t :	Défini par $t = \tan \alpha$ [-]

Identification expérimentale des coefficients dynamiques du palier lisse

α :	Angle d'inclinaison des encoches [deg]
$\delta_{x,y}$:	Déplacement du rotor sous l'action du champ magnétique suivant X, Y [m]
μ_0 :	Perméabilité magnétique du vide [H/m]
μ_r :	Perméabilité magnétique relative du matériau [-]
A :	Aire de l'encoche [m^2]
B_{sat}, B_{max} :	Induction magnétique de saturation, maximale [T]
$C_{xx,xy,yx,yy}$:	Amortissements du palier [Ns/m]
e :	Épaisseur de l'excitateur [m]
$F_{x,y}$:	Effort du fluide sur le rotor suivant X, Y [N]
f_{max}, f_{act} :	Effort maximal, effort pour une ligne d'action [N]
$f_{ema_{x,y}}$, $f_{mag_{x,y}}$:	Effort réel dans le repère de l'excitateur, dans le repère du banc d'essais [N]
$g_{0_{x,y}}$:	Jeu suivant X, Y [m]
H :	Champ magnétique [A/m]
I, $i_{x,y}$:	Intensité de courant [A]
i_0, i_{max} :	Intensité de courant de biais, Intensité de courant maximale [A]
$J_{O_{x,y}}$:	Moment d'inertie du rotor par rapport au roulement[kg.m^2]
$K_{xx,xy,yx,yy}$:	Raideurs du palier [N/m]
k :	Coefficient défini par $k = 1\frac{1}{4}\mu_0 A N^2$ [Hm]
$k*$:	Coefficient défini par $k* = \mu_0 A N^2$ [Hm]
L :	Impédance magnétique [H]
L_b :	Longueur du bobinage [m]
l_f :	Distance du centre du roulement au centre de l'excitateur [m]
l_g :	Distance du centre du roulement au centre de gravité [m]
l_{mD} :	Distance du centre du roulement au plan de mesure D [m]

L_p :	Longueur des encoches [m]
l_p :	Distance du centre du roulement au centre du palier [m]
l_s, l_r :	Longueur du circuit magnétique dans le stator, rotor [m]
N :	Nombre de spires par bobinage [-]
r_s :	Rayon du stator de l'excitateur [m]
s_0, $s_{0_{x,y}}$:	Entrefer suivant X, Y [m]
U :	Tension d'alimentation [V]
$w_{p,s,r,b}$:	Largeur des encoches, du stator, du rotor et du bobinage[m]
X, x, Y, y :	Déplacements du rotor suivant X, suivant Y [m]
$\dot{X}$, $\dot{Y}$:	Vitesses du rotor suivant X, suivant Y [m/s]
x, y, z, ψ, θ :	Repère fixe du rotor [-]
$Z_{xx,xy,yx,yy}$:	Raideurs dynamiques du palier [N/m]

PARAMÈTRES DU CHAPITRE 3

ξ, η, δ :	Déplacements du pivot [m], [rad]
a :	Précharge [m]
A :	Surface radiale du pivot [m^2]
C_r :	Jeu radial d'usinage [m]
E :	Module de Young [MPa]
I :	Moment quadatique du pivot [m^4]
L :	Longueur du pivot [m]
m_p, I_p :	Masse et moment d'inertie du patin [kg], [kg.m^2]
F_ξ, F_η, M_δ :	Effort radial, transversal, moment de flexion
$K_{\xi\xi,\eta\eta,\eta\delta,\delta\eta,\delta\delta}$:	Coefficients de raideur du pivot [N/m], [N/m], [N/rad], [N], [Nm/rad]
$K_{\xi\xi,\eta\eta,\eta\delta,\delta\eta,\delta\delta}$:	Coefficients de souplesse du pivot [m/N], [m/N], [rad/N], [1/N], [rad/Nm]

1

Introduction

Dans ce premier chapitre, nous allons présenter les différentes instabilités vibratoires induites par des effets thermiques connus sous les noms d'effet Newkirk, Morton et Takahashi. Nous développerons ensuite une modélisation simple de l'effet Newkirk dans le but d'en comprendre la génération et l'évolution. Nous continuerons par une étude bibliographique détaillée de l'effet Morton, comprenant les principaux cas industriels, les différentes modélisations et les analyses expérimentales de ce phénomène. Nous terminerons enfin par la présentation du contexte de l'étude.

Sommaire

1.1 Présentation des phénomènes d'instabilité thermique . . . 2
1.1.1 Effet Newkirk . . . 2
1.1.2 Effet Morton . . . 3
1.1.3 Effet Takahashi . . . 3
1.2 Échauffement non uniforme du rotor pour les effets Newkirk et Morton . . . 3
1.3 L'effet Newkirk : Flexion du rotor et balourd thermique . . . 5
1.3.1 Application à un modèle à un degré de liberté . . . 6
1.4 Étude bibliographique de l'effet Morton . . . 8
1.4.1 Cas industriels . . . 9
1.4.2 Modélisation numérique . . . 15
1.4.3 Analyses expérimentales . . . 17
1.4.4 Conclusion sur l'analyse bibliographique de l'effet Morton . . . 23
1.5 Contexte de cette étude . . . 23

1.1 PRÉSENTATION DES PHÉNOMÈNES D'INSTABILITÉ THERMIQUE

Dans certaines conditions, un rotor soumis à des vibrations synchrones peut avoir un comportement instable à cause d'un échauffement non uniforme. Cela peut s'expliquer par l'un des trois phénomènes suivants :

- Effet Newkirk
- Effet Morton
- Effet Takahashi

L'effet Newkirk apparait lorsque les vibrations synchrones du rotor amènent à un contact frottant léger avec le stator. Ce phénomène s'observe principalement au niveau d'étanchéités dynamiques (comme par exemple un joint à brosse un joint labyrinthe). L'effet Morton est dû à la présence du cisaillement du film fluide dans un palier hydrodynamique (palier lisse, palier à patins oscillants, ...). L'effet Talahashi est quant à lui, dû aux pertes fers générées par un palier magnétique actif.

1.1.1 *Effet Newkirk*

Lors de vibrations synchrones menant à un léger contact frottant [1] entre le rotor et le stator, celui-ci a pour conséquence de générer un point chaud sur le rotor à l'endroit du contact. Cet échauffement localisé conduit à la flexion et à l'ovalisation du rotor, et modifie ainsi le balourd et donc les vibrations synchrones. Suite à cet échauffement, l'amplitude et la phase des vibrations synchrones, à vitesse constante, décrivent une spirale, comme le montre la Figure 1.1. La genèse de ce comportement sera expliquée par la suite.

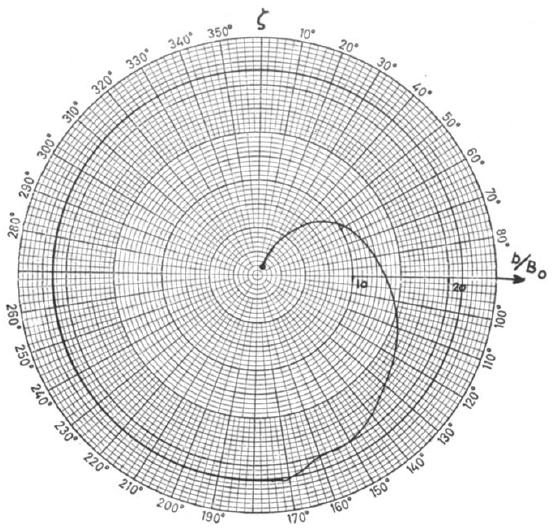


FIGURE 1.1 – Diagramme polaire montrant des vibrations spirales [1].

Ce phénomène a été observé pour la première fois par Newkirk en 1926 [2] pour un joint labyrinthe. Lors de l'apparition d'un contact léger à une vitesse inférieure à la première vitesse critique, Newkirk a observé une augmentation progressive des amplitudes des vibrations synchrones, pouvant conduire à l'instabilité du rotor. Lors du fonctionnement au dessus de la première vitesse critique, il a observé la stabilisation du système, malgré le contact léger.

1. On parle ici de contact léger frottant, pour exprimer un contact suffisamment faible qui ne modifie pas le spectre des vibrations.

Cette différence de comportement semble provenir du déphasage existant entre la position du balourd et celle du contact (donc de la zone d'échauffement).

En 1973-74, Dimarogonas [1, 3] développe un modèle analytique qu'il confronte à une étude expérimentale, ce qui lui permet de distinguer trois modes de l'effet Newkirk :

- Mode spiral (instable) : l'amplitude synchrone augmente et la phase varie continuellement.
- Mode oscillatoire (limite) : l'amplitude et la phase synchrone varient continuellement autour d'une position d'équilibre [2].
- Mode constant (stable) : l'amplitude et la phase synchrone convergent vers une position d'équilibre.

L'effet Newkirk a par la suite été observé sur une bague d'étanchéité par Kellenberger en 1979 [4]. Aujourd'hui, cet effet est bien connu et détaillé dans quelques livres de dynamique des rotors [5–9].

1.1.2 *Effet Morton*

L'effet Morton, qui est l'objet principal de cette thèse, est un phénomène se produisant en présence de paliers hydrodynamiques. La source de l'échauffement est différente de celle à l'origine de l'effet Newkirk puisque qu'il n'y a pas de contact entre le rotor et le palier dans ce cas. L'échauffement est cette fois-ci généré par le cisaillement du film lubrifiant. Toutefois, il se traduit par les mêmes vibrations synchrones pouvant décrire une spirale.

1.1.3 *Effet Takahashi*

L'effet Takahashi [3] que l'on observe pour des rotors supportés par des paliers magnétiques actifs est encore peu documenté. Il se caractérise par un échauffement non uniforme du rotor dû aux pertes "fer" induites par un palier magnétique actif, générant ainsi la flexion du rotor et pouvant amener à une instabilité vibratoire [10, 11].

1.2 ÉCHAUFFEMENT NON UNIFORME DU ROTOR POUR LES EFFETS NEWKIRK ET MORTON

Avant de détailler les principaux cas industriels présentant l'effet Morton, il est nécessaire d'introduire ici quelques notions servant à la compréhension de celui-ci. Pour ce faire, nous allons décrire le processus de l'échauffement du rotor et sa répercussion sur la flexion de celui-ci dans le cas de l'effet Newkirk, qui est analogue à l'effet Morton mais plus simple à décrire. Nous continuerons par le développement succinct des différents modèles numériques et les études expérimentales sur le sujet avant de présenter le contexte de l'étude.

Comme le montre la Figure 1.2, le rotor tourne à une vitesse de rotation Ω et se déplace dans le coussinet à une vitesse de précession ω. Dans les cas les plus simples, l'orbite du rotor est circulaire et caractérisée par une amplitude A et une phase ϕ. Il est supposé que l'orbite est synchrone, c'est à dire que la vitesse de précession est la même que la vitesse de rotation,

2. Ce mode est aussi connu sous le nom de cyclage.
3. Ce phénomène, n'a pour le moment pas été désigné de cette façon par la communauté scientifique, nous le nommons comme cela en référence au scientifique Naohiko Takahashi qui a réalisé plusieurs études sur le sujet.

$\omega = \Omega$. On définit également la zone où l'épaisseur du film fluide est minimale comme étant le point haut (PH). Le vecteur de vibration synchrone $\overrightarrow{O_c O_r}$ est associé à ce point.

Le balourd est décrit par une masse m placée à une distance e du centre géométrique du rotor. L'effort dû au balourd est caractérisé par une amplitude $|F_b| = me\Omega^2$ et une phase β par rapport au vecteur de vibration synchrone $\overrightarrow{O_c O_r}$. Cet angle β dépend du rapport entre la vitesse de rotation Ω et la vitesse critique du système rotor-palier ω_n : $p = \frac{\Omega}{\omega_n}$.

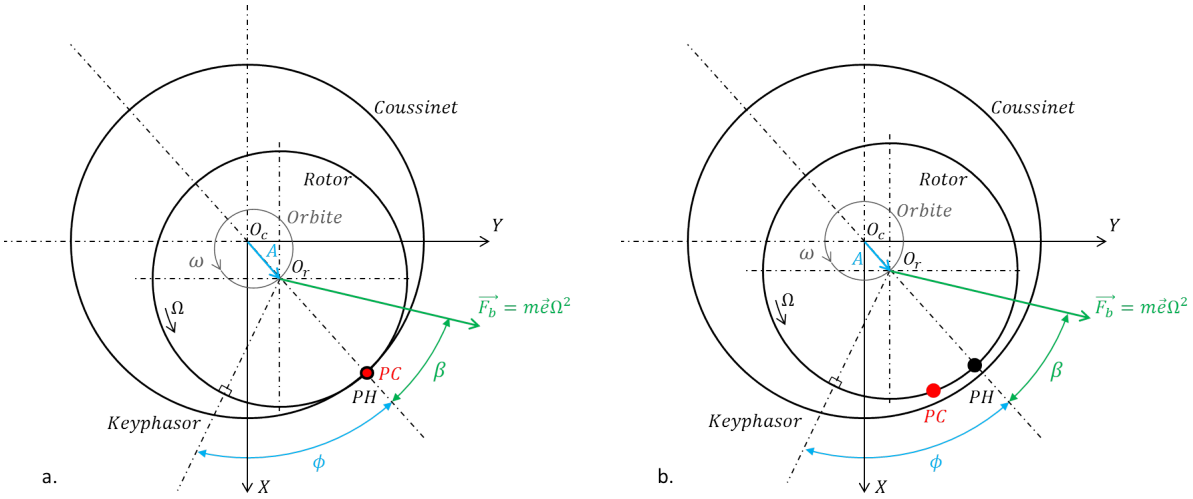


FIGURE 1.2 – Modes d'échauffement du rotor. a. Cas de l'effet Newkirk. b. Cas de l'effet Morton.

À une vitesse inférieure à la vitesse critique ($\Omega < \omega_n$, $p < 1$), β est compris entre 0 et 90°. Au dessus de la vitesse critique ($\Omega > \omega_n$, $p > 1$), β est compris entre 90 et 180°. Il est important de remarquer que l'angle β est constant pour une vitesse de rotation donnée mais aussi que l'angle $\phi + \beta$ est toujours constant (pour toutes vitesses) puisqu'il traduit physiquement la position du balourd sur le rotor par rapport à un point fixe du rotor nommé *Keyphasor*.

Lorsque les vibrations synchrones sont telles qu'elles amènent à un contact entre le rotor et le stator au niveau du point haut, cela a pour conséquence de générer un échauffement sur le rotor appelé "point chaud" et noté PC. Comme l'orbite est synchrone, le point chaud est toujours localisé au niveau du point haut. C'est le cas pour l'effet Newkirk représenté sur la Figure 1.2a.

Lorsque les vibrations synchrones ne sont pas assez importantes pour conduire au contact, mais suffisantes pour générer un échauffement du film fluide lié au cisaillement de celui-ci, le point chaud est situé en retrait de quelques dizaines de degrés par rapport au point haut. Ceci est le cas pour l'effet Morton représenté sur la Figure 1.2b. Le retard du PC par rapport au PH s'explique par le lien entre l'échauffement dans un film fluide cisaillé et le champ de pression. La pression maximale n'étant pas au niveau du point haut mais en retard de phase, l'échauffement maximal le sera aussi.

La génération de la chaleur et la position du PC par rapport au PH sont les principales différences entre l'effet Newkirk et Morton. Les symptômes des deux effets sont similaires. Nous allons donc par la suite expliquer l'effet Newkirk, qui est plus simple car le point chaud est bien localisé et confondu avec le point haut.

1.3 L'EFFET NEWKIRK : FLEXION DU ROTOR ET BALOURD THERMIQUE

L'échauffement non uniforme du rotor a deux conséquences : l'ovalisation de la section du rotor à l'endroit de l'échauffement et la flexion du rotor. Nous allons négliger l'ovalisation du rotor pour le moment et nous concentrer sur sa flexion.

Le point chaud va produire la dilatation non uniforme du rotor qui va conduire à sa flexion. De ce fait, un défaut de fibre neutre sera généré et apparaitra comme un balourd supplémentaire que l'on appelle communément "balourd thermique". Pour des rotors de turbines ou de compresseurs centrifuges avec des masses concentrées importantes, la position de celles-ci influencent le balourd thermique induit.

Pour le cas de la Figure 1.3a, le rotor est supporté par deux paliers (ou roulements), possède un disque de masse importante entre les paliers et une étanchéité est installée entre le disque et l'un des paliers. La forme du mode propre est celle représentée sur la Figure 1.3a. Dû au balourd, le déplacement synchrone est important et conduit à un contact léger du rotor avec le stator au niveau de l'étanchéité. Le point chaud ainsi généré va avoir pour conséquence la déformation thermique du rotor et va accroitre l'amplitude de la vibration au niveau du disque. On peut donc aisément ramener cela à la création d'un balourd thermique en phase avec le point chaud (Figure 1.3a.).

Dans le cas de la Figure 1.3b., le disque est à présent en porte à faux. Cette fois-ci, l'échauffement se produisant au contact entre le rotor et le stator va conduire au balourd thermique représenté sur la Figure 1.3b. Le balourd thermique induit sur le disque en porte à faux est opposé au point chaud. Son amplitude va donc augmenter.

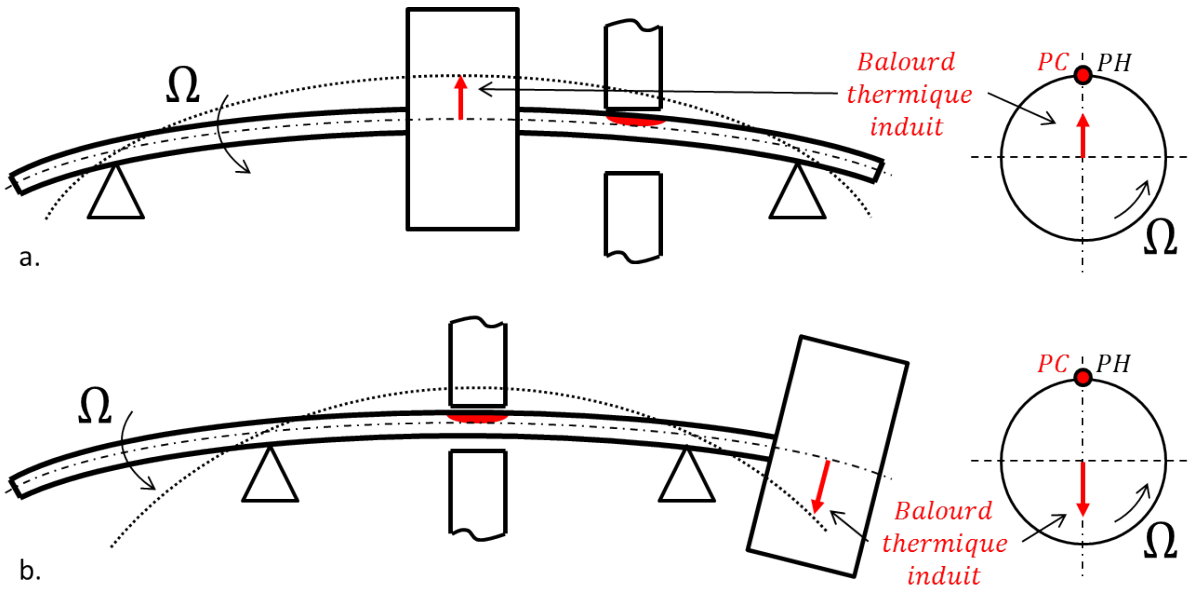


FIGURE 1.3 – Balourd induit par le point chaud en fonction de la position du disque. a. Disque entre les paliers. b. Disque en porte à faux.

En fonction de la configuration du rotor et du mode propre au voisinage du point de fonctionnement, le balourd induit thermiquement sera en phase ou en opposition de phase avec le point chaud. Par la suite, ces situations seront décrites par le paramètre $H \lessgtr 0$. Comme il a été mentionné précédemment, il y a deux régimes vibratoires $p < 1$ et $p > 1$. Cela conduit donc à quatre cas résultants de la superposition des efforts thermique et mécanique. Ces quatre cas sont repris dans le Tableau 1.1 et expliqués par la suite :

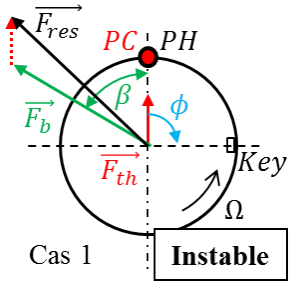
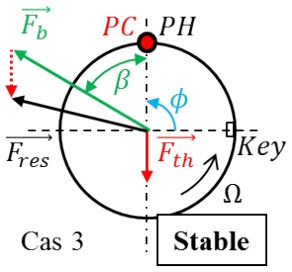
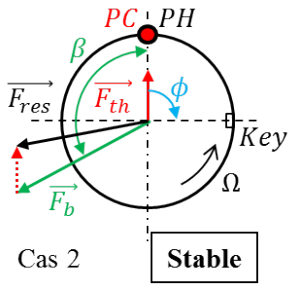
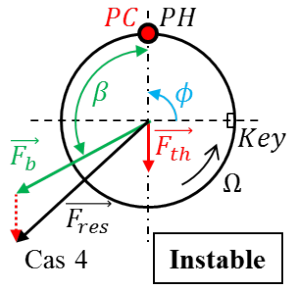
LE CAS 1 ($p < 1$, PC ET $\vec{F_{th}}$ EN PHASE) peut conduire à l'instabilité car l'effort résultant augmente. Le vecteur de la vibration synchrone diverge décrivant une spirale opposée à la rotation du rotor [4]

LE CAS 2 ($p > 1$, PC ET $\vec{F_{th}}$ EN PHASE) est toujours stable car l'effort résultant diminue. La vibration synchrone converge vers une position d'équilibre décrivant une spirale opposée à la vitesse rotation

LE CAS 3 ($p < 1$, PC ET $\vec{F_{th}}$ EN OPPOSITION) est toujours stable car l'effort résultant diminue. La vibration synchrone converge vers une position d'équilibre décrivant une spirale dans le sens de la vitesse de rotation

LE CAS 4 ($p > 1$, PC ET $\vec{F_{th}}$ EN OPPOSITION) peut conduire à l'instabilité car l'effort résultant augmente. La vibration synchrone diverge décrivant une spirale dans le sens de la vitesse de rotation rotation

TABLEAU 1.1 – Description des différents cas en fonction de p et H.

	Point haut et balourd thermique en phase (Figure 1.3a.)	Point haut et balourd thermique en opposition de phase (Figure 1.3b.)
Vitesse de rotation inférieure à la vitesse critique $\Omega < \omega_n$, $p < 1$, $\beta < 90°$		
Vitesse de rotation supérieure à la vitesse critique $\Omega > \omega_n$, $p > 1$, $\beta > 90°$		

1.3.1 *Application à un modèle à un degré de liberté*

Pour améliorer la compréhension sur la frontière entre comportements stable et instable, une application numérique avec un système rotor-palier à un degré de liberté soumis à un contact frottant léger a été réalisé. Cette application est tirée de la référence [9], page 306.

L'équation (1.1) issue de [9] décrit un système dynamique à un degré de liberté en présence d'un contact frottant.

4. L'évolution du déplacement synchrone s'observe soit en traçant un diagramme polaire avec l'amplitude du déplacement synchrone en fonction de la phase, soit en traçant un diagramme de Nyquist avec la partie imaginaire du déplacement synchrone en fonction de sa partie réelle.

$$(k + j\Omega c + j\mu k_a - m\Omega^2)A = f_b \tag{1.1}$$

avec m, c, k, respectivement la masse, l'amortissement et la raideur du système, k_a la raideur du contact, μ le coefficient de frottement, A le déplacement synchrone (amplitude et phase), $j = \sqrt{-1}$ et $f_b = me\Omega^2$ l'effort dû au balourd (amplitude et phase).

Le balourd thermique (1.2) qui induit la flexion du rotor est proportionnel au déplacement synchrone A et à la force de frottement au contact $f_f = \mu k_a A$.

$$f_{th} = \frac{H}{\tau s + 1}\mu k_a A \tag{1.2}$$

où H est un coefficient de proportionnalité adimensionné, $s = j\Omega$ et τ la constante de temps de la déformation thermique.

L'équation (1.2) montre qu'il y a toujours un retard entre la puissance dissipée par frottement et le balourd thermique. Le coefficient H permet de faire la différence entre les deux configurations présentées sur la Figure 1.3. Lorsque le balourd induit est en phase avec le point chaud, $H > 0$; lorsque le balourd induit est en opposition de phase, alors $H < 0$.

Un critère de stabilité pour le coefficient H est obtenu (1.3) en appliquant le critère de Routh-Hurwitz au système préalablement adimensionné par $\alpha_a = \frac{k_a}{k}$, $\frac{c}{m} = 2\omega_n\zeta$, $\frac{k}{m} = \omega_n^2$.

$$\begin{cases} H & < & \frac{(1-p^2)^2+(\mu\alpha_a+2\zeta p)^2}{\mu\alpha_a(1-p^2)} \text{ si } p<1 \\ H & > & -\frac{(1-p^2)^2+(\mu\alpha_a+2\zeta p)^2}{\mu\alpha_a(p^2-1)} \text{ si } p>1 \end{cases} \tag{1.3}$$

La Figure 1.4 montre les frontières de stabilité décrites pour les deux équations (1.3). La résolution temporelle de l'équation (1.1) et (1.2) permet d'obtenir l'évolution du déplacement au cours du temps en fonction de H et p. Il est exprimé par :

$$A(t) = \left(A_0 + \frac{C_2}{C_1}\right)e^{C_1 t} - \frac{C_2}{C_1} \tag{1.4}$$

$$A_0 = \frac{ep^2}{1 + 2j\zeta p - p^2} \quad ; \quad C_1 = \frac{1}{\tau}\left(\frac{H\mu\alpha_a}{1 + 2j\zeta p - p^2 + j\mu\alpha_a} - 1\right) \quad ; \quad C_2 = \frac{1}{\tau}\left(\frac{ep^2}{1 + 2j\zeta p - p^2 + j\mu\alpha_a}\right)$$

L'évolution des déplacements est tracée, avec pour application numérique : $\tau = 10$ s, $e = 1$ m, $\zeta = 0.1$, $\mu\alpha_a = 0.05$ et pour plusieurs couples de valeurs H et p. Ces déplacements sont présentés sur la Figure 1.4 et permettent d'illustrer les différents comportements.

Pour $p = 0.9$ et $H = -10$, la trajectoire du déplacement confirme le caractère stable du système avec une rotation du vecteur vibration dans le sens de la rotation du rotor. En revanche pour $H > 0$, plusieurs cas sont possibles en fonction de H par rapport à H_{limite} donné par l'équation (1.3) :

- Si $H < H_{limite}$, le vecteur vibration converge vers l'équilibre dans le sens opposé à la rotation
- Si $H = H_{limite}$, le vecteur de vibration synchrone ne cesse d'évoluer dans un cycle limite, c'est ce que l'on appelle cyclage

- Si $H > H_{limite}$, le vecteur de vibration synchrone diverge suivant une spirale (vibration spirale)

Pour $p = 1.1$, on peut observer les mêmes comportements que précédemment, mais cette fois-ci inversés. C'est à dire pour $H > 0$, le comportement est toujours stable et pour $H < 0$, il dépend de H_{limite}. Par ailleurs, dès que la valeur limite de H est dépassée le comportement devient très rapidement instable.

Cet exemple détaillé, bien qu'obtenu pour l'effet Newkirk, permet d'anticiper les différents comportements auxquels on peut être confrontés pour l'effet Morton.

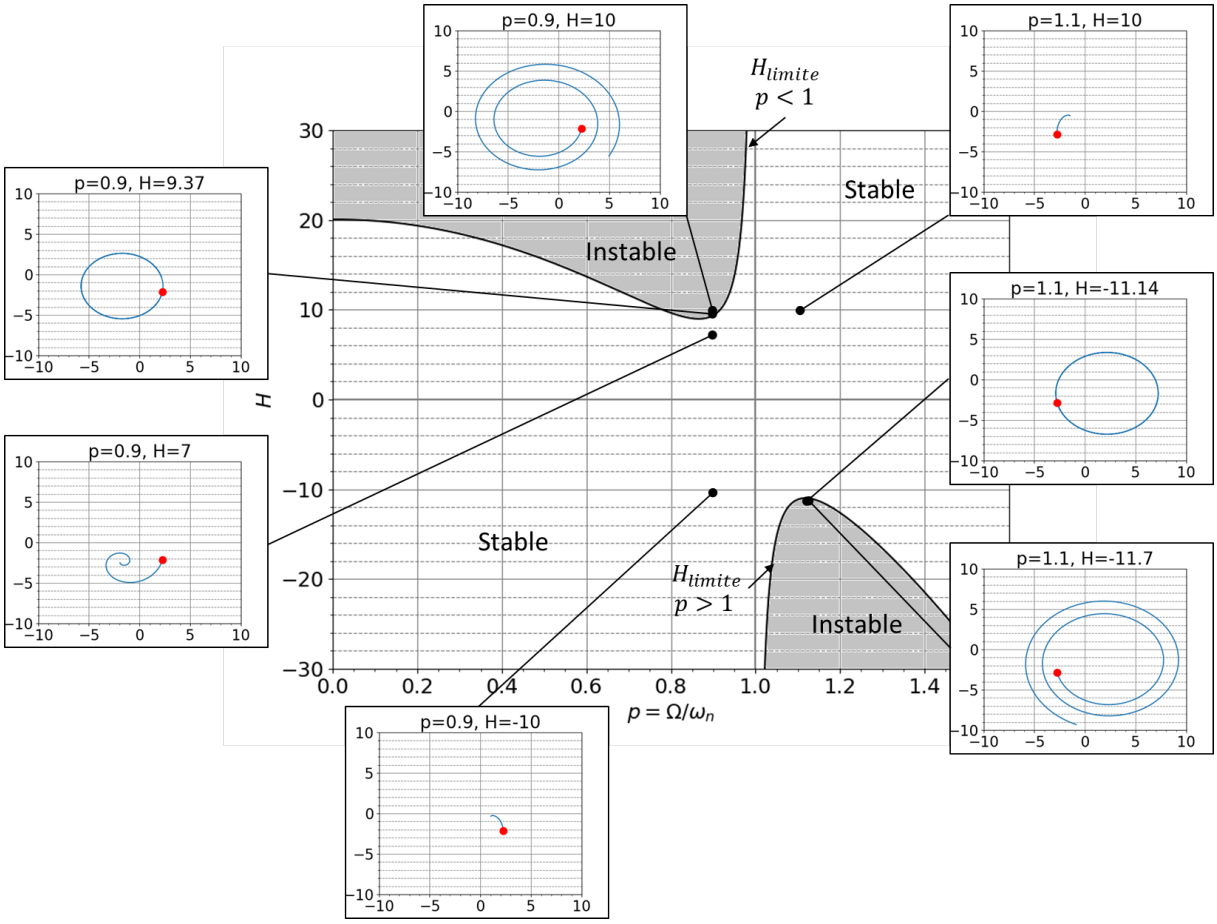


FIGURE 1.4 – Carte de stabilité et expression des déplacements. Le point rouge est le premier point de la trajectoire.

1.4 ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE DE L'EFFET MORTON

Les premières études ont été conduites indépendamment par Morton en 1975 [12] et Hesseborn en 1978 [13], mais étant publiées seulement sous forme de rapports internes, elles n'ont pas reçu beaucoup d'attention.

Ce n'est qu'en 1987 que Schmied [14] publie le premier article scientifique sur le sujet. Il décrit un phénomène très proche de l'effet Newkirk qui se produit dans un palier hydrodynamique et en l'absence de contact entre le rotor et le coussinet. En étudiant les profils de vitesses au niveau du point haut et du point bas (Figure 1.5), il conclut que la différence de gradient de vitesse entre ces points génère plus de cisaillement du fluide d'un côté que de l'autre et crée

donc un échauffement localisé sur le rotor (point chaud). Comme pour l'effet Newkirk, ce point chaud provoque la courbure du rotor et l'apparition de vibrations spirales.

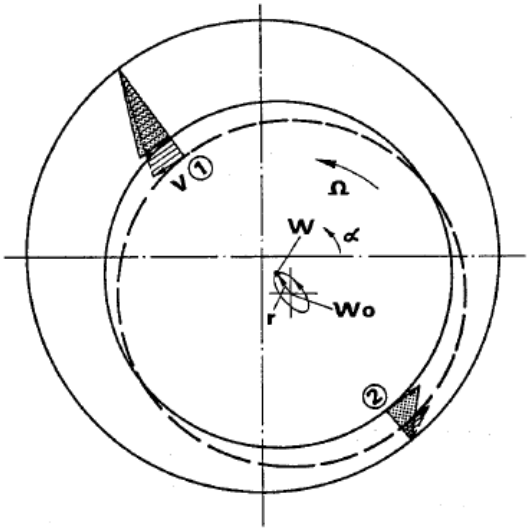


FIGURE 1.5 – Profils de vitesses au point haut et au point bas dans un palier [14].

Koegh et Morton en 1993 [15] développent une approche théorique montrant que l'hypothèse d'un rotor isotherme circonférentiellement dans la portée du palier est correcte si l'orbite est asynchrone ou si l'orbite synchrone a une faible amplitude [5]. En revanche un rotor décrivant une orbite synchrone de grande amplitude favorisera un échauffement circonférentiel non uniforme qui peut mener à sa déformation. Ils concluent que dans certaines conditions, les vibrations spirales peuvent apparaitre comme pour l'effet Newkirk, mais qu'en raison de la génération de chaleur par cisaillement du film fluide, cela n'a un effet significatif qu'à partir d'une vitesse de rotation élevée.

Plusieurs articles décrivant des cas industriels de l'effet Morton ont été publiés au cours des années 1990, le phénomène commençant à être mieux interprété et surtout mieux détecté sur les installations. Nous allons présenter ci-après quelques cas remarquables.

1.4.1 *Cas industriels*

En 1996, de Jongh et Morton [17] présentent une étude sur un compresseur centrifuge guidé par deux paliers à patins oscillants sujets à un comportement hystérétique et des vibrations spirales lors des essais préliminaires à sa mise en service sur site. Le compresseur a été conçu pour fonctionner à une vitesse continue maximale de 12 000 tr/min, assez loin du second mode propre de flexion situé à 14 500 tr/min. Cependant, durant la montée en vitesse, entre 9 000 et 11 000 tr/min, l'amplitude synchrone mesurée du coté libre a commencé à augmenter et à 11 000 tr/min n'a cessé de fluctuer. Une seconde montée en vitesse jusqu'à 11 400 tr/min a montré une augmentation de l'amplitude et une évolution de la phase malgré la vitesse constante. L'amplitude a continué à augmenter rapidement jusqu'à atteindre 50% du jeu dans le palier situé à l'extrémité libre tandis que la phase synchrone variait continuellement. Après diminution de la vitesse à 10 000 tr/min, l'amplitude a repris sa valeur initiale après environ trois minutes. Cet essai observable sur la Figure 1.6, montre clairement le comportement hystérétique des vibrations synchrones.

5. L'hypothèse du rotor isotherme circonférentiellement a été validée expérimentalement par Dowson et al. en 1966 [16].

Après rééquilibrage et remontage sans joints d'étanchéité autour des paliers, ainsi qu'une diminution de la masse en porte à faux du coté libre du rotor, les essais ont montrés que l'instabilité était toujours présente mais cette fois-ci à 13 100 tr/min, soit une vitesse 10% supérieure à précédemment. Une diminution finale des masses en porte à faux du coté entrainé et libre du rotor (notamment en changeant de matériaux pour les accouplements) a permis au compresseur de fonctionner dans les conditions nominales.

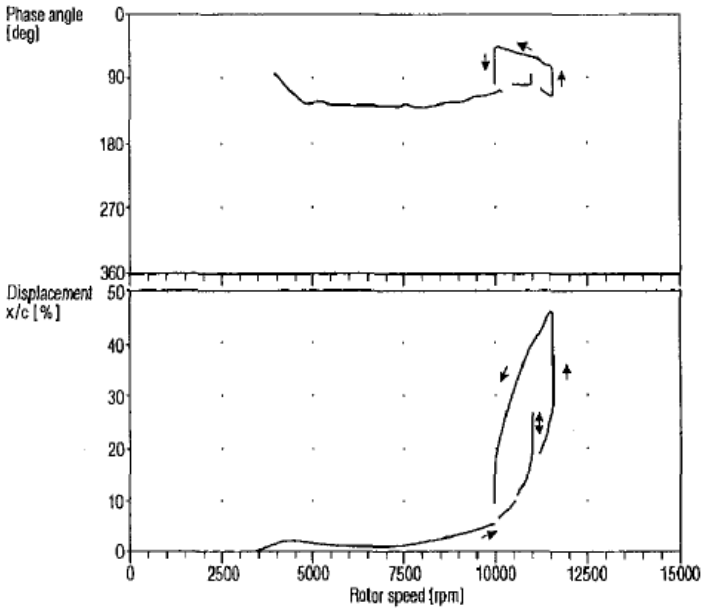


FIGURE 1.6 – Vibrations synchrones mesurées au niveau du palier du coté libre[17].

En 1998, de Jongh et van der Hoeven [18] présentent un cas industriel très complet de deux compresseurs centrifuges (pour application sur gazoduc) identiques montrant des vibrations synchrones induites par un échauffement non uniforme du rotor dans un palier. Les compresseurs sont entrainés par une turbine à gaz via un accouplement rigide. Ils sont conçus pour opérer entre 5370 et 9300 tr/min. Le rotor du compresseur, pesant 265 kg, est guidé par deux paliers et une butée (tous à patins oscillants). Pour les essais de qualification chez le constructeur, les compresseurs ont été testés en fonctionnant avec de l'air et entrainés par un moteur électrique via un réducteur. Dans ces conditions, ceux-ci ont passé tous les critères requis.

Après installation complète sur site (entrainement par turbine et conditions d'alimentation réelles en gaz), les premiers essais de montée en vitesse ont montré un soudain accroissement de l'amplitude synchrone mesurée sur le palier coté rouet (extrémité libre), à partir de 7200 tr/min (76% de la vitesse de fonctionnement souhaitée) et jusqu'à 8600 tr/min. Lors de l'arrêt, l'amplitude synchrone a montré un comportement hystérétique. D'autres essais de montée en vitesse ont montré un cyclage de l'amplitude synchrone à vitesse constante, que l'on peut observer sur la Figure 1.7. Le cyclage de l'amplitude est associé à une variation continue de la phase synchrone comme illustré sur le diagramme polaire sur la Figure 1.8. D'autres essais ont montré le caractère aléatoire de l'apparition du cyclage. En effet, celui-ci est apparu en quelques minutes sur certains essais alors que rien d'anormal ne s'est produit pendant plusieurs heures pour d'autres.

Au vu des amplitudes excessives, d'autres essais ont été réalisés sans alimentation en gaz de fonctionnement mais en air. Ceux-ci ont montré dans tous les cas un comportement parfaitement normal malgré différentes conditions telles que : démarrage rapide ou lent, changement de la température d'alimentation d'huile des paliers, changement brutal de vitesse.

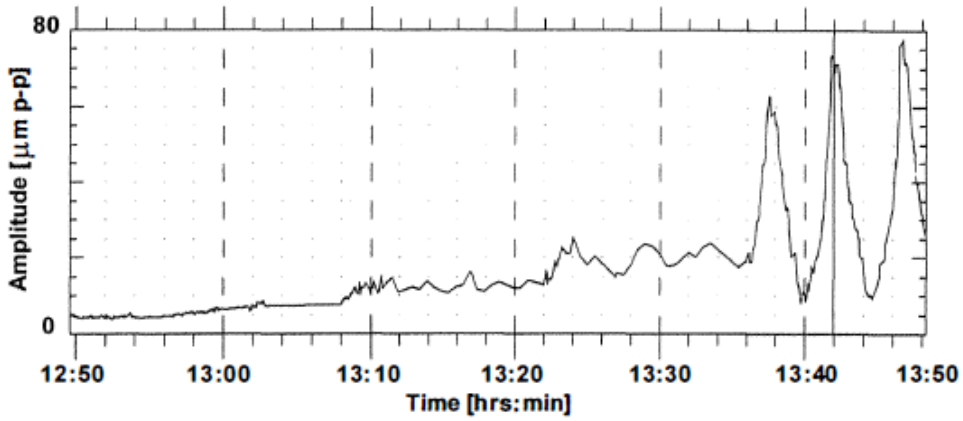


FIGURE 1.7 – Amplitude synchrone montrant le cyclage. Vitesse constante à 8400 tr/min à partir de 13h35 [18].

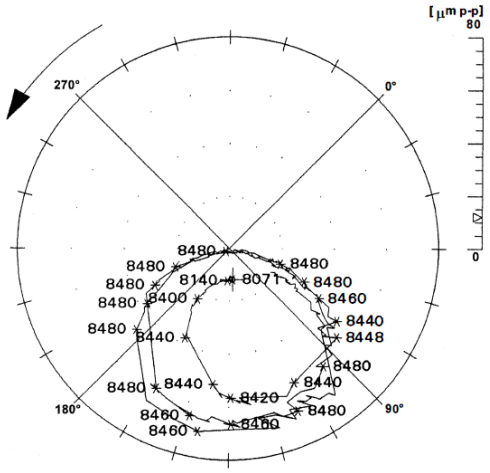


FIGURE 1.8 – Vibrations synchrones montrant le cyclage à vitesse constante [18].

La partie centrale du compresseur fut renvoyée et démontée pour inspection, et ne présenta aucun signe d'usure, excepté sur le joint labyrinthe de bout de rouet qui fut diagnostiqué comme étant la conséquence des vibrations excessives plutôt que sa cause. Lors du remontage, le rouet fut remplacé par un disque de même inertie et masse offrant la possibilité d'ajouter ou d'enlever de la masse en porte à faux sur le rotor. Plusieurs journées de tests ont montré un comportement encore une fois tout à fait normal. Cependant, le matin du quatrième jour, lors d'une montée en vitesse, beaucoup plus rapide que précédemment, le compresseur montra d'importantes amplitudes vibratoires du coté libre du rotor. Tous les autres tests réalisés dans la journée montrèrent un comportement stable et des amplitudes faibles. Le lendemain matin, un nouvel essai de démarrage rapide montra le même comportement que le jour précédent et les autres essais de la journée un comportement stable.

La conclusion tirée de ces essais a été que le matin, la température était de 14°C et lors de la montée rapide en vitesse, le palier commençait à chauffer.Cependant, les pièces extérieures, plus froides, ont contraint le coussinet, réduisant ainsi le jeu radial dans le palier. Pour tester cette hypothèse, ils fabriquèrent un palier avec un jeu radial plus faible, les essais sur celui-ci présentèrent tous un comportement instable au dessus de 8000 tr/min quelles que soient les conditions. Cela leur permit de conclure finalement que dans les conditions réelles, avec une température d'alimentation du gaz à 7°C, tout le système était globalement froid, alors que le palier avait tendance à chauffer, donc le jeu radial s'en retrouvait diminué.

La première solution envisagée fut l'augmentation du jeu radial du palier du coté du rouet, conférant un jeu suffisant même par fonctionnement à froid. Cependant, conscient qu'une petite modification du jeu a de grandes conséquences sur la stabilité, cette solution semblait inacceptable. Ils décidèrent donc d'intégrer une frette sur le rotor, usinée de sorte qu'une couche d'air isole la surface active du palier, permettant ainsi d'absorber les différences de températures à la surface de celui-ci. Cette solution fut mise en œuvre avec succès sur l'un, puis les deux compresseurs et fut par la suite brevetée.

En 1999, Berot et Dourlens [19] présentent une étude sur un type de compresseur similaire à celui étudié par de Jongh et van der Hoeven [18]. Les auteurs testent cinq compresseurs centrifuges, guidés par deux paliers à patins oscillants et une butée, entrainés en rotation par une turbine via un accouplement rigide. Chaque compresseur est équipé d'un rouet différent, permettant différents niveaux de compression, mais changeant sensiblement la masse en porte à faux. Sur les cinq compresseurs, trois ont présenté un comportement instable proche de la MCOS (*Maximum Continuous Operation Speed*). Certains compresseurs ont montré un cyclage (de quelques minutes) de l'amplitude synchrone accompagné par une variation continue de la phase synchrone. D'autres ont montré une augmentation rapide des amplitudes synchrones nécessitant l'arrêt. Par ailleurs, les auteurs ont observés que l'orbite du rotor au niveau du palier DE (*Drive End* : Coté moteur) était quasiment centrée et circulaire. Après démontage, rien n'indiquait de contact entre le rotor et le stator, et d'après notamment [15, 17, 20, 21], les auteurs concluent que le comportement instable est dû à un échauffement circonférentiel non uniforme du rotor. Ils ont par la suite réalisé des essais en faisant varier des paramètres comme : la température de l'huile d'alimentation, la précharge et le jeu des paliers, la masse de l'accouplement et avec différents rouets, mais rien n'a supprimé le comportement instable. Après une investigation numérique, ils ont trouvé qu'une réduction du rapport L/D du palier NDE (*Non-Drive End* : Coté opposé au moteur), permettrait d'accroitre l'excentricité et donc de changer l'orbite en orbite elliptique. Les essais avec le nouveau palier ont montré un comportement stable.

Kocur et De Jongh en 2000 [22] présentent l'effet Morton [6] sur deux cas industriels. Le premier porte sur un compresseur centrifuge en porte à faux, présentant un comportement hystérétique lors d'essais de démarrage et d'arrêt, ainsi qu'une évolution puis une stabilisation des vibrations synchrones à vitesse constante après un démarrage très rapide (Figure 1.9). Cette évolution des vibrations synchrones, représentée sur un diagramme polaire donnerait des vibrations spirales convergentes vers un état d'équilibre avec une première partie où l'amplitude augmente et la phase évolue, et une seconde où l'amplitude redescend et la phase change de sens d'évolution. La solution adoptée pour garantir des vibrations synchrones faibles a été l'installation d'une frette créant une barrière thermique entre la surface du palier et le rotor, comme l'ont fait de Jongh et van der Hoeven [18].

Le second cas d'étude porte sur un compresseur de forte puissance pour application offshore entrainé par une turbine à gaz. Celui-ci est composé de cinq rouets de 400 mm de diamètre permettant la surpression du gaz de 65.5 bar en entrée à 186 bar en sortie. Étant donné la puissance importante nécessaire, le compresseur est composé d'un accouplement massif qui le relie à la turbine. Cet accouplement massif a pour conséquence d'augmenter considérablement la masse en porte à faux. Pour la phase de qualification, le compresseur doit satisfaire aux exigences d'une norme définie par l'API (*American Petroleum Institute*) consistant entre autre à un test à une vitesse supérieure à la MCOS. Lors des essais, le compresseur a présenté des amplitudes vibratoires satisfaisantes à la MCOS. Cependant, lors de la montée à une vitesse supérieure, le compresseur a montré une augmentation des amplitudes et un comportement

6. C'est à cette époque que l'on commence à parler d'effet Morton

hystérétique. La solution fut la modification du jeu radial du palier du coté de l'accouplement, et une réduction de masse de l'accouplement.

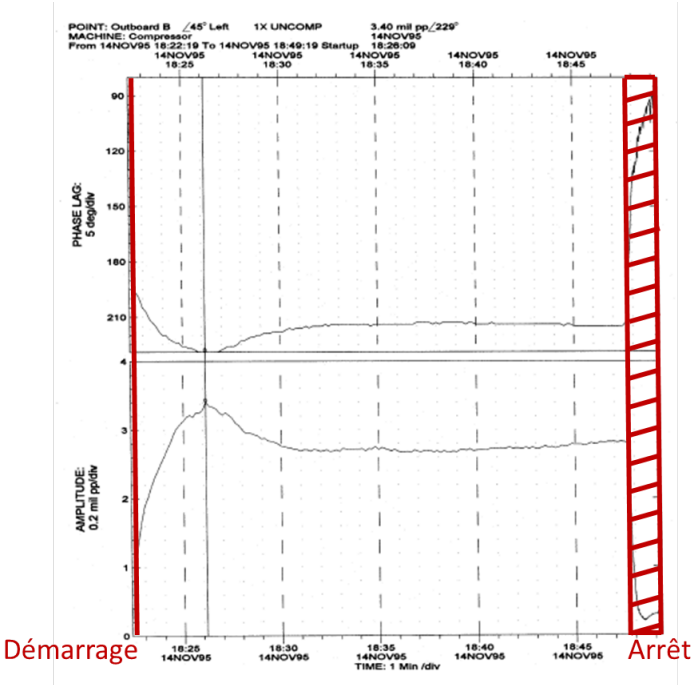


FIGURE 1.9 – Évolution des vibrations synchrones au cours du temps pour une vitesse constante [22]. La zone hachurée représente le démarrage et l'arrêt.

En 2007, Marscher et Illis [23] présentent un cas observé sur un compresseur à engrenages supporté par des paliers à patins oscillants. Le compresseur a fonctionné pendant plusieurs années, mais une amélioration sur le système d'alimentation en huile dans le but d'avoir un meilleur refroidissement les jours de forte chaleur, a eu pour conséquence d'abaisser la température d'alimentation en huile des paliers et de faire apparaitre un cyclage des amplitudes synchrones avec une évolution continue de la phase. Le problème a été résolu simplement par une augmentation de la température d'alimentation des paliers.

Schmied et al. [24] publient en 2008 une analyse sur un turbo-détendeur composé d'un rotor équipé de deux rouets en porte à faux (détendeur et compresseur) et supporté par deux paliers à patins oscillants. La MCOS de ce turbo-détendeur est de 18 600 tr/min. L'analyse du rotor montre que le premier mode de flexion direct est loin de la zone de fonctionnement à 29 000 tr/min et qu'en revanche le mode rétrograde est lui très proche de la MCOS.

Lors des essais de mise en service pour atteindre la vitesse maximale de test de 20 000 tr/min, les amplitudes des vibrations synchrones ont présenté une grande augmentation à environ 18 000 tr/min, obligeant à l'arrêt. Lors de l'arrêt, les amplitudes sont restées plus élevées que lors du démarrage montrant le comportement hystérétique et donc prouvant la présence d'un effet thermique. Par ailleurs, comme le montre la Figure 1.10, à la MCOS, les vibrations synchrones présentent des vibrations spirales divergentes montrant le caractère instable.

Les auteurs ont modifié le rotor dans le but de le rendre plus rigide, éloignant ainsi un peu plus le 1er mode de flexion direct. Cela améliora le comportement, sans toutefois supprimer l'instabilité thermique. Ils ont donc également réduit la largeur des paliers et la viscosité du lubrifiant passant de 46 cSt à 32 cSt.

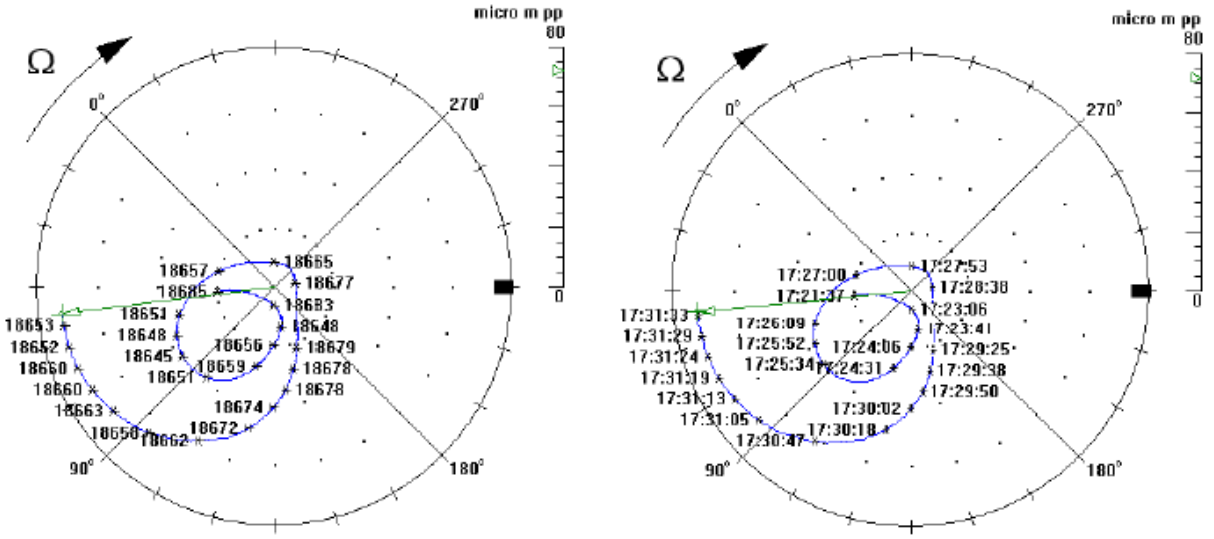


FIGURE 1.10 – Diagrammes polaires montrant des vibrations spirales du coté compresseur, tracés en indiquant la vitesse de rotation à gauche et en indiquant l'heure à droite [24].

En 2011, Lorenz et Murphy [25] s'intéressent au comportement de 4 machines électriques. Le rotor de ces machines est supporté radialement par deux paliers à arc partiel et axialement par une butée positionnée d'un coté du rotor. Par ailleurs, le rotor comprend une masse importante en porte à faux du coté opposé à la butée. Les quatre machines, de conceptions identiques, ont toutes montrées la présence d'un effet thermique sur le comportement vibratoire, avec une hystérésis sur les amplitudes synchrones et des vibrations spirales. Cependant, pour chaque machine, l'évolution des vibrations spirales n'était pas la même. Ainsi, les auteurs, comme Dimarogonas [1, 3] pour l'effet Newkirk, observent trois modes pour l'effet Morton : mode spiral divergeant (instable) ; mode oscillatoire (limite) ; mode spiral convergeant (stable). La solution choisie ici pour empêcher l'apparition de vibrations excessives a été le remplacement des paliers à arc partiel par des paliers à quatre lobes.

En définitive, au travers de ces quelques cas d'étude observés au cours de ces trente dernières années, l'effet Morton peut clairement être identifié par :

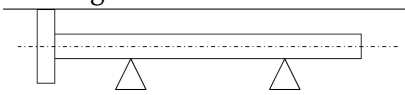
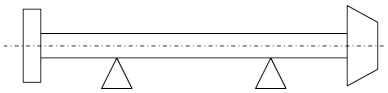
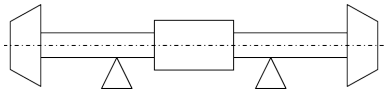
- Une évolution des amplitudes et phases synchrones à vitesse constante, appelées communément vibrations spirales et qui peuvent avoir trois modes d'apparition
- Un comportement hystérétique des vibrations synchrones lors d'essais de démarrage et d'arrêt.

Cela permet également de remarquer que l'effet Morton est très dépendant des conditions de fonctionnement, et notamment de la température (d'alimentation mais aussi des composants), de la vitesse de rotation et sa proximité d'un mode du rotor, mais également de la masse en porte à faux. Ce dernier critère nous amène à classer les différents cas d'étude par type de rotor employé. Le Tableau 1.2 reprend l'ensemble des cas d'étude évoqués ici. Les machineries sensibles à l'effet Morton semblent être celles avec une masse importante en porte à faux, que ce soit d'un seul coté (DE ou NDE), ou des deux.

Par ailleurs, tous les cas d'études s'intéressent à des turbomachines supportées par des paliers hydrodynamiques lubrifiés à l'huile. Il est intéressant cependant de se poser la question si l'effet ne peut pas être présent pour des rotors supportés par des paliers lubrifiés avec d'autres liquides comme l'eau, ou encore des fluides cryogéniques, mais également avec des gaz comme l'air. À ce sujet Tong et Palazzolo [26] ont publiés récemment un article basé sur un modèle

numérique affirmant que l'effet Morton pouvait apparaitre sur des paliers à patins oscillants alimentés en air.

TABLEAU 1.2 – Configurations du rotor pour différents cas d'étude.

Configuration	Description	Cas industriel
	Un accouplement en porte à faux	Kocur et De Jongh [22]
	Deux accouplements en porte à faux	De Jongh et Morton [17]
	Un accouplement et un rouet/aube de turbine en porte à faux	De Jongh et Van Der Hoeven [18], Berot et Dourlens [19], Kocur et De Jongh [22], Lorenz et Murphy [25]
	Deux rouets/aubes en porte à faux	Schmied et al. [24]
	Deux rouets/aubes en porte à faux, entrainement central par engrenages	Marscher et Illis [23]

En termes d'actions correctives pour limiter l'apparition de l'effet Morton, dans les différents cas décrits, des solutions diverses et variées sont employées. Cela s'explique par la complexité des conditions nécessaires à l'apparition de l'effet Morton et que cela ne repose pas sur un seul paramètre indépendant mais sur une multitude de paramètres couplés. On peut cependant décomposer les solutions par types d'actions correctives :

- Changement de la géométrie du palier : jeu, rapport L/D, type de palier.
- Changement des conditions d'alimentation : température, viscosité, débit.
- Changement de configuration du rotor : augmentation de la raideur, installation d'une frette, réduction de la masse en porte à faux.
- Changement des conditions de fonctionnement : réduction de la vitesse, meilleur équilibrage
- Changement des conditions de démarrage : temps de démarrage, mise en chauffe progressive.

1.4.2 *Modélisation numérique*

La difficulté de la modélisation de l'effet Morton réside à la fois dans son caractère multi-physique (le couplage entre la dynamique des rotors, la lubrification hydrodynamique et le transfert de chaleur) et son caractère multi-échelle. La lubrification hydrodynamique est un problème à deux échelles de longueurs car le film fluide entre le rotor et le stator est d'une épaisseur de l'ordre des dizaines de micromètres, alors que sa largeur est de l'ordre du millimètre à la dizaine de millimètres. L'effet Morton est un problème à deux échelles de temps car la dynamique du rotor s'intéresse à des temps de l'ordre de la milliseconde à la dizaine de millisecondes, alors que le transfert thermique est plutôt de l'ordre de la seconde.

Dans le but de prédire et d'intégrer l'effet Morton dès la phase de dimensionnement, plusieurs approches ont été développées.

Méthodes inspirées de la théorie du contrôle :

La première méthode a été développée par Keogh et Morton en 1993 et 1994 [15, 20], dans le but de prédire le seuil de stabilité pour l'effet Morton. Pour ce faire, ils évaluent une fonction de transfert notée G entre la courbure initiale et la courbure thermique du rotor. Il concluent que si $\Re\mathfrak{e}(G)$ est supérieure à 1, alors le système est instable et l'effet Morton est susceptible d'apparaitre.

De Jongh et Morton [17], puis de Jongh et van der Heoven [18], utilisent cette méthode en décomposant la fonction de transfert G en trois fonctions : l'une définissant la relation entre la courbure et la masse en porte à faux, l'autre la relation entre le balourd et l'orbite et la dernière traduisant l'effet thermique sur la courbure. Les deux premières fonctions sont calculées alors que la dernière est issue de mesures expérimentales.

Murphy et Lorenz introduisent en 2010 [27] une méthodologie similaire utilisant trois fonctions de transfert :

$\vec{A}$: la fonction entre les vibrations synchrones et le balourd

$\vec{B}$: la fonction entre la différence de température du rotor et les vibrations synchrones

$\vec{C}$: la fonction entre le balourd et la différence de température du rotor

Dans cette méthode, les fonctions de transfert sont toutes obtenues par simulation numérique. Le produit $\overrightarrow{BAC}$, et en particulier sa partie réelle fournit le critère de stabilité, puisque si $\overrightarrow{\Re\mathfrak{e}(BAC)} > 1$ alors le système est instable. Murphy et Lorenz appliquent cette méthode avec succès sur plusieurs cas industriels, trouvant des vitesses de déclenchement d'instabilité proches de celles observées expérimentalement [25, 27].

Méthode du balourd critique prédéfini :

Balbahadur et Kirk [28] développent un critère de stabilité basé sur un balourd mécanique initial proportionnel à la masse du rotor et à la vitesse de rotation auquel s'ajoute un balourd thermique. Si la somme de ces balourds dépasse une valeur critique prédéfinie, alors le système est instable. Ils appliquent cette méthode sur plusieurs cas industriels [29], et obtiennent des seuils d'instabilités proches.

Méthode du bilan thermique :

Elle a été introduite dès 1987 par Schmied [14] et repose sur la comparaison entre la quantité de chaleur générée et celle dissipée. La quantité de chaleur générée est fonction de la vitesse de rotation et des amplitudes des vibrations synchrones, alors que celle dissipée est proportionnelle à la déformation thermique. Le rapport des deux donne une information sur la stabilité.

Modèles non linéaires en régime transitoire :

Les méthodes précédentes sont basées sur des analyses stationnaires de l'effet Morton et principalement linéaires. Leur but est l'obtention d'un seuil de stabilité plutôt que de prédire exactement le comportement. Depuis 2013, Palazzolo et ses collaborateurs [30–33] se sont concentrés sur des modélisations plus complètes nécessitant la résolution de l'équation de Reynolds non-stationnaire couplée avec les équations de la dynamique du rotor et l'équation de transfert de chaleur dans le rotor. Cette modélisation fournit des bons résultats, cependant elle nécessite des ressources de calculs très importantes. Récemment, Zhang [34] a également développé une modélisation transitoire complète de l'effet Morton. L'utilisation de méthodes

numériques adaptées, notamment la méthode de collocation des points de Lobatto [35] pour l'équation de chaleur dans le film lubrifiant a permis de réduire les temps de calculs.

1.4.3 *Analyses expérimentales*

Nous avons donc décrit quelques cas industriels remarquables et les principaux modèles pour l'analyse de l'effet Morton. Nous allons maintenant détailler les études expérimentales sur le sujet.

D'après Koegh et Morton [15] et de Jongh [36], **Morton** [12] conduit en 1975 des expérimentations sur un arbre de diamètre 700 mm environ, tournant à une vitesse de 1800 tr/min et équipé de 12 thermocouples également espacés sur la circonférence. Les résultats montrent une différence de température à la surface du rotor, et ce même pour des orbites de quelques pourcents du jeu radial et également une relation linéaire entre la différence de température et la taille de l'orbite. **En 1976, Morton** [37] conclue que cette différence de température peut conduire à des vibrations spirales sur des machines avec une masse en porte à faux et notamment les turbines à gaz industrielles.

En 1999, Larsson [38] analyse les résultats expérimentaux de **Hesseborn de 1978** [13] et conclue lui aussi à une relation quasi-linéaire entre les amplitudes des vibrations synchrones et la différence de température à la surface du rotor.

A partir de 1992, de Jongh commence le développement d'un rotor d'essais permettant de valider la théorie qu'un palier hydrodynamique peut générer une différence de température à la surface du rotor. Cette étude est décrite brièvement dans [17] et détaillée dans l'annexe B de [18]. Le rotor présenté sur la Figure 1.11 est guidé par deux paliers à patins oscillants de 4" (101.6 mm). Il est équipé de quatre sondes PT100 (détecteur de température à résistance) montées à 1 mm sous la surface du rotor au niveau du palier NDE, ainsi que de deux plans de deux capteurs de déplacement placés orthogonalement au niveau des paliers DE et NDE. Par ailleurs, les signaux des sondes PT100 sont transmis via un collecteur tournant sans fil.

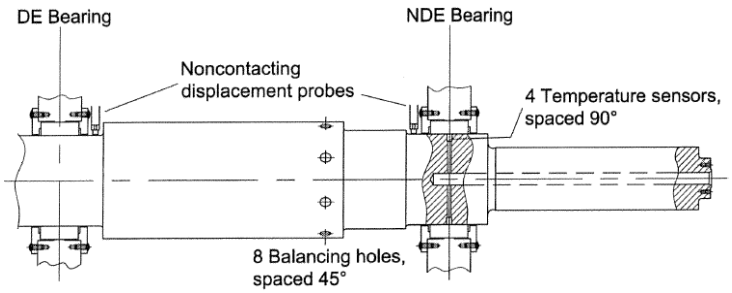


FIGURE 1.11 – Rotor d'essais instrumenté [18].

À une vitesse de 12 500 tr/min, le rotor équilibré a montré des amplitudes (crête à crête) de vibrations de 2 µm, et une différence de température quasi-nulle. Un second essai avec un balourd ajouté à 0° a permis de mettre en évidence une différence de température de 6.6°C (l'auteur ne donne pas d'information sur les amplitudes vibratoires). Un troisième essai avec le même balourd positionné à 180° a montré une différence de température de 6.8°C (très proche de celle observée précédemment), mais avec un champ de températures qui a tourné de 180°, comme la rotation effectuée sur le balourd.

Après cette vérification, **de Jongh et Morton** [17] ont également développé un rotor d'essais dans le but de reproduire le comportement instable d'un compresseur centrifuge (le cas

industriel décrit précédemment). Le rotor d'essais a été conçu avec les mêmes caractéristiques d'inertie que le rotor réel du compresseur avec en plus quatre capteurs de température à l'intérieur du rotor au niveau du palier NDE. Le rotor a ensuite été installé sur un compresseur test fonctionnant avec de l'air à la pression atmosphérique. Le rotor est guidé axialement par une butée et entrainé en rotation par un moteur électrique via un multiplicateur planétaire comme le montre la Figure 1.12.

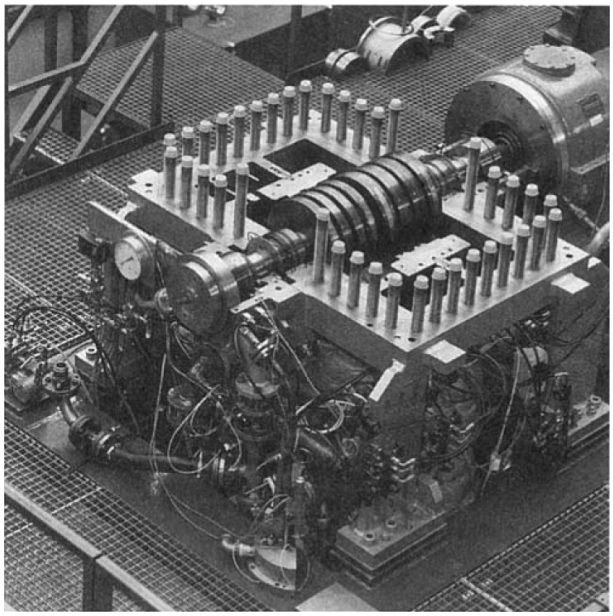


FIGURE 1.12 – Compresseur avec rotor d'essais [17].

Le rotor d'essais a montré le même comportement que le rotor réel et les capteurs de température ont permis de mettre en évidence que le palier hydrodynamique était la source de l'instabilité synchrone. A 10 500 tr/min, la différence de température à la surface du rotor était de 3°C et le déphasage entre le point chaud et le point haut était de 20°, tandis que l'amplitude synchrone avait augmentée mais restait stable. A 11 500 tr/min, la différence de température était de 10°C, tandis que les vibrations synchrones montraient un comportement instable. Par ailleurs, d'autres essais de démarrage plus rapide ont montré qu'il était possible de dépasser la zone instable, avec un comportement redevenant stable à 13 600 tr/min.

Balbahadur [39] en 2001, a modifié un banc d'essais dans le but d'étudier expérimentalement l'effet Morton. Cependant, l'idée initiale de réaliser la mesure des températures à la surface du rotor fut abandonné en raison du coût et de la complexité de la modification. Le banc d'essais présenté sur la Figure 1.13 est composé d'un rotor entrainé en rotation par un moteur via une système poulie-courroie et un accouplement. Le rotor est supporté par deux paliers à cinq patins oscillants et dispose d'une masse en porte à faux du coté NDE. Les déplacements sont mesurés sur trois plans de deux capteurs, un au niveau du palier DE, un second au niveau du palier NDE et le dernier au niveau du disque en porte à faux.

Lors des essais pour l'équilibrage, l'auteur remarque qu'il est difficile de diminuer les amplitudes importantes présentent lors du passage du mode de flexion du rotor à 8000 tr/min. Malgré l'équilibrage réalisé, l'amplitude reste constante à environ 2.5 mils (64 µm) à 8000 tr/min au niveau du plan NDE. Par la suite, un essai à une vitesse de 7800 tr/min est réalisé pour déclencher l'effet Morton. Cet essai à vitesse constante durant 50 min ne montre aucune évolution sur les vibrations. Des essais de montée/descente en vitesse sont donc réalisés. Comme le présente la Figure 1.14, lors de la phase de descente en vitesse, l'amplitude a commencé à

augmenter pour atteindre son maximum à 8000 tr/min, puis à redescendre progressivement jusqu'à une amplitude similaire à la montée en vitesse.

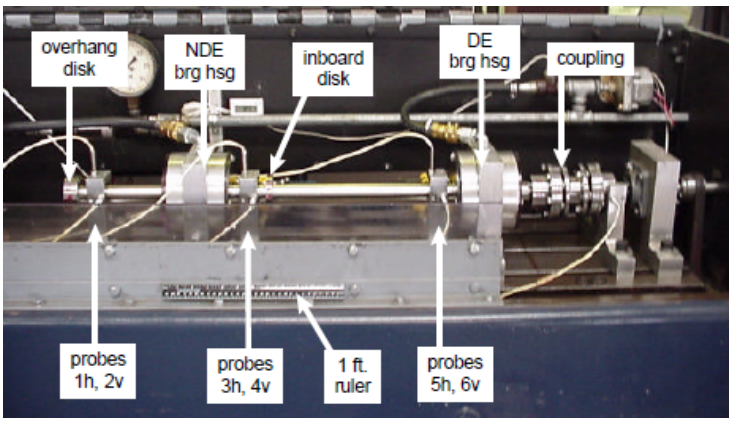


FIGURE 1.13 – Banc d'essais présenté par Balbahadur [39].

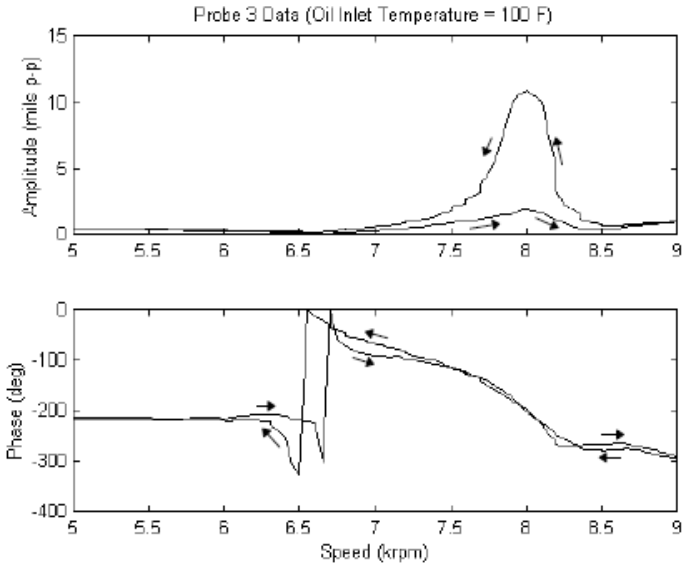


FIGURE 1.14 – Vibrations synchrones mesurées par le capteur 3 (NDE)[39].

L'auteur émet plusieurs hypothèses quant à la présence de cette augmentation, mais ne mesurant pas les températures dans le rotor, il en retient deux : l'effet Morton, ou l'effet de l'énergie résiduelle du mode critique.

Bradley [40] en 2012 développe un banc d'essais schématisé sur la Figure 1.15. Il est composé d'un rotor supporté par deux paliers hydrodynamiques de 50 mm de diamètre et fonctionnant jusqu'à une vitesse de rotation de 15000 tr/min. Le banc d'essais est modulable puisqu'il peut accueillir différents types de paliers et fonctionner soit avec un rotor flexible (comme sur la Figure 1.15), soit avec un rotor court et massif et donc rigide (sur la plage de fonctionnement). L'extrémité NDE des deux rotors permet l'ajout de disques de différentes masses en porte à faux. Le rotor est instrumenté par quatre thermistances montées au niveau du palier NDE à 2 mm sous sa surface. Les vibrations du rotor sont mesurées sur quatre plans de deux capteurs montés orthogonalement positionnés au niveau du disque en porte à faux, au niveau du palier NDE, au milieu du rotor et au niveau du palier DE.

Un nombre important d'essais ont été réalisés avec des paliers à géométrie fixe et à patins oscillants, pour les deux types de rotors. Cependant, aucune instabilité n'a été détectée malgré des prédictions favorables. Cependant l'auteur a observé que l'augmentation de différence de température du rotor était associée à une augmentation du balourd et de l'orbite synchrone. Il trouve que la différence de température à la surface du rotor dépend presque linéairement de l'amplitude des vibrations, pour une valeur en dessous de 20 % du jeu radial.

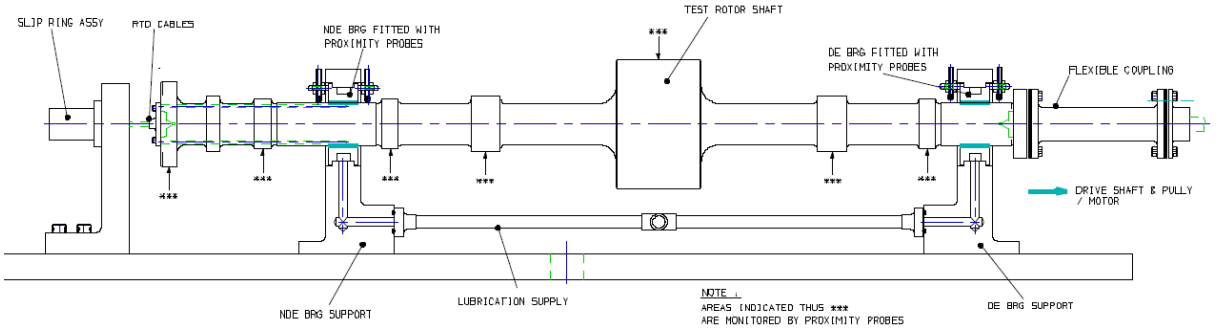


FIGURE 1.15 – Schématisation du banc d'essais développé par Bradley [40]. Représenté sans disque en porte à faux.

Toutefois, les différences de températures mesurées sur le rotor ont été de 1.5 à 1.7°maximimun, ce qui est faible en comparaison à la prédiction. L'auteur observe aussi que le point chaud se rapproche du point haut (le déphasage du point chaud par rapport au point haut diminue) quand l'orbite augmente et qu'il augmente quand la vitesse de rotation augmente.

Panara et al. [41] conçoivent un banc d'essais dans le but de vérifier les prédictions du modèle développé par Murphy et Lorenz [27] ainsi que leur propre modèle. Le banc d'essais est composé d'un rotor guidé en rotation par deux paliers à cinq patins oscillants et entrainé par un moteur électrique. Celui-ci est équipé de plusieurs disques entre les deux paliers et un disque en porte à faux du coté NDE. Le disque monté en porte à faux peut être remplacé et offre ainsi la possibilité de tester trois configurations de masse en porte à faux W1, W2 et W3, représentant respectivement 12.4%, 8.4% et 7.3% de la masse totale du rotor. Le banc d'essais est représenté sur la Figure 1.16.

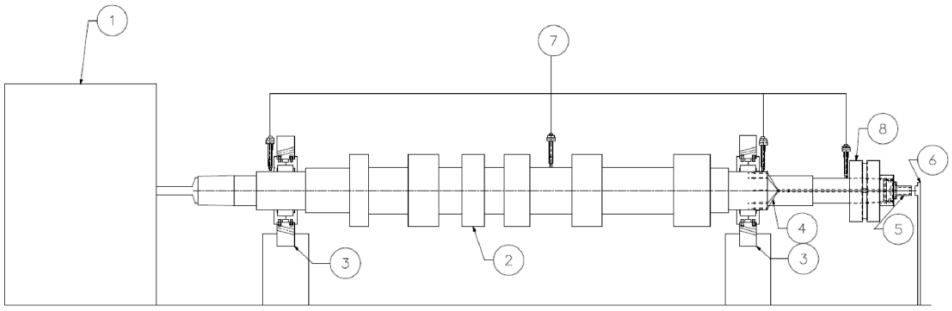


FIGURE 1.16 – Banc d'essais développé par Panara et al.[41].

Le rotor est équipé de huit thermocouples de type K montés sur la circonférence du rotor à quelques millimètres sous sa surface au niveau du palier NDE et les signaux sont transmis par télémétrie du rotor au stator. Quatre capteurs de déplacement inductifs mesurent les déplacements suivant X au niveau du palier DE, du palier NDE, au milieu du rotor et à l'extrémité NDE.

Dans la configuration avec la masse W3 (plus faible masse en porte à faux), les auteurs réalisent un essai avec une montée en vitesse progressive suivant des paliers de 5 minutes à 8200, 9200, 10200, 12600, 13 600 tr/min. Comme le montre la Figure 1.17, à cette dernière vitesse, l'amplitude (NDE) passe de 10 à 60 µm alors que la phase évolue continuellement. Lors de l'arrêt, les amplitudes restent plus élevées que lors du démarrage, montrant ainsi le caractère hystérétique et donc la présence d'un effet thermique. Les auteurs montrent également la correlation entre l'amplitude synchrone et la différence de température relevé par les thermocouples.

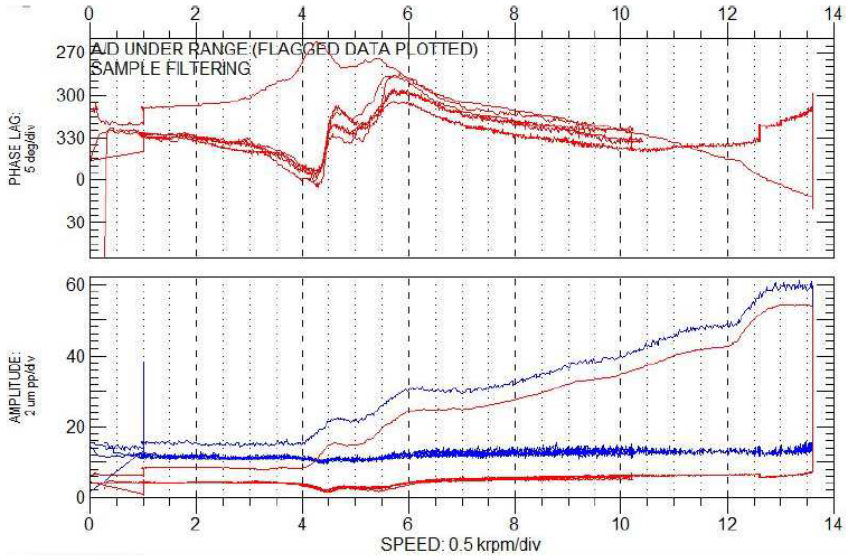


FIGURE 1.17 – Évolution des vibrations synchrones (NDE) [41].

Pour le même type d'essais avec la masse en porte à faux W2 (W2>W3), l'instabilité apparait à 11 400 rpm. Enfin, l'essai avec la masse W1 supérieure à W2, montre des amplitudes vibratoires importantes, mais sans apparition d'instabilité. Pour ces deux essais, la différence de température sous la surface du rotor et l'amplitude synchrone montrent une bonne corrélation. Pour le cas W1, l'amplitude et la différence de température montrent une stabilisation, confirmant le caractère stable de cette configuration. Les auteurs concluent finalement que le seuil d'instabilité décroit avec l'augmentation de la masse en porte à faux. Ils montrent également qu'ils est possible de dépasser la zone d'instabilité.

Cette analyse expérimentale de l'effet Morton montre clairement l'influence de la masse en porte à faux. Cependant, il est difficile de s'en servir de base de comparaison car les auteurs donnent très peu d'informations réelles sur les essais et le banc, et présentent des graphiques adimensionnées pas toujours très clairs.

Tong et Palazzollo [42] présentent en 2018 un banc d'essais conçu dans l'optique de valider leur modèle thermique transitoire de l'effet Morton. Le banc d'essais, détaillé sur la Figure 1.18, a une architecture particulière puisqu'il est composé d'un rotor supporté par deux roulement à billes à chaque extrémités et un palier à patins oscillants positionné dans son plan milieu. Au niveau du palier à patins oscillants le rotor est usiné avec une excentricité de 32% par rapport à l'axe de rotation des roulements. Ainsi, lors des essais, l'excentricité reproduit une orbite synchrone dans le palier. Le rotor est instrumenté de 20 RTD (*Resistance Temperature Detector* : détecteur de température à résistance) montés à 1 mm sous la surface sur la circonférence du rotor et dans le plan médian du palier, ainsi que quatre capteurs de déplacements répartis sur deux plans de chaque côté du palier.

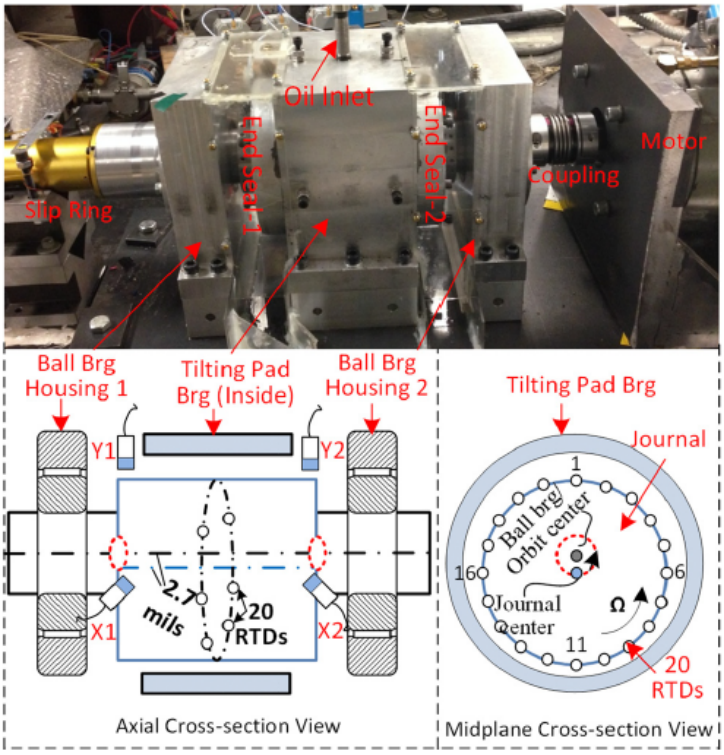


FIGURE 1.18 – Banc d'essais développé par Tong et Palazzolo [42]

Les conclusions principales des essais ont été que la différence de température du rotor augmente presque linéairement avec l'augmentation de la vitesse de rotation, et que le déphasage du point chaud par rapport au point haut dépend également de la vitesse de rotation étant compris entre 20° à 1200 tr/min et 40° à 5500 tr/min. Cependant, il faut garder à l'esprit que pour ce banc l'augmentation de vitesse ne change pas la taille de l'orbite.

Dernièrement, **Hresko et al.** [43] publient un premier effort de la mise en place d'un banc d'essais pour étudier expérimentalement l'effet Morton. Le banc d'essais présenté sur la Figure 1.19 se compose d'un rotor long flexible, supporté par un roulement à billes du côté DE et d'un palier à patins oscillants du côté NDE. Des disques de masse importante sont ajoutées entre les deux paliers et en porte à faux du coté NDE. Le banc d'essais est instrumenté par 20 RTD positionnés dans le rotor. Pour le moment, le banc d'essais est toujours en phase de qualification.

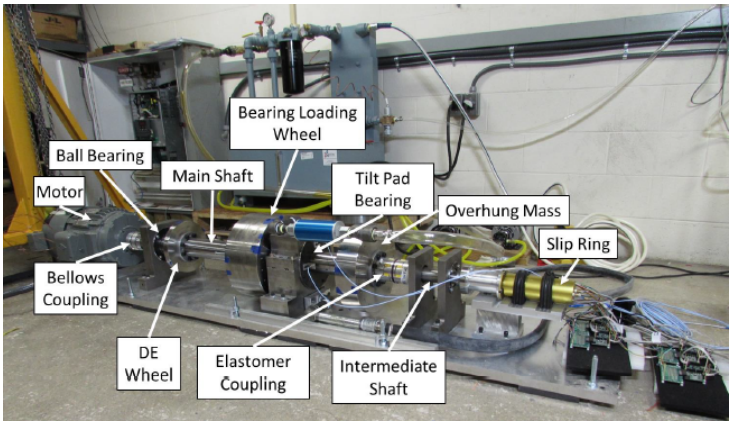


FIGURE 1.19 – Banc d'essais développé par Hresko et al. [43].

1.4.4 *Conclusion sur l'analyse bibliographique de l'effet Morton*

L'effet Morton est resté pendant de nombreuses années peu étudié avec moins d'une centaine de publications jusqu'à maintenant et ce depuis Morton en 1975 [12]. Il est encore aujourd'hui peu diagnostiqué dans l'industrie et la référence [44] en parle comme étant "a widely-spread but undiagnosed disease", c'est à dire une maladie très répandue mais non diagnostiquée. Depuis quelques années, il gagne en visibilité comme en atteste trois articles sur l'état de l'art parus récemment [36, 45, 46], et les dernières études numériques dédiées [32–34]. Cependant le nombre d'études expérimentales est encore faible.

1.5 CONTEXTE DE CETTE ÉTUDE

L'analyse expérimentale entreprise dans cette thèse appartient a un projet dont le but est d'améliorer la compréhension et la modélisation de l'effet Morton. Ce projet est né du partenariat entre l'Institut Pprime et l'entreprise EDF R&D de Saclay.

EDF gère un important parc de machines tournantes composé d'équipements lourds tel que les groupes turbo alternateurs et les motopompes primaires de centrales nucléaire ou encore les turbines de barrages hydrauliques. Pour faciliter la gestion de ces machines et notamment la prédiction de défaillances, le département de R&D d'EDF développe depuis plusieurs années un outil interne dédié à l'étude dynamique des machines tournantes. Celui-ci, implémenté dans le logiciel Code Aster, permet la prise en compte d'une multitude de phénomènes physiques intervenant au niveau du rotor. Il prend également en compte l'influence des éléments extérieurs sur le comportement de la ligne d'arbres, comme : les paliers hydrodynamiques, les joints d'étanchéités, les aubes de turbines, les accouplements rigides, les supports de paliers, etc.

L'effet Morton étant un phénomène thermique et vibratoire apparaissant dans les systèmes rotors-paliers hydrodynamiques, il est naturel pour EDF de l'implémenter dans cet outil dédié aux études des machines tournantes. Dans cette optique une thèse soutenue en début d'année 2019 [34] a été réalisée chez EDF. Le sujet de cette thèse était l'analyse théorique de l'effet Morton dans les turbines à vapeur et était axé sur le développement d'un modèle numérique complet.

Comme il a été décrit au cours de ce chapitre, l'effet Morton étant un phénomène complexe à la fois multi-échelles et multi-physiques, il est nécessaire de procéder à une validation expérimentale du modèle développé par [34]. Cette thèse se positionne donc comme étant la continuité et le complément [34].

2

Couplage entre effets thermiques et vibrations synchrones pour un palier cylindrique

L'objectif, de ce chapitre, est de présenter les résultats obtenus pour un palier cylindrique. Dans un premier temps, nous détaillons le développement du banc d'essais, puis la géométrie du palier ainsi que l'identification expérimentale de ses coefficients dynamiques par l'ajout au banc d'un excitateur électromagnétique. Nous décrivons ensuite deux configurations du banc d'essais : une première avec un rotor court et rigide et une seconde avec un rotor long et flexible. Pour chaque configuration, nous présentons les résultats montrant le caractère stable ou instable du système.

Sommaire

2.1 Présentation du banc d'essais **26**
2.1.1 Développement du banc d'essais 26
2.1.2 Palier lisse cylindrique à rainure axiale 32
2.1.3 Identification expérimentale des coefficients dynamiques du palier lisse 33
2.2 Configuration 1 : Arbre court et rigide **47**
2.2.1 Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 1 47
2.2.2 Équilibrage 48
2.2.3 *Oil whirl* 48
2.2.4 Campagne d'essais à 4000 tr/min 49
2.2.5 Campagne d'essais à 7000 tr/min 50
2.2.6 Essais de montée/descente en vitesse 56
2.2.7 Conclusion sur les résultats dans la configuration 1 57
2.3 Configuration 2 : Arbre long et flexible **58**
2.3.1 Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 2 58
2.3.2 Équilibrage 59
2.3.3 *Runout* 59
2.3.4 Campagne d'essais à 6660 tr/min 59
2.3.5 Conclusion sur les résultats dans la configuration 2 67

2.1 PRÉSENTATION DU BANC D'ESSAIS

2.1.1 *Développement du banc d'essais*

Architecture et dimensionnement

Comme énoncé dans le chapitre précédent, l'objectif de cette étude est la quantification expérimentale des mécanismes de déclenchement et d'amplification de l'effet Morton. Pour ce faire, il est nécessaire de concevoir un banc d'essais ayant une configuration propice au phénomène. Comme décrit dans l'étude bibliographique, les conditions favorables pour la mise en évidence de l'effet Morton sont :

- Une orbite synchrone importante, centrée et circulaire dans le palier.
- Une masse importante en porte à faux.
- Un fonctionnement proche d'un mode propre de rotor.
- Un rotor sensible à l'échauffement thermique.

Cependant, nous avons vu dans les études expérimentales de Balbahadur [39] et Bradley [40] notamment, que la configuration avec un rotor supporté par deux paliers et composé d'un ou plusieurs disques n'a pas donné de résultats clairs sur l'effet Morton. La complexité du banc comportant deux paliers ou la complexité des paliers en eux mêmes peuvent en être la raison. De plus, le banc doit être conçu de façon à pouvoir réaliser la mesure de la température à la surface du rotor et en réutilisant, si possible, des composants existants dans le laboratoire (moteur et centrale hydraulique notamment).

Afin de concilier les critères favorisant l'apparition de l'effet Morton, les contraintes et le retour d'expérience issu des publications citées dans le chapitre 1, nous avons opté pour une configuration avec un rotor creux supporté par un roulement du côté moteur (DE) et par un palier hydrodynamique de l'autre côté avec la possibilité d'ajouter des disques entre les paliers ou en porte à faux.

Ce design, avec une raideur du roulement beaucoup plus grande que celle du palier et une masse en porte à faux permet d'exciter en priorité le mode conique du rotor et favorise le fonctionnement avec une orbite importante dans le palier. Par ailleurs, l'arbre creux permet de concentrer à sa surface l'énergie dissipée dans le palier et favorise son échauffement. Enfin, il permet d'acheminer les capteurs de températures jusqu'à la portée de palier.

Deux rotors ont été développés pour le banc d'essais. Un premier rotor, court et rigide, dont le premier mode propre de flexion est en dehors de la plage de fonctionnement. Un second rotor, long et flexible, dont le premier mode propre de flexion est dans la plage de fonctionnement. Nous les appellerons respectivement, configuration 1 et configuration 2.

Le banc d'essais dans sa première configuration est présenté sur la Figure 2.1. Il est composé du rotor (bleu) entrainé en rotation via un accouplement élastique (orange) par un moteur électrique d'une puissance de 1.8 kW (vert clair) qui permet d'atteindre une vitesse maximale de 12 000 tr/min. Le rotor est supporté par un roulement à billes (jaune) du côté DE et le palier hydrodynamique testé (rouge) du côté NDE. Le palier est alimenté en huile ISO VG 32 par une centrale hydraulique pilotable en pression jusqu'à 30 bar. L'étanchéité autour du palier est assurée par deux joints à rainure hélicoïdale (blanc). De plus, des disques de masses diverses allant d'une centaine de grammes à 10 kg peuvent être montés entre les paliers ou en porte à faux. Par exemple, les disques montées en porte à faux sur la Figure 2.1 ont une masse de 0.7 kg.

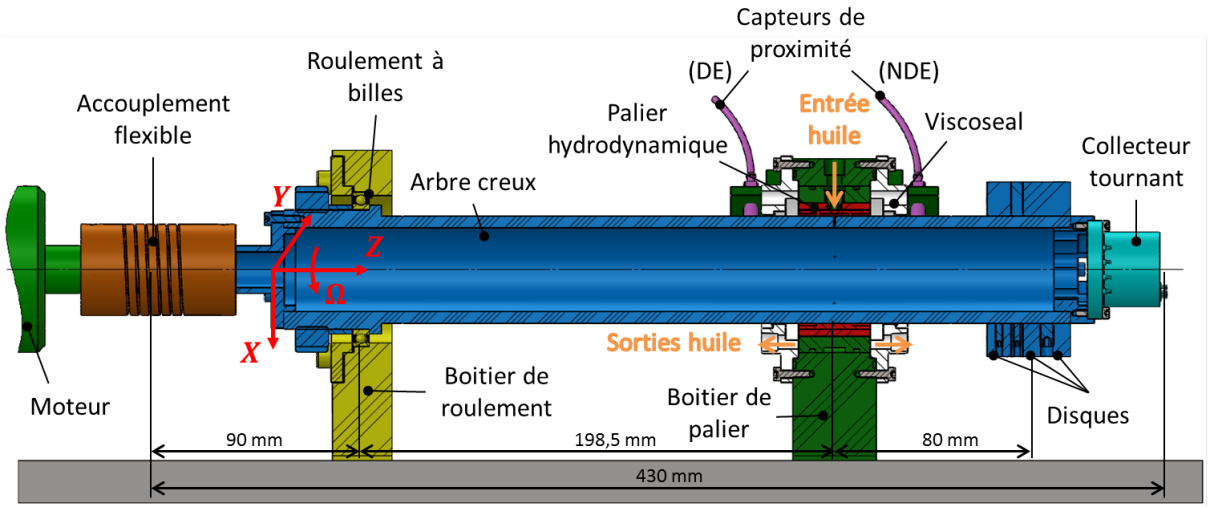


FIGURE 2.1 – Vue en coupe du banc d'essais en configuration 1 (rotor court et rigide).

Avant de détailler les caractéristiques du palier lisse et le comportement du banc d'essais pour les deux configurations, nous allons développer quelques points de conception qui nécessitent une attention particulière.

Choix du roulement : Le critère principal de sélection du roulement est son angle de rotulage pour qu'il permette des amplitudes importantes au niveau du palier. Pour le vérifier il est nécessaire de calculer l'angle maximal d'orientation du rotor, qui, en considérant un arbre rigide, dépend du jeu radial dans le palier et de la distance entre le palier et le roulement. L'angle ainsi calculé est de 1.2' (0.02°), quand les fabricants de roulement préconisent un angle maximal de rotulage de 2' (0.033°) pour un roulement à billes. Cela valide le choix d'un simple roulement à billes du coté moteur pour guider le rotor (sans avoir à utiliser un roulement à rotule, limité en vitesse.

Dimensionnement des étanchéités à rainure hélicoïdale : L'étanchéité entre le palier et le rotor est réalisée par deux joints d'étanchéités à rainure hélicoïdale que l'on appelle également "viscoseal". Ce type d'étanchéité repose sur l'effet de pompage réalisé par une rainure hélicoïdale qui permet de contrer la pression du fluide à étancher. Il est notamment employé sur des compresseurs à air ou sur des pompes auxiliaires d'extrudeuse. Il a également la particularité d'être utilisé en tant que pompe (principe de la vis sans fin d'Archimède), qui est d'ailleurs son utilisation première avant d'avoir été utilisé en tant qu'étanchéité.

Le choix d'utiliser ce type d'étanchéité repose sur plusieurs critères :

- Absence de contact entre le rotor et le stator.
- Autonome (sans apport d'un autre fluide pour étancher).
- Dimensionnement aisé et relativement précis en régime laminaire.

Pour dimensionner les joints, une formulation a été développée au cours des années 1960 et est encore très utilisée aujourd'hui du fait de sa simplicité [47, 48]. Elle repose sur l'introduction du coefficient d'étanchéité *Sealing coefficient* noté Λ qui permet de caractériser le joint (2.1). Λ peut être exprimé uniquement en fonction des paramètres géométriques du joint à rainure hélicoïdale par l'équation (2.2) en introduisant deux rapports géométriques : β et γ (2.3).

$$\Lambda = \frac{\pi N D L \mu}{10 c^2 \Delta p} \tag{2.1}$$

avec N la vitesse de rotation du rotor, D le diamètre du rotor, L la longueur utile du joint, μ la viscosité dynamique du fluide, c le jeu radial et ΔP la différence de pression entre les deux milieux.

$$\Lambda = \frac{\beta^3(1+t^2)+\gamma t^2(1-\gamma)(\beta^3-1)^2}{\gamma t(1-\gamma)(\beta^3-1)(\beta-1)} \tag{2.2}$$

$$\beta = \frac{h+c}{c} \quad ; \quad \gamma = \frac{b}{a+b} \quad ; \quad t = \tan\alpha \tag{2.3}$$

avec β le rapport entre c le jeu radial et h la profondeur de rainure, γ le rapport de rainure, a et b les largeurs de tête et fond de rainure et α l'angle d'hélice. Tous ces paramètres géométriques sont décrit sur la Figure 2.2.

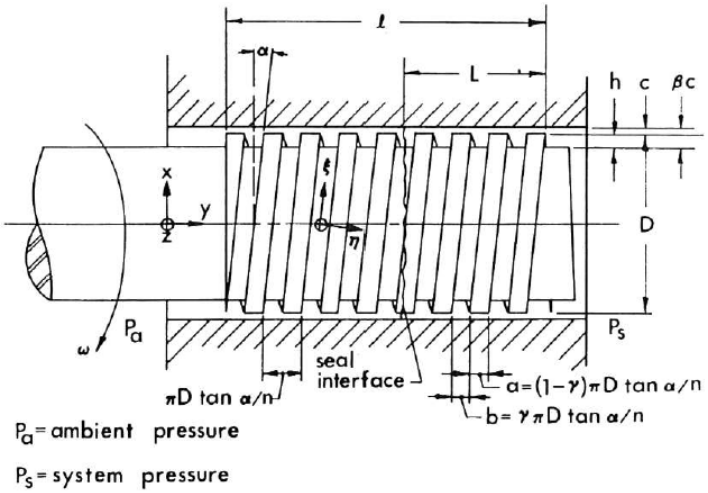


FIGURE 2.2 – Paramètres du joint à rainure hélicoïdale [49].

A partir des équations (2.1) et (2.2) il est possible de déterminer la longueur minimale garantissant l'étanchéité à partir des conditions de fonctionnement données en faisant varier les paramètres géométriques α, β et γ.

Les conditions de fonctionnement pour lesquelles sont dimensionnées les étanchéités sont détaillées dans le Tableau 2.1. Le jeu radial est assez important pour qu'il n'influence pas le comportement dynamique du banc d'essais. La différence de pression est faible puisque les joints sont placés en sortie du palier où la pression est quasi-nulle par rapport à la pression atmosphérique.

TABLEAU 2.1 – Paramètres pour le dimensionnement du viscoseal.

Paramètres	Valeurs	Unités
Diamètre du rotor, D	45	mm
Vitesse de rotation, N	7000	tr/min
Viscosité dynamique, μ	0.02752	Pa.s
Masse volumique du fluide, ρ	860	kg.m^{-3}
Jeu radial, c	500	µm
Différence de pression, ΔP	0.1	bar

Avant de réaliser les calculs pour déterminer la longueur minimale d'étanchéité, il est nécessaire de vérifier si l'écoulement est bien laminaire. Le nombre de Reynolds relatif à la vitesse de rotation calculé par l'équation (2.4) est inférieur à 1000, l'écoulement est donc laminaire.

$$Re = \frac{\pi N D c \rho}{60 \mu} = 221 \tag{2.4}$$

Il a été observé [48, 49] que quelle que soit la valeur de l'angle d'hélice, le coefficient d'étanchéité est minimal pour $\gamma = 0.5$. Cette valeur permet d'optimiser la longueur d'étanchéité et de réduire le nombre de paramètres à la profondeur de rainure h et l'angle d'hélice α.

En faisant varier ces deux paramètres de 0.5 à 5 mm pour h et de 1 à 20°pour α, cela donne une longueur minimale de $L = 10.07$ mm, avec une profondeur de rainure de h de 1.3 mm et un angle d'hélice α de 16°. Les deux flasques d'étanchéités ont été réalisées avec ces paramètres (Figure 2.3).

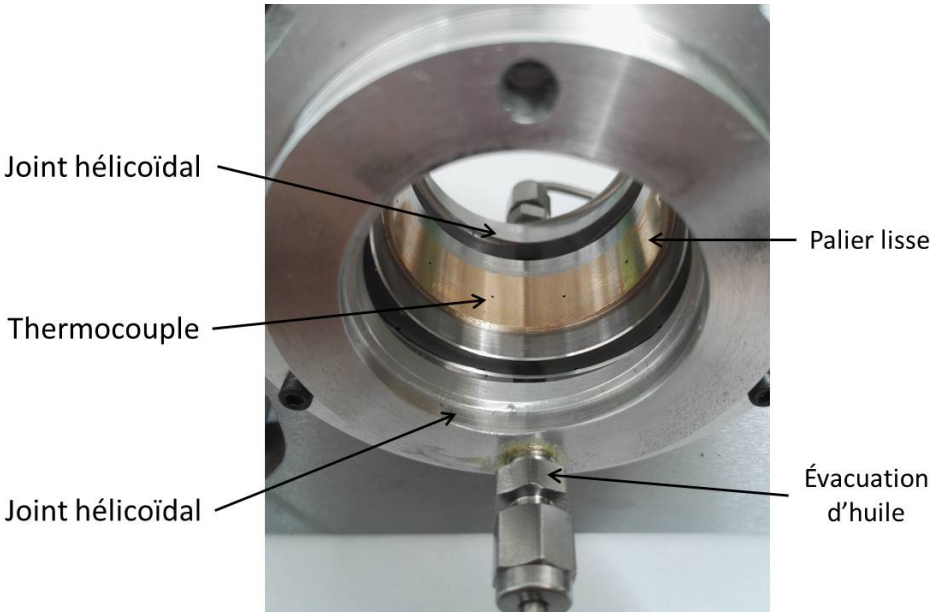


FIGURE 2.3 – Vue en détail des joints d'étanchéités à rainure hélicoïdale ainsi que le palier lisse instrumenté.

Caractérisation du fluide

Le lubrifiant utilisé dans le palier hydrodynamique est une huile minérale **ISO VG 32** destinée aux turbomachines. Afin d'en connaitre ses propriétés leur variation avec la tempérautre, deux types de mesures ont été réalisées :

- Mesure de viscosité dynamique
- Mesure de densité

La mesure de viscosité dynamique a été faite à l'aide d'un rhéomètre de type Couette. La mesure de la densité a été faite à l'aide d'un pycnomètre pour mesurer un volume d'huile bien précis et d'une balance pour mesurer la masse de cet échantillon d'huile.

Afin de connaitre la variation de la viscosité et de la densité avec la température, les mesures sont réalisées de 20°C à 80°C. A partir des mesures de viscosité dynamique et de densité, la viscosité cinématique est ensuite calculée par la relation $\nu = \mu/\rho$.

Les résultats sont présentés dans le Tableau 2.2. En traçant la densité en fonction de la température, l'évolution est faible et linéaire ce qui est cohérent pour une huile. La viscosité cinématique donnée par le fabricant est de 32 cSt ± 10% à 40°C. La viscosité cinématique calculée est de 29.1 cSt à 40°C, donc dans la plage de tolérance.

Tableau 2.2 – Caractéristiques de l'huile ISO VG 32 utilisée.

	Mesuré		Calculé
Température [°C]	Viscosité dynamique [Pa.s]	Densité [kg.m^{-3}]	Viscosité cinématique [cSt]
20	0.0708	875.2	80.9
30	0.0406	868.9	46.7
40	0.0251	862.6	29.1
45	0.0202	859.3	23.5
50	0.0166	856.2	19.3
55	0.0137	853.1	16.1
60	0.0115	849.7	13.6
65	0.0098	846.8	11.6
70	0.0084	843.5	10.0
75	0.0073	840.4	8.7
80	0.0064	837.2	7.6

Instrumentation

Le banc d'essais est instrumenté pour mesurer :

- La référence angulaire et la vitesse de rotation grâce à un capteur photoélectrique et un marquage sur le rotor, appelé *Keyphasor*
- Les déplacements radiaux du rotor dans deux plans
- Les températures
- La pression d'alimentation
- Le débit d'alimentation

Keyphasor : Pour déterminer la vitesse de rotation et la référence angulaire à partir du *keyphasor* il est nécessaire de passer par un post-traitement du signal mesuré par le capteur photoélectrique. Celui-ci est détaillé sur la Figure 2.4. Le signal brut (Figure 2.4a.) est dans un premier temps seuillé dans le but d'obtenir un signal rectangulaire périodique (Figure 2.4b.). Une FFT (*Fast Fourier Transform*) est appliquée à ce signal. L'amplitude maximale de la FFT du signal seuillé $|f_{signalseuille}|_i$ ainsi que son indice i sont extraits (Figure 2.4e.). Par ailleurs, à partir du signal temporel seuillé, un signal mettant en évidence les fronts montants est créée (Figure 2.4c.). En appliquant une FFT à ce signal la phase φ à l'indice i est extraite (Figure 2.4f.). La phase physique $\varphi_{capteur}$ existante entre le capteur photoélectrique et l'axe X du banc est ajoutée à la phase φ (Figure 2.4d.). L'indice i permet aussi d'obtenir la vitesse de rotation et de créer le signal synchrone du *Keyphasor*.

L'intérêt de passer par les fronts montants pour obtenir la phase synchrone du *Keyphasor* est d'avoir comme référence sur le rotor le passage du marquage blanc au marquage noir qui est

plus facile à détecter physiquement et permet de référencer angulairement les thermocouples placés dans le rotor [1].

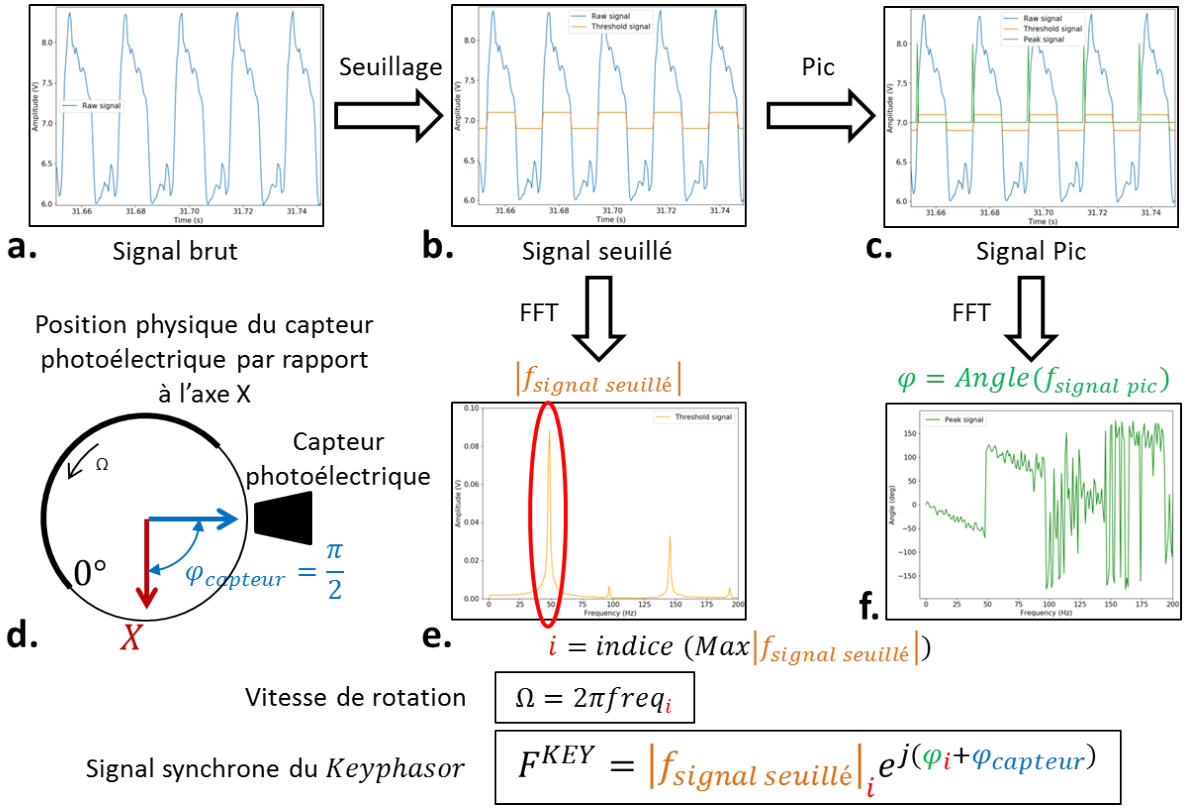


FIGURE 2.4 – Démarche de post-traitement du capteur photoélectrique

Mesure des déplacements : Les déplacements du rotor sont mesurés dans deux plans équipés chacun de deux capteurs inductifs positionnés orthogonalement. Les capteurs montés du côté DE du palier sont nommés de_b (*drive end back*) et de_f (*drive end front*), et ceux montés du côté NDE sont nommés nde_b et nde_f. Comme les capteurs sont positionnés à ± 45°par rapport à la direction verticale, il est nécessaire d'effectuer un changement de repère (2.5) pour exprimer les déplacements dans le repère x, y, z du banc présenté sur la Figure 2.1.

$$\begin{cases} de_x &= de_b \cos(45°) + de_f \sin(45°) \\ de_y &= -de_b \sin(45°) + de_f \cos(45°) \\ nde_x &= nde_b \cos(45°) + nde_f \sin(45°) \\ nde_y &= -nde_b \sin(45°) + nde_f \cos(45°) \end{cases} \tag{2.5}$$

Dans la majorité des cas, la fréquence d'échantillonnage de la mesure des déplacements est de 2048 Hz [2]. Ensuite, la FFT est appliquée sur chaque seconde d'enregistrement, ce qui permet d'obtenir les déplacements dans le domaine fréquentiel avec une résolution de 1 Hz.

La phase synchrone du *keyphasor* est ensuite soustraite des FFT des déplacements, ce qui permet de référencer tous les capteurs sur une unique référence. De plus, l'indice i, extrait du traitement du *keyphasor* permet d'identificer la composante synchrone des déplacements, qui est l'information principalement recherchée dans cette étude.

1. Si le signal seuillé avait été choisi pour obtenir la phase, c'est le milieu du marquage blanc qui aurait servi de référence, ce qui est difficile à détecter physiquement.
2. Le choix de la fréquence d'échantillonnage est fait dans le but de satisfaire à la fréquence de Nyquist (plus le facteur dû au filtre anti-repliement) qui est de 2.56 fois la fréquence maximale que l'on souhaite mesurer [50].

Mesure des températures : La mesure des températures s'effectue à une fréquence de 1 Hz, à l'aide de thermocouples gainés de type T de 0.5 mm de diamètre d'une précision de 0.5°C. Trois types de mesures sont réalisés : la température de l'huile d'alimentation, la température à la surface active du coussinet et la température à la surface active du rotor.

La température d'alimentation est mesurée par un seul thermocouple placé au niveau du capteur de la pression d'alimentation. Le nombre de thermocouples pour mesurer la température à la surface du coussinet dépend du type de palier et sera détaillé au cas par cas. La température sur le rotor est mesurée via cinq thermocouples également espacés circonférentiellement (72°) dans le plan médian du palier. Ceux-ci sont montés par l'intérieur du rotor et affleurant à sa surface comme le montre la Figure 2.5a. Les thermocouples sont soudés à un collecteur tournant qui permet la transmission du signal (Figure 2.5b.).

Pour tous les essais présentés dans cette thèse, toutes les températures mesurées ne seront pas affichées telles qu'elles mais post-traitées pour obtenir les températures moyennes et les différences de températures. Cependant, l'intégralité des mesures de températures est fourni en Annexe D.

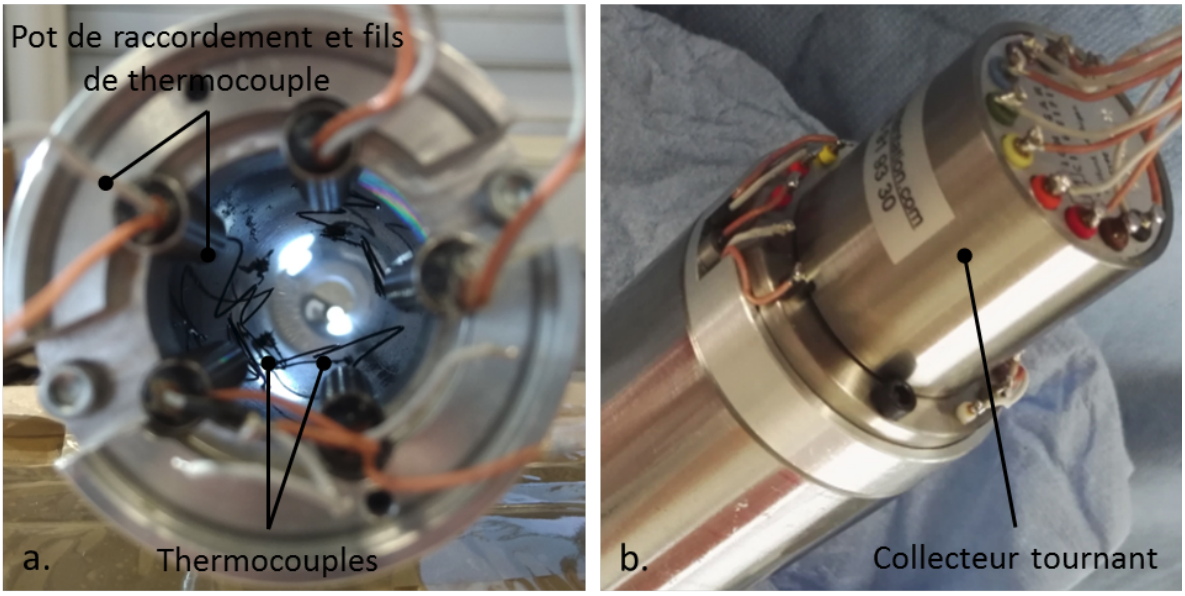


FIGURE 2.5 – Détail des thermocouples montés dans le rotor. a. Vue du maintien des thermocouples, b. Vue du collecteur tournant.

2.1.2 *Palier lisse cylindrique à rainure axiale*

Le premier type de palier testé est un palier lisse cylindrique, avec une rainure d'alimentation axiale positionnée dans sa partie supérieure. Ce palier a la particularité d'être réalisé en deux parties : une bague en acier revêtu d'une couche épaisse de bronze avec incrustation de téflon et une seconde bague en acier (Figure 2.6). La bague revêtue est un composant standard (Deva®). Elle est frettée dans la bague en acier et le tout est rectifié. Le palier a une largeur L de 15 mm et donc $L/D = 0.33$. Le jeu radial théorique C_r est de 50 µm. Deux paliers lisses cylindriques ont été usinés, un pour chaque rotor (court et long).

Après la mesure des diamètres des rotors et des diamètres des coussinets, le jeu radial réel est de 52.5 µm pour la configuration 1 (rotor court), et de 48 µm pour la configuration 2 (rotor

long). La mesure a également permis de confirmer la bonne cylindricité des portées des rotors et des paliers avec des valeurs inférieures à 3 µm.

Le palier lisse cylindrique est instrumenté de 10 thermocouples répartis circonférentiellement tous les 36° dans le plan médian du palier, comme le montre la Figure 2.6. Ceux-ci sont montés à fleur de la surface active du palier via des trous et des rainures de passage.

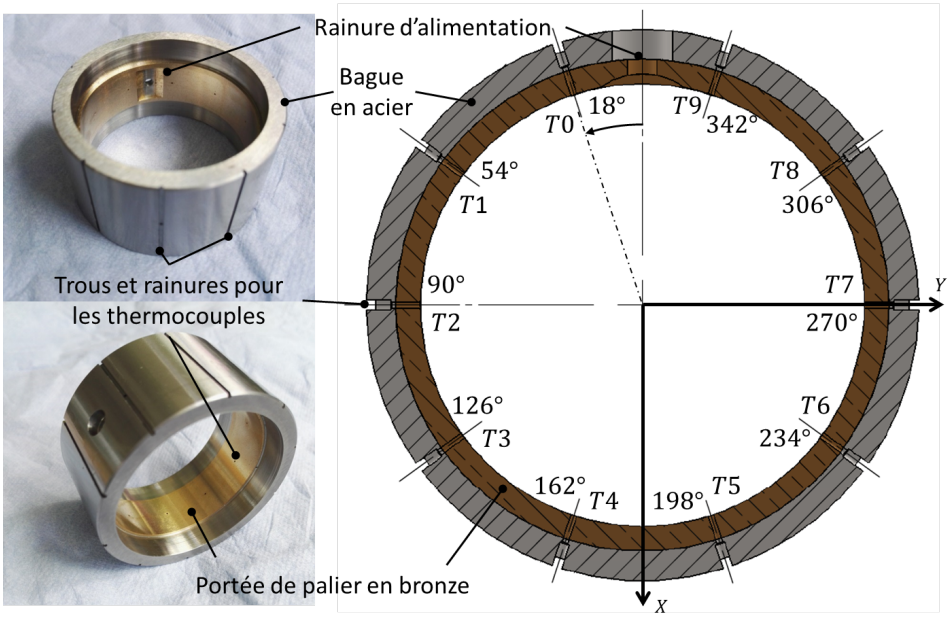


FIGURE 2.6 – Détails du palier lisse cylindrique testé et répartition des thermocouples dans le coussinet.

2.1.3 *Identification expérimentale des coefficients dynamiques du palier lisse*

Modélisation linéaire du palier : Coefficients dynamiques

Dans l'étude des machines tournantes, il est nécessaire de déterminer le mieux possible les actions s'exerçant sur la ligne d'arbres, et cela dans le but de prédire le comportement vibratoire (modes propres, instabilités, transmissibilité au bâti...) ou de diagnostiquer des problèmes. Les actions qui s'exercent sur le rotor sont très diverses et ont de multiples origines comme par exemple le balourd, la gravité, le contact rotor/stator, les aubes de turbines ou les joints d'étanchéités [51].

Dans le cas des paliers hydrodynamiques, les efforts transmis au rotor peuvent être calculés par les équations régissant la Lubrification Elasto-Hydrodynamique (EHL) à partir du champ de pression créée par le film fluide. Cependant, ces équations font appel à des méthodes numériques complexes et dépendent du comportement du fluide (viscosité, vitesse), des solides (déformations) et des mouvements du rotor (déplacement, vitesse, accélération). Les équations d'efforts agissant sur le rotor sont donc non-linéaires.

Pour la simplifier, une des modélisation la plus utilisée pour exprimer les efforts est de considérer de petites perturbations de déplacement du rotor autour d'une position d'équilibre. Cela conduit à la notion de raideur et d'amortissement du film lubrifiant représenté sur la Figure 2.7. Avec cette modélisation, les efforts du fluide sur le rotor s'expriment :

$$\begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \end{Bmatrix} = -\begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} X \\ Y \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \end{Bmatrix} \tag{2.6}$$

avec $F_{x,y}$ les efforts du fluide sur le rotor, X, Y les déplacements et $\dot{X}, \dot{Y}$ les vitesses du rotor, K_{xx}, C_{xx}, K_{yy}, C_{yy} respectivement les termes de raideurs et d'amortissements directs et K_{xy}, C_{xy}, K_{yx}, C_{yx} les termes de raideurs et d'amortissements croisés.

Pour résumer, afin de connaitre le comportement vibratoire du rotor supporté par un palier hydrodynamique il est nécessaire de déterminer les coefficients dynamiques de ce palier. Ces coefficients peuvent être déterminés analytiquement (à l'aide du modèle de palier court), numériquement ou expérimentalement. Dans ces travaux, nous allons présenter une démarche expérimentale pour identifier les coefficients dynamiques que l'on va comparer avec un modèle numérique existant.

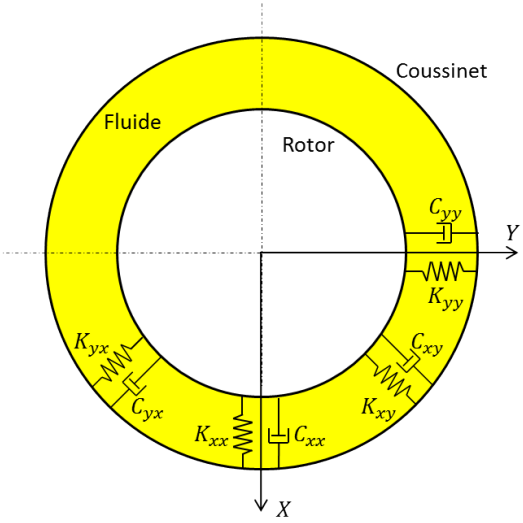


FIGURE 2.7 – Modélisation dynamique du film lubrifiant d'un palier hydrodynamique.

L'identification [3] expérimentale des coefficients dynamiques est réalisée dans la majorité des cas en calculant la Fonction de Réponse en Fréquence (FRF) du système rotor/palier. Elle est définie dans le domaine fréquentiel et exprime la relation entre l'excitation du système (entrée) et sa réponse (sortie) [52] [4].

Choix du type d'excitation et du type d'excitateur

Tiwari et al. [53] et Dimond et al. [54] ont fait deux états de l'art très complets de l'identification des ceofficients dynamiques. Les principales méthodes et moyens utilisés sont repris dans le Tableau 2.3. Chaque système d'excitation à la possibilité de générer un ou plusieurs types d'excitations. Les systèmes les plus flexibles en termes de type d'excitations sont les excitateurs avec ou sans contact, qui sont contrôlables par un générateur de signal.

Chaque système présente des avantages et des inconvénients. Par exemple, le marteau d'impact a l'avantage d'exciter sur une large gamme de fréquences mais a l'inconvénient d'avoir une

3. Le terme identification exprime le fait que les paramètres sont obtenus à partir de la relation entrée/sortie d'un système (excitation en entrée - mesure en sortie).

4. Par exemple, en entrée une excitation par un effort extérieur et en sortie la mesure de la vitesse. Par ailleurs, en fonction du type d'entrée/sortie mesurée, les FRF ont des dénominations différentes, comme "mobilité" pour la FRF exprimant la vitesse en fonction de l'effort, ou encore "masse apparente" exprimant l'effort en fonction de l'accélération.

grande dispersion. Beaucoup d'essais sont nécessaires pour obtenir des résultats de bonne qualité. En comparant les avantages et inconvénients et au vu des contraintes imposées par le banc d'essais, le choix s'est porté sur l'utilisation d'un excitateur sans contact.

Dans la catégorie des excitateurs sans contact, on peut distinguer deux types d'excitateurs : le palier magnétique actif (AMB : *Active Magnetic Bearing*) et l'excitateur électromagnétique [5]. En réalité, les deux systèmes fonctionnent sur le même principe de l'électromagnétisme, la différence étant que l'AMB est asservi alors que l'autre non. Le fonctionnement d'un EMA et d'un AMB seront brièvement décrits avant de choisir le plus approprié à cette étude.

TABLEAU 2.3 – Comparaison du type et des moyens d'excitations

	Type d'excitation				
Système d'excitation	Chargement statique incrémental	Sinusoïdal	Périodique pseudo-aléatoire	Transitoire	Synchrone
Excitateur à contact		■	■	■	
Excitateur sans contact		■	■	■	
Marteau d'impact				■	
Système de chargement statique	■				
Balourd					■

Fonctionnement d'un EMA

Un EMA fonctionne sur le principe d'un électroaimant composé d'une bobine enroulée autour d'un cœur magnétique. Lorsque la bobine est alimentée par un courant électrique, cela produit un champ magnétique. Si le cœur magnétique est composé de deux parties séparées d'une distance connue (entrefer), un effort est généré entre les deux. Par conséquent, si l'une des deux parties est mobile, elle va se déplacer sous l'effet de l'effort généré par le champ magnétique. Dans le cas des machines tournantes, l'EMA est en fait composé de plusieurs électroaimants (actionneurs), chaque électroaimant comprenant une partie fixe sur le stator et une partie mobile sur le rotor. Ainsi, lorsque un courant est envoyé dans l'un des actionneurs, le rotor est attiré par le stator.

Quant à l'AMB, en plus de l'EMA, une boucle de contrôle modifie l'intensité du courant envoyé en fonction de la variation de l'entrefer, pour permettre au rotor de rester proche d'une position d'équilibre préalablement définie. L'AMB est donc principalement utilisé comme élément de guidage en rotation, au même titre que les paliers hydrodynamiques et que les roulements.

Pour cette étude, le rotor du banc d'essais étant déjà guidé par un roulement à billes et un palier hydrodynamique, il n'est pas nécessaire d'utiliser un AMB. Nous allons donc nous

5. Dans cette étude, nous utiliserons également "EMA (*ElectroMagnetic Actuator*)", "excitateur" et "excitateur magnétique" comme dénomination pour l'excitateur électromagnétique.

concentrer sur l'EMA. Du point de vu mathématique, le fonctionnement de l'EMA est décrit dans l'annexe A [55]. Cette annexe permet de comprendre comment l'effort est généré dans un électroaimant à encoche en U.

Étude bibliographique

Dans la littérature seulement quelques études sont publiées sur l'utilisation d'un excitateur sans contact pour l'identification des coefficients dynamiques des paliers hydrodynamiques. Nous allons en aborder quelques unes. Knopf et Nordmann [56, 57] et Voigt [58] présentent des bancs d'essais similaires mettant en oeuvre deux AMB et le composant testé. La différence est que Knopf et Nordmann [56, 57] s'intéressent à l'identification d'un palier lisse fonctionnant en régime turbulent alors que Voigt [58] à celle d'un joint d'étanchéité avec écoulement multiphasique.

Dans ces deux études, les paliers magnétiques actifs sont utilisés pour exciter le rotor. L'effort d'excitation est calculé à partir des flux magnétiques mesurés par des capteurs à effet Hall et les déplacements du rotor sont mesurés par des capteurs inductifs.

Une architecture similaire a été proposée par Bellabarba et al. [59] pour identifier les coefficients dynamique d'un palier à air. Cette fois-ci la mesure des efforts est réalisée par des capteurs d'efforts placés entre le corps du palier testé et le bâti.

D'autres études ont été réalisées par Arumugam [60] et ensuite Reddy [61] pour identifier les coefficients dynamiques de paliers lisses et de paliers à patins oscillants. Pour ces études, le banc d'essais est composé d'un rotor flexible supporté d'un coté par un roulement et de l'autre par le palier testé. Un excitateur magnétique est positionné au centre du rotor. L'effort est mesuré par un capteur installé directement dans l'excitateur et les déplacements sont mesurés à une proche distance du palier.

Dimensionnement de l'excitateur

La conception et le dimensionnement de l'excitateur magnétique ont été réalisés dans le cadre d'un projet de fin d'études lors d'une collaboration avec l'INSA Lyon. Les contraintes principales pour le dimensionnement de l'excitateur étaient les suivantes :

- Générer une force maximale par actionneur de 140 N
- Générer des déplacements jusqu'à 10-15% du jeu radial du palier
- Être le moins encombrant possible, particulièrement en largeur
- Avoir un jeu radial largement supérieur au jeu radial du palier (rapport de 10)
- Avoir une distance entre l'axe de l'excitateur et la table de 80 mm

L'effort maximal nécessaire a été estimé pour un déplacement de 5 à 10 µm du rotor dans le palier. Comme cette valeur est approximative, un coefficient de sécurité de 2 a été ajouté. Ainsi, l'effort permettant de générer ces amplitudes devrait être d'environ 70N.

Le projet a été mené à bien par Jeoffrey Habasque, étudiant de l'INSA Lyon, encadré par Jarir Mahfoud [62]. Les paramètres de l'excitateur dimensionné sont détaillés sur la Figure 2.8 et repris dans le Tableau 2.4.

Comme le montre la Figure 2.8, l'excitateur est composé de quatre actionneurs nommés $I1$, $I2$, $I3$ et $I4$. Chaque actionneur peut en théorie fournir 140 N d'effort maximal pour un entrefer de 0.5 mm.

Le Tableau 2.4 montre que la perméabilité relative du matériau ferromagnétique doit être de 2560 pour obtenir les performances optimales. En pratique il est difficile d'avoir un matériau avec une perméabilité si élevé (qui génère plus de pertes). Le matériau choisi pour réaliser l'excitateur a donc une perméabilité moins importante, de 1660 à 1.5 T (Tesla) ce qui est plus faible que celle voulue et qui dépend de l'induction magnétique.

D'après l'équation (A.14) donnée en annexe A, l'effort dépend principalement des paramètres géométriques, du courant, de l'entrefer et de la perméabilité relative du matériau qui est le seul paramètre qui ne peut pas être maitrisé directement.

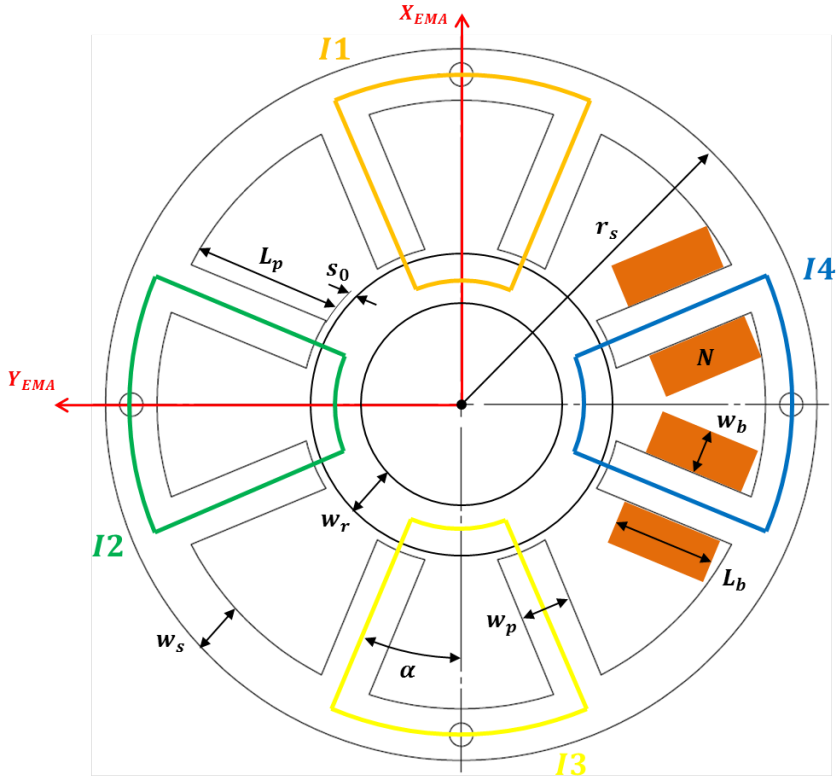


FIGURE 2.8 – Caractéristiques de l'excitateur magnétique avec une seule bobine représentée (orange)

L'effort a donc été caractérisé pour un actionneur seul de forme simple (forme droite). Pour ce faire la base de l'actionneur a été montée sur un capteur d'effort à jauges de déformation, surdimensionné pour éviter une déformation importante et donc une modification excessive de l'entrefer [62]. L'équation (A.12) est réarrangée afin d'exprimer le coefficient de perméabilité en fonction de l'effort et de l'intensité tel que :

$$\mu_r = \frac{l_s + l_r}{\sqrt{\frac{\mu_0 A N^2 I^2}{F_{att}}} - 2s_0} \tag{2.7}$$

avec $l_s + l_r$ la longueur du circuit magnétique dans le matériau, $A = w_p e$ l'aire d'une encoche, I l'intensité du courant électrique et F_{att} l'effort d'attraction mesurée.

Les essais de caractérisation, effectués pour une plage d'intensité de 0 à 5 A, ont permis d'obtenir une perméabilité relative de $\mu_r \approx 1100$ [62]. Connaissant maintenant la perméabilité relative du matériau, l'effort maximal généré peut être recalculé et est d'environ 125 N par actionneur, ce qui représente 90% de l'effort souhaité.

TABLEAU 2.4 – Caractéristiques théoriques de l'excitateur magnétique.

Paramètres du circuit magnétique d'un actionneur	Valeurs	Unités
Induction magnétique de saturation et maximale, B_{sat}/B_{max}	2.2/1.1	T
Intensité de courant maximale, i_{max}	7	A
Impédance du circuit magnétique, L	3.1	mH
Tension d'alimentation (à 200 Hz), U	27.2	V
Perméabilité relative recommandé du matériau, μ_r	2560	-
Diamètre (classe) du fil de bobinage	1.28 (16 AWG)	mm
Nombre de spire du bobinage, N	126	-
Effort maximal théorique, f_{max}	140	N
Paramètres géométriques	**Valeurs**	**Unités**
Entrefer, s_0	0.5	mm
Largeur des encoches, du stator et du rotor, $w_{p,s,r}$	11	mm
Longueur des encoches, L_p	31	mm
Rayon du stator, r_s	76	mm
Épaisseur de l'excitateur, e	14.4	mm
Largeur du bobinage, w_b	8	mm
Longueur du bobinage, L_b	20	mm
Angle d'inclinaison des encoches, α	22.5	deg

Effort généré par une ligne d'action

Pour l'application d'une excitation périodique ou pseudo-périodique du rotor il est nécessaire de raisonner en termes de ligne d'action. Une ligne d'action est décrite comme étant l'association de deux actionneurs face à face, comme le montre la Figure 2.9. L'effort résulte donc de la composition des efforts sur les deux actionneurs (2.8). Si les forces appliquées par les deux branches sont égales et opposées l'effort total est nul.

$$f_{act} = f^1 - f^2 = k^* \left[\frac{I^2}{\left(\frac{l_s+l_r}{\mu_r} + 2s_0\right)^2} - \frac{I^2}{\left(\frac{l_s+l_r}{\mu_r} + 2s_0\right)^2} \right] \cos\alpha = 0 \tag{2.8}$$

avec $k^* = \mu_0 A N^2$.

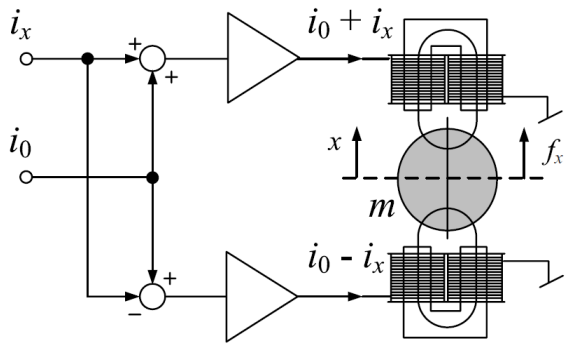


FIGURE 2.9 – Ligne d'action [55].

En considérant une perturbation sur le courant : on ajoute une intensité sur la branche supérieure et on soustrait cette intensité sur la branche inférieure (2.9). Cela entraine une variation de la position de $\mp\delta$, et l'effort sur la ligne d'action s'écrit d'après (2.10).

$$I = i_0 \pm i \tag{2.9}$$

$$f_{act} = k^* \left[\frac{(i_0+i)^2}{\left(\frac{l_s+l_r}{\mu_r} + 2(s_0-\delta)\right)^2} - \frac{(i_0-i)^2}{\left(\frac{l_s+l_r}{\mu_r} + 2(s_0+\delta)\right)^2} \right] \cos\alpha \tag{2.10}$$

En se basant sur l'équation (A.15) on peut obtenir une forme simplifiée, telle que :

$$f_{act} = k \left[\frac{(i_0+i)^2}{(s_0-\delta)^2} - \frac{(i_0-i)^2}{(s_0+\delta)^2} \right] \cos\alpha \tag{2.11}$$

avec $k = \frac{1}{4}\mu_0 A N^2$.

Linéarisation de l'effort

Les équations (2.10) et (2.11), montrent la dépendance forte et surtout non linéaire de l'effort généré à l'intensité et au déplacement du rotor. En considérant que le déplacement est faible par rapport à l'entrefer $\delta \ll s_0$ et que la variation d'intensité est faible par rapport à l'intensité de base $i \ll i_0$, l'équation (2.11) peut être linéarisée :

$$f_{act} = \frac{4ki_0}{s_0^2}\cos\alpha\, i + \frac{4ki_0^2}{s_0^3}\cos\alpha\,\delta = k_i i - k_s \delta \tag{2.12}$$

avec k_i le facteur force-intensité et k_s le facteur force-déplacement [6].

Cette linéarisation est couramment employée dans le cas des paliers magnétiques actifs où la variation d'intensité autour d'une position d'équilibre est faible.

Effort généré pour la géométrie réelle

En théorie, nous avons vu que l'effort généré par une ligne d'action est calculable par les équations (2.10) ou (2.11). En réalité, la géométrie de l'excitateur n'est pas parfaite, la direction X et la direction Y doivent donc être dissociées en exprimant un entrefer suivant X et un entrefer suivant Y notés respectivement S_{0x} et S_{0y} et représentés sur la Figure 2.10a. Ainsi, les équations précédentes se déclinent suivant X et Y.

De plus, l'expression de l'entrefer est correcte à condition que le rotor soit parfaitement centré. En pratique, celui-ci n'est jamais parfaitement centré dans l'excitateur. Il convient donc d'exprimer le jeu g_0 suivant X et Y, dépendant de l'excentricité du rotor dans le stator, comme le montre la Figure 2.10b.

Cette expression du jeu dans l'excitateur, remplaçant l'entrefer, permet de réécrire les equations d'efforts générés sur les lignes d'actions suivant X et Y :

$$f_{ema_{x,y}} = k^* \left[\frac{(i_0+i_{x,y})^2}{\left(\frac{l_s+l_r}{\mu_r} + 2(g_{0x,y}-\delta_{x,y})\right)^2} - \frac{(i_0-i_{x,y})^2}{\left(\frac{l_s+l_r}{\mu_r} + 2(2s_{0x,y}-g_{0x,y}+\delta_{x,y})\right)^2} \right] \cos\alpha \tag{2.13}$$

6. On peut remarquer que ces facteurs sont des raideurs dépendantes de l'intensité et du déplacement.

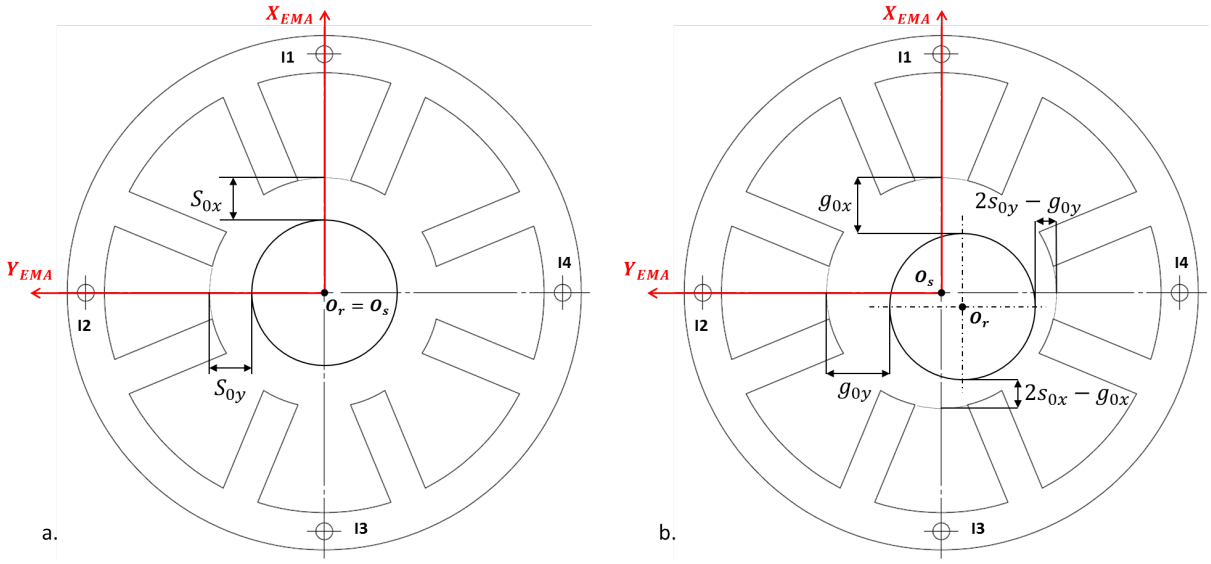


FIGURE 2.10 – Expression de l'entrefer et du jeu réel dans l'excitateur. a. Rotor centré. b. Rotor décentré.

Intégration de l'excitateur magnétique

L'excitateur magnétique a été conçu avec un encombrement axial minimal pour pouvoir l'intégrer au banc d'essais. Cela permet de le positionner à l'extrémité NDE du rotor, à la place du disque de 0.7 kg (Figure 2.11). De plus, un disque de 6.4 kg a été ajouté entre le palier et le roulement afin d'augmenter la charge statique appliquée au palier lisse. Dans cette configuration, la charge statique de 40 N dans le palier permet un fonctionnement stable pour des vitesses de rotation allant jusqu'à 10000 tr/min.

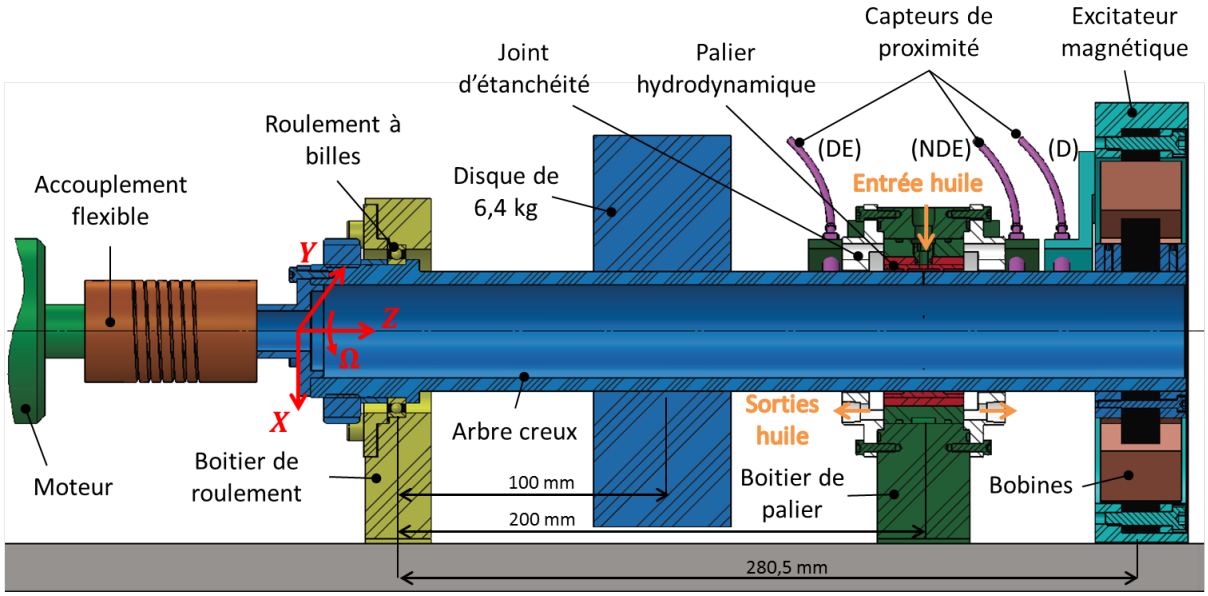


FIGURE 2.11 – Vue en coupe du banc d'essais avec l'excitateur magnétique.

En termes d'instrumentation, les thermocouples dans le rotor et le collecteur tournant ont été retirés, car il n'est pas utile de mesurer la température à la surface du rotor. Les trous de passage des thermocouples sont dans ce cas bouchés. Deux capteurs inductifs mesurant les déplacements du rotor ont été ajoutés sur le support de l'excitateur magnétique. Il sont nommés d_b et d_f et le changement de repère pour exprimer les déplacements dans le plan X, Y, Z est le même que précédemment (2.5).

L'excitateur étant intégré au banc d'essais, les efforts générés par celui-ci dans le repère X_{EMA}, Y_{EMA}, Z (Figure 2.10) doivent être exprimés dans le repère lié au banc d'essais X, Y, Z par le changement de repère suivant :

$$\begin{cases} f_{mag_x} = & -f_{ema_x} \\ f_{mag_y} = & -f_{ema_y} \end{cases} \tag{2.14}$$

Caractérisation de l'excitateur magnétique

Le problème principal lié à l'utilisation d'un excitateur magnétique pour identifier les coefficients dynamiques d'un palier est le fait que l'effort produit n'est pas directement mesuré [7].

L'effort généré par une ligne d'action est donné par l'équation (2.13), la valeur de pilotage étant l'intensité de courant envoyé $i_0 \pm i_{x,y}$. Cependant, l'intensité n'est pas directement pilotée, puisqu'une tension est envoyée à un amplificateur de puissance, qui alimente en intensité un à un les actionneurs. Il est donc délicat d'utiliser en l'état l'expression de l'effort pour identifier les coefficients dynamiques. Une caractérisation dynamique de l'excitateur magnétique est donc nécessaire. Celle-ci est détaillée en annexe B.

La caractérisation de l'excitateur a permis de valider l'utilisation de l'équation (2.13) et de déterminer les entrefers et les jeux réels dans l'excitateur. Afin d'identifier les coefficients dynamiques du palier à partir des efforts appliqués par l'excitateur et des mesures des déplacements du rotor, il est nécessaire de décrire le modèle dynamique du rotor soumis aux actions extérieures.

Modèle à 2 ddl pour identifier les coefficients dynamiques du palier

Les coefficients dynamiques sont identifiés à partir des équations du PFD du rotor. Si l'on tient compte que la raideur du roulement est beaucoup plus importante que celle du palier, il est possible de considérer que le rotor n'a que deux degrés de liberté, c'est à dire, les rotations au centre du roulement.

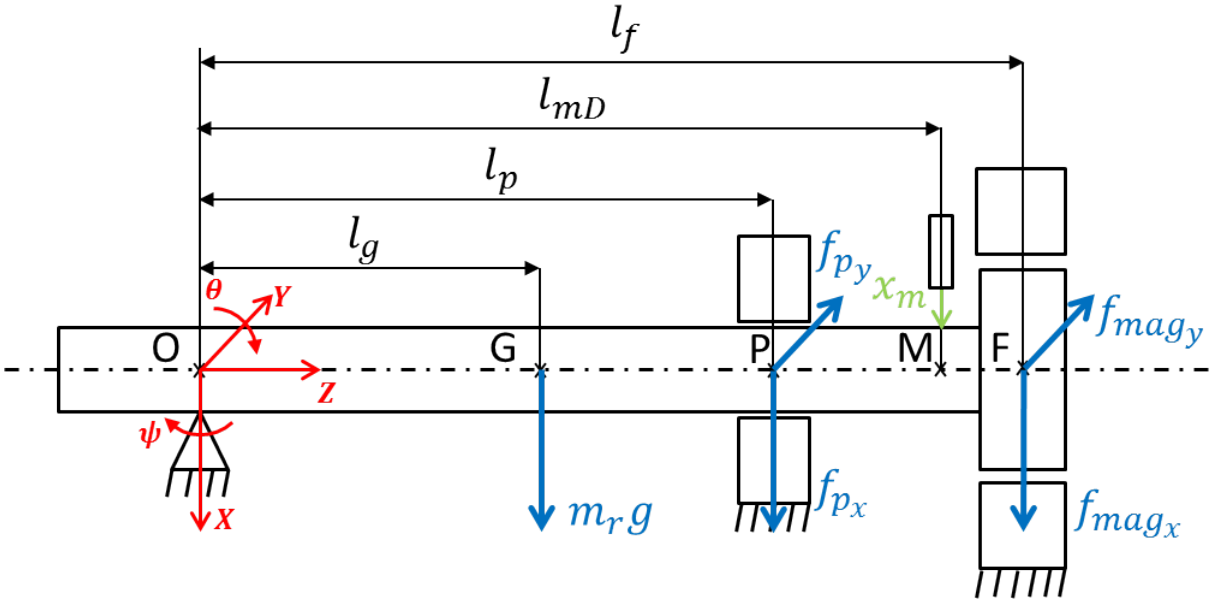


FIGURE 2.12 – Description des paramètres du banc d'essais associé au modèle à 2ddl.

7. Des capteurs à effet Hall auraient permis cette mesure.

Le modèle à deux degrés de liberté, correspondant aux paramètres de la Figure 2.12 s'écrit en ajoutant les inconnues liées au palier et en considérant que les moments résistants (dans le roulement et l'accouplement) sont nuls (du fait qu'ils sont faibles), les équations de moments ramenées en O, après les avoirs exprimées dans le domaine fréquentiel, s'écrivent [8] :

$$\begin{cases} -\omega^2 J_{O_x}\tilde{\psi} = & -\tilde{F}_{mag_y} l_f - \tilde{F}_{p_y} l_p \\ -\omega^2 J_{O_y}\tilde{\theta} = & \tilde{F}_{mag_x} l_f + \tilde{F}_{p_x} l_p \end{cases} \tag{2.15}$$

Sous forme matricielle, le système d'équations précédent s'écrit :

$$-\omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{\theta} \\ -\tilde{\psi} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_{mag_x} \\ \tilde{F}_{mag_y} \end{Bmatrix} l_f + \begin{Bmatrix} \tilde{F}_{p_x} \\ \tilde{F}_{p_y} \end{Bmatrix} lp \tag{2.16}$$

Comme présenté au paragraphe §2.1.3 les efforts dans le palier sont exprimés par des coefficients dynamiques :

$$\begin{Bmatrix} \tilde{F}_{p_x} \\ \tilde{F}_{p_y} \end{Bmatrix} = -\left(\begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{bmatrix} + j\omega \begin{bmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} \tilde{X}_p \\ \tilde{Y}_p \end{Bmatrix} = -\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_p \\ \tilde{Y}_p \end{Bmatrix} \tag{2.17}$$

où $K_{x,y}$ et $C_{x,y}$ sont respectivement les termes de raideur et d'amortissement du palier et $\tilde{Z}_{x,y}$ les termes de raideur dynamique [9]. Les déplacements dans le centre du palier sont la moyenne des déplacements dans les deux plans de mesures de chaque côté du palier :

$$\begin{cases} \tilde{X}_p = & \frac{\tilde{X}_{mDE} + \tilde{X}_{mNDE}}{2} \\ \tilde{Y}_p = & \frac{\tilde{Y}_{mDE} + \tilde{Y}_{mNDE}}{2} \\ l_p = & \frac{l_{mDE} + l_{mNDE}}{2} \end{cases} \tag{2.18}$$

En injectant l'expression des coefficients dynamiques (2.17) dans le système (2.16), on obtient :

$$-\omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{\theta} \\ -\tilde{\psi} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_{mag_x} \\ \tilde{F}_{mag_y} \end{Bmatrix} l_f - \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_p \\ \tilde{Y}_p \end{Bmatrix} l_p \tag{2.19}$$

et en remplaçant les rotations par les déplacements mesurés (B.12), cela donne :

$$-\omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_m \\ \tilde{Y}_m \end{Bmatrix} \frac{1}{l_m} = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_{mag_x} \\ \tilde{F}_{mag_y} \end{Bmatrix} l_f - \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_p \\ \tilde{Y}_p \end{Bmatrix} l_p \tag{2.20}$$

L'équation précédente est réarrangée :

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_p \\ \tilde{Y}_p \end{Bmatrix} l_p = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_{mag_x} \\ \tilde{F}_{mag_y} \end{Bmatrix} l_f + \omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_m \\ \tilde{Y}_m \end{Bmatrix} \frac{1}{l_m} \tag{2.21}$$

Ce système d'équations, valable pour un essai, contient quatre inconnues pour deux équations. Il est nécessaire de réaliser un deuxième essai avec une excitation linéaire indépendante de la première. Cela permet d'obtenir deux systèmes de deux équations pour quatre inconnues :

8. Dans un souci de clarté, les termes en majuscule sont exprimés dans le domaine fréquentiel et un tilde est ajouté pour exprimer les termes complexes.

9. Nommée couramment impédance mécanique par abus de langage.

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_p^{(1)} \\ \tilde{Y}_p^{(1)} \end{Bmatrix} l_p = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_{mag_x}^{(1)} \\ \tilde{F}_{mag_y}^{(1)} \end{Bmatrix} l_f + \omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_m^{(1)} \\ \tilde{Y}_m^{(1)} \end{Bmatrix} \frac{1}{l_m} \tag{2.22}$$

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_p^{(2)} \\ \tilde{Y}_p^{(2)} \end{Bmatrix} l_p = \begin{Bmatrix} \tilde{F}_{mag_x}^{(2)} \\ \tilde{F}_{mag_y}^{(2)} \end{Bmatrix} l_f + \omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{X}_m^{(2)} \\ \tilde{Y}_m^{(2)} \end{Bmatrix} \frac{1}{l_m} \tag{2.23}$$

qui peuvent être regroupés sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{X}_p^{(1)} & \tilde{X}_p^{(2)} \\ \tilde{Y}_p^{12)} & \tilde{Y}_p^{(2)} \end{bmatrix} l_p = \begin{bmatrix} \tilde{F}_{mag_x}^{(1)} & \tilde{F}_{mag_x}^{(2)} \\ \tilde{F}_{mag_y}^{(1)} & \tilde{F}_{mag_y}^{(2)} \end{bmatrix} l_f + \omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{X}_m^{(1)} & \tilde{X}_m^{(2)} \\ \tilde{Y}_m^{(1)} & \tilde{Y}_m^{(2)} \end{bmatrix} \frac{1}{l_m} \tag{2.24}$$

La matrice de raideur dynamique est obtenue en inversant la matrice des déplacements dans le palier :

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} = \left(\begin{bmatrix} \tilde{F}_{mag_x}^{(1)} & \tilde{F}_{mag_x}^{(2)} \\ \tilde{F}_{mag_y}^{(1)} & \tilde{F}_{mag_y}^{(2)} \end{bmatrix} \frac{l_f}{l_p} + \omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{X}_m^{(1)} & \tilde{X}_m^{(2)} \\ \tilde{Y}_m^{(1)} & \tilde{Y}_m^{(2)} \end{bmatrix} \frac{1}{l_m l_p} \right) \begin{bmatrix} \tilde{X}_p^{(1)} & \tilde{X}_p^{(2)} \\ \tilde{Y}_p^{12)} & \tilde{Y}_p^{(2)} \end{bmatrix}^{-1} \tag{2.25}$$

Pour obtenir deux excitations linéaires indépendantes, il est préférable d'exciter d'abord suivant X ($\tilde{F}_{mag_x}^{(1)} \neq 0$, $\tilde{F}_{mag_y}^{(1)} = 0$) et ensuite suivant Y ($\tilde{F}_{mag_x}^{(1)} = 0$, $\tilde{F}_{mag_y}^{(1)} \neq 0$). Ainsi le système se simplifie :

$$\begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} = \left(\begin{bmatrix} \tilde{F}_{mag_x}^{(1)} & 0 \\ 0 & \tilde{F}_{mag_y}^{(2)} \end{bmatrix} \frac{l_f}{l_p} + \omega^2 \begin{bmatrix} J_{O_y} & 0 \\ 0 & J_{O_x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{X}_m^{(1)} & \tilde{X}_m^{(2)} \\ \tilde{Y}_m^{(1)} & \tilde{Y}_m^{(2)} \end{bmatrix} \frac{1}{l_m l_p} \right) \begin{bmatrix} \tilde{X}_p^{(1)} & \tilde{X}_p^{(2)} \\ \tilde{Y}_p^{12)} & \tilde{Y}_p^{(2)} \end{bmatrix}^{-1} \tag{2.26}$$

La matrice de raideur du palier est obtenue à partir de la partie réelle de la matrice de raideur dynamique et la matrice d'amortissement du palier est obtenue à partir de la partie imaginaire et de la fréquence d'excitation, comme le montre l'équation (2.17).

Application du modèle à 2ddl

Des essais pour deux vitesses de rotation différentes ont été réalisés dans la configuration du banc d'essais présentée précédemment sur la Figure 2.11, avec une charge statique de 40 N dans le palier. Chaque essai a été fait en faisant à la fois varier la fréquence d'excitation de l'effort appliqué par l'excitateur et l'amplitude mesuré dans le palier. Les résultats obtenus expérimentalement sont comparés avec une modélisation numérique du palier avec prise en compte de la cavitation. Le modèle numérique employé n'est peut-être pas le plus réaliste, principalement pour deux raisons : 1) le modèle de cavitation utilisé est un modèle simple ; 2) En théorie l'excitation est imposée via un déplacement suivant X ou Y, alors qu'en réalité, l'excitation est imposée via l'effort de l'excitateur qui génère des déplacements suivant X et Y. Le modèle pourrait donc être amélioré par la suite.

Les résultats expérimentaux sont accompagnés de barres d'erreurs, qui traduisent l'écart type des valeurs identifiées à partir de 30 essais d'excitation suivant X et 30 essais d'excitation suivant Y, ce qui donne une population de 900 résultats en comptant toutes les possibilités d'accouplement des résultats suivant X et Y. Le choix des 30x30 essais, fournissant 900 résultats, s'est fait en étudiant les histogrammes qui montrent une distribution gaussienne à partir de ce nombre important d'échantillons.

Résultats à 600 tr/min : La Figure 2.13 présente les coefficients dynamiques à 600 tr/min, pour des fréquences d'excitation de 5, 15 et 35 Hz et pour différentes amplitudes d'excitation. Les valeurs numériques et expérimentales pour tous les termes sont proches (même ordre de grandeur). Cependant, les tendances ne sont pas toujours les mêmes : les raideurs numériques augmentent avec l'augmentation de l'amplitude et de la fréquence d'excitation, tandis que les raideurs mesurées restent plutôt constantes. Les tendances d'évolution des termes d'amortissements sont comparables entre numérique et expérimental.

Résultats à 3000 tr/min : La Figure 2.14 présente les coefficients dynamiques à 3000 tr/min pour des fréquences d'excitation de 10, 30 et 60 Hz et différentes amplitudes d'excitation. Comme pour les essais à 600 tr/min, les valeurs numériques et expérimentales sont proches, à l'exception des raideurs directes qui sont un peu éloignées [10] et notamment pour K_{xx} dont les valeurs expérimentales sont supérieures aux valeurs numérique, alors que c'est l'inverse pour K_{yy}. On peut remarquer également que les valeurs numériques sont moins dépendantes de l'amplitude et de la fréquence d'excitation que pour les essais à 600 tr/min.

Conclusion sur les résultats : Les résultats pour les deux vitesses de rotations testées sont dans l'ensemble concluants avec une bonne adéquation des valeurs numériques et expérimentales. Ceci permet de valider l'utilisation du modèle numérique pour calculer les coefficients dynamiques du palier dans d'autres configurations (charge statique, vitesse de rotation).

Toutefois, il y a un niveau d'incertitude important provenant de la conformité du modèle numérique avec la réalité (principalement en raison de la méthode d'excitation), de la mesure indirecte du courant et donc du calcul de l'effort, malgré la calibration réalisée en annexe B. À l'avenir, il serait intéressant d'identifier les coefficients dynamiques pour d'autres vitesses sur toute la plage de fonctionnement du banc d'essais. L'intégration à l'excitateur de capteurs à effet Hall, dans le but de mesurer directement l'effort permettrait de réduire le niveau d'incertitude des résultats. Au niveau du modèle numérique, il serait également intéressant de tester plusieurs modèles de cavitations et méthodes d'excitations (par l'effort plutôt que par le déplacement).

10. Cela parait étonnant puisqu'en général les termes de raideurs directes sont les plus faciles à obtenir et avec une meilleure précision.

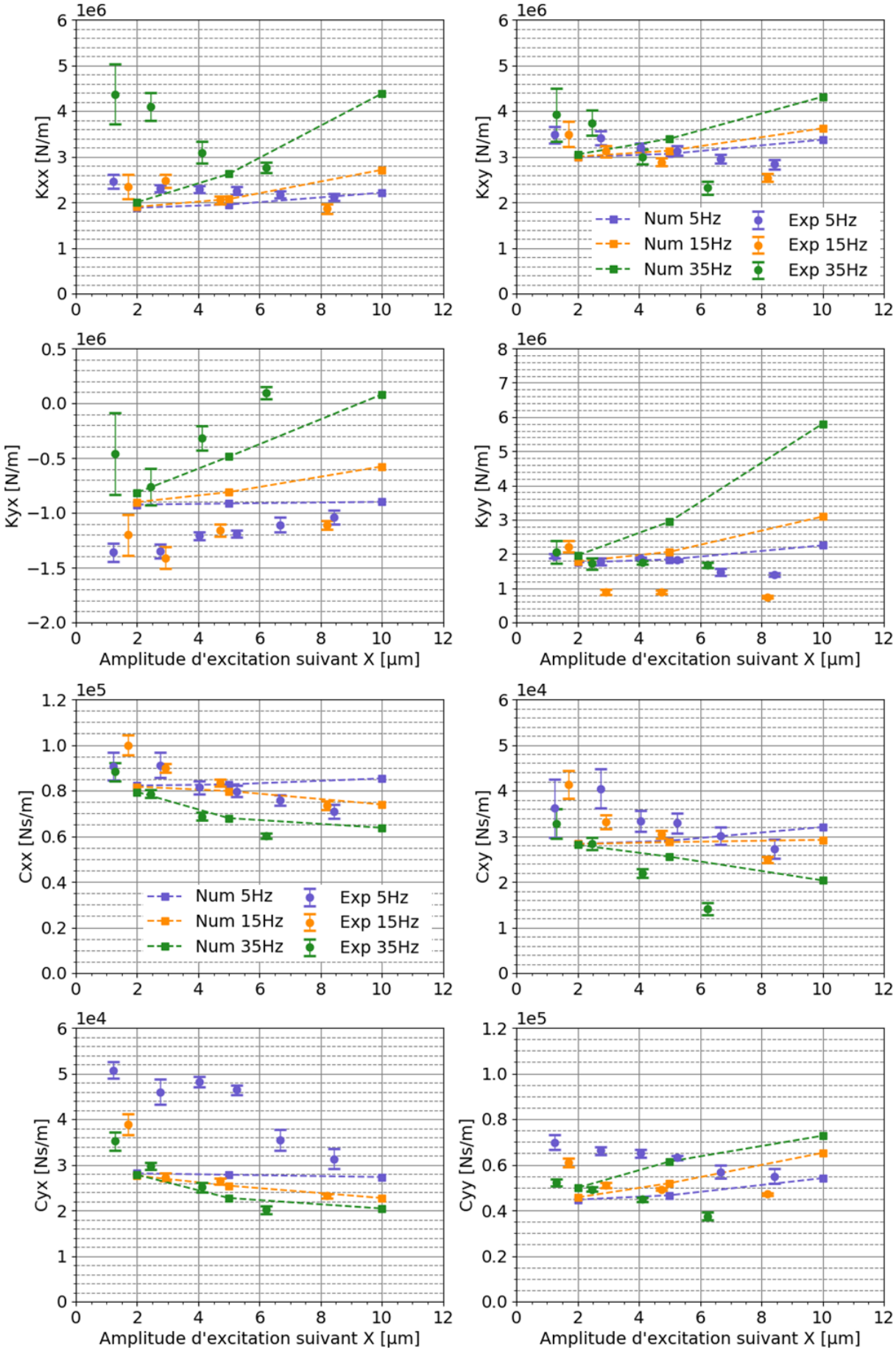


FIGURE 2.13 – Coefficients dynamiques du palier lisse à 600 tr/min.

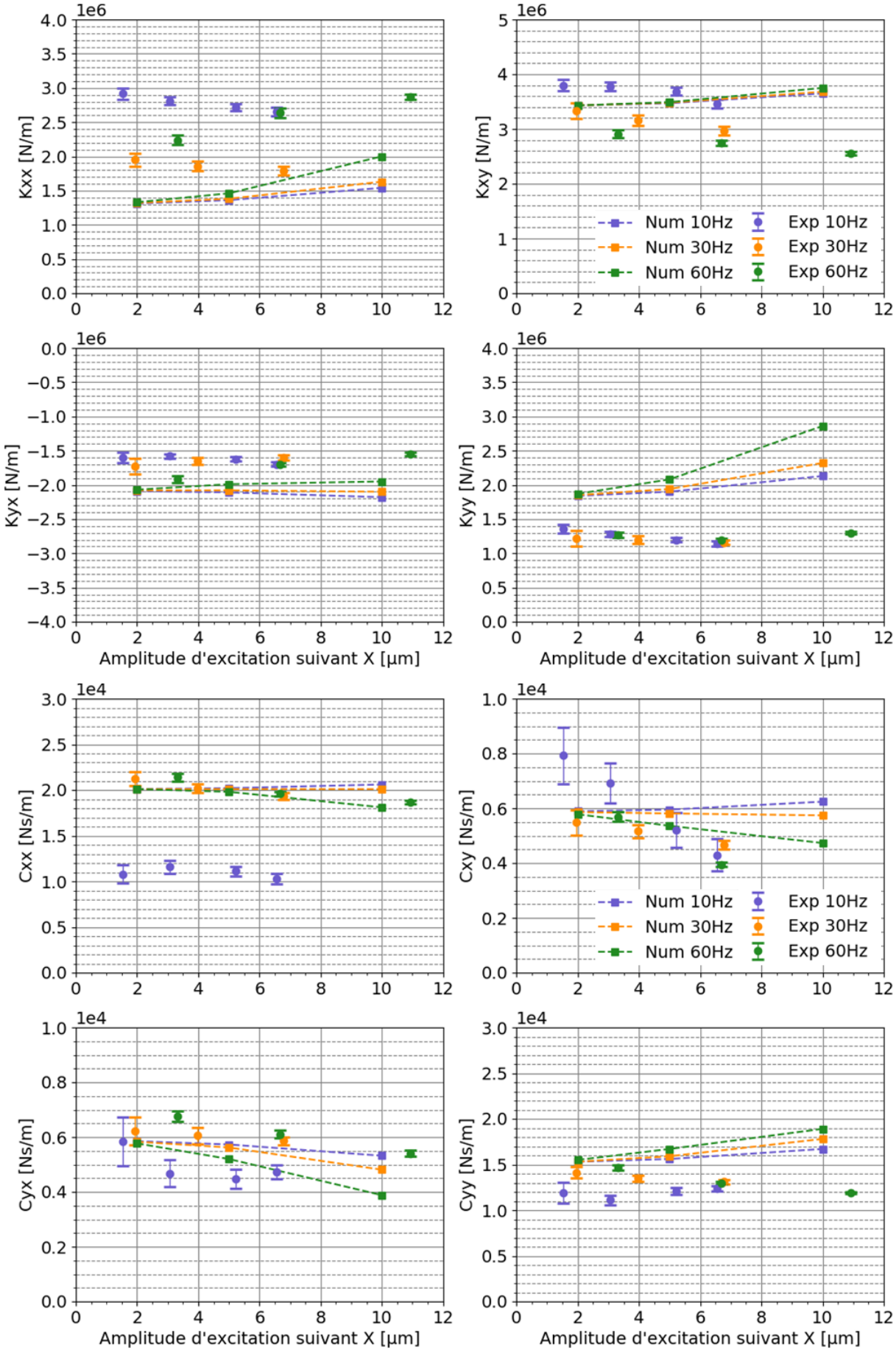


FIGURE 2.14 – Coefficients dynamiques du palier lisse à 3000 tr/min.

2.2 CONFIGURATION 1 : ARBRE COURT ET RIGIDE

Le banc d'essais en configuration 1 est présenté sur la Figure 2.1. Il est composé principalement d'un rotor long de 430 mm et d'un disque en porte à faux de 0.7 kg. Les dimensions et efforts dans les paliers sont donnés dans le Tableau 2.5 [11].

TABLEAU 2.5 – Caractéristiques de la configuration 1.

Paramètres	Valeurs	Unités
Diamètre extérieur du rotor	45	mm
Diamètre intérieur du rotor	35	mm
Longueur du rotor	430	mm
Distance accouplement - roulement	90	mm
Distance roulement - palier	198.5	mm
Distance palier - disques	80	mm
Charge statique - roulement	4.5	N
Charge statique - palier	24.5	N
Raideur du roulement	3E+8	N/m

2.2.1 *Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 1*

L'analyse modale est réalisée numériquement à partir des caractéristiques du rotor (dimensions, matériaux) et des coefficients dynamiques des supports (palier, roulement). A partir de ces données, Zhang [34], a calculé les coefficients dynamiques du palier lisse, et a ensuite réalisé l'analyse modale du rotor. Celle-ci permet d'obtenir le diagramme de Campbell (Figure 2.15a.) présentant les fréquences des modes propres et le diagramme de stabilité présentant les facteurs d'amortissement des modes propres (Figure 2.15b.).

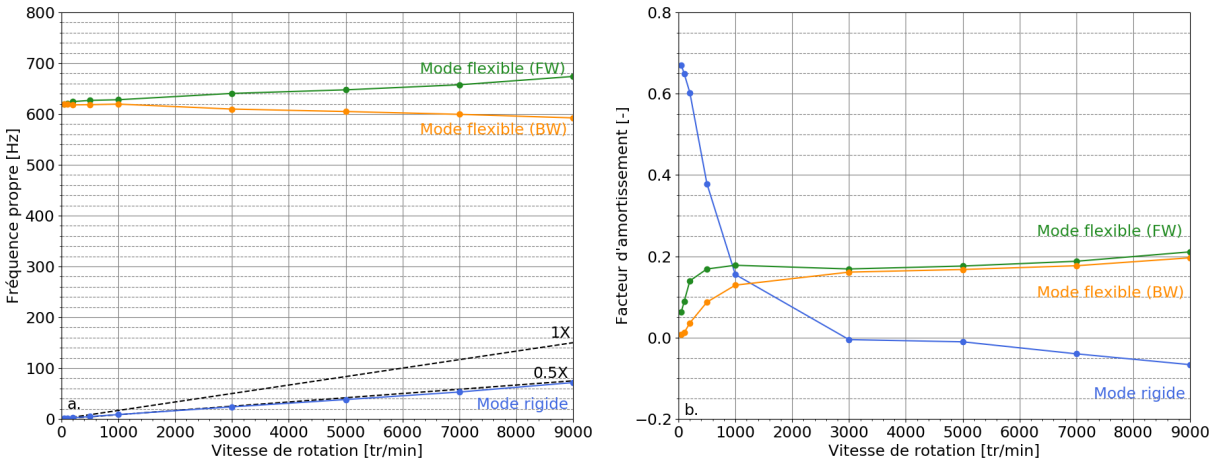


FIGURE 2.15 – a. Diagramme de Campbell. b. Diagramme de stabilité du rotor court monté sur palier lisse.

Le diagramme de Campbell (Figure 2.15a.) montre que les premiers modes flexibles, rétrograde (BW) et direct (FW), sont entre 600 et 700 Hz, ce qui est bien au dessus de la plage de fonctionnement (166 Hz). Dans cette configuration le rotor peut donc être considéré rigide.

11. Les distances sont mesurées entre les centres des composants.

Toutefois, un mode de rotor rigide est présent et croise la composante synchrone (1X) entre 0 et 100 tr/min. Cela ne pose pas de problème puisqu'à cette vitesse le facteur d'amortissement de ce mode rigide est proche de 0.7 (Figure 2.15b.), ce qui signifie qu'il sera très amorti. En revanche, sur quasiment toute la plage de vitesses, le mode rigide reste proche de la composante demi synchrone (0.5X), et le facteur d'amortissement devient négatif à partir de 3000 tr/min ce qui indique la perte de stabilité du rotor. Le mode rigide peut donc poser des problèmes d'instabilité du rotor. Cependant, il s'agit d'une analyse de stabilité linéaire. Dans le paragraphe §2.2.3, les essais avec balourds importants montrent que la composante 0.5X apparait à faible vitesse mais disparait ensuite en raison des vibrations synchrones de grandes amplitudes.

2.2.2 *Équilibrage*

Après fabrication, l'arbre court a été équilibré en classe G1 à 10 000 tr/min sur une machine dédiée. Cependant, l'ajout du collecteur tournant et des disques conduit à un balourd important du rotor complet. Plusieurs séries d'essais à différentes vitesses de rotation ont permis d'équilibrer le rotor directement sur le banc d'essais. Grâce à cela, le balourd résiduel est estimé à 45 g.mm à 150° (≈G16) sur les disques en porte à faux.

2.2.3 *Oil whirl*

Les essais préliminaires ont montré la présence de vibrations sous synchrones proches de la moitié de la vitesse de rotation (0.5X) à partir de 3000 tr/mim. En dynamique des rotors, ce phénomène est bien connu sous le nom de *oil whirl*, une instabilité induite par le film fluide du/des paliers hydrodynamiques supportant le rotor [63, 64], la cause principale étant le faible chargement statique du ou des paliers. Le phénomène peut s'amplifier et devenir instable ce qui peut ruiner le système.

Pour les essais suivants, un balourd de 60.6 g.mm à 180° a été ajouté sur les disques, ce qui donne un balourd cumulé (avec le balourd résiduel) de 102 g.mm à 167°. La pression d'alimentation a été fixée à 0.1 bar [12]. Les essais ont consisté à des phases de montée lente en vitesse de 600 à 7200 tr/min.

Le diagramme en cascade représenté sur la Figure 2.16, permet de distinguer clairement les composantes synchrone (1X), double synchrone (2X) et demi synchrone (0.5X). La composante synchrone augmente avec l'augmentation de vitesse, ce qui est normal puisqu'elle est la conséquence directe du balourd présent. La composante 2X est présente sur toute la plage de vitesse. Celle-ci est en général associée à un mésalignement du palier. Cependant elle reste faible même à vitesse élevée et elle peut être négligée pour cette étude.

La composante 0.5X n'apparait qu'à 3000 tr/min. Elle augmente ensuite et atteint un maximum vers 5000 tr/min (à cette vitesse la composante 0.5X a une amplitude égale à la composante 1X). Elle diminue ensuite progressivement pour disparaitre totalement vers 6500 tr/min. La disparition de la composante 0.5X s'explique par un effet non-linéaire. L'instabilité linéaire, prédite par le diagramme de Campbell se produit pour une faible amplitude synchrone dans le palier ce qui n'engendre aucune modification des caractéristiques dynamiques de celui-ci. L'ajout de balourd important crée une amplitude synchrone importante qui modifie les caractéristiques dynamiques du palier et qui change le comportement du système rotor-palier.

12. La pression d'alimentation n'est pas régulée. Elle est fixée avant l'essai lorsque le rotor est à l'arrêt, mais elle peut légèrement évoluer au cours de l'essai.

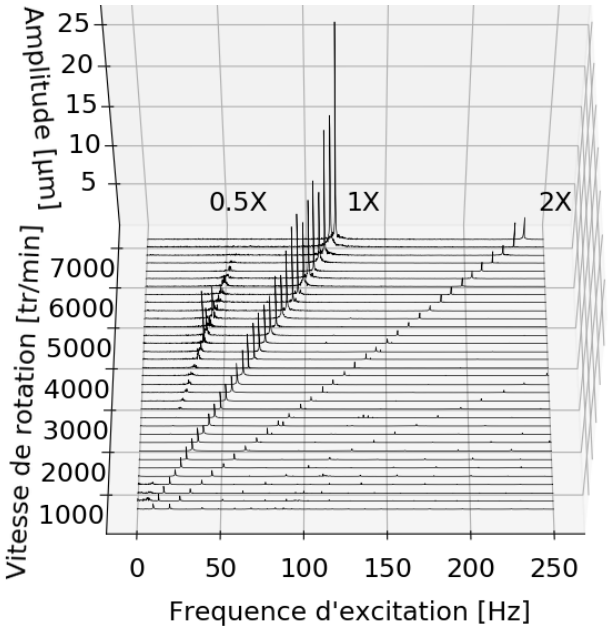


FIGURE 2.16 – Diagramme en cascade montrant les amplitudes vibratoires en configuration 1

L'effet Morton étudié dans cette thèse étant lié aux vibrations synchrones, il est préférable d'éviter pour les essais la plage de vitesse affectée par la composante sous synchrone. Par la suite, les essais ont donc été réalisés à des vitesses où les vibrations sous synchrones sont faibles, voir absentes (vitesses inférieures à 4000 tr/min et supérieures à 6500 tr/min).

Comme vu au chapitre 1, la présence d'un échauffement thermique se traduit par une évolution des vibrations synchrones à vitesse constante et un comportement hystérétique lors d'essais de montée/descente en vitesse. Ces deux types d'essais seront donc présentés par la suite.

2.2.4 *Campagne d'essais à 4000 tr/min*

Une première campagne d'essais de 30 min à 4000 tr/min a été réalisée avec un balourd ajouté de 60.6 g.mm à 180° (balourd total de 102 g.mm à 167°). La Figure 2.17 présente les amplitudes et phases des vibrations synchrones en fonction du temps [13]. Les amplitudes synchrones (Figure 2.17a.) dans le plan NDE sont légèrement plus importantes que dans le plan DE, ce qui est lié directement à l'architecture du banc d'essais. Toutes les amplitudes augmentent au cours du temps mais restent tout de même faibles (inférieures à 10% du jeu radial). Les phases synchrones (Figure 2.17b.) sont constantes durant tout l'essai.

Les températures moyennes du coussinet et du rotor présentées sur la Figure 2.18a. augmentent légèrement au cours du temps, ce qui semble normal puisque la température évolue lentement vers une valeur d'équilibre. Cette légère augmentation des températures moyennes au cours du temps permet d'expliquer l'augmentation des amplitudes synchrones (Figure 2.17a.) indiquant que les amplitudes ne se stabiliseront pas tant que l'équilibre thermique du banc ne sera pas atteint.

Les différences de températures ($\Delta T_{Coussinet} = T^{max}_{Coussinet} - T^{min}_{Coussinet}$ et $\Delta T_{Rotor} = T^{max}_{Rotor} - T^{min}_{Rotor}$) sont présentées sur la Figure 2.18b. Elles montrent une légère évolution avec une tendance à la stabilisation. Le coussinet a une température homogène, signe que le rotor a une faible excentricité, qui s'explique bien car le palier est très peu chargé. De plus, à cette vitesse

13. L'origine de l'axe temporel correspond au moment où la vitesse constante de 4000 tr/min est atteinte.

de rotation, le cisaillement du film ne conduit pas à une dissipation d'énergie importante. En revanche, le rotor à un ΔT non-négligeable compris entre 5 et 6°. Cela s'explique par le fait que l'orbite synchrone du rotor dans le coussinet a une amplitude de l'ordre de 3 à 5 µm et est plutôt circulaire. Ceci confirme l'observation de Koegh et Morton donnée au paragraphe §1.4.

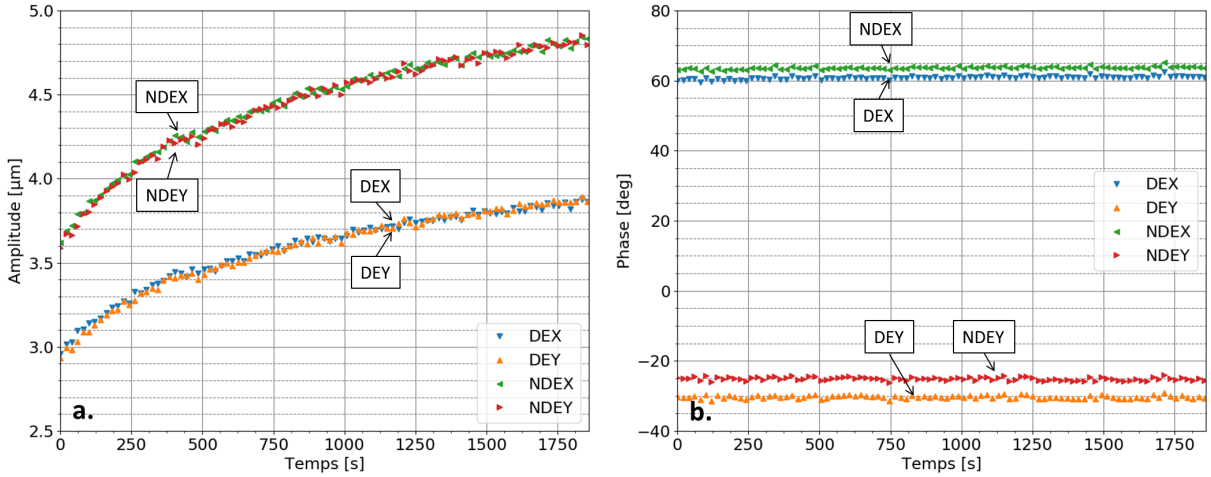


FIGURE 2.17 – Vibrations synchrones pour un essai à 4000 tr/min.

Malgré la différence de température à la surface du rotor, les vibrations synchrones ne s'en retrouvent pas influencées. A cette vitesse, il n'est donc pas possible de mettre en évidence l'influence d'un quelconque effet thermique sur le comportement vibratoire. Cela s'explique par la faible dissipation d'énergie dans le film à 4000 tr/min. Il est donc nécessaire de réaliser des essais à une vitesse supérieure.

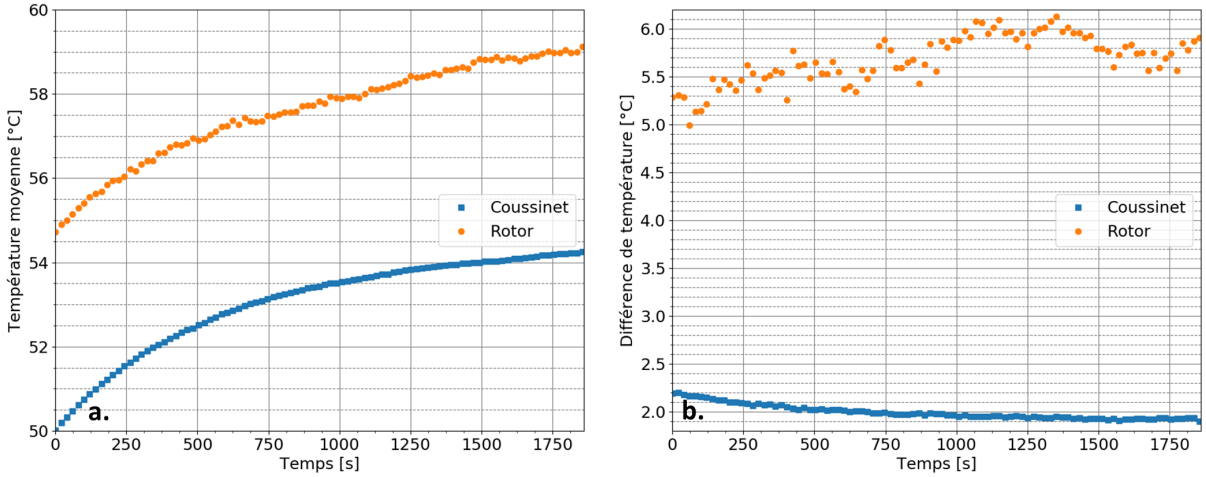


FIGURE 2.18 – a. Températures moyennes. b. Différences de températures pour un essai à 4000 tr/min.

2.2.5 *Campagne d'essais à 7000 tr/min*

De nombreux essais d'une durée de 30 minutes à 6h ont été réalisés à 7000 tr/min. Pour ces essais le balourd ajouté est de 60.6 g.mm à 180° et la pression d'alimentation est fixé à 0.1 bar (comme pour les essais à 4000 tr/min). La température de l'huile d'alimentation est différente pour chaque essai et varie entre 18°C et 25°C. Cette variation est due au fait que la température d'huile n'est pas régulée et dépend de la température ambiante.

Les nombreux essais ont permis de garantir la répétabilité des mesures détaillée en annexe C et seuls les résultats pour un des essais de 2h seront présentés. Lors de cet essai, les données ont été enregistrées toutes les 30 secondes. C'est à dire, toutes les 30 secondes un enregistrement d'une durée de 1 s des déplacements et du keyphasor est réalisé avec une fréquence d'acquisition de 2048 Hz (§2.1.1) et une fréquence d'acquisition de 1 Hz pour les températures. Comme pour les essais à 4000 tr/min, l'origine temporelle correspond au moment où la vitesse de rotation de 7000 tr/min est atteinte et est maintenue constante.

Vibrations synchrones

La Figure 2.19 présente les amplitudes et les phases des vibrations synchrones mesurées dans les plans DE et NDE. Les amplitudes (Figure 2.19a.) évoluent toutes de la même manière. Elles augmentent beaucoup au début de l'essai en passant de 14 µm à une valeur comprise entre 26 et 30 µm dans le plan DE, et de 19 µm à une valeur entre 34 et 40 µm dans le plan NDE. De plus, les amplitudes suivant l'axe Y sont plus grandes que celles suivant X. Il est également remarquable que l'augmentation se produit principalement durant le premier quart de l'essai.

Les phases synchrones (Figure 2.19b.) présentent la même évolution rapide au début de l'essai, avec une variation de phase de 20° suivant l'axe X pour les deux plans et une variation de 15° suivant l'axe Y. À la différence des amplitudes, les phases sont complètement stabilisées.

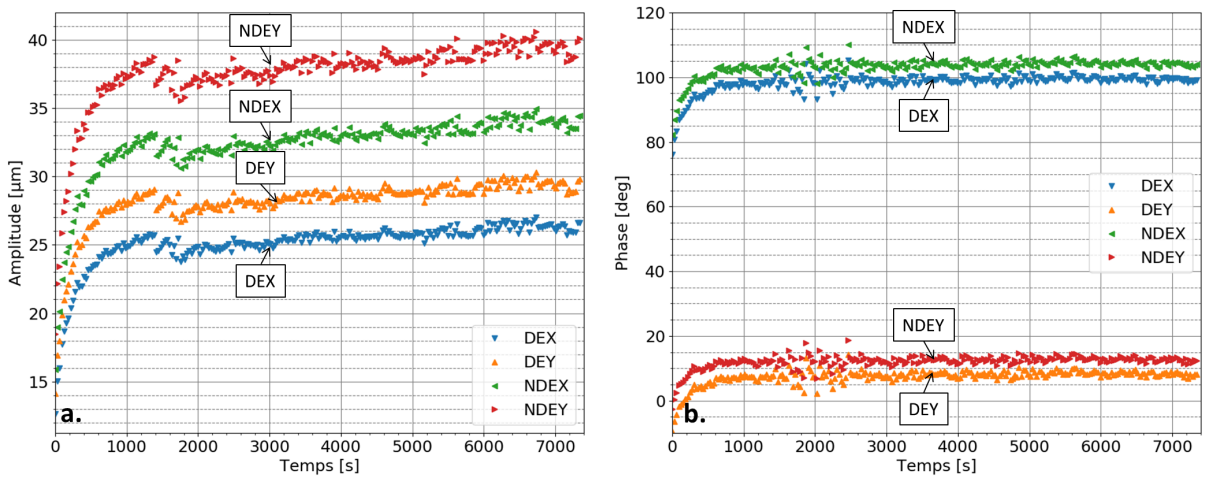


FIGURE 2.19 – Vibrations synchrones pour la configuration 1 à 7000 tr/min.

La Figure 2.20 est obtenue en traçant les vibrations synchrones sur un diagramme polaire. Les amplitudes augmentent et en même temps les phases évoluent dans le sens de rotation du rotor. D'après les explications de l'effet Newkirk (§1.3), pour un régime sous-critique, la rotation des vecteurs de vibrations synchrones dans le sens de rotation indique un comportement stable. Cela est bien vérifié avec la stabilisation des phases mais n'explique pas l'évolution légère des amplitudes.

Températures

La Figure 2.21 montre l'évolution des températures moyennes et des différences de température sur le rotor et le coussinet. Les températures moyennes (2.21a.) ont un comportement similaire aux amplitudes synchrones, avec une forte augmentation au début suivie par une augmentation légère sur le reste de l'essai. La montée en température du système va lentement évoluer vers un équilibre thermique. Ceci est corrélé avec l'augmentation continue des amplitudes au cours du temps qui ne se stabiliseront que lorsque l'équilibre thermique sera atteint.

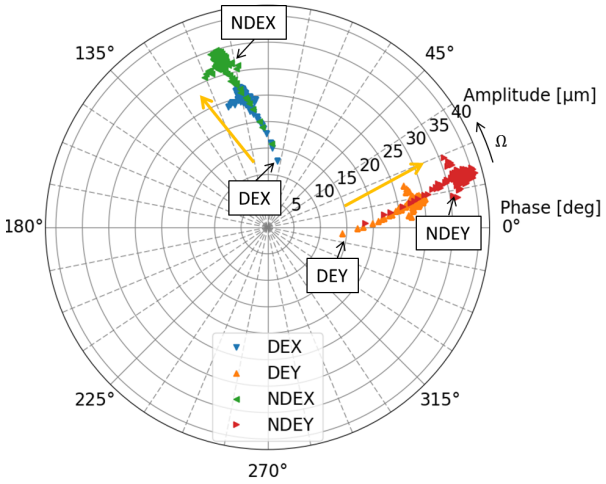


FIGURE 2.20 – Diagramme polaire des vibrations synchrones pour la configuration 1 à 7000 tr/min.

Les différences de température (ΔT) présentées sur la Figure 2.21b., indiquent une évolution rapide au début de l'essai puis une stabilisation. La température du coussinet devient de plus en plus homogène avec seulement 2.5°C de différence à la fin de l'essai. En revanche, la différence de température du rotor passe de 6°C au début à 12.5°C à la fin de l'essai.

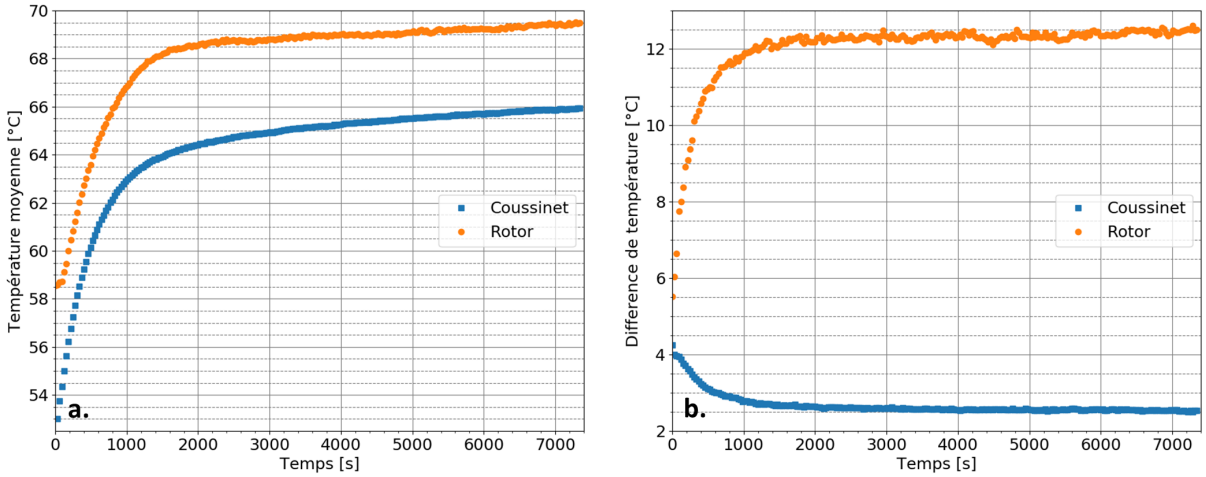


FIGURE 2.21 – a. Températures moyennes et b. Différences de températures pour la configuration 1 à 7000 tr/min. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.1.

Corrélation entre les réponses thermiques et vibratoires

Compte tenu de l'augmentation des amplitudes synchrones et de la différence de température à la surface du rotor, il est intéressant de vérifier la corrélation entre les deux phénomènes. Comme on l'a vu au paragraphe §1.4.3, plusieurs auteurs [12, 13, 40, 41] concluent à une relation linéaire entre les deux pour des amplitudes limitées.

La différence de température à la surface du rotor en fonction des amplitudes synchrones est présentée sur la Figure 2.22. En approximant les résultats par une droite de régression, le coefficient de détermination (R^2) est supérieur à 0.9 et atteint même 0.99 pour les 1400 premières secondes de l'amplitude DEX. Cela prouve que les deux effets sont bien corrélés, c'est à dire que l'augmentation des amplitudes synchrones est causée par la différence de température à la surface du rotor. De plus, cette corrélation est linéaire, et cela pour une amplitude

synchrone dans le palier de l'ordre de 60% du jeu radial (≈30 µm d'amplitudes pour un jeu radial de 52 µm).

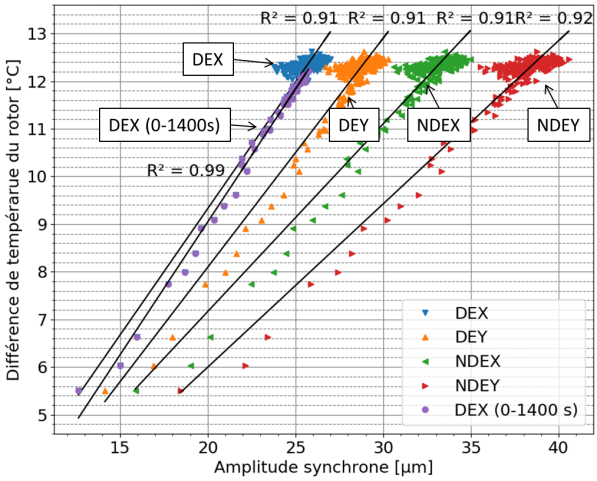


FIGURE 2.22 – Corrélation des amplitudes synchrones avec la différence de température à la surface du rotor.

Déphasage entre le point haut et le point chaud

Comme expliqué dans le chapitre précédent, pour l'effet Morton le point chaud (PC) est en retard par rapport au point haut (PH). D'après Tong et al. [46], la connaissance de la position du PC par rapport au PH est primordiale pour la modélisation de l'effet Morton.

La différence de phase entre le PC et le PH est calculée pour l'essai à 7000 tr/min à partir des mesures de température à la surface du rotor et des mesures des déplacements du rotor. Ce calcul nécessite un nombre important d'opérations sur les mesures à chaque pas de temps. La démarche sera présentée en deux parties distinctes : la détermination de la position du PC par rapport au *keyphasor* et la détermination de la position du PH par rapport au *keyphasor*. Les deux seront combinées pour obtenir la position du PC par rapport au PH.

Déphasage du point chaud par rapport au *keyphasor* : Ne mesurant que cinq températures sur la circonférence, il est nécessaire d'utiliser une interpolation pour déterminer au mieux la variation des températures et pour trouver la température maximale (le PC) et sa position par rapport au *keyphasor* (la référence de phase dans le repère du rotor). Cela permet également d'obtenir le point froid. Comme le montre la Figure 2.23a., une interpolation par spline cubique a été utilisée sur vingt points de mesures. Pour ce faire, les cinq mesures de températures ont été répétées sur 4 périodes afin d'assurer un meilleur lissage de la spline d'interpolation.

L'extraction de la valeur maximale et de sa position dans l'intervalle [0°, 360°] permet d'obtenir le PC. Cette procédure est répétée à chaque pas de temps, ce qui permet de tracer l'évolution temporelle de la position du PC par rapport au *keyphasor* ($\phi_{PC/Key}$), représentée sur la Figure 2.23b. Cela montre que la position du PC, passe de 320° au début de l'essai à 283°–284° à la fin. Comme pour les résultats précédents (amplitudes synchrones, températures) l'évolution est très rapide au début de l'essai.

Déphasage du point haut par rapport au *keyphasor* : Le PH est plus difficile à obtenir que le PC puisqu'il dépend de l'orbite du rotor qui n'est ni centrée, ni circulaire. La procédure suivante est appliquée à chaque pas de temps :

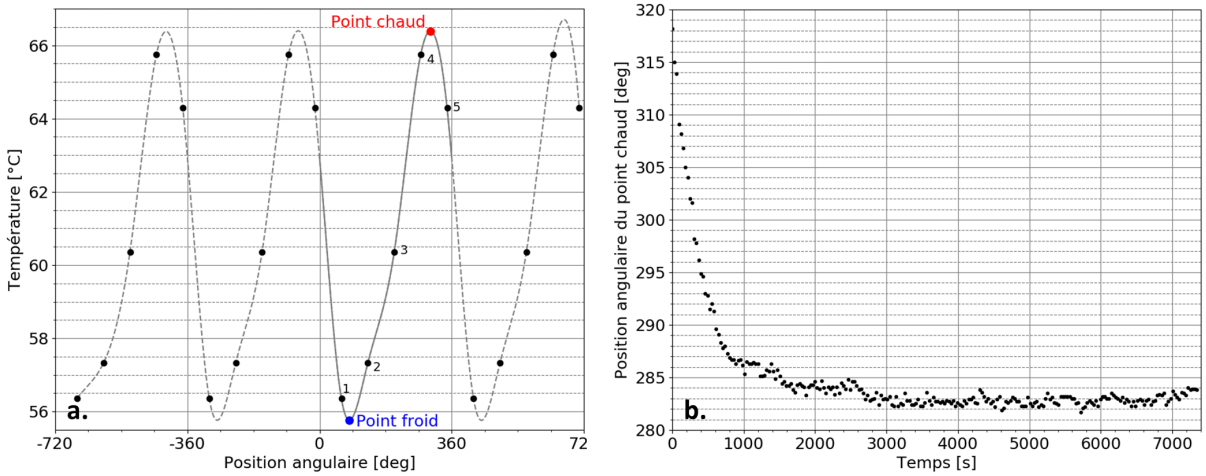


FIGURE 2.23 – a. Profil de température à $t = 430$ s. b. Phase du point chaud dans le référentiel du rotor pour la configuration 1 à 7000 tr/min.

1. Les contours et les centres du coussinet sont déterminés dans les plans DE et NDE en déplaçant le rotor manuellement dans le palier jusqu'au contact.
2. La moyenne arithmétique sur les deux plans permet d'obtenir le contour et le centre du coussinet O_c dans le plan médian du palier, représenté sur la Figure 2.24.

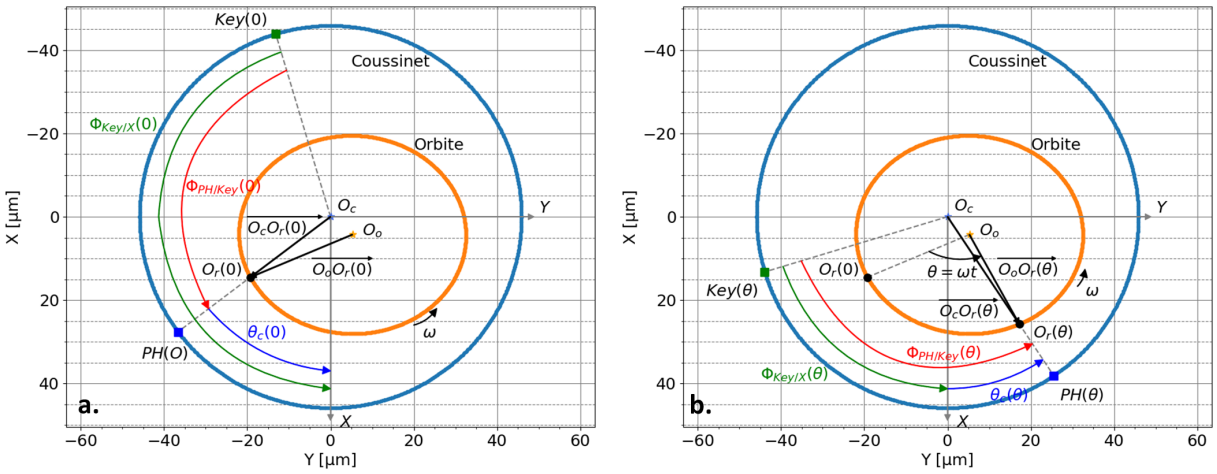


FIGURE 2.24 – Reconstruction d'une orbite typique. a. Pour $\theta = 0$. b. Pour un $\theta = \omega t$ quelconque.

3. La trajectoire du rotor (O_r indique le centre du rotor) dans le plan médian du palier est calculée à l'aide de la moyenne arithmétique des trajectoires dans les plans DE et NDE.
4. La valeur moyenne, l'amplitude et le déphasage des déplacements décrivant les orbites sont alors identifiés :

$$\begin{cases} X_r(\theta) = & \overline{H0_X} + |H1_X|\cos(\theta + \phi_{H1_X}) \\ Y_r(\theta) = & \overline{H0_Y} + |H1_Y|\cos(\theta + \phi_{H1_Y}) \end{cases} \tag{2.27}$$

avec X_r et Y_r les déplacements du centre du rotor décrivant l'orbite en fonction de l'angle $\theta = \omega t$, où $\omega = \Omega$ (la vitesse de précession est synchrone) ; $\overline{H0_X}$ et $\overline{H0_Y}$ définissent le centre de l'orbite O_o ; $|H1_X|$, $|H1_Y|$ et ϕ_{H1_X}, ϕ_{H1_Y} sont les amplitudes et les phases synchrones. L'orbite du rotor à un instant donné est présenté sur la Figure 2.24 pour $\theta = 0$ et pour $\theta = \omega t$. Le vecteur $\overrightarrow{O_oO_r}(\theta)$ qui décrit la position du centre du rotor par rapport au centre de l'orbite varie donc en fonction de θ

5. La position du PH est déterminée à partir du vecteur $\overrightarrow{O_cO_r}$ qui exprime la position du centre du rotor par rapport au centre du coussinet. L'angle θ_c référence sa position par rapport à l'axe X.
6. La position du *keyphasor* par rapport à X est extraite à chaque instant. Elle est définie par l'angle $\phi_{key/X}$.
7. L'angle $\phi_{PH/Key} = \theta_c - \phi_{key/X}$ est calculé à partir de la position du PH et du *keyphasor* par rapport à X. Cet angle varie donc en fonction de θ, c'est à dire de la position du centre du rotor sur l'orbite. L'angle $\phi_{PH/Key}$ n'est donc pas constant et va plus ou moins varier en fonction de la position et de la forme de l'orbite, comme présenté sur la Figure 2.25 à un instant donné.
8. L'angle référençant le PH par rapport au *keyphasor* étant variable, sa moyenne ($\overline{\phi}_{PH/Key}$) ainsi que son écart type sont calculés pour une orbite complète du rotor.

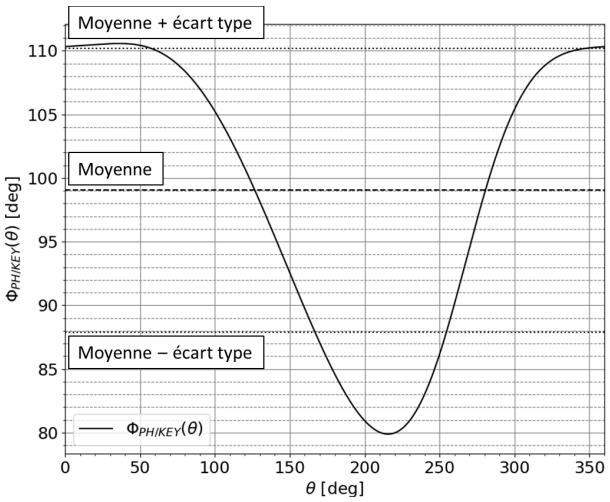


FIGURE 2.25 – Variation du point haut par rapport au keyphasor en fonction de la position sur l'orbite.

Cette procédure répétée à chaque instant de l'essai permet de déterminer la position du PH par rapport au keyphasor, dans les plans DE et NDE et dans le plan milieu du palier. Connaissant la position du PC par rapport au keyphasor déterminée précédemment, le déphasage entre le PC et le PH peut finalement être calculé :

$$\phi_{PC/PH} = \phi_{PC/Key} - \overline{\phi}_{PH/Key} \tag{2.28}$$

L'évolution temporelle de la phase du PC par rapport au PH est présentée sur la Figure 2.26. La phase entre le PC et le PH est exprimée comme un retard de phase dans le but de mettre en évidence que le PC suit bien le PH. Le retard de phase du PC par rapport au PH, dans le plan central, évolue de 46° à 26°. Comme pour les vibrations synchrones et les températures, la majeure partie de l'évolution se produit au début de l'essai.

En comparaison, de Jongh et Morton [17] ont observés expérimentalement un retard de phase de 15° à 4000 tr/min et de 20° à 10500 tr/min. Suh et Palazzolo [65] ont déterminé à partir d'un modèle numérique appliqué au cas d'étude de de Jongh et Van Der Hoeven [18] un retard de phase de 25° à 7500 tr/min et de 15° à 8500 tr/min. Ces valeurs sont donc du même ordre de grandeur que celles présentées sur la Figure 2.26.

Par ailleurs, on peut voir que les valeurs citées précédemment ont une évolution contraire car dans [17], le retard de phase augmente avec la vitesse, alors que dans [65] il diminue. L'explication semble être le fait que le retard de phase du PC par rapport au PH n'est pas influencé

par la vitesse de rotation, mais plutôt par la proximité entre la vitesse de fonctionnement et un mode propre du rotor.

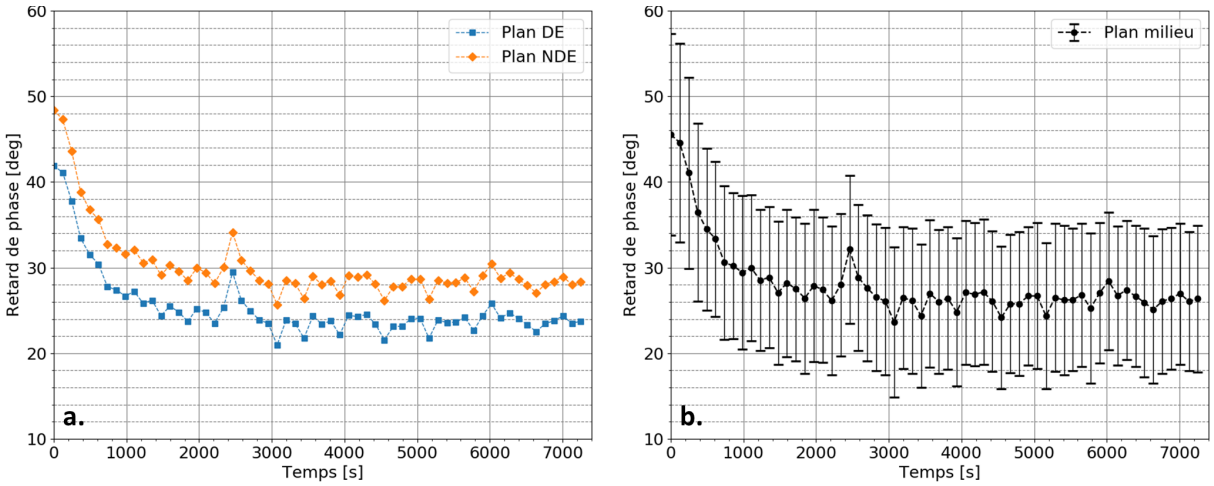


FIGURE 2.26 – Évolution du point chaud (PC) par rapport au point haut (PH). a. Plan DE et NDE. b. Plan milieu (moyenne arithmétique) avec écart type.

2.2.6 *Essais de montée/descente en vitesse*

Des essais de montée/descente en vitesse ont été réalisés pour confirmer la présence d'un effet thermique et de son influence sur les vibrations synchrones. Les essais consistait à un démarrage contrôlé de 50 s pour atteindre une vitesse de rotation de 7000 tr/min maintenue constante durant 180 s puis à un arrêt contrôlé de 50 s. Le balourd pour ces essais est de 143 g.mm à 171°.

Les amplitudes et les phases des vibrations synchrones en fonction de la vitesse de rotation sont représentées sur la Figure 2.27. Les amplitudes et les phases synchrones, ont clairement un comportement hystétérique entre 5800 tr/min et 7000 tr/min [14].

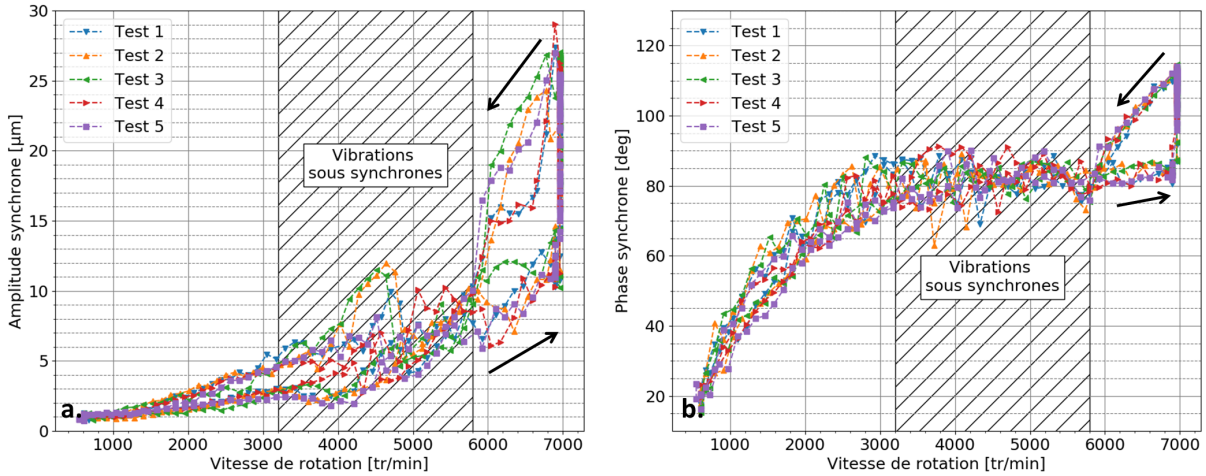


FIGURE 2.27 – Vibrations synchrones en fonction de la vitesse de rotation. a. Amplitude synchrone. b. Phase synchrone.

14. La zone de vitesses entre 3200 tr/min et 5800 tr/min (hachurée) est caractérisée par des vibrations sous synchrones, donc aucune observation sur les vibrations synchrones ne peut être faite.

Comme mentionné au chapitre 1, ce comportement est la signature typique d'un effet thermique superposé au comportement vibratoire et ce en raison des échelles temporelles différentes entre les phénomènes thermiques et dynamiques. Le comportement hystérétique s'observe aussi sur les différences de températures, à la surface du rotor et du coussinet, représentées en fonction de la vitesse de rotation sur la Figure 2.28.

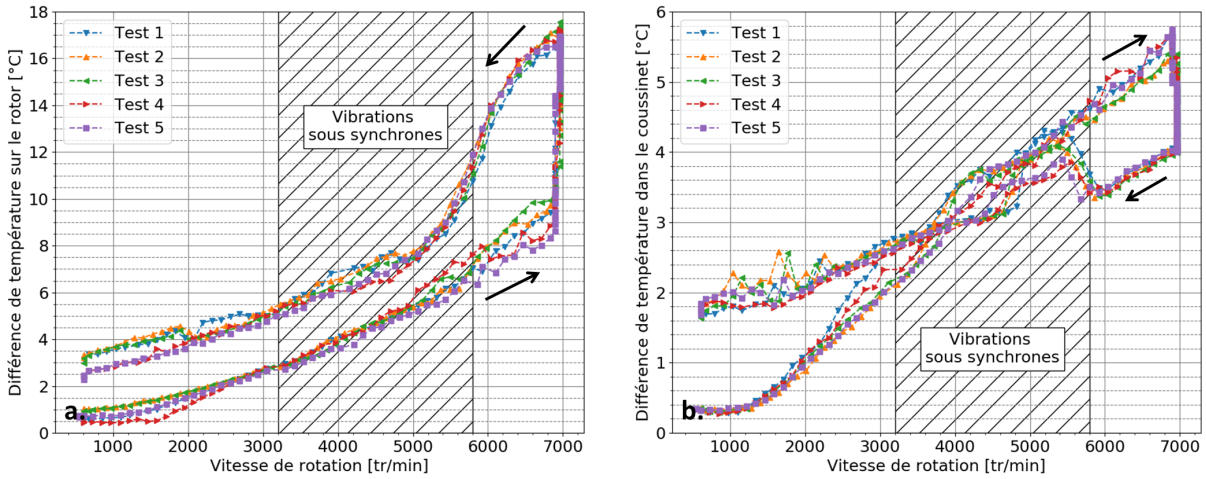


FIGURE 2.28 – Différences de température en fonction de la vitesse de rotation. a. Rotor. b. Coussinet.

2.2.7 *Conclusion sur les résultats dans la configuration 1*

Dans la configuration 1, les essais avec le rotor rigide supporté par un palier cylindrique ont montré clairement l'influence du gradient thermique du rotor sur les vibrations synchrones. Le comportement hystétérique des vibrations synchrones et la corrélation entre l'augmentation de celles-ci et l'augmentation de la différence de température à la surface du rotor prouvent bien ce couplage. À partir de la description faite au chapitre 1 (des vibrations synchrones décrivant de légères spirales tournant dans le sens de la rotation du rotor et le retard de phase entre le PC et le PH qui se stabilise), on peut conclure que l'effet Morton est stable dans cette configuration, le système rotor-palier converge vers un équilibre de fonctionnement.

Comme présenté au chapitre 1, le déclenchement de l'effet Morton est lié à la déformation thermique et au balourd mécanique. Pour un rotor rigide, le balourd mécanique va exciter les modes cylindriques et coniques de palier. Pour un rotor flexible, en fonctionnent à une vitesse proche d'un mode propre, le balourd mécanique va exciter principalement le mode de flexion du rotor. Que ce soit pour un rotor rigide ou flexible, l'échauffement thermique non uniforme du rotor dans le palier va générer la déformation du rotor. Pour le rotor rigide, les deux effets vont avoir de l'influence seulement sur le palier. En revanche, pour le rotor flexible, la flexion du rotor va être amplifiée par la déformation thermique, ce qui peut favoriser l'instabilité du système rotor-palier.

Pour mettre en évidence expérimentalement le comportement instable de l'effet Morton un rotor long et flexible a été réalisé et monté sur le banc d'essais. Cela correspond à la configuration 2 qui est détaillée par la suite.

2.3 CONFIGURATION 2 : ARBRE LONG ET FLEXIBLE

Le banc d'essais en configuration 2 est présenté sur la Figure 2.29. La différence avec la configuration précédente est que le rotor est composé d'un arbre long de 700 mm, d'un disque en porte à faux de 10.4 kg (Disque D4) et d'un disque entre le roulement et le palier de 6.4 kg (Disque D2). Deux autres disques de masses et moments d'inertie faibles (D1 et D3) sont montés de chaque coté du disque D2 et servent à l'équilibrage du rotor. Les dimensions du rotor et les efforts dans les paliers pour cette configuration sont donnés dans le Tableau 2.5.

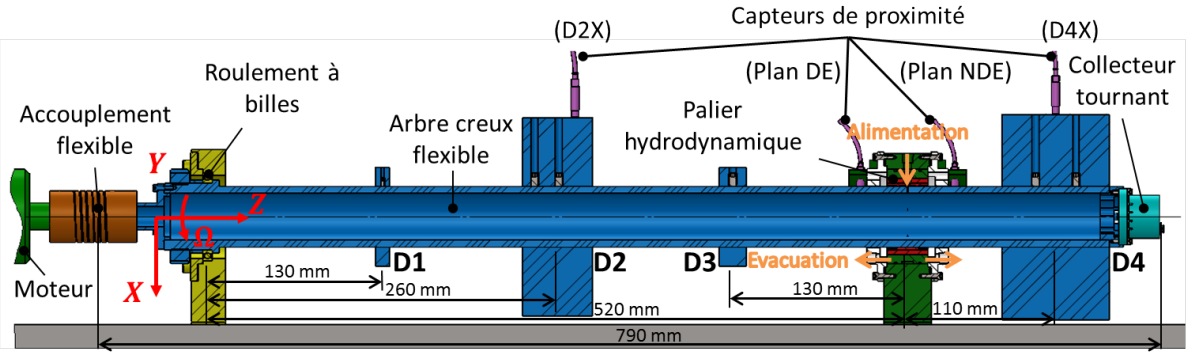


FIGURE 2.29 – Description du banc d'essais en configuration 2 (rotor long et flexible).

Par rapport à la configuration 1, deux capteurs de déplacements ont été ajoutés sur les disques D2 et D4 suivant l'axe X. Les déplacements mesurés sur ces disques sont notés $d2_x$ et $d4_x$. Les autres mesures restent les mêmes, c'est à dire, les déplacements dans les plans DE et NDE, les températures dans le rotor et dans le coussinet et la température, la pression et le débit de l'alimentation en huile.

TABLEAU 2.6 – Caractéristiques de la configuration 2.

Paramètres	Valeurs	Unités
Longueur totale du rotor	790	mm
Distance roulement - palier	520	mm
Distance palier - disque 1	390	mm
Distance palier - disque 2	260	mm
Distance palier - disque 3	130	mm
Distance palier - disque 4	110	mm
Charge statique - roulement	25	N
Charge statique - palier	175	N

2.3.1 *Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 2*

Comme pour la configuration précédente, l'analyse modale à été réalisée par Zhang [34] à partir de la modélisation du banc d'essais. Le diagramme de Campbell présenté sur la Figure 2.30a. montre deux modes flexibles à 6600 tr/min et 8500 tr/mim, le premier mode étant rétrograde (BW), le second direct (FW). La fréquence du mode rigide est très faible et le mode est très amorti à faible vitesse, mais il l'est de moins en moins avec l'augmentation de la vitesse de rotation. Toutefois, le facteur d'amortissement reste positif, signe que le mode rigide ne sera

pas instable, à la différence de la configuration 1. Les modes flexibles direct et rétrograde, sont peu amortis sur toute la plage de vitesse.

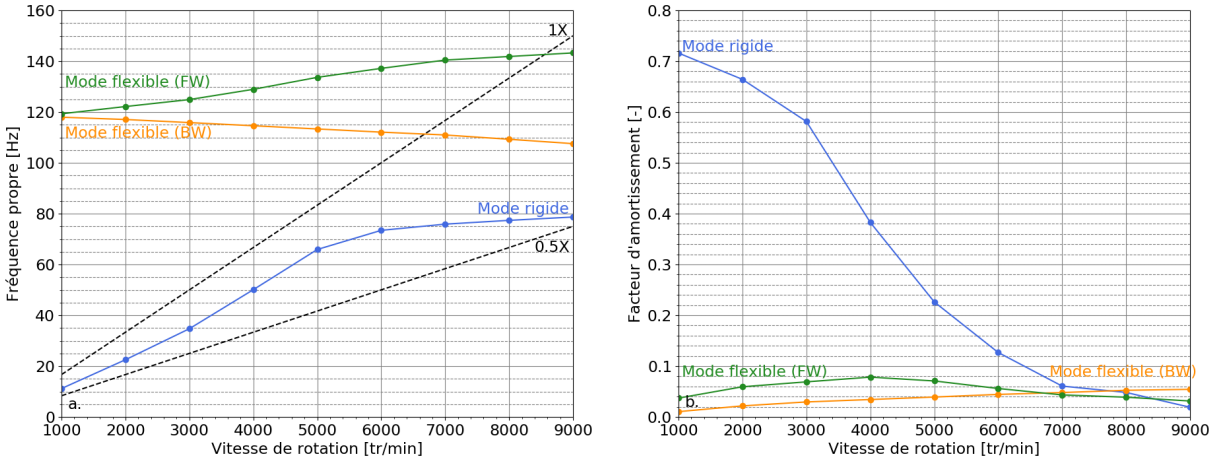


FIGURE 2.30 – a. Diagramme de Campbell. b. Diagramme de stabilité du rotor long monté sur palier lisse.

2.3.2 *Équilibrage*

L'équilibrage a été réalisé à 4000 tr/min sur quatre plans (les quatre disques) à partir de la méthode des coefficients d'influences et suivant la procédure détaillée par Fiswelle et al. [66]. Après équilibrage, les amplitudes synchrones à 4000 tr/min mesurées sur les plans DE et NDE sont de 5 µm et 3 µm. Malgré le soin apporté à l'équilibrage, les amplitudes augmentent rapidement au dessus de 4000 tr/min.

2.3.3 *Runout*

Le *Runout* désigne une erreur faite sur les vibrations mesurées, qui peut être mécanique (*mechanical runout*) ou électrique (*electrical runout*). Le *mechanical runout* peut être dû à un défaut de fibre neutre ou un défaut de forme du rotor. L'*electrical runout* peut être dû à un champ magnétique résiduel ou un défaut d'hétérogénéité du matériau du rotor [6, 67].

Dans la configuration 2, les disques présentent un défaut de forme important qui va influencer la réponse des capteurs (D2X et D4X) et notamment la composante synchrone. Il est donc nécessaire de le prendre en compte. Pour ce faire, un essai à faible vitesse (600 tr/min) permet d'obtenir le défaut mesuré pour chaque capteur [15]. En réalisant une FFT sur le signal mesuré à 600 tr/min, le défaut sur la composante synchrone est extrait. Pour tous les résultats sur D2X et D4X qui suivent, le défaut synchrone est systématiquement soustrait de la composante synchrone mesurée.

2.3.4 *Campagne d'essais à 6660 tr/min*

Les essais avec le rotor long ont tous été effectués à 6660 tr/min sans balourd ajouté (le balourd résiduel reste indéterminé). Trois essais ont présenté un intérêt en montrant un comportement stable ou instable en fonction du temps de montée en vitesse. Ils sont détaillés par

15. L'essai se fait à faible vitesse afin de garantir l'absence de vibrations dues au balourd qui augmentent avec la vitesse rotation. Cependant le choix de 600 tr/min est imposé par le moteur qui ne peut pas fonctionner à une vitesse inférieure.

la suite. Pour tous les essais, les données ont été enregistrées chaque seconde et la même procédure de post-traitement que pour la configuration 1 est utilisée pour extraire les déplacements synchrones.

Vérification du sens de l'orbite

La vitesse de rotation pour cette campagne d'essais étant proche du 1er mode propre de flexion rétrograde du rotor (6600 tr/min) il est nécessaire de vérifier que celui-ci ne sera pas excité. Le fait que le mode rétrograde soit excité se traduit principalement par une orbite ayant une précession rétrograde, ce qui n'est pas souhaitable pour la recherche expérimentale de l'effet Morton.

Pour observer les modes directs et rétrogrades une des méthodes consiste à tracer un *Full Spectrum* basé sur les signaux de deux capteurs dans un plan. Cela a été appliqué à l'étude des machines tournantes par Goldmann et al. [68]. Pour chaque figure les orbites elliptiques sont décomposées en une composante directe et une composante rétrograde d'amplitudes différentes. L'amplitude dominante indique si le mode est direct ou rétrograde.

Disposant de deux plans de deux capteurs (plan DE et NDE), deux diagrammes *Full Spectrum* peuvent être tracés et sont présentés sur la Figure 2.31. Que ce soit sur le plan DE ou sur le plan NDE, la composante synchrone (1X) directe est dominante. Cela signifie que l'orbite du rotor est directe.

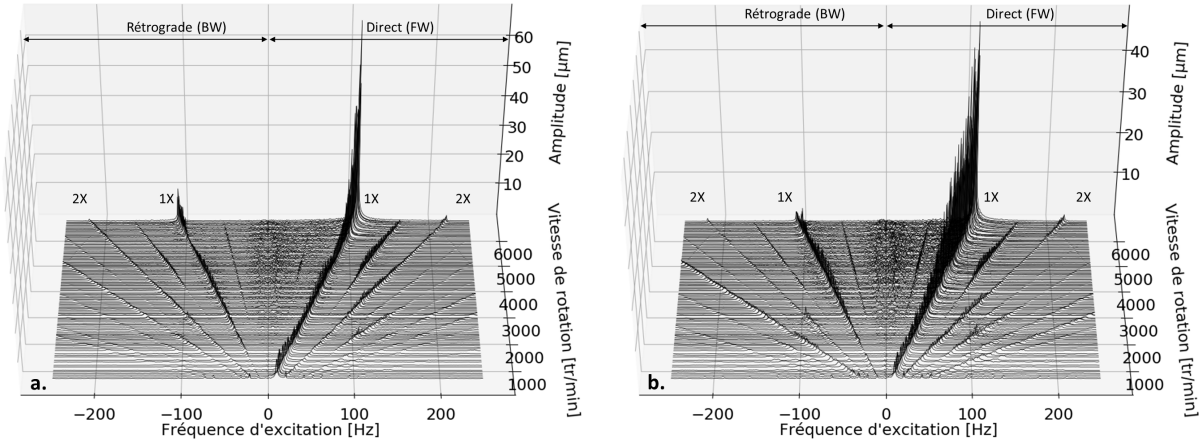


FIGURE 2.31 – Diagrammes *Full Spectrum* de l'essai 1 dans la configuration 2 a. Plan DE. b. Plan NDE.

Essai 1 : Comportement stable

L'essai 1 dans la configuration 2 du banc d'essais a été conduit avec une montée en vitesse de 600 tr/min à 6660 tr/min en 180 s (3 min) puis une vitesse maintenue durant 1400s avant ralentissement. La Figure 2.32 présente les amplitudes et les phases synchrones pour les six capteurs (D2X, DEX, DEY, NDEX, NDEY, D4X) répartis sur les quatre plans de mesures (Figure 2.29). Lors des 400 premières secondes après établissement de la vitesse (entre $t = 200$ s et $t = 600$ s), les amplitudes synchrones (Figure 2.32a.) sur le plan DE montrent une augmentation importante tandis que les amplitudes sur le plan NDE et sur D2X diminuent et ensuite augmentent légèrement et que l'amplitude sur D4X diminue. Par la suite, toutes les amplitudes semblent évoluer asymptotiquement vers une valeur constante. Comme pour les amplitudes, les phases (Figure 2.32b.) présentent des variations importantes au début de l'essai pour ensuite se stabiliser. Ce comportement est la signature d'un effet thermique agissant sur les vibrations synchrones qui a été mis en évidence dans la configuration 1 avec le rotor court.

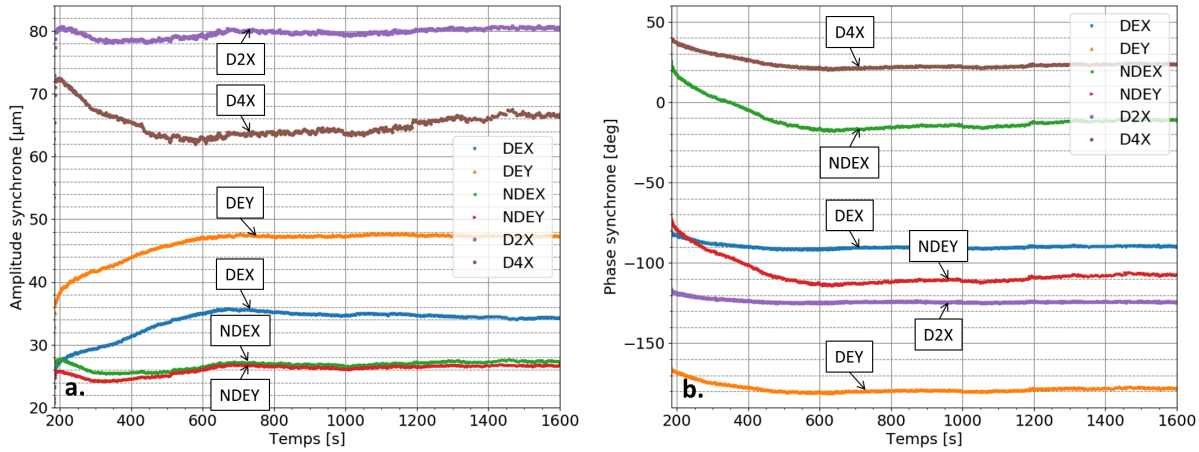


FIGURE 2.32 – Vibrations synchrones pour l'essai 1 de la configuration 2 à 6660 tr/min.

La vibration synchrone tracée en fonction de la vitesse de rotation pour le plan NDE suivant X est présentée sur la Figure 2.33. L' amplitude et la phase montrent clairement une hystérésis et confirment la présence d'un effet thermique.

Les vibrations synchrones sont tracées sur un diagramme polaire sur la Figure 2.34. Les vibrations suivant X sur les quatre plans de mesures permettent de mieux expliquer l'augmentation de certaines amplitudes lorsque d'autres diminuent. À la différence de la configuration 1, les vibrations synchrones évoluent dans le sens opposé à la vitesse de rotation du rotor, ce qui d'après le paragraphe §1.3 indique un effet Morton instable.

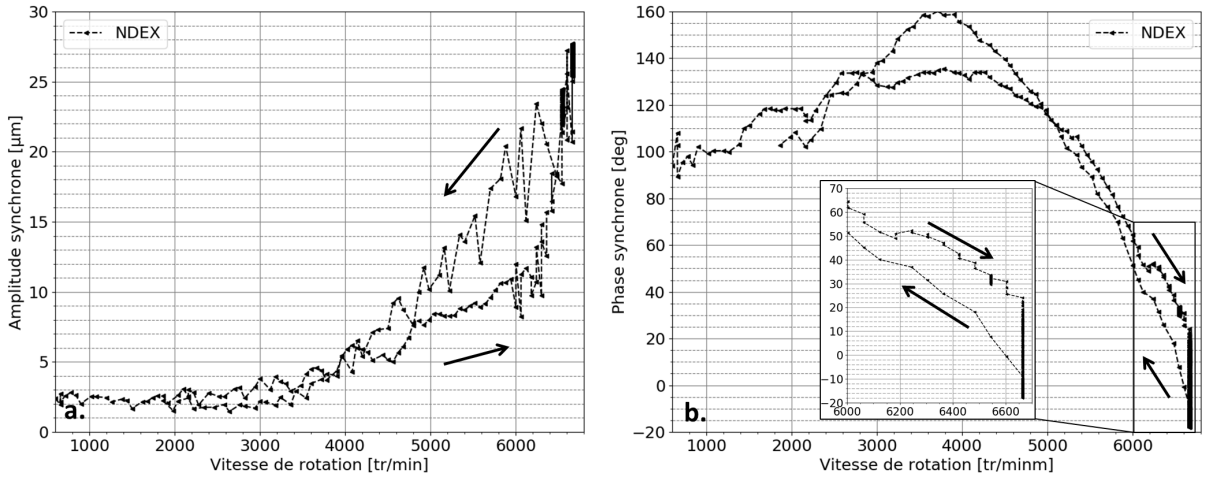


FIGURE 2.33 – Vibrations synchrones en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 1 de la configuration 2.

Les températures moyennes du rotor et du coussinet présentées sur la Figure 2.35a. montrent également une stabilisation à partir de $t \approx 600$ s. Cela montre que, aussi bien le coussinet que le rotor mettent un certain temps à atteindre un équilibre thermique après la stabilisation en vitesse. La figure 2.35b. présente les différences de température sur le rotor et le coussinet. La différence de température du rotor augmente de 8°C à 14°C en même temps que les températures moyennes et les amplitudes des vibrations synchrones. Le ΔT du coussinet diminue d'environ 2°C. Le saut visible à environ 550 s sur le ΔT du coussinet est lié à une variation subite du thermocouple le plus froid dans le coussinet et semble être une incertitude de mesure.

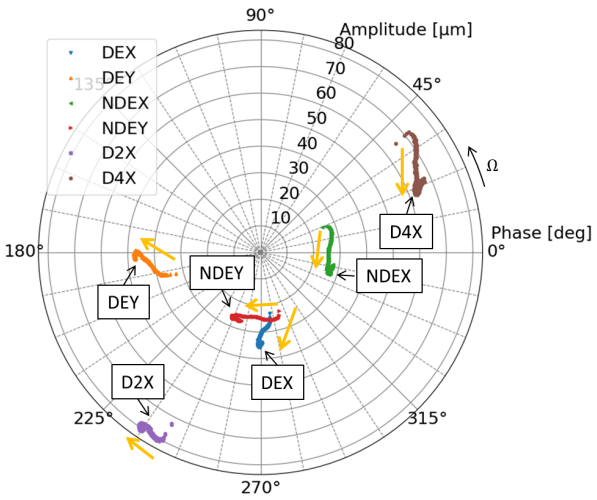


FIGURE 2.34 – Diagramme polaire des vibrations synchrones pour l'essai 1 de la configuration 2 à 6660 tr/min.

En comparaison avec les résultats du rotor court (configuration 1, Figure 2.21b.), dans les deux configurations le ΔT du rotor augmente d'environ 6°C (dans la config. 1 il passe de 6°C à 12°C, dans la config. 2 de 8°C à 14°C). Pour le coussinet, le ΔT des deux configurations diminue d'environ 2°C. En revanche, le ΔT du coussinet est beaucoup moins important dans la configuration 1. Cela s'explique par le chargement statique du palier. Dans la configuration 1, le palier est très faiblement chargé (40N), donc la température dans le coussinet est plutôt uniforme, alors que dans la configuration 2, le palier est plus chargé (175N) donc le gradient de température dans le coussinet est plus important.

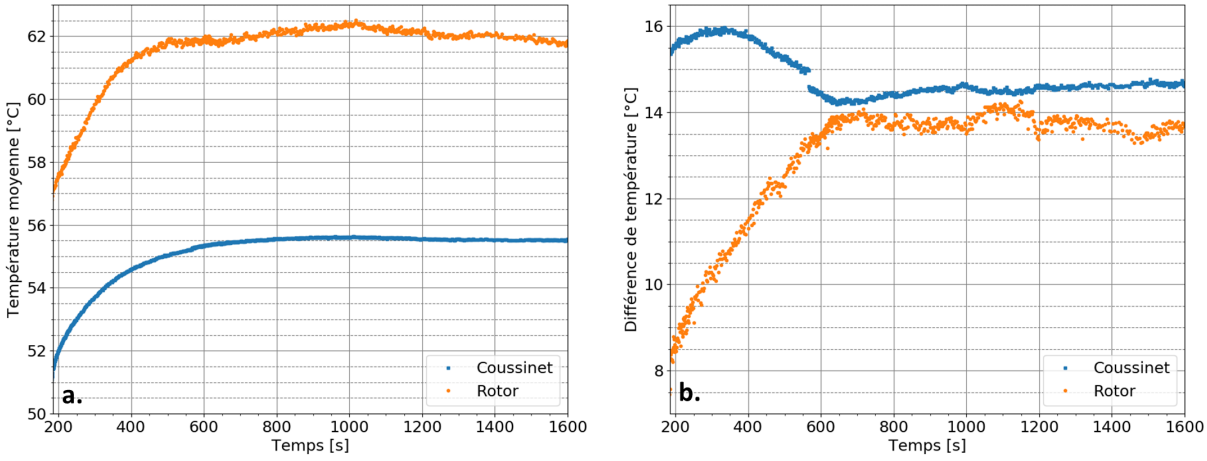


FIGURE 2.35 – a. Températures moyennes et b. Différences de températures pour le test 1 de la configuration 2 à 6660 tr/min. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.2.

Essai 2 : Comportement instable

L'essai 2 (dans la configuration 2) est réalisé dans les mêmes conditions que l'essai précédent à la différence que la montée en vitesse est plus rapide et ne dure que 80 s (contre 180 s précédemment). Lors de l'essai, la vitesse a dû être brusquement diminuée au bout de 23 s (à $t = 103$ s) car les amplitudes synchrones augmentaient rapidement indiquant un risque de contact.

La Figure 2.36 présente les vibrations synchrones. Les amplitudes (Figure 2.36a.) augmentent très rapidement dès que la vitesse est constante et en moins de 10 s, toutes les amplitudes ont doublé. Les phases synchrones (Figure 2.36b.) évoluent légèrement : les phases du côté NDE (NDEX, NDEY, D4X) varient dans le sens opposé à la vitesse de rotation alors que celles du côté DE (DEX, DEY, D2X) varient dans le sens de la vitesse de rotation. Ceci est clairement visible sur le digramme polaire des vibrations synchrones présenté sur la Figure 2.37.

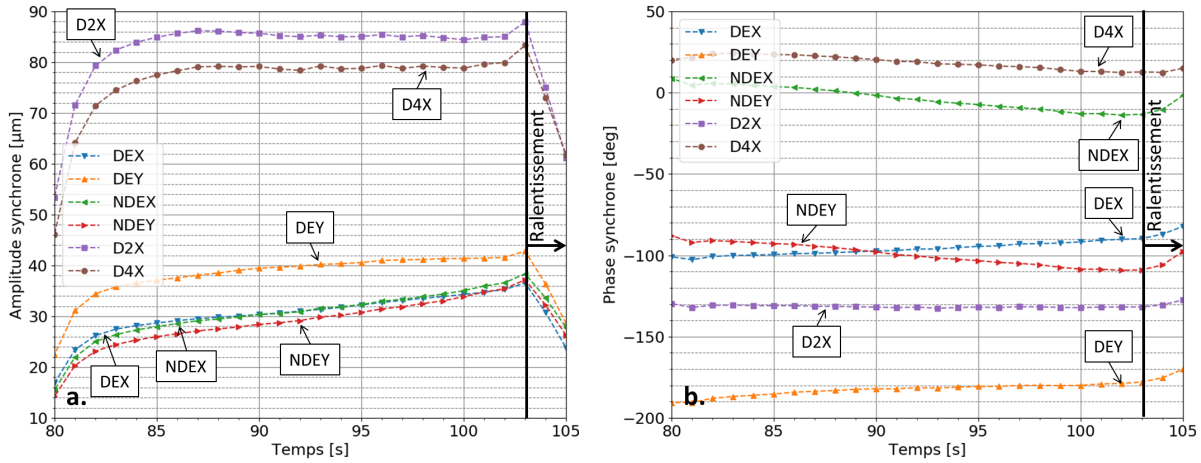


FIGURE 2.36 – Vibrations synchrones pour l'essai 2 de la configuration 2 à 6660 tr/min.

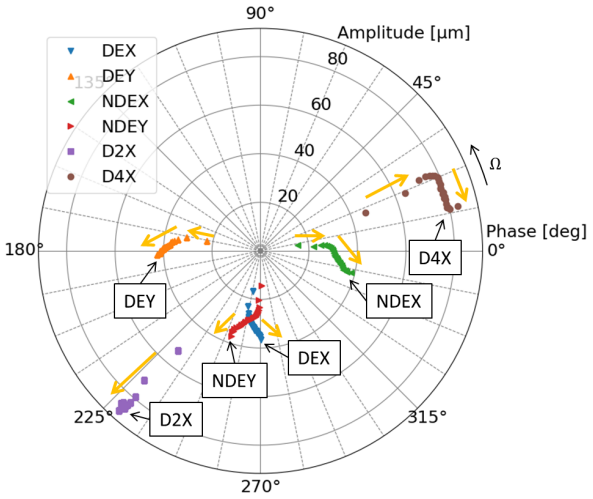


FIGURE 2.37 – Diagramme polaire des vibrations synchrones pour l'essai 2 de la configuration 2 à 6660 tr/min.

La Figure 2.38 présente l'hystérésis de l'amplitude et de la phase synchrone sur le plan NDE suivant X obtenues pour l'essai complet.

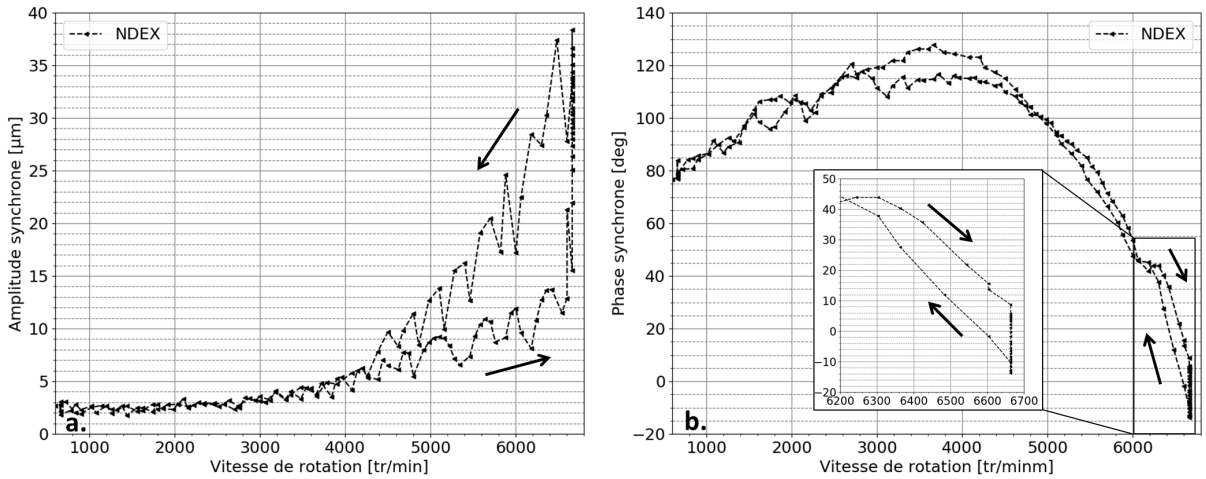


FIGURE 2.38 – Vibration synchrone en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 2 de la configuration 2.

La Figure 2.39a. montre les températures moyennes dans le rotor et le coussinet. Avant le ralentissement rapide commencé à $t = 103$ s, la température moyenne du coussinet augmente alors que celle du rotor varie légèrement. Ceci est différent de la configuration 1 (Figure 2.21a.) et de l'essai 1 de la configuration 2 (Figure 2.35a.) où les températures moyennes du rotor et du coussinet ont des évolutions semblables.

La Figure 2.39b. montre que les températures du rotor sont de plus en plus inhomogènes, le ΔT du rotor passant de 6°C à 12°C alors que le ΔT du coussinet varie seulement de 14°C à 12°C.

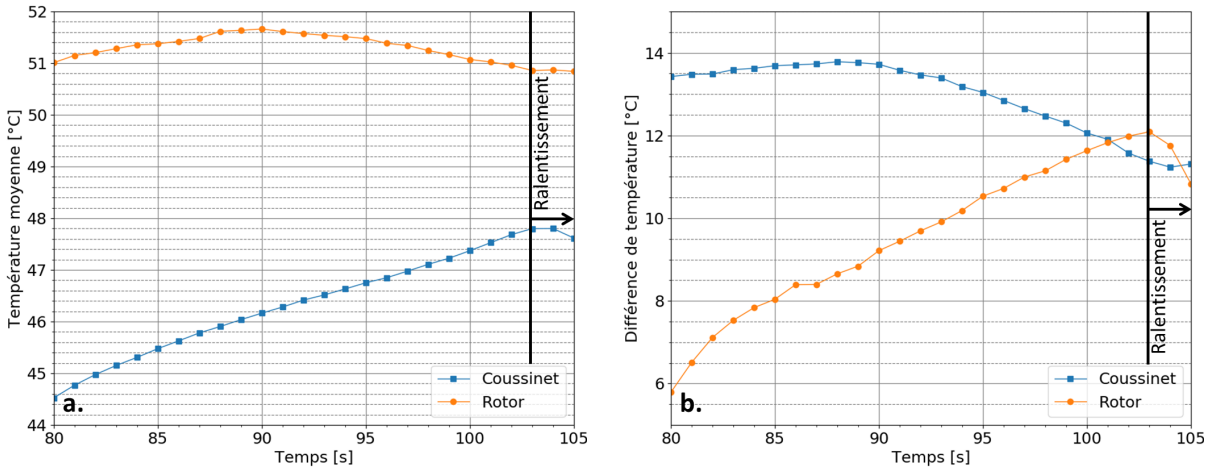


FIGURE 2.39 – a. Températures moyennes. b. Différences de températures pour l'essai 2 de la configuration 2 à 6660 tr/min. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.3.

Essai 3 : Comportement instable avec contact

L'essai 3 a été réalisé avec le même temps de montée en vitesse que l'essai 2, c'est à dire, la vitesse de 6660 tr/min est atteinte en 80 s. Toutefois, pour cet essai, la vitesse n'a pas été diminuée lors de l'augmentation soudaine des amplitudes à $t = 102...103$ s, et un contact léger est apparu durant au moins 1 s ($t = 103...104$ s). Pour éviter le grippage et la détérioration du palier, la vitesse a été rapidement diminuée après la détection du contact.

Les amplitudes et les phases synchrones tracées sur la Figure 2.40 montrent clairement une variation brutale à partir de $t = 102...103$ s. À $t = 104$ s, les amplitudes sur le plan NDE atteignent des valeurs très importantes (>100 µm), deux fois plus grandes que le jeu radial dans le palier (en raison de la flexion du rotor). Sur les disques, les amplitudes D2X et D4X augmentent également beaucoup, tandis que les amplitudes sur la plan DE diminuent légèrement. Ces variations importantes d'amplitudes du coté NDE et sur D2X et une faible variation sur le plan DE sont la preuve que le rotor a subit une grande déformation ne pouvant résulter que d'un échauffement thermique important au niveau du palier.

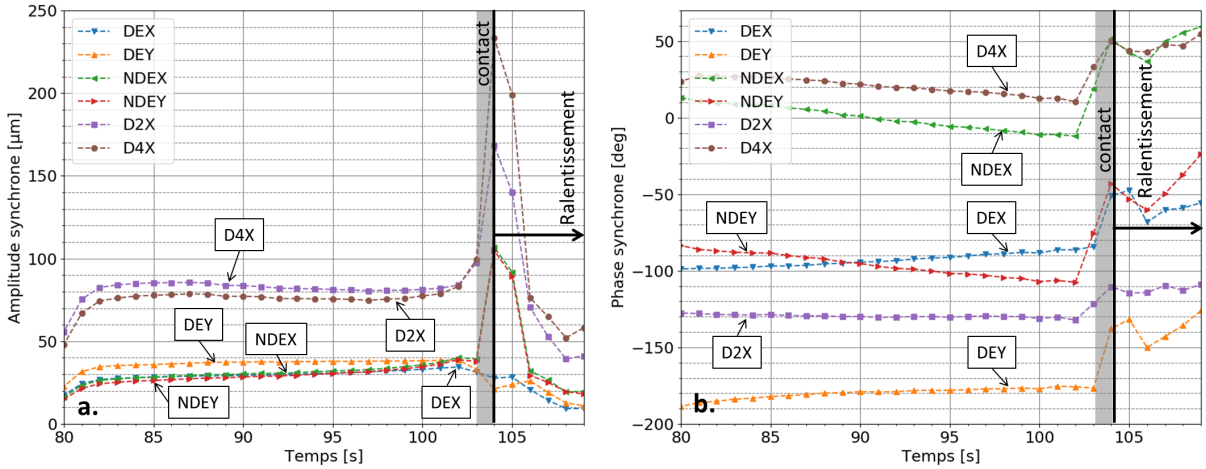


FIGURE 2.40 – Vibrations synchrones pour l'essai 3 de la configuration 2 à 6660 tr/min.

La Figure 2.41a. montre les températures moyennes du rotor et du coussinet. À $t = 102$ s, les températures moyennes augmentent soudainement, pour atteindre un maximum entre $t = 104...105$ s. L'échauffement global du système est donc important suite à l'apparition d'une nouvelle source de chaleur.

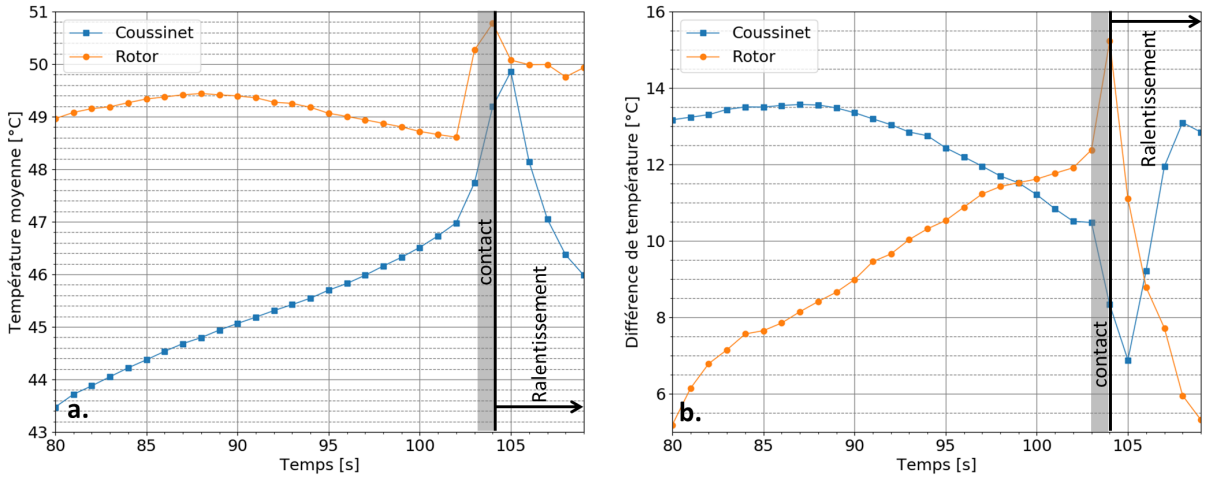


FIGURE 2.41 – a. Températures moyennes. b. Différences de températures pour l'essai 3 de la configuration 2 à 6660 tr/min. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.4.

Les différences de températures sur le rotor et le coussinet présentées sur la figure 2.41b. confirment que l'échauffement soudain provient d'un contact du rotor avec le coussinet. Le ΔT du rotor montre une augmentation importante entre $t = 103...104$ s. Au même moment le ΔT du coussinet chute brutalement, ce qui signifie que sa température s'homogénéise. En d'autres termes, la température du PC sur le rotor augmente et la différence de température

à la surface du coussinet diminue, mais globalement la température augmente. L'ensemble de ces observations confirme l'apparition d'un contact entre le rotor et le palier entre $t = 103$ s et $t = 104$ s. La vitesse a été diminuée à partir de $t = 104$ s.

La présence de l'effet thermique est confirmée par le comportement hystérétique des vibrations synchrones présentées sur la Figure 2.42. En comparaison de l'essai 2, l'amplitude montre une plus forte augmentation qui décroit rapidement avec la diminution de vitesse, puis reprend une valeur proche de celle obtenue pour l'essai 2. La phase synchrone (Figure 2.42b.) diminue avec l'augmentation de la vitesse et continue à diminuer à vitesse constante, comme pour l'essai 2. Lors du contact, la phase évolue dans le sens opposé (positif), pour finalement retrouver sa valeur d'origine lors de la descente en vitesse.

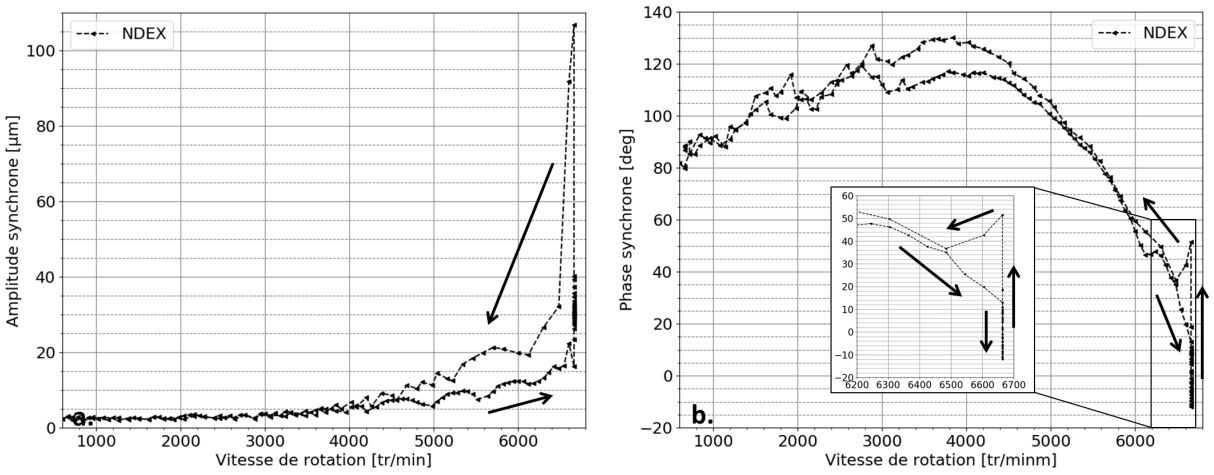


FIGURE 2.42 – Vibrations synchrones en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 3 de la configuration 2.

Évolution du PC par rapport au PH

Pour les trois essais, les positions du PH et du PC ont été déterminées par la même procédure que pour le rotor court (§2.2.5). Ainsi, la Figure 2.43 présente le retard de phase sur les plans DE, NDE et le plan milieu du palier. Les barres d'erreurs représentent l'écart type lié à la variation du PH par rapport au keyphasor pour le plan milieu. Pour les trois essais, le retard de phase sur le plan DE reste stable et négatif (i.e. le PC est avant le PH) tout au long de chaque essai, tandis que sur le plan NDE il évolue. En observant le plan milieu, il semblerait que son évolution est plus influencée par le plan NDE.

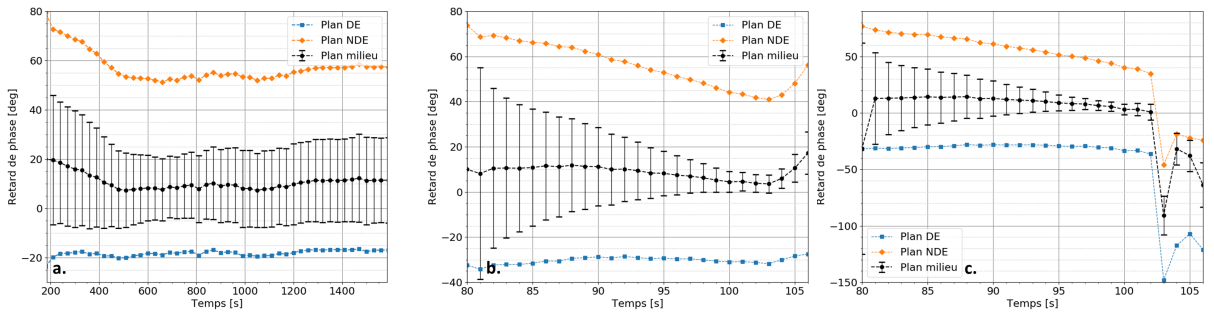


FIGURE 2.43 – Retard de phase du PC par rapport au PH à 6660 tr/min. a. Essai 1 : stable. b. Essai 2 : Instable. c. Essai 3 : Instable avec contact.

La Figure 2.43a. présente le retard de phase pour l'essai 1 (stable). Elle montre une évolution rapide, puis une stabilisation, comme pour les vibrations synchrones et les températures

de l'essai 1. Le retard de phase est de 20° au début de l'essai et se stabilise entre 10° et 15°. Les essais 2 et 3 (Figures 2.43b. et 2.43c.) montrent un retard de phase d'environ 10°, se rapprochant de 0°. Lors de l'essai 2, la vitesse est réduite à partir de $t = 103$ s, et le PC s'éloigne du PH. Pour l'essai 3, l'angle entre le PC et le PH est de 0° (le PC coïncide avec le PH) lorsque le contact apparait. Le fait que les deux points coïncident se traduit par le fait que l'effet Morton a tendance à se transformer en effet Newkirk (l'échauffement est créée par le contact rotor-stator).

Par ailleurs, l'écart type sur les essais 2 et 3 diminue au fur et à mesure que le retard de phase s'approche de 0°. Cela s'explique par le fait que l'orbite du rotor devient de plus en plus centrée et circulaire, puisqu'à l'approche du contact, elle décrit le contour du coussinet.

2.3.5 *Conclusion sur les résultats dans la configuration 2*

Dans la configuration 2, c'est à dire avec un rotor long et flexible supporté par un palier cylindrique, tous les résultats ont montré une hystérésis sur les vibrations synchrones, signature d'un effet thermique. Cependant, deux comportements différents ont été observés en fonction du temps de démarrage. Pour l'essai 1, avec un démarrage lent, les vibrations synchrones dans chaque plan décrivent des spirales dans le sens opposé à la rotation du rotor, ce qui est caractéristique d'instabilité. Cependant, les vibrations synchrones se stabilisent. Le stabilisation du système est également montrée en observant le retard de phase du PC par rapport au PH. Pour les essais 2 et 3, avec un démarrage rapide, les vibrations synchrones sur les plans du côté NDE présentent des spirales dans le sens opposé à la rotation du rotor alors qu'elles sont dans le sens de la rotation du rotor pour le plan DE et D2X. Après quelques secondes, les vibrations synchrones divergent. Pour l'essai 2 la vitesse est diminuée progressivement alors que pour l'essai 3, le contact entre le rotor et le coussinet se produit avant le ralentissement. L'apparition du contact est confirmée en observant le retard de phase du PC par rapport au PH qui devient nul (ce qui signifie que le PC coïncide avec le PH) et par l'échauffement brutal du coussinet accompagné par son homogénéisation en température.

Les essais dans cette configuration montrent clairement que le caractère instable de l'effet Morton n'est pas seulement lié au balourd mécanique initial, à la différence de température sur le rotor ou à la proximité du mode de flexion, mais qu'il dépend également du temps de démarrage.

Plusieurs études numériques et expérimentales, notamment celles de Fillon et ses collaborateurs [69–73], ont montré des résultats similaires pour des paliers cylindriques et à patins oscillants. Le contact rotor-palier (conduisant au grippage) peut survenir en fonction du temps de démarrage en raison de la réduction (perte) du jeu radial (serrage du palier). Cependant, aucune informations expérimentales sur les températures du rotor ne sont données et numériquement, le rotor est considéré avec une température uniforme. Ceci diffère des résultats présentés ici, où une différence importante de température à la surface du rotor est observée.

3

Rotor flexible et palier à patins oscillants à pivots flexibles

Ce chapitre présente les résultats expérimentaux obtenus pour un palier à patins oscillants à pivots flexibles. Tout d'abord, nous nous intéressons au développement du palier à patins oscillants à pivots flexibles, avec une revue de la littérature, puis sa conception et son dimensionnement et enfin sa caractérisation expérimentale. Dans un second temps, nous présentons les résultats obtenus sur le banc d'essais dans la configuration du rotor flexible supporté par le palier à patins oscillants à pivots flexibles.

Sommaire

3.1 Palier à patins oscillants à pivots flexibles **70**
3.1.1 Étude bibliographique 71
3.1.2 Conception, dimensionnement et caractéristiques 75
3.1.3 Intégration et instrumentation du palier 81
3.1.4 Comportement thermique sous chargement statique 81
3.1.5 Identification expérimentale des coefficients dynamiques du palier à patins oscillants 83
3.2 Configuration 3 : Arbre long et flexible supporté par un palier à patins oscillants **89**
3.2.1 Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 3 89
3.2.2 Équilibrage et *runout* 89
3.2.3 Résultats expérimentaux 90
3.2.4 Conclusion sur les résultats dans la configuration 3 99

3.1 PALIER À PATINS OSCILLANTS À PIVOTS FLEXIBLES

Le palier à patins oscillants à pivots flexibles [1], est un type de palier à patins oscillants de conception particulière. Comme son nom l'indique, à la différence du palier à patins oscillants classique, le pivot est composé d'une poutre flexible reliant le corps du palier au patin, tel qu'indiqué sur la Figure 3.1. Pour bien comprendre l'intérêt d'une telle conception, nous allons décrire brièvement les avantages et inconvénients des principaux types de palier hydrodynamiques en se basant sur [74–78].

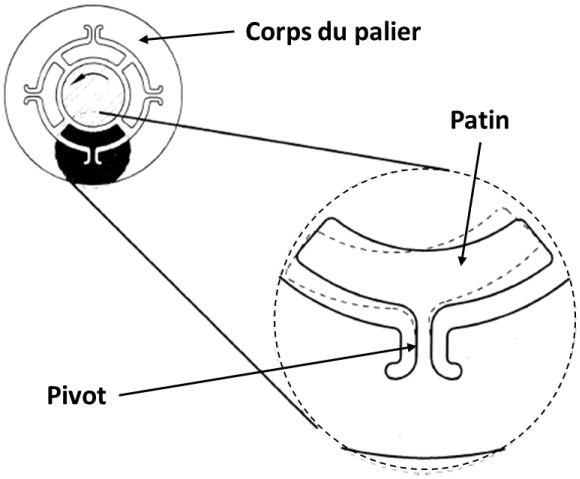


FIGURE 3.1 – Détails du palier à patins oscillants à pivots flexibles [76].

Les premiers types de paliers sont ceux à géométrie fixe, dont certains sont présentés sur la Figure 3.2. Le plus simple est le palier lisse ou cylindrique (Figure 3.2a.). Il a l'avantage d'être de réalisation simple, mais il est sujet à des problèmes d'instabilités sous synchrones à faible chargement statique. Une alternative est le palier elliptique ou palier citron (Figure 3.2b.) qui est facilement réalisable en introduisant des cales entre les deux demi coquilles du palier lors de l'usinage. Le retrait des cales permet d'obtenir une précharge verticale avec deux arcs de cercle. Cette géométrie permet de réduire les instabilités sous-synchrones mais ne peut pas les éliminer. Le palier à lobes (Figure 3.2c.) offre de meilleures performances tout en limitant les phénomènes d'instabilité, avec un coût supérieur aux précédents mais toutefois modéré.

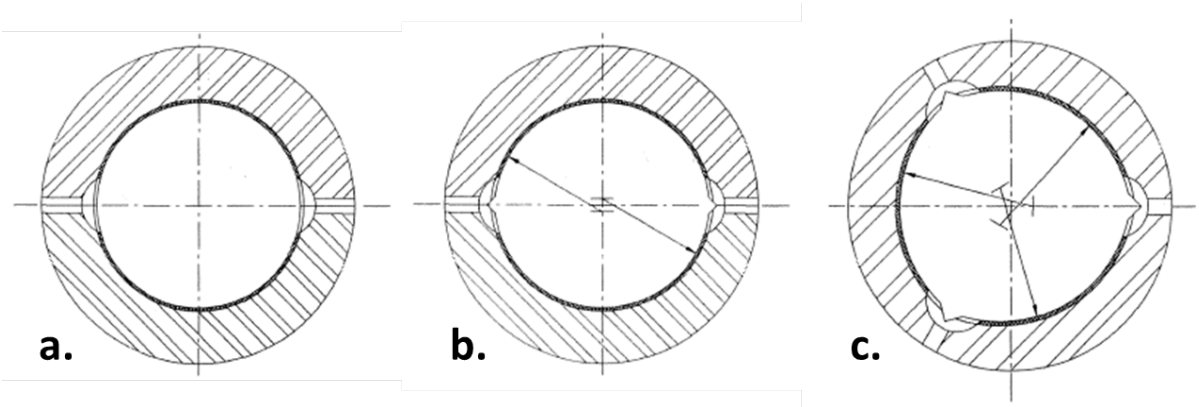


FIGURE 3.2 – Différentes conceptions de paliers hydrodynamiques à géométrie fixe [76]. a. Palier lisse cylindrique. b. Palier citron ou elliptique. c. Palier à lobes.

1. Appelé également : palier à patins oscillants usinés dans la masse ou encore *Flexure Pivot®Tilting Pad Journal Bearing* (FPTPJB).

Les paliers à géométrie fixe sont performants quand la charge statique est fixe et importante. Cependant, si la charge statique ou la vitesse de rotation évoluent, ils ne fonctionnent plus dans des conditions optimales. Les paliers à patins oscillants ont été développés pour des charges variables et/ou des grandes vitesses de rotation. Leur géométrie est présentée sur la Figure 3.3. Ils sont composés de plusieurs patins (3 à 5 en général), identiques ou non, articulés autour de pivots, laissant ainsi la liberté aux patins d'adapter leur position en fonction de la charge et indépendamment les uns des autres. Classiquement, la liaison pivot est réalisée par un contact conforme ou non entre le patin et le corps du palier, comme par exemple un contact plan-cylindre (*Rocker pivot*), plan-sphère (*Spherical point pivot*) ou sphère-sphère (*Spherical surface pivot*). Ces trois conceptions communes sont présentées sur la Figure 3.3.

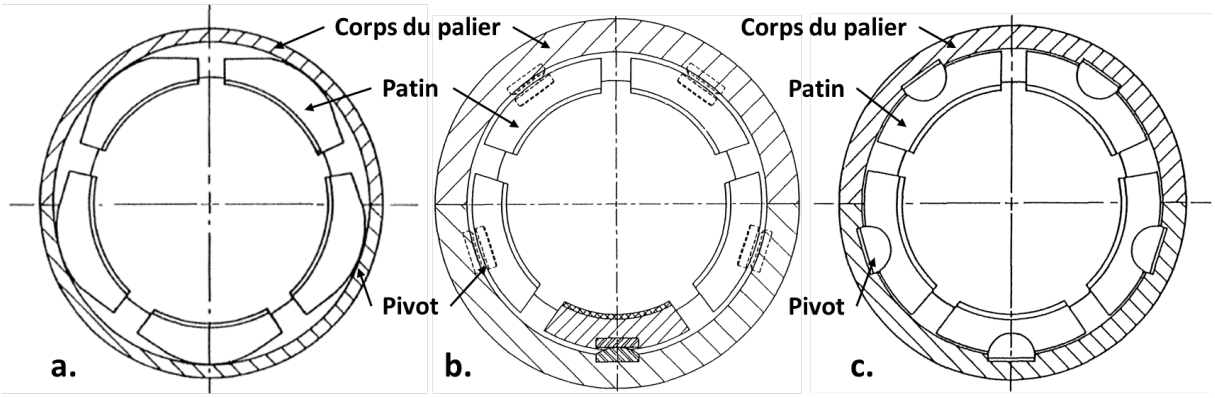


FIGURE 3.3 – Différentes conceptions de paliers hydrodynamiques à patins oscillants [75]. a. *Rocker pivot*. b. *Spherical point pivot*. c. *Spherical surface pivot*.

Le principal avantage de ce type de paliers est qu'ils apportent une grande stabilité au système rotor-palier en supprimant les instabilités sous-synchrones. Les inconvénients sont : un coût de fabrication élevé, les problèmes posés par l'augmentation des défauts de fabrication dûs à l'addition des tolérances de chaque pièce et enfin l'usure entre le pivot et le corps du palier.

Le palier à patins oscillants à pivots flexibles apparait donc naturellement comme étant une meilleure solution en limitant les tolérances d'usinage (en éliminant celles d'assemblage) et en supprimant l'usure entre le pivot et le corps du palier. Une étude bibliographique est présentée avant d'aborder la conception et le dimensionnement de celui-ci.

3.1.1 *Étude bibliographique*

Il apparaitrait que le professeur André Tenot de l'ENSAM de Châlons-sur-Marne a testé les premiers paliers et butées à patins oscillants dont le pivot est une poutre élastique. Il a présenté les bancs d'essais de son laboratoire ainsi que ses résultats en 1937 lors de la conférence *General Discussion on Lubrication and Lubricants* [79], puis les publia dans la revue Mécanique en 1940 [80]. Ces principaux résultats sont reproduits sur la Figure 3.4 présentant le coefficient de frottement en fonction du facteur de similitude [2] pour différentes pressions spécifiques, pour un chargement sur patin (LOP : *Load On Pad*) et pour un chargement entre patins (LBP : *Load Between Pad*). Le coefficient de frottement diminue pour une augmentation de la pression spécifique. L'auteur conclu que cette diminution est directement liée au caractère flexible des pivots. La déformation du pivot permet au patin de s'adapter à la pression spécifique.

2. Le facteur de similitude est défini par : $\frac{\mu N}{p}$ avec μ le coefficient de viscosité du fluide [kg.s.m^{-2}], N la vitesse de rotation [tours/s] et p la pression moyenne [kg.m^{-2}].

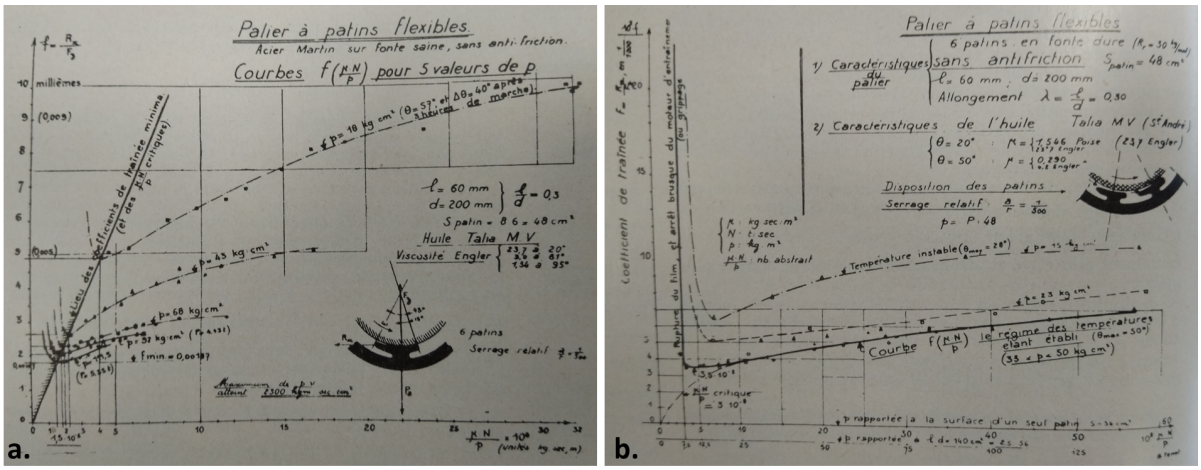


FIGURE 3.4 – Résultats de Tenot [80] montrant l'évolution du coefficient de frottement en fonction du facteur de similitude. a.Chargement sur patin (LOP) b. Chargement entre patins (LBP).

Le palier ayant mené à ces résultats n'est pas présenté dans les articles de Tenot. Cependant, quelques caractéristiques sont fournies : le palier est réalisé en fonte avec un diamètre de 200 mm et une longueur de 60 mm (L/D=0.3), il comporte 6 patins de 45° d'envergure avec un pivot placé à 30° de l'entrée du patin (offset de 0.67) et un serrage relatif de 0.2 [3] et fonctionne avec une huile Talia M.V. ayant une viscosité dynamique de 0.1546 Pa.s à 20°C et 0.029 Pa.s à 50°C.

Michell, en 1950, dans l'ouvrage "Lubrication : Its principles and practice" [81], présente un croquis d'un palier pouvant ressembler à celui testé par Tenot. Celui-ci est présenté sur la Figure 3.5. On peut remarquer qu'en plus d'avoir dix patins, les liaisons pivots entre les patins et le corps du palier semblent épaisses et courtes, donc plutôt rigides. Par ailleurs, des épaulements sur la circonférence extérieure laissent penser à une certaine flexibilité du corps du palier au niveau des pivots.

Le palier testé par Tenot dans les années 1930 ne fait état d'aucun brevet. Cependant, la société *Neyrpic* qui a fabriqué les butées testées par Tenot, a publié un brevet en 1952, intitulé *Perfectionnement aux pivoteries de machines tournantes* [82], détaillant plusieurs croquis de butée à patins oscillants à pivots flexibles.

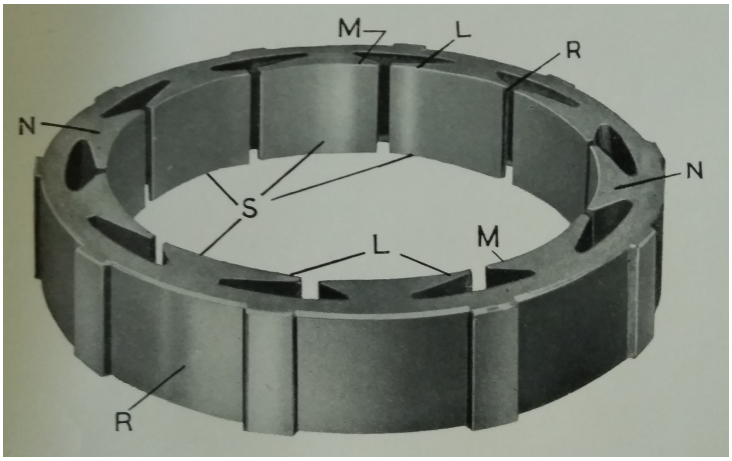


FIGURE 3.5 – Croquis de Michell du palier à patins oscillants étudié par Tenot [81].

3. Le serrage relatif exprimé à l'époque par Tenot semble être ce que l'on appelle aujourd'hui précharge relative.

Etsion présente en 1977 [83] un concept de butée à gaz à patins oscillants à pivots flexibles qui n'est pas cette fois-ci monobloc mais avec des patins et des pivots rapportés au corps de la butée. Il en décrit la procédure de dimensionnement et l'influence de paramètres (notamment la raideur du pivot) sur les performances de la butée. Puis avec Green en 1981 [84] ils étudient la stabilité de la butée qu'ils comparent avec des expérimentations conduites à la NASA par Nemeth en 1979 [85]. Etsion et Green trouvent théoriquement et expérimentalement que la butée est instable pour les conditions de fonctionnement prévues, mais est stable pour une vitesse inférieure. Ils en concluent à un manque d'amortissement. Par ailleurs, Etsion dépose un brevet pour cette butée en 1978 [86], dans lequel le concept est appliqué à un palier (Figure 3.6). Cependant, aucune autre étude n'est publiée par les auteurs sur le sujet peut être en raison de l'essor des paliers à feuilles dans des applications à gaz dans les années 1970.

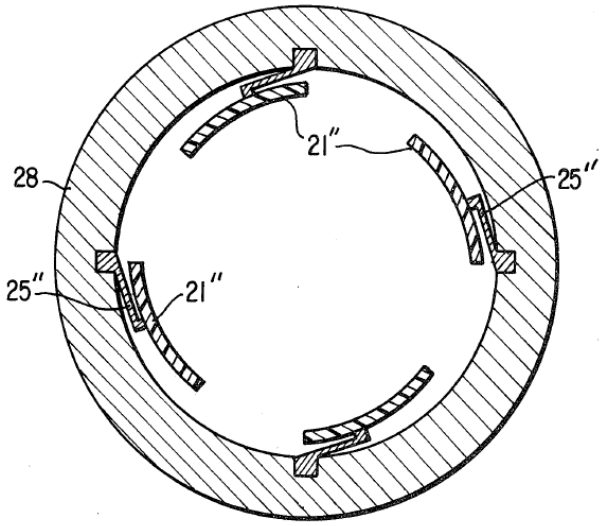


FIGURE 3.6 – Concept du palier à patins oscillants développé par Etsion [86]

Les paliers à patins oscillants à pivots flexibles reviennent au gout du jour au début des années 1990 avec l'étude de Armentrout et Paquette présentée au STLE en 1992 et publié en 1993 [87]. Les auteurs étudient les deux géométries de paliers à patins oscillants à pivots flexibles présentés sur les Figures 3.7a. et 3.7b. qui sont réalisés par électro-érosion. Ils déterminent principalement l'influence de la raideur en rotation du pivot sur le comportement dynamique et la stabilité du palier ainsi que la tenue en fatigue du pivot. Dans le même temps, de Choudhury et al. [88] étudient le remplacement du palier à patins oscillants classiques par des paliers à patins oscillants à pivots flexibles (Figure 3.7c.) sur un compresseur centrifuge. En comparant les performances des deux types de paliers, ils arrivent à la conclusion que les paliers à patins oscillants à pivots flexibles permettent une réduction des pertes de puissance tout en garantissant un comportement stable. Chen et al. [89] arrivent à des conclusions similaires suite à l'intégration de paliers à pivots flexibles sur un compresseur à engrenages intégrés. Zeidan et Paquette [76] présentent un tutoriel au *23rd Turbomachinery Symposium* en 1994 sur les paliers pour des applications à haute vitesse et haute performance, dans lequel ils confirment l'avantage du palier à patins oscillants à pivots flexibles par rapport au palier à patins oscillants classique : le palier à patins oscillants à pivots flexibles permet la suppression des tolérances d'assemblages et de l'usure du contact pivot-corps de palier, pour une stabilité du système rotor-palier aussi bonne que le palier classique à conditions de dimensionner correctement le pivot.

Les paliers présentés lors de ces différentes études ont fait l'objet de brevets déposés par l'entreprise KMC Inc. Les brevets s'étendent de 1985 aux années 2000 et présentent des cen-

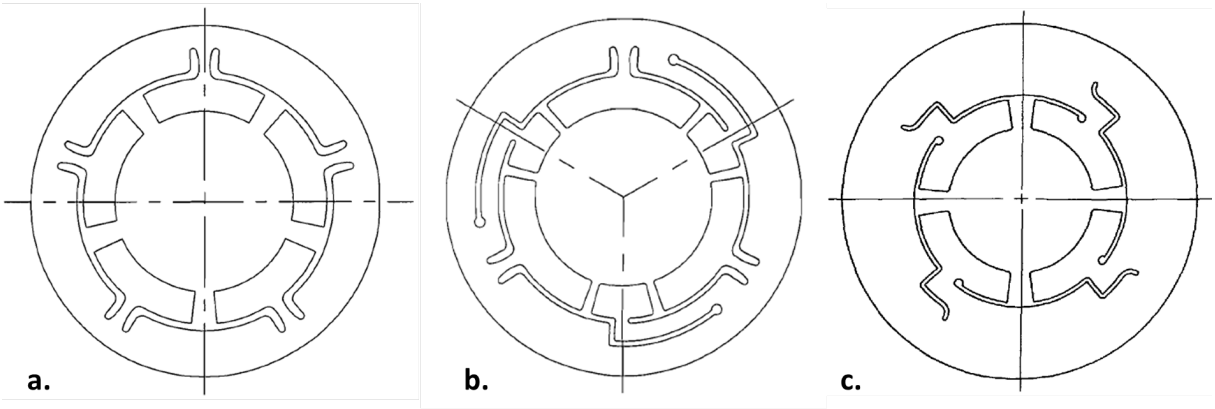


FIGURE 3.7 – Différents paliers à patins oscillants à pivots flexibles. a. Palier à cinq patins [87]. b. Palier à trois patins et trois patins de centrage [87]. c. Palier à quatre patins [88].

taines d'idées et croquis de paliers ou butées avec pivots flexibles réalisables ou non, ainsi que des méthodes de dimensionnement [90, 91]. KMC Inc. a été racheté par Bearings Plus et fait aujourd'hui parti de Waukesha Bearings qui commercialise des paliers à patins oscillants à pivots flexibles sous la désignation *Flexure Pivot®Tilting Pad Bearing*.

Dès 1996, l'équipe du *Turbomachinery Laboratory* de l'Université de Texas A&M commence à s'intéresser aux paliers à patins oscillants à pivots flexibles. San Andrés publie une première étude numérique sur l'utilisation d'un palier hydrostatique à patins oscillants à pivots flexibles pour une application cryogènique [92]. Au cours des années suivantes, San Andés et ses collaborateurs étudient expérimentalement les caractéristiques statiques (excentricité et températures en fonction du chargement et de la vitesse de rotation) des paliers à patins oscillants à pivots flexibles alimentés en huile, pour un chargement LBP [93] et LOP [94]. Childs et ses collaborateurs étudient expérimentalement les coefficients dynamiques pour de hautes vitesses avec chargement LOP [95] et LBP [96] et ensuite pour des chargements importants [97].

L'équipe se tourne ensuite vers les paliers à patins oscillants à pivots flexibles fonctionnant aux gaz (principalement à l'air) pour des applications dans des turbomachines à grandes vitesses dans le but de remplacer les paliers fonctionnant à l'huile. Le principal désavantage des paliers à gaz est le faible amortissement. Pour remédier à cela, deux idées émergent : l'utilisation d'un gaz sous pression (palier hybride) et de rendre compliante la structure du palier. San Andrés s'intéresse à l'étude des paliers hybrides et Kim à l'étude des paliers aérodynamique compliants.

San Andrés [98], Zhu et San Andrés [99] et San André et Ryu [100] montrent que le palier à patins oscillants à pivots flexibles avec injection d'air a une raideur directe plus importante, reste stable sur toute la plage de fonctionnement et est capable de mieux supporter des charges dynamiques. Ils concluent que malgré un coût plus important que les paliers simples, le palier hybride à patins oscillants à pivots flexibles offre une meilleure stabilité à hautes vitesses et peut donc être utilisé sur des petites turbomachines.

Kim et Sim [101–103] puis Kim et Rimpel [104, 105] étudient un palier à patins oscillants à pivots flexibles d'un nouveau genre présenté sur la Figure 3.8. Les pivots sont composés d'une poutre permettant la rotation du patin et sont fixés sur une seconde poutre élastique apportant une compliance radiale. Cette dernière permet de s'adapter à l'augmentation du diamètre du rotor due à l'effort centrifuge et à l'échauffement thermique pour un fonctionnement à très haute vitesse. Dans les paliers classiques, l'augmentation du diamètre du rotor entraine une

diminution du jeu radial. Sim et Kim [101–103] ont montré que le palier développé était parfaitement capable de s'adapter à l'augmentation du diamètre du rotor. À faible vitesse, le palier a montré (numériquement et expérimentalement) des signes d'instabilités sous-synchrones qui avec l'augmentation du diamètre du rotor et la compliance radiale disparaissent totalement à vitesse élevée. Rimpel et Kim [104, 105] ont étudié expérimentalement et numériquement l'amélioration de l'amortissement du système par l'ajout d'un polymère visco-élastique sous la poutre compliante puis par l'ajout d'une feuille plissée autour du palier. Si l'ajout du polymère ne montre pas de réelle amélioration, l'ajout de la feuille plissée comme pour les paliers à feuilles, permet en revanche de mieux s'adapter au mésalignement. Cependant, ceci nécessite une étude approfondie pour trouver un compromis entre la masse du palier et la raideur de la feuille.

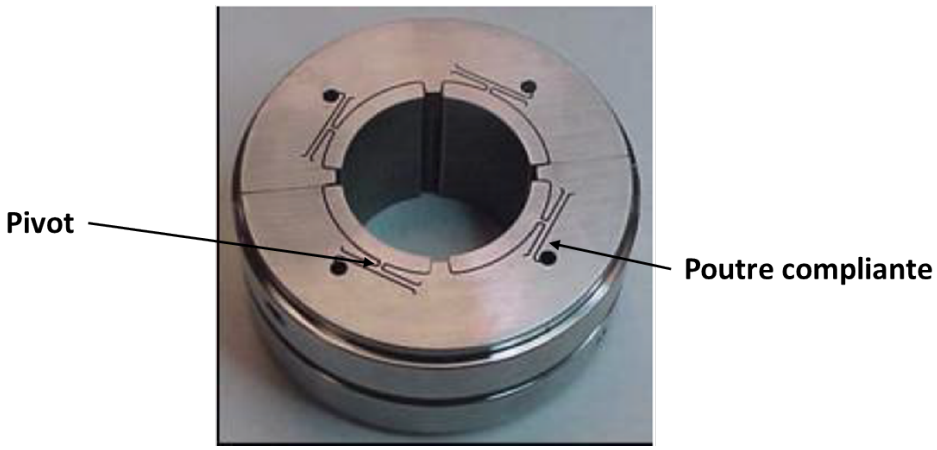


FIGURE 3.8 – Palier à patins oscillants à pivots flexibles et poutres compliantes étudié par Sim [106].

Plus récemment, Ryu et Ashton [107] ont étudié l'intégration d'un palier à patins oscillants à pivots flexibles (et un palier à feuilles) à un turbocompresseur en remplacement des paliers à huiles classiques. Ils montrent que les paliers à air permettent un fonctionnement stable à température ambiante, mais qu'à température élevée, le palier à pivots flexibles peut être concerné par des risques de grippage en raison du rétrécissement du jeu radial. Ils en concluent que le palier à feuilles, qui a un coût moindre que le palier à pivots flexibles est un meilleur candidat pour les turbomachines fonctionnant sans huile. D'autres auteurs étudient les paliers à patins oscillants suite à des collaborations avec les entreprises GE et Waukesha Bearings. Rimpel et al [108] ont étudié expérimentalement un palier à pivots flexibles associé à une butée à rainures en spirale fonctionnant en air. Vannini et al [109] ont testé un palier à patins oscillants à pivots flexibles de grandes dimensions (diamètre 280 mm, longueur 196 mm).

3.1.2 *Conception, dimensionnement et caractéristiques*

Le palier à patins oscillants à pivots flexibles [4] est caractérisé par les mêmes paramètres que le palier à patins oscillants classique, c'est à dire sa longueur, son jeu radial d'usinage, son jeu radial d'assemblage, sa précharge, le nombre, l'amplitude circonférencielle et l'offset des patins et l'orientation du chargement statique. Les paramètres géométriques du palier étudié sont présentés dans le Tableau 3.1 et ont été déterminés principalement à partir des références [110–112].

Le TPJB est réalisé en bronze (CuSn8), alliage courant pour les coussinets et paliers hydrodynamiques. Il offre l'avantage d'être résistant à l'usure tout en conférant un bon coefficient

4. Que l'on désignera par la suite par TPJB.

de frottement avec l'acier. Par ailleurs, il a une bonne conductivité thermique et une bonne résistance mécanique.

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques du palier à patins oscillants.

Paramètres	Valeurs	Unités
Diamètre du rotor	45	mm
Largeur du palier	30	mm
Rapport L/D	0.67	-
Jeu radial d'assemblage	50	µm
Précharge	0.33	-
Nombre de patins	4	-
Offset	0.6	-
Amplitude circonférencielle du patin	72	deg
Type de chargement statique	Entre patins (LBP)	-
Longueur du pivot	2.5	mm
Épaisseur du pivot	0.75	mm

Forme des patins

Classiquement, les patins ont une forme cylindrique comme le montre la Figure 3.9a. Cependant, il a été montré [113] que, pour un patin soumis à un champ de pression non-constant, une forme parabolique offre un meilleur compromis entre contraintes et déformations. Une étude paramétrique a montré que le patin a une forme optimale pour un rapport de 0.4 entre l'épaisseur à l'extrémité et au centre du patin. Le palier a donc été conçu en respectant cette règle (Figure 3.9b.).

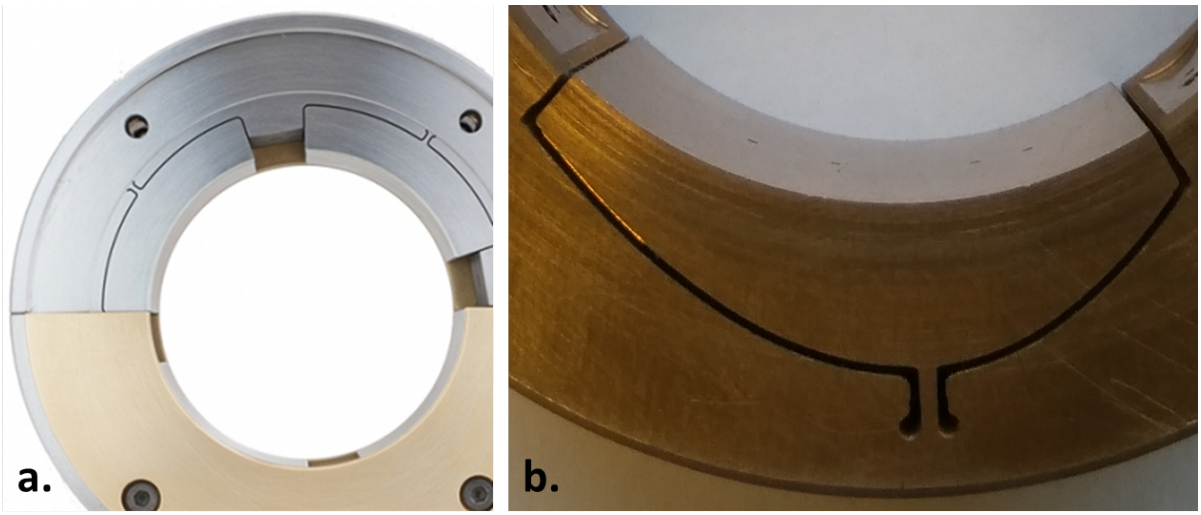


FIGURE 3.9 – a. Exemple de palier commercialisé par Waukesha Bearings. b. Forme du patin du palier utilisé dans cette étude.

Dimensionnement du pivot

Comme évoqué dans l'étude bibliographique, pour le bon fonctionnement du palier à patins oscillants, il est primordial que le pivot flexible soit correctement dimensionné. Les critères à satisfaire sont l'épaisseur et la résistance à la fatigue du pivot [5]. Le pivot est donc une poutre sollicitée en flexion et en compression, caractérisée par sa matrice de raideur (3.1) définie dans le système de coordonnées présenté sur la Figure 3.10.

$$K_{pivot} = \begin{pmatrix} K_{\xi\xi} & 0 & 0 \\ 0 & K_{\eta\eta} & K_{\eta\delta} \\ 0 & K_{\delta\eta} & K_{\delta\delta} \end{pmatrix} \tag{3.1}$$

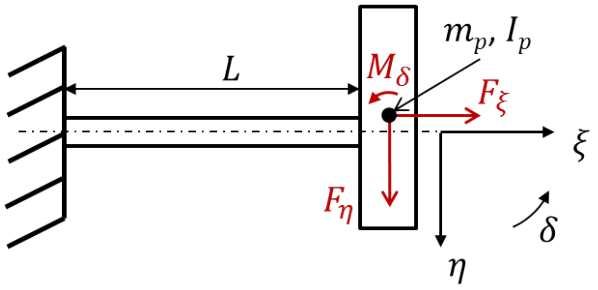


FIGURE 3.10 – Système de coordonnées du pivot pour exprimer la raideur.

Le pivot a donc une raideur radiale ($K_{\xi\xi}$), une raideur transversale ($K_{\eta\eta}$), une raideur en rotation ($K_{\delta\delta}$) et deux raideurs croisées ($K_{\delta\eta}$ et $K_{\eta\delta}$).

Détermination des termes de la matrice de raideur

Les déplacements de l'extrémité d'une poutre chargée comme sur la Figure 3.10 sont exprimés en utilisant la théorie d'Euler-Bernoulli :

$$\begin{cases} \xi &= \frac{F_\xi L}{AE} \\ \eta &= \frac{F_\eta L^3}{3EI} + \frac{M_\delta L^2}{2EI} \\ \delta &= \frac{F_\eta L^2}{2EI} + \frac{M_\delta L}{EI} \end{cases} \tag{3.2}$$

La forme matricielle (3.3) permet de mettre en évidence la matrice de souplesse du pivot.

$$\begin{Bmatrix} \xi \\ \eta \\ \delta \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{L}{AE} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{L^3}{3EI} & \frac{L^2}{2EI} \\ 0 & \frac{L^2}{2EI} & \frac{L}{EI} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F_\xi \\ F_\eta \\ M_\delta \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} S_{\xi\xi} & 0 & 0 \\ 0 & S_{\eta\eta} & S_{\eta\delta} \\ 0 & S_{\delta\eta} & S_{\delta\delta} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F_\xi \\ F_\eta \\ M_\delta \end{Bmatrix} \tag{3.3}$$

L'inversion de la matrice de souplesse permet d'obtenir la matrice de raideur :

$$K_{EB} = \begin{pmatrix} \frac{AE}{L} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{12EI}{L^3} & -\frac{6EI}{L^2} \\ 0 & -\frac{6EI}{L^2} & \frac{4EI}{L} \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

En 1995, Chen [114] a corrigé cette matrice de raideur en ajoutant la compression due à la charge axiale F_p :

5. Dans cette étude, il a été choisi de ne faire varier que l'épaisseur du pivot.

$$K_{Chen} = \begin{pmatrix} \frac{AE}{L} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{12EI}{L^3} - \frac{6F_p}{5L} & -\frac{6EI}{L^2} - \frac{F_p}{10} \\ 0 & -\frac{6EI}{L^2} - \frac{F_p}{10} & \frac{4EI}{L} - \frac{2F_pL}{15} \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Toutefois, cette modification n'est importante que pour de fortes charges.

Influence de la matrice de raideur du pivot sur le comportement du palier

Armentrout et al. [87] ont montré que la raideur en rotation du patin avait une influence sur les caractéristiques dynamiques du palier et notamment sur les termes de raideur, les termes d'amortissement et la stabilité du système rotor-palier. Ils mettent en avant le fait que pour une faible raideur en rotation du pivot, le comportement est le même qu'un palier à patins oscillants classique et que pour une raideur élevée le comportement est similaire à un palier à géométrie fixe.

Une analyse similaire a donc été conduite a l'aide d'un code de calcul de palier à patins oscillants [115] pour une viscosité dynamique de 0.0166 Pa.s (viscosité de l'huile ISO VG 32 à 50°C), une vitesse de rotation de 10 krpm et une excentricité nulle. Les paramètres géométriques du palier sont ceux du Tableau 3.1.

Une étude paramétrique sur l'épaisseur du pivot, avec des valeurs comprises entre 0.13 mm et 60.1 mm permet d'obtenir une variation de la matrice de raideur du pivot. L'évolution des coefficients dynamiques en fonction de la raideur en rotation et de l'épaisseur du pivot est tracée sur la Figure 3.11.

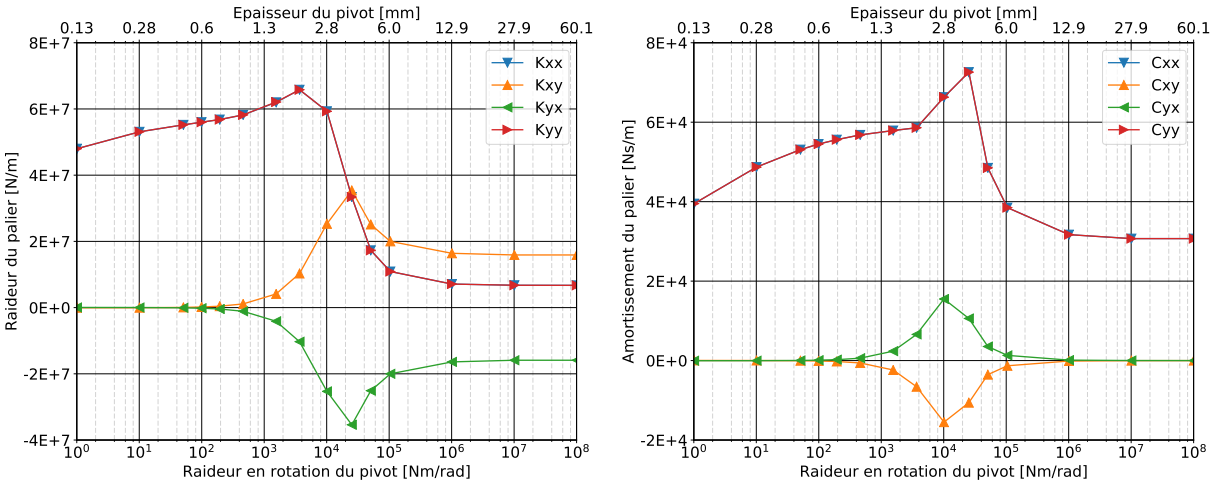


FIGURE 3.11 – Coefficients dynamiques du palier à 10 000 tr/min pour une excentricité nulle.

Comme dans la référence [87] précédemment citée, trois zones distinctes peuvent être observées : une zone dite de régime de palier à patins oscillants où $K_{\delta\delta} < 10^3$ Nm/rad, une zone dite de régime mixte où $10^3 < K_{\delta\delta} < 10^5$ Nm/rad et une zone dite de régime de palier à géométrie fixe où $K_{\delta\delta} > 10^5$ Nm/rad.

Comme expliqué par Zeidan [75], pour le bon fonctionnement du système, il est préférable que les raideurs directes soient élevées et que la différence des raideurs croisées soit nulle ($K_{xy} - K_{yx} = 0$).

L'évolution du paramètre WFR [6] (*Whirl Frequency Ratio*) permet de caractériser la stabilité du palier. Une valeur de 0.5 indique un palier pouvant générer des vibrations auto-entretenues et une valeur de 0 indique un palier infiniment stable. Sur la Figure 3.12, le paramètre WFR est tracé en fonction de la raideur en rotation du pivot. Il passe rapidement de 0 à 0.5 pour des raideurs de 10^3 à 10^5 Nm/rad.

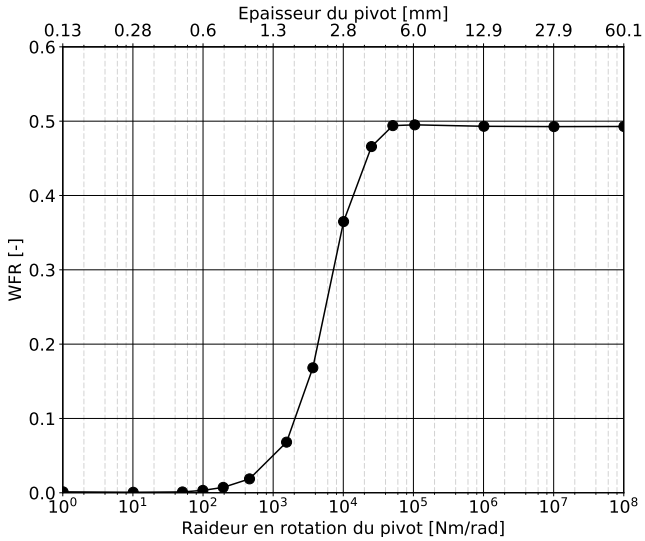


FIGURE 3.12 – WFR (*Whirl Frequency Ratio*) en fonction de la raideur en rotation du pivot.

D'après l'évolution des caractéristiques dynamiques et du paramètre WFR en fonction de l'épaisseur du pivot, une épaisseur de 0.75 mm a été choisi. En utilisant la formulation de la théorie des poutres (3.4), la matrice de raideur du pivot est :

$$K_{pivot} = \begin{pmatrix} 1.04 \cdot 10^9 \text{ N/m} & 0 & 0 \\ 0 & 9.32 \cdot 10^7 \text{ N/m} & -1.16 \cdot 10^5 \text{ N/rad} \\ 0 & -1.16 \cdot 10^5 \text{ N} & 194 \text{ Nm/rad} \end{pmatrix} \tag{3.6}$$

Vérification de la matrice de raideur

Un modèle élément finis et une analyse modale ont été réalisés pour vérifier la formulation théorique.

Modèle éléments finis : Un modèle SolidWorks a été mis en place pour déterminer chaque terme de la matrice de raideur indépendamment, il est nécessaire d'utiliser la formulation (3.3) qui permet d'obtenir les déplacements en fonction des efforts appliqués. Pour une sollicitation simple appliquée, le déplacement résultant est mesuré et permet de déterminer chaque terme de la matrice de souplesse. Ainsi en appliquant un effort radial seul F_ξ de 1000 N, cela donne :

$$S_{\xi\xi} = \frac{\xi}{F_\xi} = \frac{4.69 \cdot 10^{-6}}{1000} = 4.69 \cdot 10^{-9} \text{ m/N} \tag{3.7}$$

Pour un effort transversal seul F_η de 200 N :

$$\begin{aligned} S_{\eta\eta} &= \frac{\eta}{F_\eta} = \frac{1.51 \cdot 10^{-5}}{200} = 7.55 \cdot 10^{-8} \text{ m/N} \\ S_{\delta\eta} &= \frac{\delta}{F_\eta} = \frac{6.97 \cdot 10^{-3}}{200} = 3.48 \cdot 10^{-5} \text{ rad/N} \end{aligned} \tag{3.8}$$

6. Le WFR introduit par Lund [116] pour l'analyse linéaire de la stabilité s'exprime par : $WFR = \frac{K_{xy}}{C_{xx}\Omega}$ pour une excentricité nulle.

Similairement pour un moment seul M_δ de 0.3 Nm :

$$\begin{aligned} S_{\delta\eta} &= \frac{\eta}{M_\delta} = \frac{9.69\cdot10^{-6}}{0.3} = 3.23\cdot10^{-5}\ \text{N}^{-1} \\ S_{\eta\delta} &= \frac{\delta}{M_\delta} = \frac{5.89\cdot10^{-3}}{0.3} = 1.96\cdot10^{-2}\ \text{rad/Nm} \end{aligned} \tag{3.9}$$

La matrice de raideur est ainsi obtenue en reformant la matrice de souplesse et en l'inversant :

$$K_{EF} = \begin{pmatrix} 2.13\cdot10^{8}\ \text{N/m} & 0 & 0 \\ 0 & 5.49\cdot10^{7}\ \text{N/m} & -9.03\cdot10^{4}\ \text{N/rad} \\ 0 & -9.75\cdot10^{4}\ \text{N} & 211\ \text{Nm/rad} \end{pmatrix} \tag{3.10}$$

Chaque terme de souplesse étant déterminé indépendamment, il est nécessaire de comparer les déplacements obtenues avec la matrice (3.10) avec le modèle éléments finis pour la sollicitation composé des deux efforts et du moment imposés seuls précédemment.

Analyse modale : La forme du premier mode de flexion d'une poutre encastrée-libre est très proche de la forme déformée d'une poutre soumise à un effort statique transversal appliqué à son extrémité libre. Ce principe est utilisé pour vérifier la matrice de raideur connaissant la fréquence du mode de flexion du pivot. Rimpel [117] introduit l'utilisation expérimentale de cette méthode sur un palier à patins oscillants à pivots flexibles. Pour ce faire, il positionne un accéléromètre sur le patin étudié et réalise des excitations avec un marteau d'impact. Cela permet d'identifier les fréquences propres du patin. Rimpel néglige les termes de raideurs croisées, et exprime simplement la raideur par la formulation : $K = M\omega^2$.

Dans cette étude, les raideurs croisées ne sont pas négligeables et la pulsation du mode de flexion ω est fonction de toutes les raideurs (il est toutefois supposé que les raideurs croisées sont identiques), telle que :

$$\omega = \sqrt{\frac{K_{\delta\delta}}{2I_p} + \frac{K_{\eta\eta}}{2m_p} - \sqrt{\left(\frac{K_{\delta\delta}}{2I_p} - \frac{K_{\eta\eta}}{2m_p}\right)^2 + \frac{K_{\eta\delta}^2}{I_p m_p}}} \tag{3.11}$$

Cette formulation est basée sur la résolution du système d'équations différentielles d'une poutre (le pivot), que l'on peut retrouver dans [66], appliquée à un rotor flexible. Étant donné qu'il n'est pas possible de déterminer les trois inconnues de cette équation, les différentes valeurs de ω sont calculées à partir de la matrice de raideur théorique (3.6) et à partir de la matrice obtenue par éléments finis (3.10) [7].

L'analyse modale théorique du patin avec pivot est réalisée avec le logiciel SolidWorks et donne une fréquence du mode propre de flexion du pivot à 478 Hz. L'analyse modale expérimentale (marteau d'impact et mesure des accélérations) donne des fréquences propres légèrement différentes pour les modes de flexion des quatre pivots du palier à 4 patins. La fréquence moyenne expérimentale est de 469 Hz. Le Tableau 3.2 reprend la fréquence propre du mode de flexion du pivot calculée par les quatre méthodes différentes.

Comme le montre le Tableau 3.2, les valeurs obtenues par les quatre méthodes sont proches. Cependant, les analyses modales théorique et expérimentale ne permettent pas d'obtenir directement la matrice de raideur du pivot mais elles permettent de vérifier les valeurs calculées par la théorie d'Euler-Bernoulli et via un modèle éléments finis. La matrice de raideur obtenue par

7. Les raideurs croisées n'étant pas identiques, la moyenne des deux est prise pour le calcul de ω.

la théorie d'Euler-Bernoulli (3.4) sera utilisée par la suite, car elle est simple et rapide à mettre en œuvre.

TABLEAU 3.2 – Comparaison des fréquences du mode propre de flexion du pivot.

	ω [Hz]
Théorie d'Euler-Bernoulli (3.6 et 3.11)	463
Éléments finis (3.10 et 3.11)	471
Analyse modale SolidWorlks	478
Analyse modale expérimentale	469

On peut également souligner que la fréquence du mode propre de flexion du patin ($\approx$ 470 Hz) est suffisamment éloignée des fréquences liés au fonctionnement (<200 Hz). Cependant, il est nécessaire d'y prêter attention notamment si le système comporte un pignon (mode d'engrennement) ou une aube de turbine susceptible d'exciter des modes à des fréquences supérieures.

3.1.3 *Intégration et instrumentation du palier*

Le palier à patins oscillants est installé sur le banc d'essais décrit précédemment. Il remplace le palier cylindrique dont il reprend le diamètre intérieur. La configuration avec le rotor court et rigide, va permettre de déterminer les gradients de températures subis par les patins et l'identification expérimentale des coefficients dynamiques. Puis, la configuration avec le rotor long et flexible va être testée pour investiguer l'effet Morton avec le palier à patins oscillants à pivots flexibles.

Le palier est instrumenté avec vingt thermocouples pour mesurer les températures à la surface de chaque patin et au niveau des poches d'alimentation en huile. Comme le montre la Figure 3.13, les quatre patins notés P1, P2, P3 et P4 sont instrumentés par quatre thermocouples positionnés à -22°, -11°, 7° et 14°, ce qui permet de mesurer la température le long du patin [8]. Un thermocouple est positionné dans chacune des poches d'alimentation notées Pa1 à Pa4.

3.1.4 *Comportement thermique sous chargement statique*

Les patins du palier peuvent être sujets à des déformations importantes. Lorsqu'un palier est soumis à un chargement statique important, cela entraine une forte pression et un échauffement important dans le film fluide au niveau des patins porteurs (c'est à dire chargés). Cela a pour conséquence de déformer le patin soit directement par la pression appliquée, soit par le gradient thermique subit par le patin.

Dès les années 1980, les études [118, 119] ont montré l'importance de prendre en compte les déformations des patins, amenant des modifications dans le comportement statique et dynamique du palier. Par la suite, plusieurs études numériques et expérimentales [120–122] ont montré que les patins porteurs pouvaient avoir des différences de température jusqu'à 30–40°C entre l'entrée du patin et la zone la plus chargée. Par ailleurs, Fillon et al. [121] ont montré que les températures dans le palier sont plus sensibles à la vitesse de rotation qu'à la charge appliquée.

8. L'amplitude angulaire du patin est de 44° en amont du pivot et de 28° en aval.

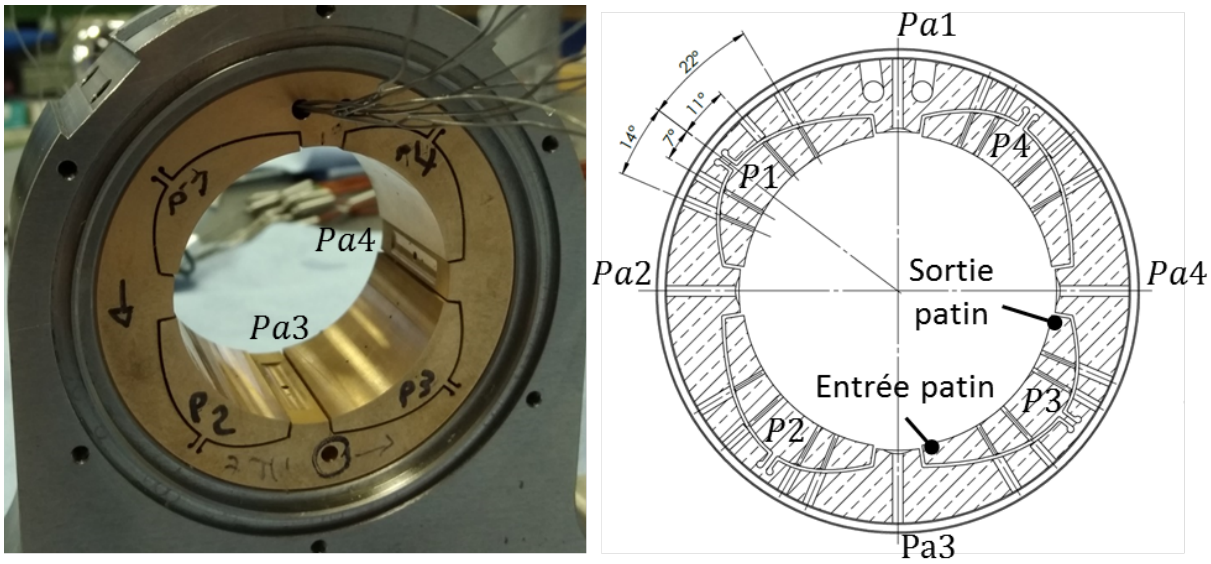


FIGURE 3.13 – Détail du palier à patins oscillants, avec les patins, les poches d'alimentation et la position des thermocouples.

Un système de chargement statique a été mis en place sur le banc d'essais pour étudier le comportement thermique du palier à patins oscillants. Celui-ci est présenté sur la Figure 3.14 et comprend un capteur d'effort statique allant jusqu'à 2.5 kN, un amortisseur de vibrations, une bague extérieure de maintient du roulement à billes et une frette à serrage par vis montée sur le rotor.

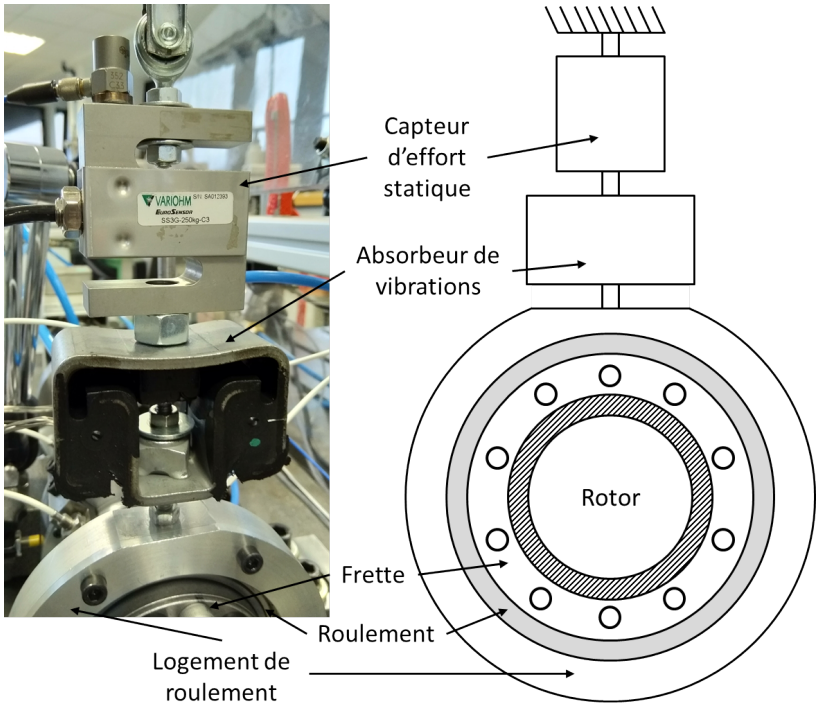


FIGURE 3.14 – Détail du système de chargement statique.

Lors des essais statiques, le banc est dans la configuration rotor rigide - palier à patins oscillants. Le système de chargement est monté à l'extrémité NDE du banc d'essais. Le système de chargement permet d'appliquer une charge statique verticale entre le patin 1 et le patin 4 (chargement LBP). Les patins 2 et 3 sont très peu chargés voire pas du tout. Une série d'essais

a été réalisée en faisant varier la charge sur le palier de 100 N à 2500 N et la vitesse de rotation de 600 tr/min à 8200 tr/min.

Le gradient de température mesuré ($\Delta T = T_{max} - T_{min}$) sur le patin 1 en fonction de la charge appliquée et de la vitesse de rotation est tracé sur la Figure 3.15. Cela permet de vérifier que la vitesse de rotation a le plus d'influence sur la différence de température, ce qui rejoint la conclusion de Fillon et al. [121]. La différence de température est de 9°C dans les conditions les plus sévères (700 N de chargement à 8200 tr/min). Cela montre bien l'efficacité du bronze comme matériau conducteur, et sa tendance à homogénéiser la température à la surface du patin.

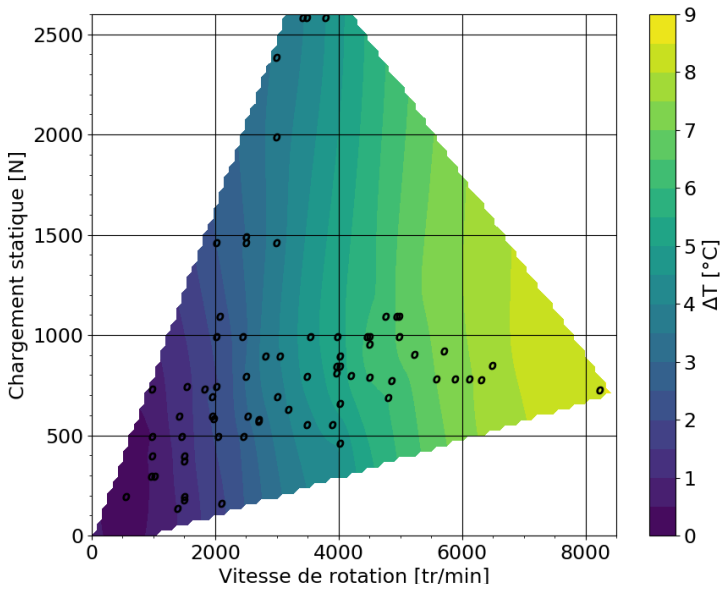


FIGURE 3.15 – Évolution du ΔT sur le patin 1 en fonction des conditions de fonctionnement.

3.1.5 *Identification expérimentale des coefficients dynamiques du palier à patins oscillants*

L'identification expérimentale des coefficients dynamiques du TPJB s'est faite suivant la même méthodologie que pour le palier cylindrique. La démarche complète est détaillée au chapitre 2. Aucun disque n'est monté sur le rotor, ce qui donne une charge statique dans le TPJB estimée à 9 N. Cette faible charge ne pose pas de problème d'instabilité sous synchrones à de faibles vitesses de rotations puisque le TPJB est conçu avec une précharge géométrique.

Plusieurs essais ont été réalisés à différentes vitesses de rotation en faisant varier la fréquence d'excitation et/ou l'amplitude d'excitation. Comme pour l'identification des coefficients dynamiques du palier lisse, chaque série de coefficients dynamiques est obtenue à partir de 30 essais d'excitation suivant X et 30 suivant Y. Cela fournit 900 résultats pour une série de coefficients dynamiques et permet d'exprimer la moyenne et l'écart type de chaque coefficient dynamique.

Les résultats expérimentaux sont comparés avec un modèle numérique de TPJB développé au laboratoire [115]. Cependant, le modèle numérique peut manquer de fidélité par rapport à la réalité puisque tous les patins sont considérés identiques sans aucun défaut de forme ou d'usinage. De plus, le modèle ne permet pas de modifier l'amplitude d'excitation, mais seulement sa fréquence.

La Figure 3.16 présente les coefficients dynamiques identifiés expérimentalement en fonction de l'amplitude d'excitation suivant X, pour une vitesse de rotation de 600 tr/min et une fréquence d'excitation de 15 Hz (1.5X). Les coefficients de raideur et les coefficients d'amortissement direct ne présentent pas d'évolution significative avec l'amplitude d'excitation. Les termes d'amortissement croisé évoluent légèrement et de manière opposés l'un de l'autre. Pour cette vitesse et cette fréquence d'excitation, les coefficients dynamiques peuvent donc être considérés indépendant de l'amplitude d'excitation. Cependant, il serait nécessaire de réaliser des essais à d'autres vitesses et fréquences d'excitations pour statuer sur un comportement global.

Les Figures 3.17,3.18 et 3.19 présentent les coefficients dynamiques en fonction de la fréquence d'excitation pour des vitesses de rotations de 600, 3000 et 7200 tr/min respectivement. Pour les coefficients identifiés expérimentalement, l'amplitude d'excitation dépend des conditions de fonctionnement, mais elle est toujours comprise entre 5 et 10 µm. Les coefficients théoriques ont été calculés pour différentes géométries de palier, en faisant varier le jeu radial d'usinage (C_r) et la précharge (a) du palier :

- Numérique, C_r=75 µm, a=25 µm : géométrie théorique du palier.
- Numérique, C_r=100 µm, a=50 µm : géométrie moyenne mesurée.
- Numérique, C_r=100 µm, a=30 µm : autre géométrie.
- Numérique, C_r=100 µm, a=10 µm : autre géométrie.

La géométrie moyenne mesurée correspond à la moyenne des mesures qui ont été réalisées sur une machine à mesurer tridimensionnelle et ont permis de déterminer la géométrie réelle de chaque patin : Patin 1 : C_r=102.3 µm, a=50.1 µm ; Patin 2 : C_r=83.1 µm, a=31 µm ; Patin 3 : C_r=103.5 µm, a=48.8 µm ; Patin 4 : C_r=111.2 µm, a=62.5 µm. Comme on peut le remarquer, le patin 2 a un jeu radial et une précharge faible par rapport aux autres et inversement pour le patin 4.

Expérimentalement, pour chaque vitesse, les coefficients identifiés par des excitations sous synchrones (excitation à 5 Hz pour 600 tr/min, à 10 et 30 Hz pour 3000 tr/min et 30 et 90 Hz pour 7200 tr/min) semblent présenter un écart type plus important par rapport aux coefficients identifiés par des excitations super-synchrones. De plus, les valeurs obtenues sont parfois éloignées, comme pour les coefficients C_{xy} et C_{yx} à 5 Hz à 600 tr/min par exemple.

Dans le cas de la géométrie théorique, les coefficients de raideur et d'amortissement directes sont supérieurs à ceux obtenus expérimentalement. Pour la géométrie moyenne mesurée, la même observation peut être faite. Pour les deux autres géométries, avec une précharge différente, les coefficients numériques directs s'approchent des coefficients expérimentaux. Le dernier cas avec une précharge de 10 µm présente la meilleure corrélation. Cependant, les modifications du jeu radial d'usinage et de la précharge n'influencent que peu les termes croisés qui dans la majorité des cas, restent éloignés des valeurs identifiées expérimentalement.

En outre, plusieurs auteurs [123–126] ont souligné l'influence des tolérances d'usinage sur les caractéristiques statiques et les coefficients dynamiques des paliers à patins oscillants et notamment l'importance du jeu radial d'usinage et de la précharge. Par exemple, le fait que les deux coefficients de raideurs croisés mesurés sont positifs semble provenir du fait que tous les patins sont différents à cause de leurs défauts respectifs, notamment les patins 2 et 4 qui ont des précharges et jeux radiaux d'usinages très différents. Dans une étude future, il serait intéressant d'implémenter les défauts de chaque patin dans le code de calcul numérique pour ainsi vérifier cette hypothèse. Par la suite, la détermination des coefficients dynamiques dans d'autres configurations du banc d'essai est réalisée avec le modèle numérique.

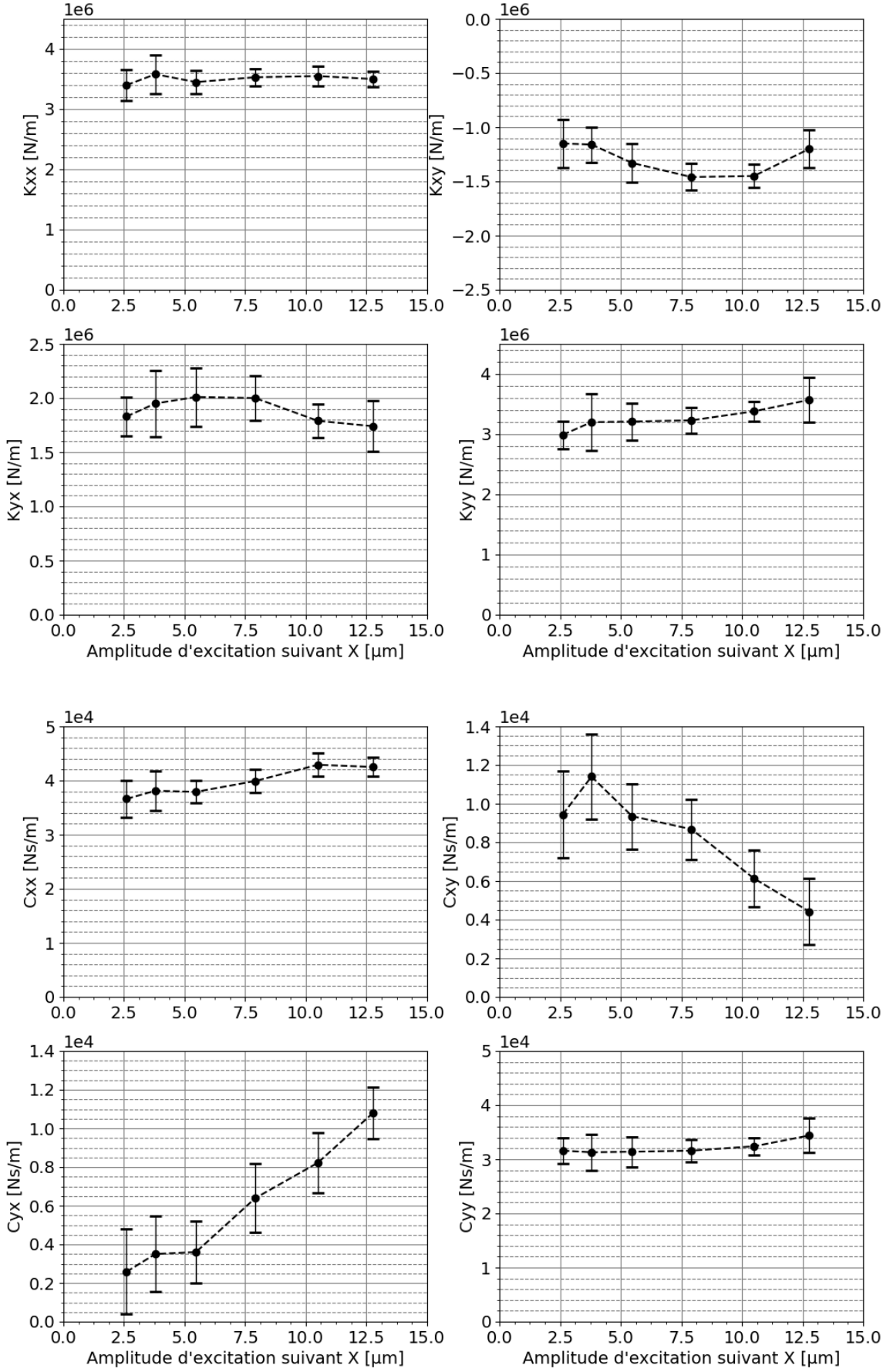


FIGURE 3.16 – Coefficients dynamiques du palier à patins oscillants à 600 tr/min pour une excitation de 15 Hz et une amplitude d'excitation variable suivant X.

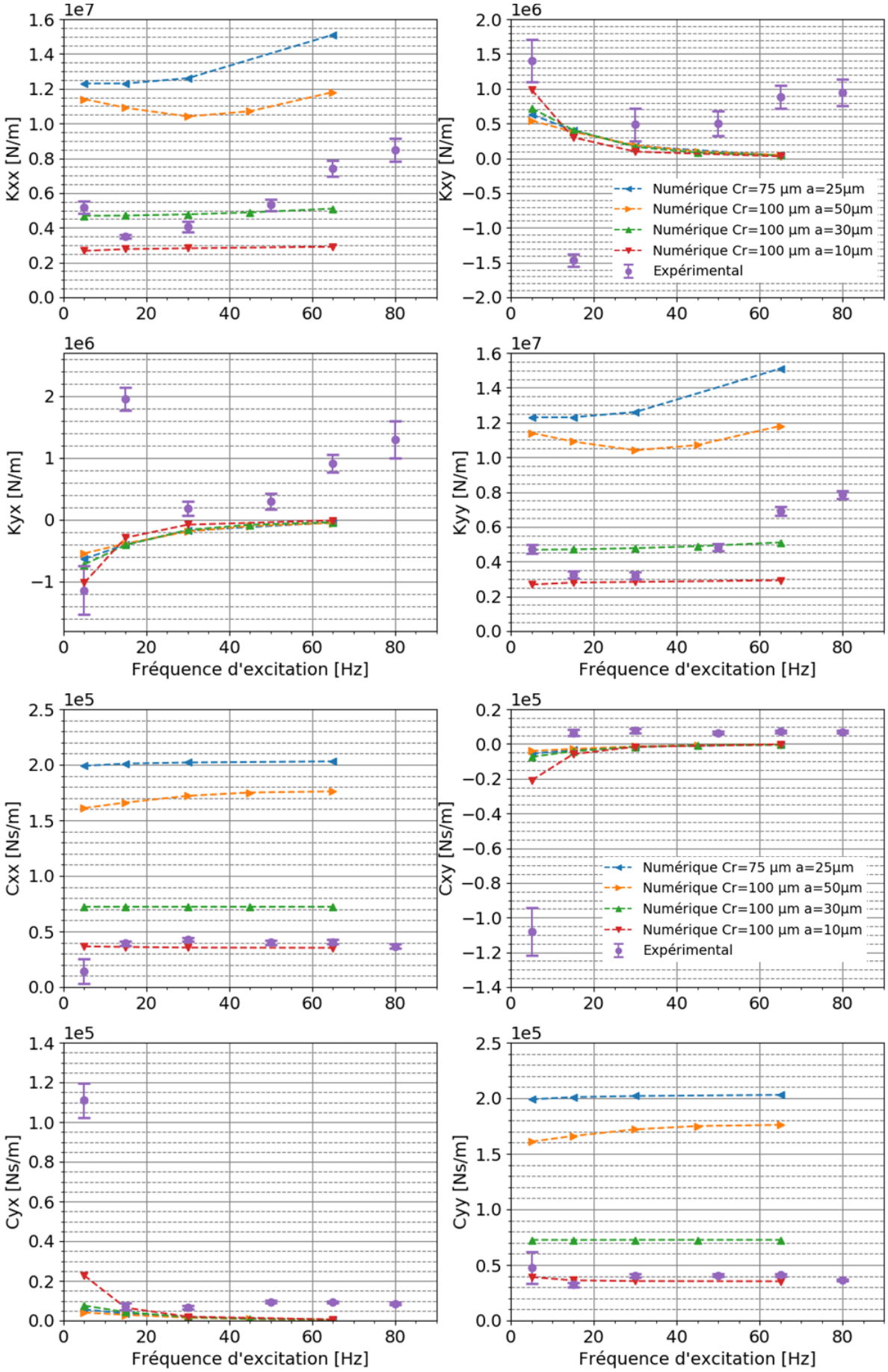


FIGURE 3.17 – Coefficients dynamiques du palier à patins oscillants à 600 tr/min.

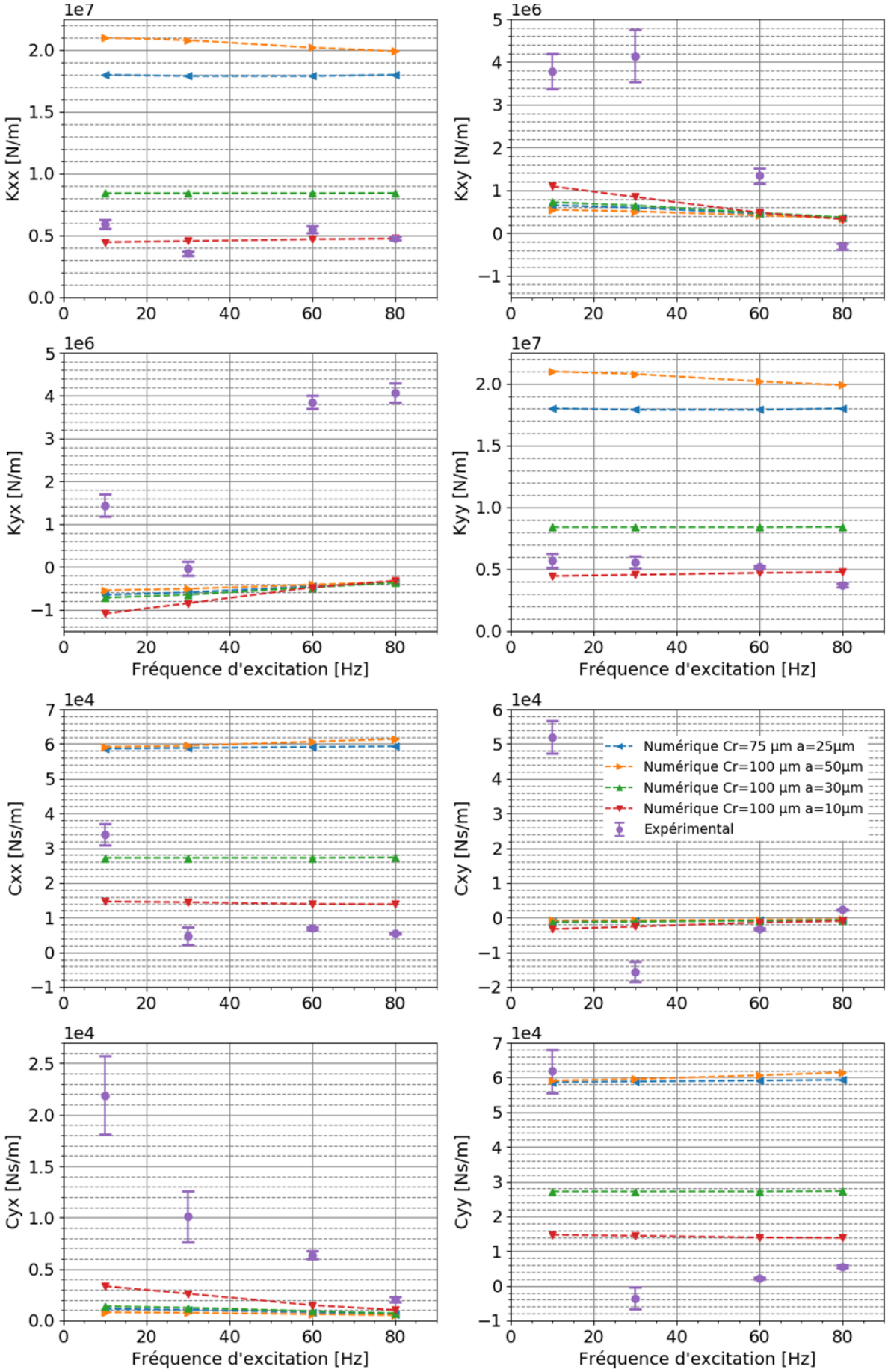


FIGURE 3.18 – Coefficients dynamiques du palier à patins oscillants à 3000 tr/min.

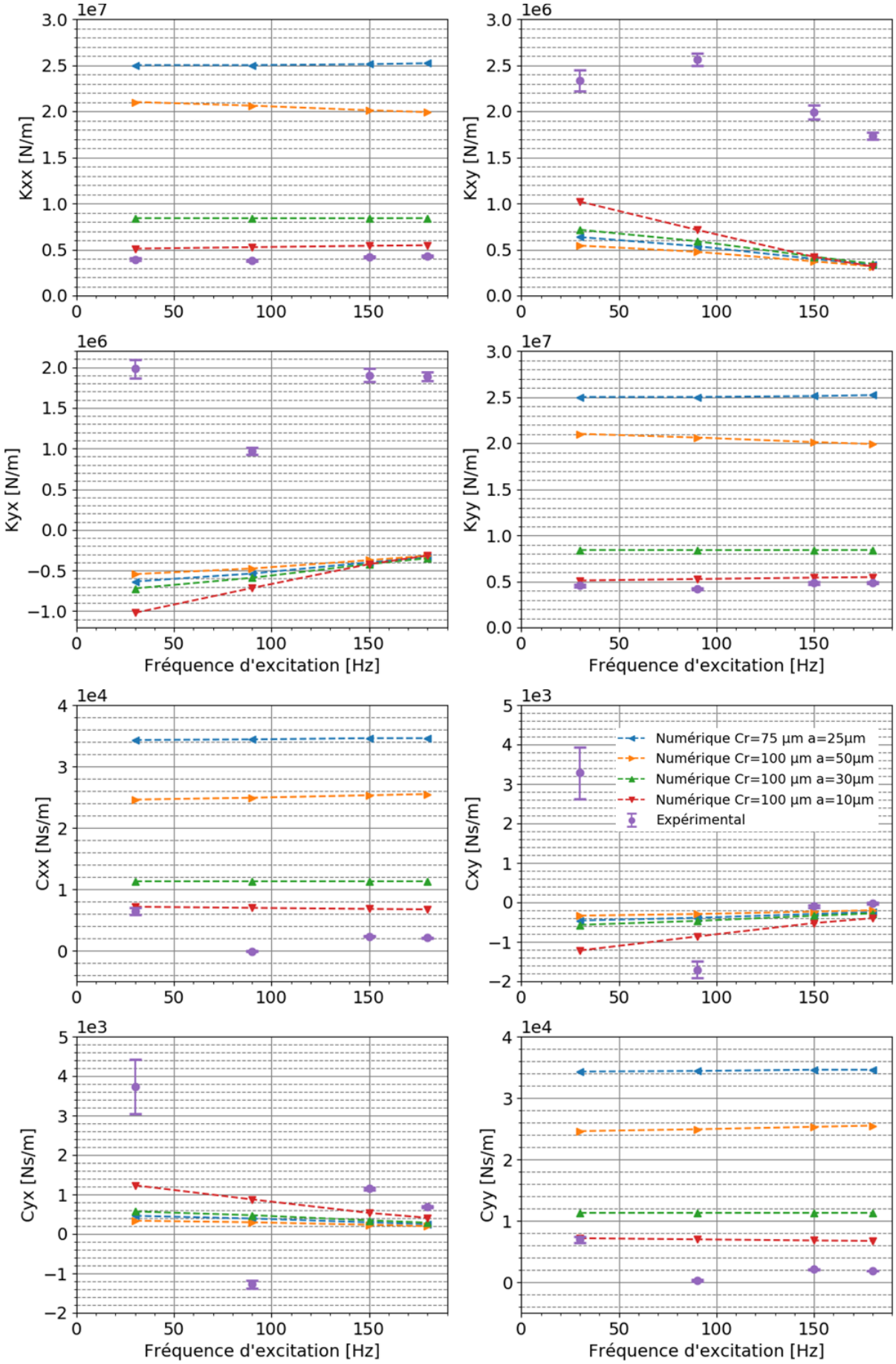


FIGURE 3.19 – Coefficients dynamiques du palier à patins oscillants à 7200 tr/min.

3.2 CONFIGURATION 3 : ARBRE LONG ET FLEXIBLE SUPPORTÉ PAR UN PALIER À PATINS OSCILLANTS

La configuration 3 du banc d'essais est la même que la configuration 2, c'est à dire avec l'arbre de 700 mm de longueur et les disques D2 et D4 dans les mêmes positions mais le palier testé est le palier à patins oscillants à pivots flexibles (Figure 3.20). Les paramètres sont données pour la configuration 2 dans le Tableau 2.6. Les déplacements sont mesurés sur les mêmes plans qu'en configuration 2. Les températures dans le rotor sont toujours mesurées par 5 thermocouples reliés au collecteur tournant. Les températures dans le palier sont mesurées à l'aide des vingt thermocouples positionnés dans les patins et les poches d'alimentation (§3.1.3). Comme pour les deux autres configurations, la température, la pression et le débit d'alimentation en huile sont mesurés.

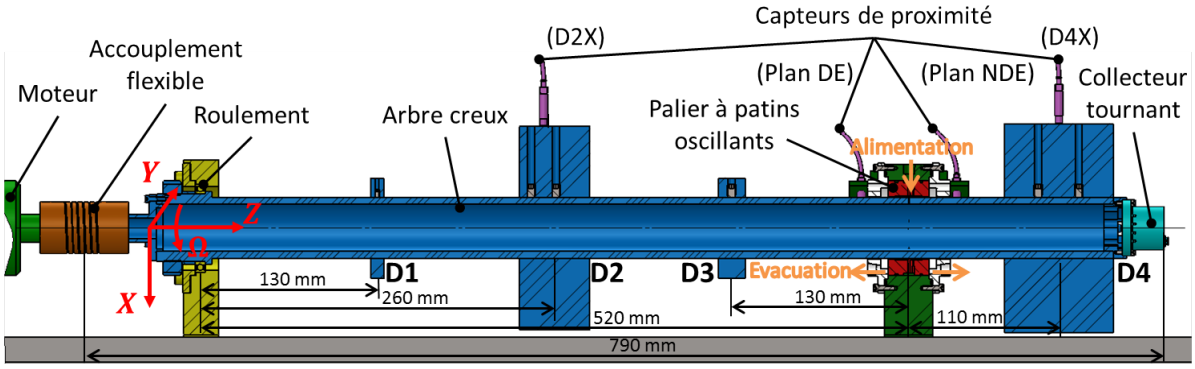


FIGURE 3.20 – Vue en coupe du banc d'essais en configuration 3 (rotor long + TPJB).

3.2.1 *Analyse modale du système rotor-palier dans la configuration 3*

L'analyse modale pour cette configuration a été réalisée en calculant les coefficients dynamiques synchrones du TPJB à l'aide du modèle numérique utilisé précédemment et en utilisant le code de dynamique de rotor présenté en [66] et adapté pour cette étude. Les diagrammes de Campbell et de stabilité issus de cette analyse sont présentés sur la Figure 3.21. Le 1er mode (bleu) a une faible fréquence et est très amorti. Les modes flexibles sont situés à 6300 tr/min pour le mode rétrograde (BW) et à 7300 tr/min pour le mode direct (FW). Le mode direct a un facteur d'amortissement inférieur à 5% et il ne sera donc surement pas possible de le dépasser.

3.2.2 *Équilibrage et runout*

Au vu de la difficulté à équilibrer le rotor sur quatre plans dans la configuration 2, l'équilibrage dans la configuration 3 a été réalisé sur seulement deux plans utilisant les disques D2 et D4. L'équilibrage a été réalisé à 4000 tr/min en utilisant de nouveau la méthode des coefficients d'influences. Avec seulement deux plans d'équilibrage, le 1er mode flexible n'est pas équilibré. Cependant, tous les essais seront effectués en dessous du mode de flexion direct présent à 7300 tr/min.

Comme dans la configuration 2, le défaut de forme (*runout*) est important sur les disques D2 et D4. Il est donc soustrait de la composante synchrone sur tous les résultats présentés pour les disques D2 et D4.

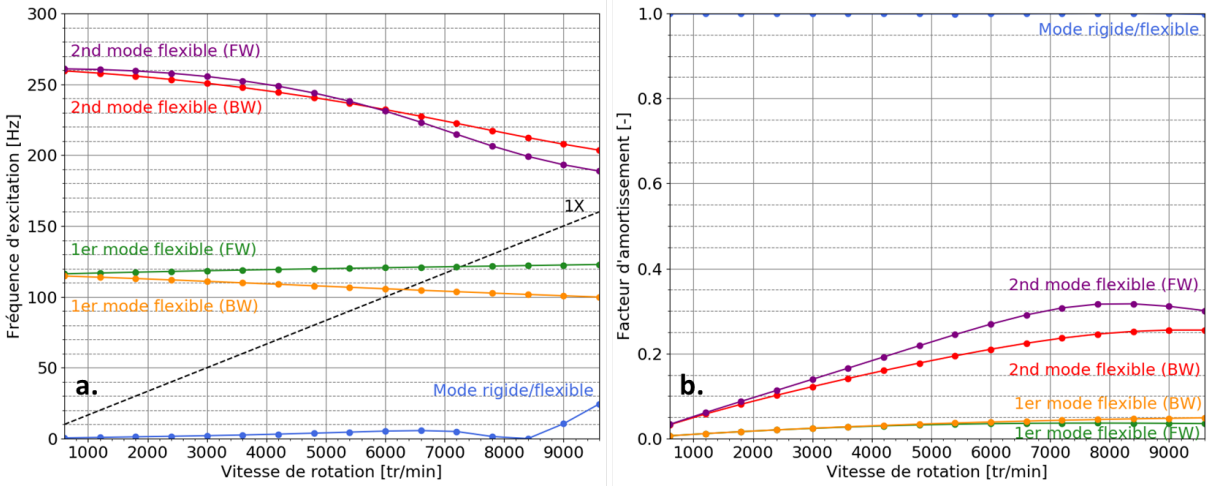


FIGURE 3.21 – a. Diagramme de Campbell. b. Diagramme de stabilité du rotor long supporté par un palier à patins oscillants.

3.2.3 *Résultats expérimentaux*

De nombreux essais ont été réalisés pour différents balourds ajoutés sur les disques D2 et D4 et différentes rampes de montée en vitesse. La variation de balourd sur le disque D4 n'a montré que des résultats stables avec des amplitudes synchrones élevées à une vitesse de 5000 tr/min empêchant l'étude à des vitesses supérieures, plus proches de la vitesse critique. La variation du balourd sur le disque D2 a montré une influence significative sur le comportement du rotor. Deux types d'essais avec des balourds différents sur le disque D2 ont été réalisés et sont détaillés par la suite. Par ailleurs, pour un balourd donné, le variation du temps de montée en vitesse n'a pas montré d'impact significatif sur le comportement stable ou instable du rotor, contrairement à la configuration 2 du rotor long guidé par le palier cylindrique étudié dans le chapitre précédent (§2.3).

Essai 1 : Comportement stable

L'essai 1 a été réalisé avec un balourd ajouté de 230 g.mm à -110° sur le disque D2 et de 160 g.mm à 60° sur le disque D4. La température, la pression et le débit d'alimentation en huile sont respectivement de 22°C, 0.1 bar et 0.1 l/min. La montée en vitesse a durée 200 s pour atteindre une vitesse de rotation de 6550 tr/min qui a été maintenue constante pendant 90 s. L'essai a été répété dix fois dans le but de vérifier la répétabilité des mesures. Les résultats sont détaillés en Annexe C.

Comme pour la configuration 2 présentée au chapitre 2, la proximité entre la vitesse de fonctionnement et la vitesse du 1er mode propre de flexion rétrograde (6300 tr/min), fait qu'il est nécessaire de vérifier le sens de la précession. La Figure 3.22 présente les diagrammes *Full Spectrum* pour les plans DE et NDE. En comparaison avec la Figure 2.31 pour le palier lisse, de nombreuses fréquences sont présentes pour le TPJB. Cela s'explique par la différence de géométrie et notamment que le TPJB est d'une conception complexe. Sur le plan DE (Figure 3.22a.), que ce soit dans le sens direct ou rétrograde, les composantes fréquentielles 0.5X, 1X, 1.5X et 2X sont présentes. Cependant, la composante synchrone (1X) reste prédominante, ce qui indique une précession synchrone et directe. La situation est similaire dans le plan NDE (Figure 3.22b.).

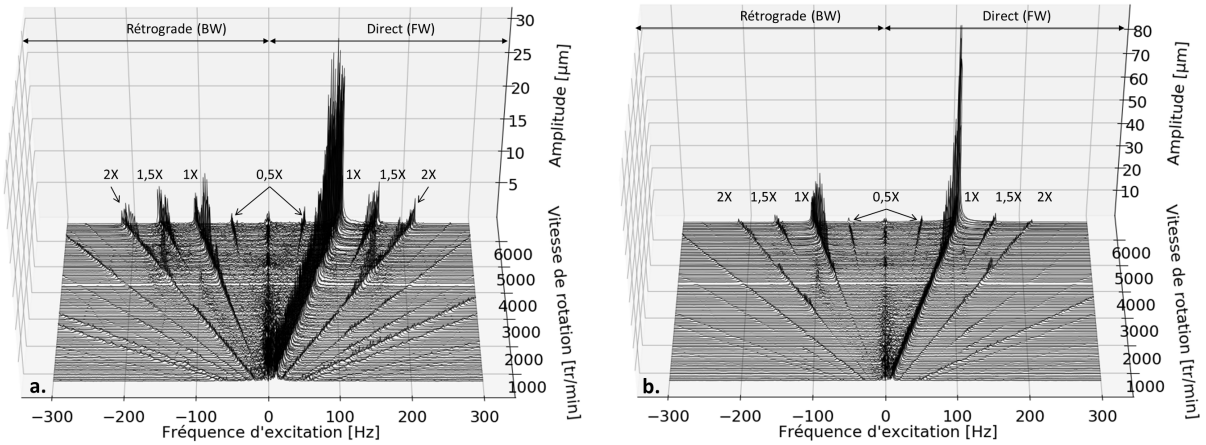


FIGURE 3.22 – Diagrammes *Full Spectrum* de l'essai 1 dans la configuration 3. a. Plan DE. b. Plan NDE.

L'amplitude et la phase synchrone mesurées sur le plan NDE suivant l'axe Y sont tracées sur la Figure 3.23 en fonction de la vitesse de rotation. Lors de la montée en vitesse, l'amplitude synchrone (Figure 3.23a.) reste constante à 4 µm jusqu'à 5600 tr/min [9]. À partir de 5600 tr/min, l'amplitude augmente rapidement avec l'augmentation de la vitesse de rotation (de 4 µm à 20 µm), puis augmente à vitesse constante. Lors de la descente en vitesse, l'amplitude montre une hystérésis importante : elle décroit rapidement, mais, elle est plus importante que lors de la montée. Elle retrouve finalement sa valeur d'origine à l'approche de 4000 tr/min. Comme pour l'amplitude synchrone, la phase synchrone (Figure 3.23b.) évolue peu lors de la montée en vitesse jusqu'à 5600 tr/min. Elle évolue ensuite rapidement avec l'augmentation de la vitesse de rotation et lorsque la vitesse de 6550 tr/min est atteinte. Cependant, à vitesse constante, l'évolution de la phase est inversée. Lors de la descente en vitesse, la phase synchrone évolue rapidement pour reprendre sa valeur d'origine à 4000 tr/min comme pour l'amplitude.

L'observation de cette figure montre bien le comportement hystérétique présent à la fois sur l'amplitude et la phase synchrones. Celui-ci est très marqué entre 5000 et 6550 tr/min et confirme bien la présence d'un effet thermique.

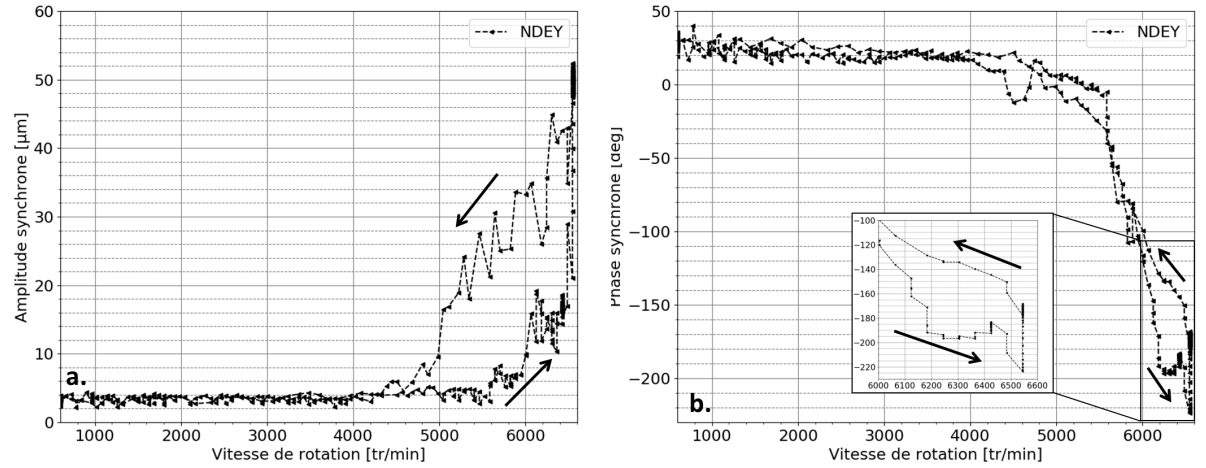


FIGURE 3.23 – Vibration synchrone en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 1 de la configuration 3. a. Amplitude synchrone. b. Phase synchrone.

9. L'amplitude synchrone n'est pas nulle à faible vitesse, puisqu'il y a un léger *runout* lié au défaut de forme du rotor dans les plans de capteurs. Celui-ci étant faible, il n'est pas soustrait.

La Figure 3.24 montre les amplitudes et les phases des vibrations synchrones après l'établissement de la vitesse à 6550 tr/min. Que ce soit les amplitudes synchrones (Figure 3.24a.) ou les phases synchrones (Figure 3.24b.), une évolution importante a lieu lors des dix premières secondes. Les amplitudes augmentent largement du côté NDE (NDEX, NDEY, D4X), en passant de 20 µm à 55 µm pour le plan NDE et de 70 µm à 130 µm sur D4X. Les amplitudes du côté DE augmentent moins. Après cette augmentation rapide, toutes les amplitudes diminuent légèrement et tendent à se stabiliser. Les phases tendent à se stabiliser également après l'évolution rapide.

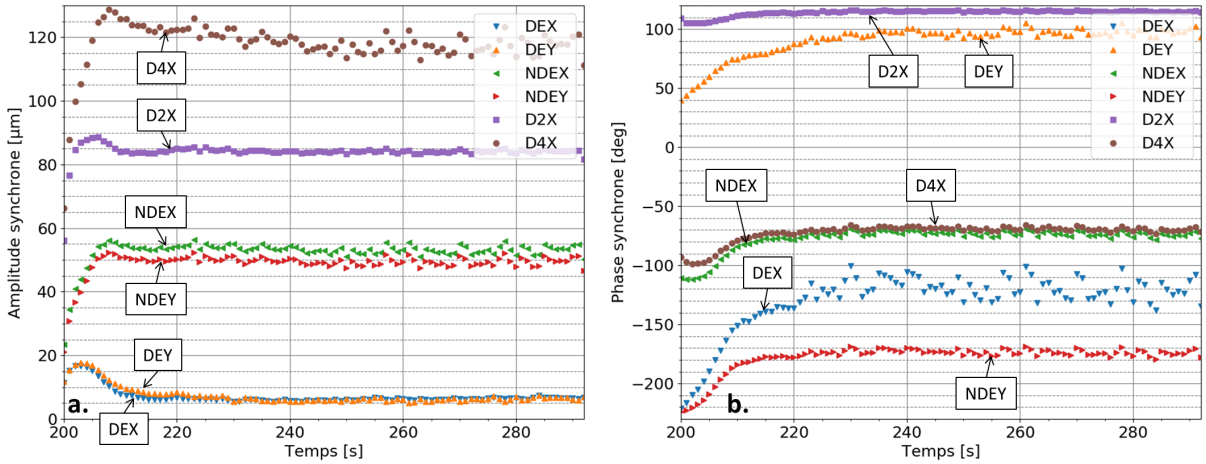


FIGURE 3.24 – Vibrations synchrones pour l'essai 1 de la configuration 3 à 6550 tr/min. a. Amplitudes synchrones. b. Phases synchrones.

Les amplitudes et les phases synchrones présentées sur un diagramme polaire (Figure 3.25) montrent clairement que les vibrations synchrones décrivent des spirales qui évoluent dans le même sens que la vitesse de rotation et qui tendent vers un équilibre. Comme montré au chapitre 1 et constaté au chapitre 2, l'évolution des vibrations synchrones dans le sens de rotation mène à un comportement stable, lorsque la vitesse de fonctionnement est inférieure à la vitesse critique.

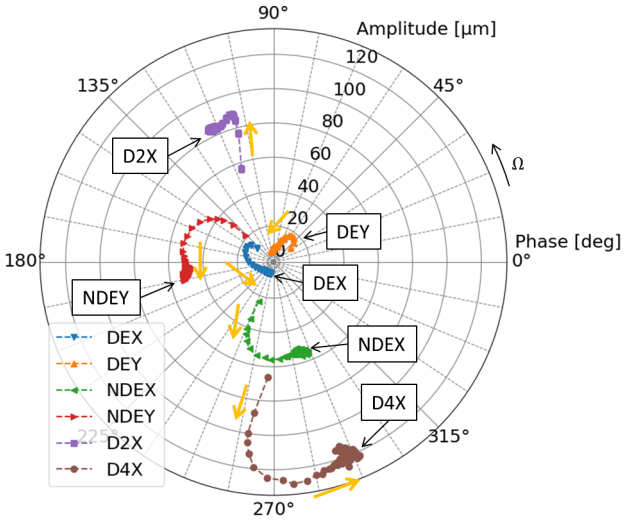


FIGURE 3.25 – Diagramme polaire des vibrations synchrones pour l'essai 1 de la configuration 3.

À partir des cinq thermocouples montés dans le rotor, il est possible de tracer le champ de température sur toute sa circonférence en fonction du temps. L'interpolation par spline cubique présentée au chapitre précédent est réutilisée. La Figure 3.26a. montre le champ de

température à la surface du rotor en fonction du temps. Au début de l'essai, de $t = 200$ s à $t = 210$ s, lorsque les amplitudes et les phases synchrones évoluent rapidement, le point chaud (PC) se déplace rapidement par rapport au keyphasor en passant d'envion 100° à 130°. De plus, le PC n'est pas réellement marqué puisque, dans le même intervalle de temps, la zone entre 250° et 300° est quasiment à la même température. Par la suite de l'essai, le PC se démarque plus et la température du rotor devient de moins en moins homogène.

La Figure 3.26b. présente l'évolution en fonction du temps de la différence de température à la surface du rotor ($\Delta T = T_{max} - T_{min}$) qui augmente rapidement en passant de 5.5°C à 9.5°C et diminue ensuite lentement.

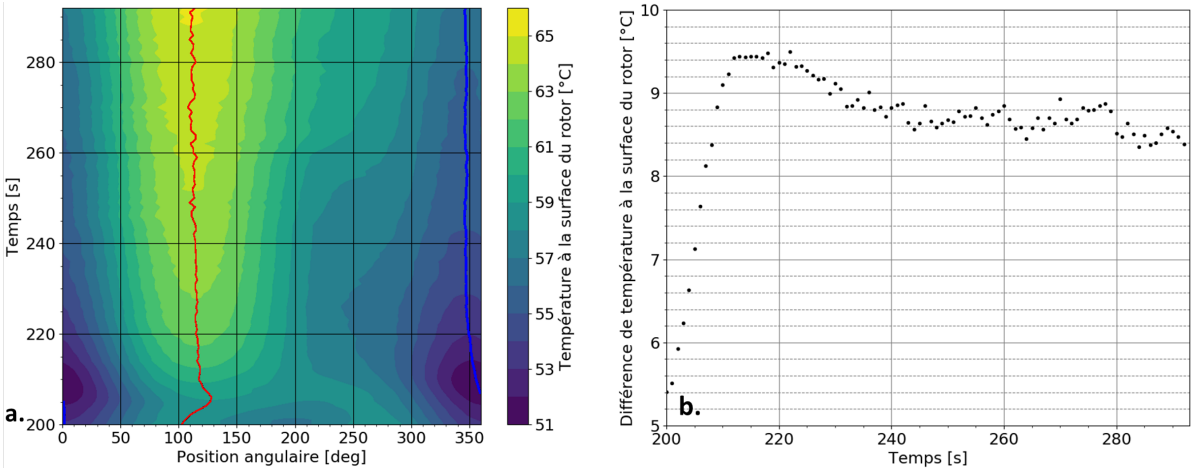


FIGURE 3.26 – Températures du rotor dans le plan milieu du palier pour l'essai 1 dans la configuration 3. a. Cartographie des températures en fonction du temps (les lignes bleue et rouge indiquent respectivement le point froid et le point chaud) . b. Différence de température entre le point chaud et le point froid (ΔT). La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.5.

À partir des quatre thermocouples installés dans chaque patin, la température moyenne et la différence de température de chaque patin sont calculées et présentées sur la Figure 3.27. En raison de la charge statique et du sens de rotation du rotor, le patins 3 est le plus chargé, suivi par le patin 2 et les patins 1 et 4 qui sont seulement préchargés. Ceci s'observe sur les températures moyennes de chaque patin (Figure 3.27a.). Le ΔT pour chaque patin, présentés sur la Figure 3.27b. montrent une augmentation rapide au cours des dix première secondes à vitesse constante, suivi par une légère diminution. Les valeurs et l'évolution des différences de températures à la surface des patins est à corréler avec l'évolution de orbites qui sont présentées par la suite.

Le palier est alimenté en huile à 22°C (constante durant l'essai), cependant, l'injection se fait par le haut du palier dans une rainure circonférentielle extérieur, puis dans la zone active du palier par les poches d'alimentation situé entre les patins. En raison de la recirculation du fluide dans le palier, les températures mesurées dans les poches ne sont pas égales entre elles, comme le montre la Figure 3.28. On peut également observer que pour toutes les poches la température augmente, en raison de l'augmentation globale de température de tout le système.

Grâce à la détermination du PC et de sa position par rapport au *keyphasor*, il est possible de déterminer le retard de phase du PC par rapport au PH avec la procédure développée au chapitre 2 (§2.2.5). Le retard de phase ainsi déterminé est tracé sur la Figure 3.29 pour les plans DE et NDE. Le retard de phase dans le plan milieu n'est pas déterminé car les résultats sur les deux plans (DE et NDE) sont très différents, ce qui ne permet plus de définir le plan milieu par interpolation comme cela a été fait pour les configurations 1 et 2.

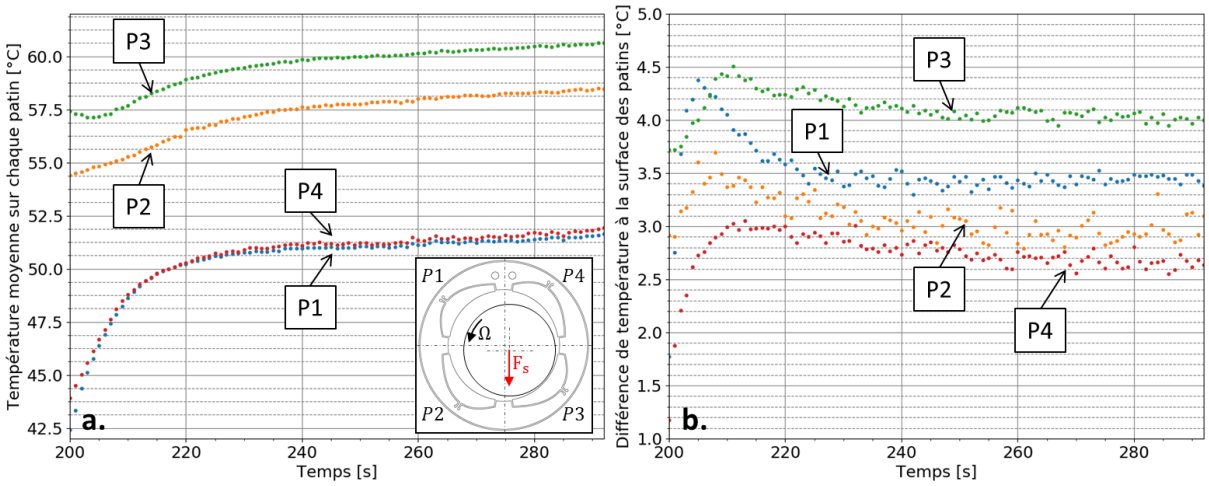


FIGURE 3.27 – a. Températures moyennes des patins. b. Différence de température sur chaque patins. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.5.

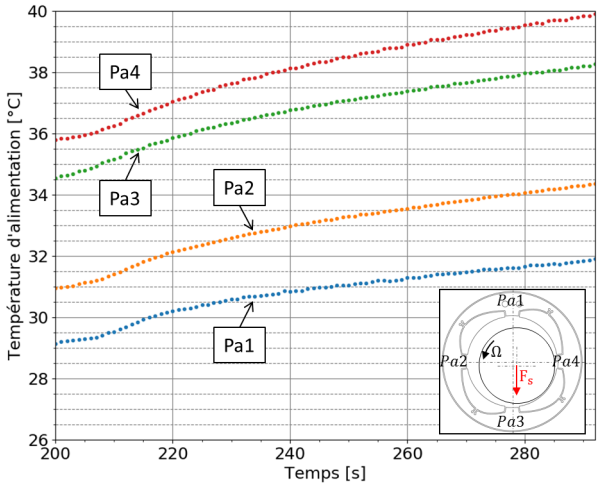


FIGURE 3.28 – Températures d'alimentation des patins.

Au début de l'essai, le retard de phase dans les plans DE et NDE est négatif, c'est à dire, le PC est avant le PH. Cependant, il tend rapidement vers une valeur constante comprise entre -60° et -65° pour le plan DE et 30° à 40° sur NDE. Dans le plan DE, l'erreur devient très importante à partir de $t = 210$ s, ce qui signifie une importante variation de la position du PH sur l'orbite par rapport au *keyphasor*. En observant les orbites sur les plans DE et NDE tracées sur la Figure 3.30, on peut remarquer que pour le plan DE (Figure 3.30a.) les orbites tracées à $t = 200$ s et $t = 203$ s sont quasiment circulaires et englobent le centre du palier. Cela se traduit par une faible variation de la position du PH par rapport au *keyphasor*. En revanche, à $t = 220$ s et $t = 260$ s les orbites sont très elliptiques et n'englobent pas le centre du coussinet. Ceci a pour conséquence d'ajouter un saut dans la variation de la phase du PC par rapport au *keyphasor*, engendrant un écart type important sur la position du PC par rapport au PH.

Contrairement au plan DE, dans le plan NDE (Figure 3.30b.), toutes les orbites englobent le centre du rotor et donc l'écart type du PC par rapport au PH sur le plan NDE (Figure 3.29) est faible à chaque instant t. Par ailleurs, dans le plan NDE (Figure 3.30b.), à partir d'un moment les orbites ont une amplitude supérieure au jeu du palier (bleu). Cela s'explique par le fait que le jeu radial dans le plan NDE est mesuré en déplaçant le rotor rigide à la main dans le palier afin d'en déterminer ses contours, alors que les orbites sur la Figure 3.30 sont les mesures des

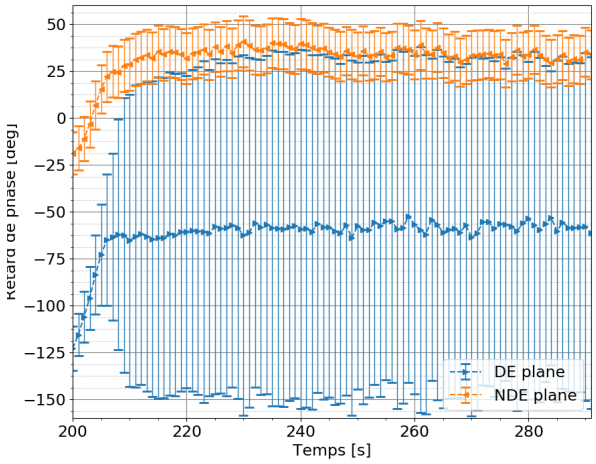


FIGURE 3.29 – Évolution du retard de phase du point chaud par rapport au point haut pour l'essai 1

déplacements dynamiques du rotor flexible. Ces amplitudes peuvent s'expliquer par le fait que le rotor est déformé par un fonctionnement à proximité du 1er mode de flexion et par l'échauffement thermique.

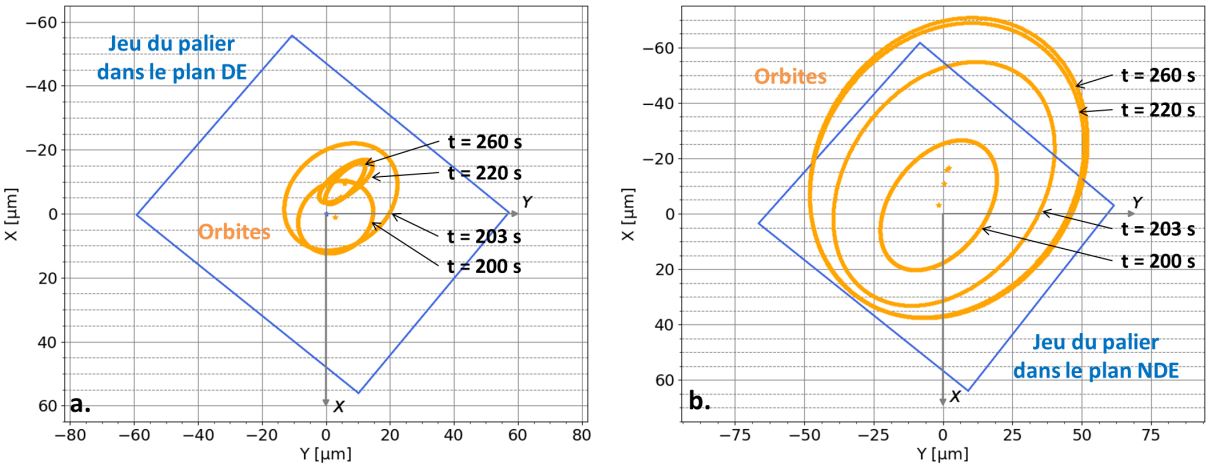


FIGURE 3.30 – Quelques orbites synchrones mesurées au cours de l'essai 1. a. Dans le plan DE. b. Dans le plan NDE

Essai 2 : Comportement instable

L'essai 2 a été réalisé avec un balourd ajouté de 220 g.mm à 6° sur le disque D2 [10] et de 160 g.mm à 60° sur le disque D4. La température, la pression et le débit d'alimentation en huile sont respectivement de 23°C, 0.1 bar et 0.1 l/min. La montée en vitesse a durée 530 s pour atteindre un vitesse de rotation de 6850 tr/min qui a été maintenue constante pendant 100 s.

Comme pour l'essai 1, la proximité de la vitesse de fonctionnement du mode de flexion du rotor, nécessite d'observer le spectre des déplacements du rotor à l'aide des diagrammes *Full Spectrum* tracés sur la Figure 3.31. Que ce soit sur le plan DE ou le plan NDE, la composante synchrone directe est prépondérante, ce qui garantit la précession synchrone directe du rotor.

10. C'est à dire quasiment le même balourd que pour l'essai 1 (230 g.mm) mais cette fois-ci, positionné à environ 120° par rapport à l'essai 1.

L'amplitude et la phase de la vibration synchrone du plan NDE suivant l'axe Y, durant l'essai (démarrage, vitesse constante, arrêt) sont présentées sur la Figure 3.32. Le caractère hystérétique des vibrations synchrones est bien visible. Cependant, en comparant avec l'essai précédent (Figure 3.23), l'amplitude augmente brusquement lors de la descente en vitesse, puis diminue. La phase évolue dans le sens opposé.

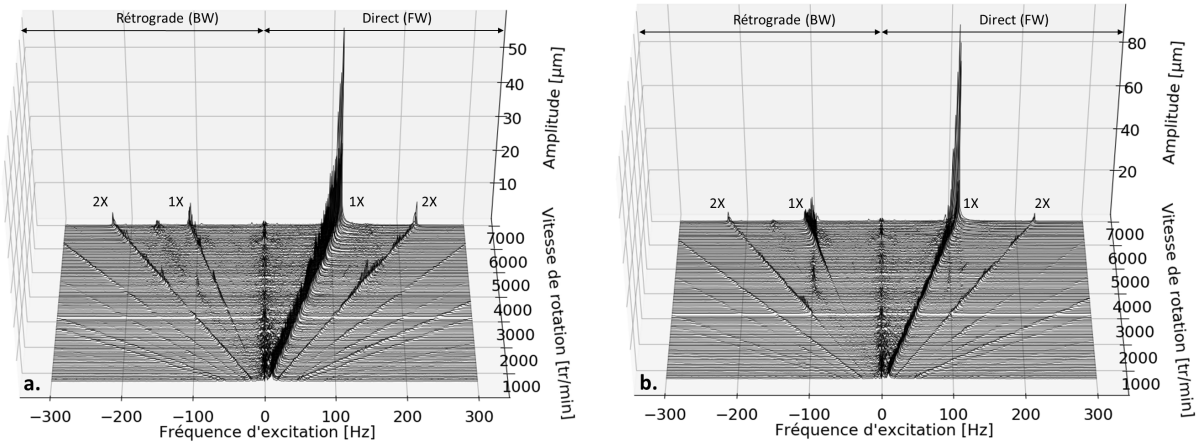


FIGURE 3.31 – Diagrammes *Full Spectrum* de l'essai 2 dans la configuration 3. a. Plan DE. b. Plan NDE.

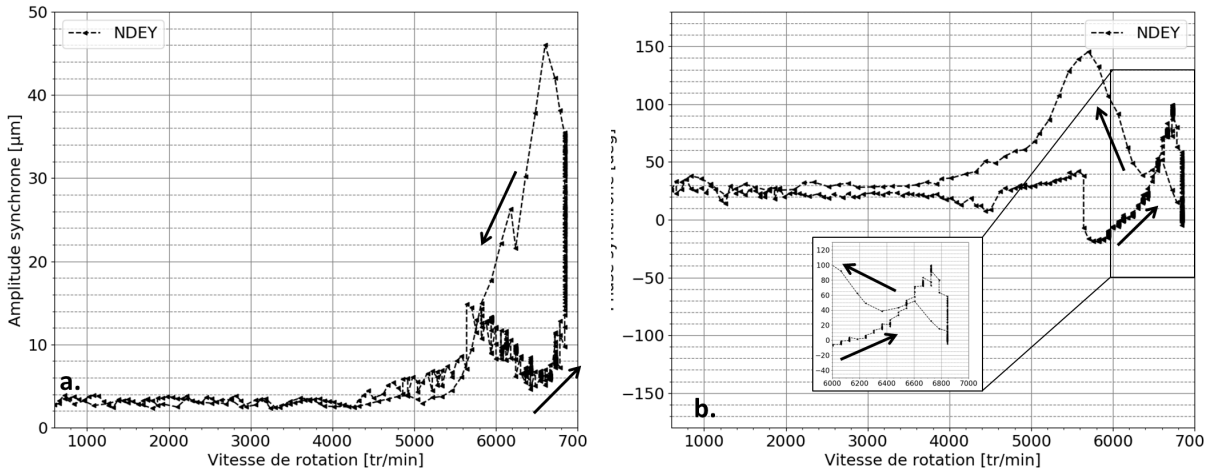


FIGURE 3.32 – Vibration synchrone en fonction de la vitesse de rotation pour l'essai 2 de la configuration 3.

Les amplitudes et les phases synchrones à la vitesse constante de 6850 tr/min sont présentées sur la Figure 3.33. Les amplitudes synchrones (Figure 3.33a.) augmentent rapidement lors des dix premières secondes de l'essai (comme pour l'essai 1), puis les amplitudes mesurées au niveau des disques D2 et D4 diminuent, tandis que les amplitudes sur le plan DE augmentent jusqu'à $t = 600$ s environ puis diminuent et que celles sur le plan NDE continuent d'augmenter. Vers $t = 580$ s l'amplitude D4X augmente de nouveau. À la fin de l'essai, toutes les amplitudes mesurées du coté NDE (NDEX, NDEY, D4X) augmentent alors que celle mesurées du coté DE (DEX, DEY, D2X) diminuent. Les phases synchrones (Figure 3.33b.) montrent peu d'évolution du côté DE mais diminuent de plus de 50° du coté NDE. À partir d'environ $t = 580 \ldots 600$ s la variation des phases change de sens. Ces observations (amplitudes et phases plutôt stables du coté DE et amplitudes et phases variables du coté NDE) indiquent que la déformation thermique du rotor a lieu principalement à l'extrémité NDE du palier.

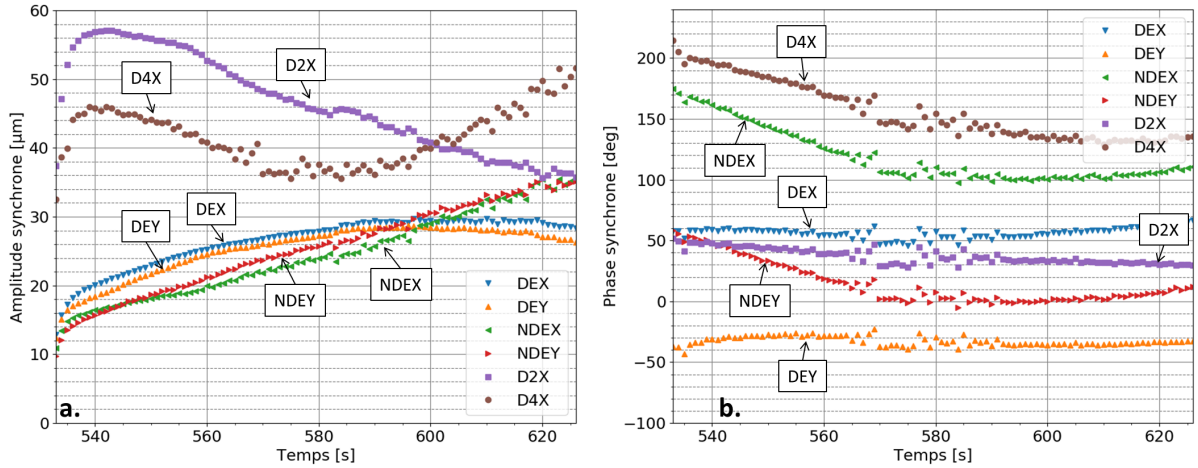


FIGURE 3.33 – Vibrations synchrones pour l'essai 2 de la configuration 3 à 6850 tr/min. a. Amplitudes synchrones. b. Phases synchrones

Le diagramme polaire des vibrations synchrones représenté sur la Figure 3.34 met en évidence la divergence des amplitudes principalement du coté NDE. Comme on a pu le constater sur la Figure 3.33, au début de l'essai, toutes les amplitudes augmentent rapidement, puis ce sont les phases qui évoluent beaucoup dans le sens opposé au sens de rotation du rotor. Cela produit l'augmentation soudaine des amplitudes, pouvant conduire au contact. Le sens d'évolution des phases (opposé au sens de rotation) montre bien le caractère instable de cette configuration.

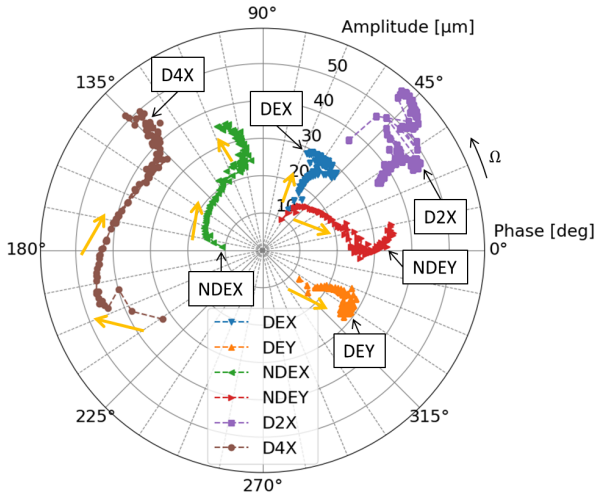


FIGURE 3.34 – Diagramme polaire des vibrations synchrones pour l'essai 2 de la configuration 3 à 6850 tr/min

La cartographie des températures sur la circonférence du rotor et au cours du temps, présentée sur la Figure 3.35a., montre tout d'abord que le point chaud se situe vers 260° par rapport au *keyphasor*. Ceci est à comparer avec la cartographie des températures de l'essai 1 (Figure 3.26a.), où le PC est à environ 110°. Toutefois, au début de l'essai 1, une zone située entre 250 et 300° était quasiment à la même température que le PC. Cela montre que la position du balourd sur le disque D2 a une influence sur le comportement thermique du rotor. La différence de température à la surface du rotor pour l'essai 2 présentée en fonction du temps sur la Figure 3.35b. montre une augmentation continue du début à la fin de l'essai, partant de 7°C et allant jusqu'à 10°C.

Les températures à la surface des patins sont présentées sur la Figure 3.36. Comme l'essai précédent, les températures moyennes (Figure 3.36a.) indiquent que les patins 3 et 2 sont les plus chargés, mais également que le chargement change au cours de l'essai. Ce changement de comportement s'observe également sur les différences de températures (Figure 3.36b.), où les ΔT augmentent, d'abord sur le patin 1 puis sur les autres, en étant plus marqué sur les patins 1 et 4, qui n'étaient pas très chargé au début de l'essai. Ce comportement s'explique principalement par l'augmentation de l'amplitude des déplacements du rotor dans le palier et le changement de forme des orbites (Figure 3.38).

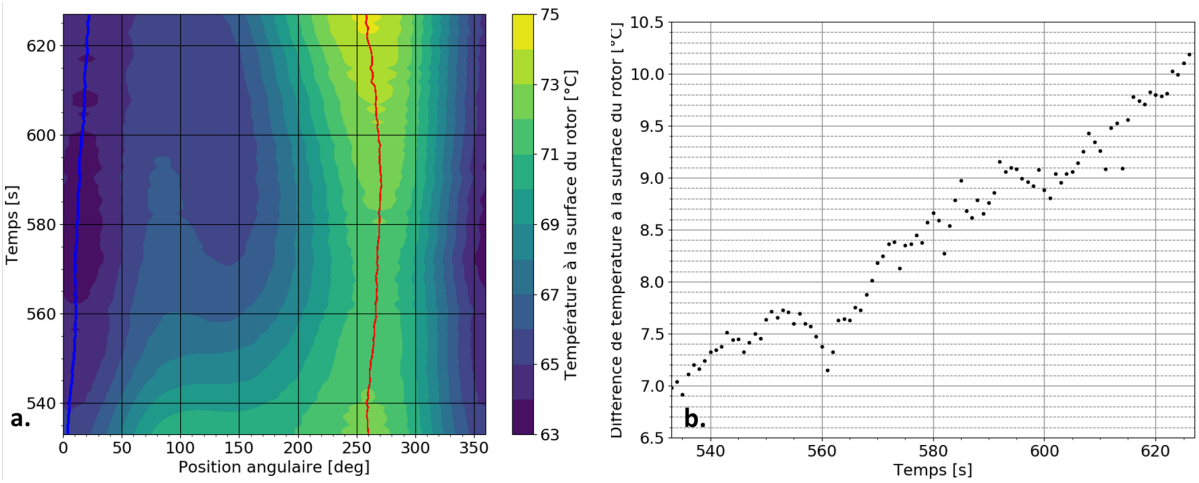


FIGURE 3.35 – Températures du rotor dans le plan milieu du palier pour l'essai 2. a. Cartographie des températures en fonction du temps (les lignes bleue et rouge indique respectivement le point froid et le point chaud) . b. Différence de température entre le point chaud et le point froid (ΔT). La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.6.

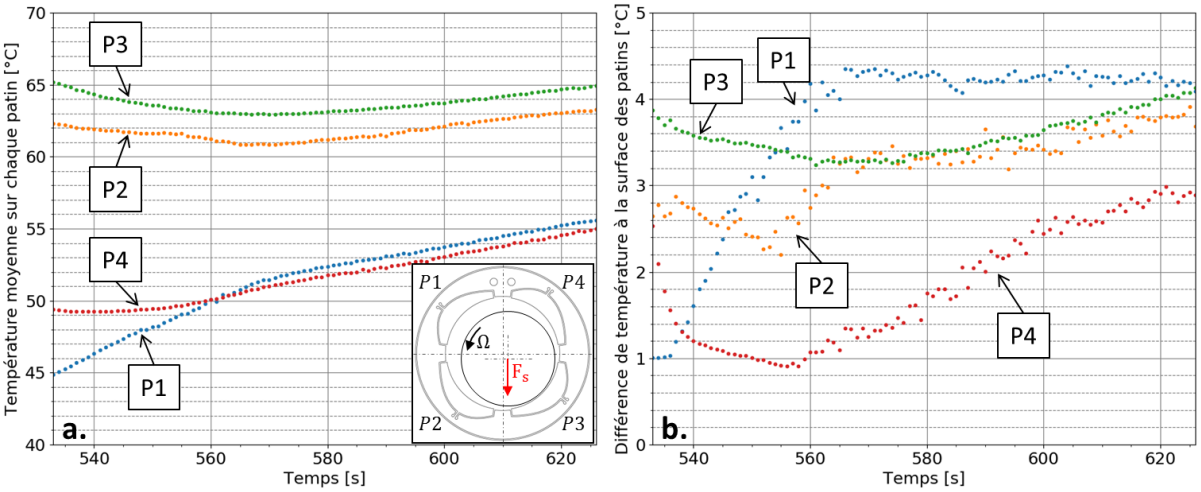


FIGURE 3.36 – a. Températures moyennes des patins. b. Différence de température sur chaque patins. Pour l'essai 2. La mesure de température de chaque thermocouple est fournie en Annexe D.6.

Pour cet essai, la température d'alimentation du palier est de 23°C, les températures mesurées dans les poches d'alimentation présentées sur la Figure 3.37 indiquent bien l'effet de mélange et de recirculation d'huile liée à la rotation du rotor. En comparaison de l'essai 1 (Figure 3.28) les températures dans les poches sont plus élevées du fait du temps de démarrage plus lent et de la vitesse de rotation plus élevée.

À la différence de l'essai 1, les orbites des déplacements synchrones représentées sur la Figure 3.38 pour les plans DE et NDE sont plutôt circulaires tout au long de l'essai. Les amplitudes sont plus importantes que pour l'essai 1 sur le plan DE et moins importantes sur le plan NDE. Comme toutes les orbites englobent le centre du coussinet, l'erreur faite sur la variation du PH par rapport au keyphasor reste faible. Le déphasage du PC par rapport au PH est donc bien déterminé. La Figure 3.39 montre cette évolution sur chacun des plans de mesure. Sur le plan DE, le retard de phase est négatif, ce qui signifie que le PC est avant le PH et est compris entre -50 et -30°. Sur le plan NDE, le retard de phase est de 70° au début de l'essai, diminue rapidement vers 10° puis lentement vers 0° dans le plan NDE.

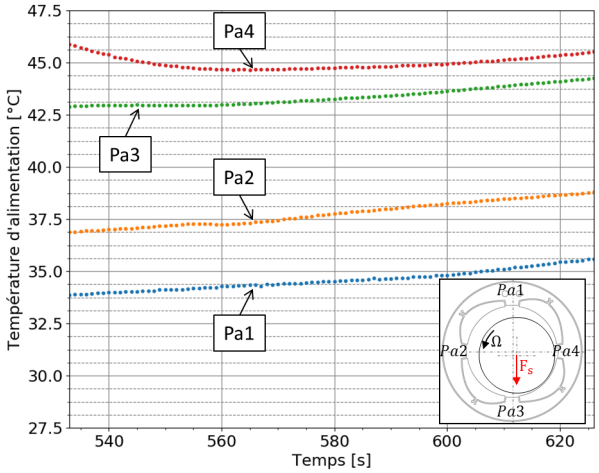


FIGURE 3.37 – Températures d'alimentation des patins pour l'essai 2.

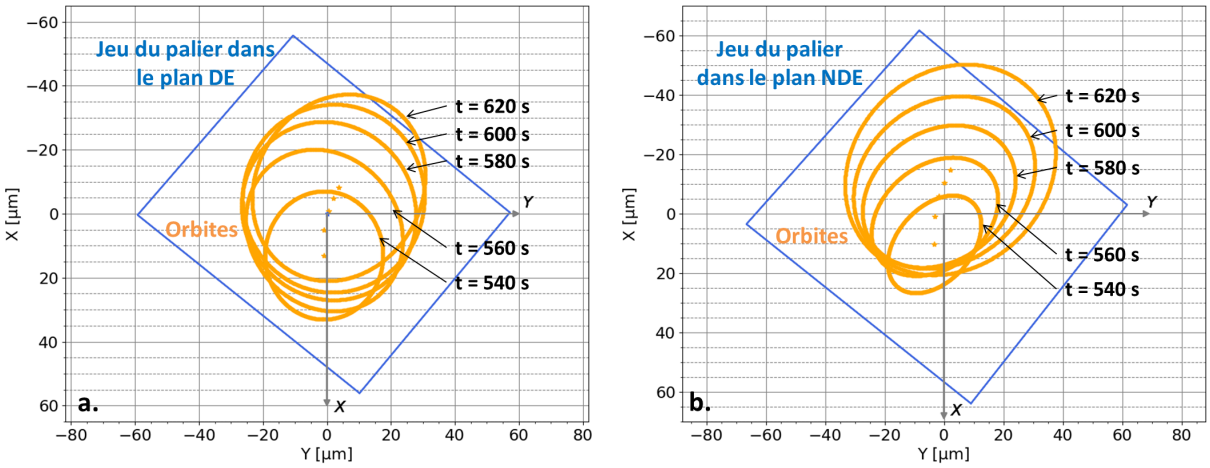


FIGURE 3.38 – Quelques orbites synchrones mesurées au cours de l'essai 2. a. Dans le plan DE. b. Dans le plan NDE.

Les retards de phase du PC par rapport au PH dans les deux plans montrent que l'échauffement du rotor est principalement généré au niveau de l'extrémité NDE. Lorsque l'amplitude est importante et que le contact est proche, le déphasage tend vers 0°.

3.2.4 *Conclusion sur les résultats dans la configuration 3*

La configuration 3 du banc d'essais est composé d'un rotor long et flexible supporté par un palier à patins oscillants à pivots flexibles. Les essais effectués dans cette configuration ont montré un comportement hystérétique des vibrations synchrones, ainsi qu'un caractère stable ou instable en fonction du balourd ajouté.

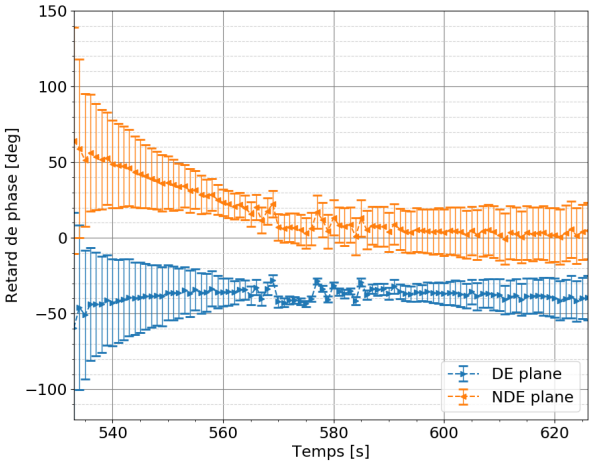


FIGURE 3.39 – Évolution du retard de phase du point chaud par rapport au point haut pour l'essai 2.

Pour le premier essai réalisé à 6550 tr/min, des vibrations spirales convergentes ont été observées ainsi que la stabilisation de la différence de température du rotor indiquant la stabilisation du système. Par ailleurs, l'observation des orbites, qui sont faibles dans le plan DE et élevées dans le plan NDE et le retard de phase du PC par rapport au PH dans le plan NDE montrent clairement que la déformation du rotor suite à l'échauffement est présente du côté NDE. Ceci se traduit par le fait que le point chaud sur le rotor n'est pas situé dans le plan médian du palier mais plutôt à l'extrémité NDE.

Le second balourd testé est similaire mais positionné à environ 120° du précédent. Il a permis de réaliser un essai à une vitesse supérieure, de 6850 tr/min. Celui-ci a montré des vibrations spirales tournant dans le sens opposé à la rotation du rotor (signe du caractère instable) et divergentes au bout d'un certain temps, forçant à l'arrêt. La différence de température à la surface du rotor ne cesse d'évoluer tout au long de l'essai. Pour cet essai, les orbites sont importantes dans les deux plans de mesures (DE et NDE), et le retard de phase du PC par rapport au PH dans le plan NDE montre bien que le contact rotor-patins est possible (déphasage nul, PC=PH).

En conclusion sur les deux essais, la différence de balourd a eu une incidence sur la position circonférentielle du PC, amenant dans un cas à un comportement stable et dans l'autre à un comportement instable. De plus, d'après l'observation des orbites, la position du balourd a influencé la position axiale du PC, puisque pour l'essai 1 les orbites étaient faibles dans le plan DE et très élevées dans le plan NDE, alors que pour l'essai 2, elles étaient élevées dans les deux plans. Cela nous indique potentiellement que le PC était localisé à l'extrémité NDE du palier pour l'essai 1, alors qu'il est localisé dans le plan médian du palier pour l'essai 2. Cela permet de conclure que la position axiale de l'échauffement du rotor peut aussi avoir une influence sur la stabilité du système rotor palier.

4

Conclusion générale

L'effet Morton est un phénomène thermique transitoire qui se produit dans un rotor supporté par un palier hydrodynamique et qui induit une évolution de ses vibrations synchrones. Dans certaines conditions cela peut conduire au contact rotor-palier, pour cette raison on parle de phénomène d'instabilité thermique. Ces conséquences peuvent être importantes dans l'industrie, notamment pour des entreprises dans le secteur de la production d'énergie où l'arrêt de production (électricité, gaz, ...) a un coût élevé. C'est pourquoi l'entreprise EDF, gérant un parc important de machines tournantes, a besoin de connaitre et maitriser l'apparition de ce phénomène. Cette étude s'inscrit donc dans une démarche de compréhension expérimentale de l'effet Morton. De plus l'étude permet d'étoffer la littérature technique et scientifique restreinte sur le sujet et de créer une base solide pour la validation des modèles numériques.

Le premier chapitre de cette thèse introduit les phénomènes d'instabilité thermique qui accompagne les vibrations synchrones des machines tournantes. Le comportement est expliqué par l'étude d'un modèle à 1 degré de liberté de l'effet Newkirk. L'étude bibliographique des cas industriels, des modélisations numériques et des analyses expérimentales de l'effet Morton ont permis de comprendre comment le phénomène apparait, est détecté et corrigé dans l'industrie et comment il est quantifié et modélisé.

Le second chapitre s'est intéressé à l'analyse expérimentale de l'effet Morton pour un palier cylindrique. Dans un premier temps le développement du banc d'essais et les caractéristiques du palier cylindrique ont été présentés. Ensuite l'utilisation d'un excitateur électromagnétique intégré au banc d'essais a permis de réaliser l'identification expérimentale des coefficients dynamiques du palier. Des essais ont été réalisés avec un arbre court et rigide supporté par un palier cylindrique. Ils ont permis de quantifier l'influence des effets thermiques sur les vibrations synchrones et ont confirmé les études antérieures en montrant la corrélation linéaire entre l'augmentation des vibrations synchrones et la différence de température à la surface du rotor, le comportement hystérétique et le retard de phase entre le point chaud et le point haut. Les essais ont également montré le caractère stable de l'effet Morton dans cette configuration.

Afin de favoriser l'apparition d'un effet Morton instable, un rotor composé d'un arbre long et flexible et d'un disque de masse importante en porte à faux ont été intégrés au banc d'essais. Pour cette configuration, les essais ont montré un comportement stable ou instable non

seulement en fonction du balourd ajouté ou de la proximité d'un mode de flexion du rotor, mais aussi en fonction du temps de démarrage. Trois essais ont été réalisés. Le premier, avec une montée lente en vitesse, a montré un comportement stable, malgré une différence de température élevée à la surface du rotor et des vibrations spirales contra-rotatives. Le second et le troisième essai réalisés avec une montée rapide en vitesse, ont montré un comportement instable, conduisant au contact lors de l'essai 3. L'influence du temps de démarrage, s'explique par la réduction du jeu radial du palier. Ainsi, lors d'un démarrage rapide, le rotor semble se dilater plus rapidement que le coussinet, réduisant le jeu radial et modifiant les caractéristiques du palier. Comme vu au chapitre 1, cette réduction de jeu radial a une influence directe sur l'effet Morton et donc sur sa stabilité.

Le troisième chapitre a été consacré à l'analyse expérimentale de l'effet Morton pour un rotor flexible supporté par un palier à patins oscillants à pivots flexibles. Dans un premier temps, une étude bibliographique de ce type de palier a été réalisée, puis son dimensionnement a été détaillée. Après fabrication, le palier a été étudié sous chargement statique puis ses coefficients dynamiques ont été identifiés expérimentalement par la même méthode que celle détaillée au chapitre 2. Les essais réalisés avec le rotor long et les disques lourds ont montré que pour ce palier, le temps de démarrage n'avait plus d'influence sur le caractère stable ou instable des vibrations synchrones. Ceci montre que ce palier s'adapte mieux aux déformations thermiques que le palier cylindrique. Les essais ont montré qu'une vitesse de fonctionnement plus proche d'un mode flexible du rotor pouvait être atteinte, mais qu'en fonction du balourd les vibrations spirales pouvaient être instable.

Cette thèse a mis en évidence différentes formes d'apparition de l'effet Morton, comme l'a fait Dimarogonas pour l'effet Newkirk [1, 3]. Cependant, seulement des comportement stables et instables ont été rencontrés mais pas le comportement oscillatoire (cyclage à la limite de stabilité). D'après les différentes configurations testées, le caractère stable ou instable de l'effet Morton est lié au balourd mécanique, à la proximité d'un mode de flexion de rotor, à la configuration du rotor mais aussi au temps de démarrage. L'influence du temps de démarrage sur l'apparition de l'effet Morton laisse à penser que par le passé, certains cas de grippages et de contacts du rotor dans les paliers ont peut être été causés par l'effet Morton, sans qu'il ne soit diagnostiqué.

Bibliographie

[1] A.D. Dimarogonas, « A Study of the Newkirk Effect in Turbomachinery », *Wear* 28 (1974), p. 369–382.

[2] B.L. Newkirk, « Shaft Rubbing », *Mechanical Engineering* 48 (1926), p. 830–832.

[3] A.D. Dimarogonas, « Newkirk Effect : Thermally Induced Dynamic Instability of High-Speed Rotors », *Gas Turbine Conf. and Products Show, Washington, D.C., April 8-12*. ASME Paper No. 73-GT-26. 1973.

[4] W. Kellenberger, « Spiral Vibrations Due to the Seal Rings in Turbogenerators Thermally Induced Interaction Between Rotor and Stator », *J. Mech. Des.* 102.1 (1980), p. 177–184.

[5] M.L. Adams, *Rotating Machinery Vibration From Analysis To Troubleshooting*. Marcel Dekker, Inc., 2001.

[6] A. Muszynska, *Rotordynamics*. Boca Raton, Floride, CRC Press, 2005.

[7] R. Gasch, R. Nordmann et H. Pfutzner, *Rotordynamik*. Springer Berlin, 2006.

[8] D. Childs, *Turbomachinery Rotordynamics with Case Studies*. Minter Spring Publishing, Wellborn, Texas, 2013.

[9] O. Matsushita, M. Tanaka, H. Kanki, M. Kobayashi et P.S. Keogh, *Vibrations of Rotating Machinery - Volume 1. Basic Rotordynamics : Introduction to Practical Vibration Analysis*. Springer Japan, 2017.

[10] N. Takahashi, M. Hiroshima, H. Miura et Y. Fukushima, « Dynamic Instability Induced by Iron Loss Unbalance in Rotor-Active Magnetic Bearing System », *Trans. Japan Soc. Mech. Eng. Ser. C* 69.685 (2003), p. 2287–2294.

[11] N. Takahashi et S. Kaneko, « Thermal Instability in a Magnetically Levitated Doubly Overhung Rotor », *J. Sound Vib.* 332.5 (2013), p. 1188–1203.

[12] P.G. Morton, « Some Aspects of Thermal Instability in Generators », *GEC internal report No. S/W40 u 183* (1975).

[13] B. Hesseborn, « Measurements of Temperature Unsymmetries in Bearing Journal Due to Vibration », *Internal Report ABB Stal.* (1978).

[14] J. Schmied, « Spiral Vibrations of Rotors », *Rotating Mach. Dyn. 2, Proc. ASME Des. Technol. Conf. Boston, Massachusetts, September 27-30*. 1987.

[15] P.S. Keogh et P.G. Morton, « Journal Bearing Differential Heating Evaluation with Influence on Rotor Dynamic Behaviour », *Proc. R. Soc. London Ser. A- Math. Phys. Eng. Sci.* 441.1913 (1993), p. 527–548.

[16] D. Dowson, J.D. Hudson, B. Hunter et C.N. March, « An Experimental Investigation of the Thermal Equilibrium of Steadily Loaded Journal Bearings », *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings* 181.2 (1966), p. 70–80.

[17] F.M. de Jongh et P.G. Morton, « The Synchronous Instability of a Compressor Rotor Due to Bearing Journal Differential Heating », *J. Eng. Gas Turbines Power* 118.4 (1996), p. 817–823.

[18] F.M. de Jongh et P. van der Hoeven, « Application of a Heat Barrier Sleeve », *Proc. Twenty-seventh Turbomach. Symp., Texam A&M University, College Station, Texas*. 1998, p. 17–26.

[19] F. Berot et H. Dourlens, « On Instability of Overhung Centrifugal Compressors », *Proc. Gas Turbine Aeroengine Congr. Exhib., Indianapolis, Indiana, June 7-10, ASME paper No. 99-GT-202*. 1999.

[20] P.S. Keogh et P.G. Morton, « The Dynamic Nature of Rotor Thermal Bending Due to Unsteady Lubricant Shearing within a Bearing », *Proc. R. Soc. London Ser. A- Math. Phys. Eng. Sci.* 445.1924 (1994), p. 273–290.

[21] H.B. Faulkner, W.F. Strong et R.G. Kirk, « Thermally Induced Synchronous Instability of a Radial Inflow Overhung Turbine, Part II », *Proc. of ASME Design Eng. Tech. Conf., Sacramento, California, DETC97/VIB-417*. 1997.

[22] J.A. Kocur et F.M. de Jongh, « Thermal Rotor Instability in Gas Compressors », *AVPG 14th International Gas Convention*. 2000.

[23] W. Marscher et B. Illis, « Journal Bearing " Morton Effect " Cause of Cyclic Vibration Compressors », *Tribol. Trans.* 50.1 (2007), p. 104–113.

[24] J. Schmied, J. Pozivil et J. Walch, « Hot Spots in Turboexpander Bearings : Case History, Stability, Analysis, Measurements and Operational Experience », *Proc. ASME Turbo Expo 2008 : Power land, sea and air, June 9-13, Berlin, Ger., GT2008-51179*. 2008, p. 1–11.

[25] J.A. Lorenz et B.T. Murphy, « Case Study of Morton Effect Shaft Differential Heating in Variable Speed Rotating Electric Machine », *Proc. ASME Turbo Expo 2011*. 2011, p. 1–13.

[26] X. Tong et A. Palazzolo, « Tilting Pad Gas Bearing Induced Thermal Bow-Rotor Instability (Morton Effect) », *Tribol. Int.* 121.1 (2018), p. 269–279.

[27] B.T. Murphy et J.A. Lorenz, « Simplified Morton Effect Analysis for Synchronous Spiral Instability », *J. Vib. Acoust.* 132.5 (2010), p. 1–7.

[28] A.C. Balbahadur et R.G. Kirk, « Part I — Theoretical Model for a Synchronous Thermal Instability Operating in Overhung Rotors », *Int. J. Rotating Mach.* 10.6 (2004), p. 469–475.

[29] A.C. Balbahadur et R.G. Kirk, « Part II — Case Studies for a Synchronous Thermal Instability Operating in Overhung Rotors », *Int. J. Rotating Mach.* 10.6 (2004), p. 477–487.

[30] J.G. Lee et A. Palazzolo, « Morton Effect Cyclic Vibration Amplitude Determination for Tilt Pad Bearing Supported Machinery », *J. Tribol.* 135.1 (2013), p. 1–12.

[31] J. Suh et A. Palazzolo, « Three-Dimensional Thermohydrodynamic Morton Effect Analysis—Part I : Theoretical Model », *J. Tribol.* 136.3 (2014), p. 1–14.

[32] X. Tong, A. Palazzolo et J. Suh, « Rotordynamic Morton Effect Simulation With Transient, Thermal Shaft Bow », *J. Tribol.* 138.3 (2016), p. 1–11.

[33] X. Tong et A. Palazzolo, « Double Overhung Disk and Parameter Effect on Rotordynamic Synchronous Instability—Morton Effect—Part I : Theory and Modeling Approach », *J. Tribol.* 139.1 (2016), p. 1–11.

[34] Silun Zhang, « Analyse de l'effet morton dans les turbines à vapeur ». Thèse de doct. Université de Poitiers, 2019.

[35] S. Zhang, M.-A. Hassini et M. Arghir, « Accuracy and Grid Convergence of the Numerical Solution of the Energy Equation in Fluid Film Lubrication : Application to the 1D Slider », *Lubricants* 6.4 (2018).

[36] F.M. de JONGH, « The Synchronous Rotor Instability Phenomenon - Morton Effect », *47th Turbomach. & 34st pump Symp.* 2018.

[37] P.G. MORTON, « An Interim Note on One Aspect of the Running Characteristics of a Gas Turbine », *GEC internal report No. S/W40 u 226* (1976).

[38] B. LARSSON, « Journal Asymmetric Heating — Part I : Nonstationary Bow », *J. Tribol.* 121.1 (1999), p. 157–163.

[39] A.C. BALBAHADUR, « A Thermoelastohydrodynamic Model of the Morton Effect Operating in Overhung Rotors Supported by Plain or Tilting Pad Journal Bearings ». Thèse de doct. Virginia Polytechnic Institute et State University, 2001.

[40] P.J. BRADLEY, « Fundamental Study into the Governing Conditions of Rotor Thermal Bows in Hydrodynamic Bearings ». Thèse de doct. Cranfield University, 2012.

[41] D. PANARA, L. BALDASSARE, S. PANCONI, E. MELI, D. GRIFFINI et A. MATTANA, « Numerical Prediction and Experimental Validation of Rotor Thermal Instability », *44th Turbomach. & 31st pump Symp.* 2015.

[42] X. TONG et A. PALAZZOLO, « Measurement and Prediction of the Journal Circumferential Temperature Distribution for the Rotordynamic Morton Effect », *J. Tribol.* 140.3 (2018), p. 1–25.

[43] A. HRESKO, D. SHIN et A. PALAZZOLO, « Experimental Investigation of Morton Effect (Thermally Induced Rotor Instability) », *Proc. ASME Turbo Expo 2019 Turbomach. Tech. Conf. Expo. June 17-21, Phoenix, USA, ASME Paper GT2019-92281*. 2019.

[44] D. CHILDS, « The Remarkable Turbomachinery-Rotordynamics Developments During the Last Quarter of the 20th Century », *SAE Tech. Pap.* Sept. 2015.

[45] L. GU, « A Review of Morton Effect : From Theory to Industrial Practice », *Tribol. Trans.* 61.2 (2017), p. 381–391.

[46] X. TONG, A. PALAZZOLO et J. SUH, « A Review of the Rotordynamic Thermally Induced Synchronous Instability (Morton) Effect », *Appl. Mech. Rev.* 69.6 (2017).

[47] E.F. BOON et S.E. TAL, « Hydrodynamische Dichtung fur Rotierende Wellen », *Chemie ingenieur-technik* 31.3 (1959), p. 202–213.

[48] W.K. STAIR, « Analysis of the Viscoseal - Part 1 : The Concentric Laminar Case », *Report ME 65-587-2, The University of Tennessee, NASA Report CR-285* (1965).

[49] W.K. STAIR, « Effect of Groove Geometry on Viscoseal Performance », *Journal of Engineering and Power* 89.4 (1967), p. 605–612.

[50] G.H. DESIMONE, « Fundamentals of Signal Processing Applied to Rotating Machinery Diagnostics », *43th Turbomach. & 30st pump Symp.* 2014.

[51] R. TIWARI, *Rotor Systems : Analysis and Identification*. CRC Press, 2017.

[52] D.J EWINS, *Modal Testing : Theory and Practice*. 1984, p. 269.

[53] R. TIWARI, A.W. LEES et M.I. FRISWELL, « Identification of Dynamic Bearing Parameters : A Review », *Shock Vib. Dig.* 36.2 (2004), p. 99–124.

[54] T.W. DIMOND, P.N. SHETH, P.E. ALLAIRE et M. HE, « Identification Methods and Test Results for Tilting Pad and Fixed Geometry Journal Bearing Dynamic Coefficients - A Review », *Shock Vib.* 16.1 (2009), p. 13–43.

[55] G. SCHWEITZER et E.H. MASLEN, *Magnetic Bearings : Theory, Desing, and Application to Rotating Machinery*. 2009.

[56] E. Knopf et R. Nordmann, « Active magnetic bearings for the identification of dynamic characteristics of fluid bearings : calibration result », *6th Int. Symp. Magnetic Bearing, Cambridge, Massachusetts*. 1998.

[57] E. Knopf et R. Nordmann, « Identification of the Dynamic Characteristics of Turbulent Journal bearings Using Active Magnetic Bearings », *7th Int. Conf. Vib. Rot. Mach., Nottingham, GB*. 2000.

[58] A.J. Voigt, « Towards Identification of Rotordynamic Properties for Seals in Multiphase Flow Using Active Magnetic Bearings Design and Commissioning of a Novel Test Facility ». Thèse de doct. Technical University of Denmark, 2016.

[59] E. Bellabarba, S. Díaz et V. Rastelli, « A Test Rig for Air Bearings Rotordynamic Coefficients Measurement », *ASME Turbo Expo 2005 Power Land, Sea Air*. 2005, p. 1–7.

[60] P. Arumugam, S. Swarnamani et B.S. Prabhu, « Experimental Identification of Linearized Oil Film Coefficients of Cylindrical and Tilting Pad Bearings », *J. Eng. Gas Turbines Power* 117 (1995), p. 33–40.

[61] S.K. Reddy, S. Swarnamani et B.S. Prabhu, « Experimental Investigation on the Performance Characteristics of Tilting Pad Journal Bearings for Small L/D Ratios », *Wear* 212 (1997), p. 33–40.

[62] J. Habasque, *Dimensionnement et conception d'un actionneur magnétique*. Projet de fin d'études. INSA Lyon, 2018.

[63] B.L. Newkirk et H.D. Taylor, « Shaft Whipping Due to Oil Action in Journal Bearings », *General Electric Review* 28 (1925), p. 559–568.

[64] A. Muszynska, « Whirl and Whip - Rotor/Bearing Stability Problems », *J. Sound Vib.* 110.3 (1986), p. 443–462.

[65] J. Suh et A. Palazzolo, « Three-Dimensional Thermohydrodynamic Morton Effect Analysis—Part II : Parametric Studies », *J. Tribol.* 136.3 (2014).

[66] M.I. Friswell, J.E.T Penny, S.D. Garvey et A.W. Lees, *Dynamics of Rotating Machines*. Cambridge Aerospace Series. Cambridge University Press, 2010.

[67] B. Knapp, D. Arneson et D. Martin, *Electrical Runout Using an Eddy-Current Sensor for Roundness Measurements*. Rapp. tech. 2013.

[68] P. Goldman et A. Muszynska, « Application of Full Spectrum to Rotating Machinery Diagnostics », *Orbit* (1999), p. 17–21.

[69] P. Monmousseau, M. Fillon et J. Frene, « Transient Thermoelastohydrodynamic Study of Tilting-Pad Journal Bearings – Comparison Between Experimental Data and Theoretical Results », *J. Tribol.* 119.3 (1997), p. 401–407.

[70] P. Monmousseau, M. Fillon et J. Frene, « Transient Thermoelastohydrodynamic Study of Tilting-Pad Journal Bearings – Application to Bearing Seizure », *J. Tribol.* 120.2 (1998), p. 319–324.

[71] B. Kucinschi, M. Fillon, J. Frene et M.D. Pascovici, « Thermoelastohydrodynamic Study of Steadily Loaded Plain Journal Bearings Using Finite Element Method Analysis », *J. Tribol.* 122.1 (2000), p. 219–226.

[72] A.F. Cristea, J. Bouyer, M. Fillon et M.D. Pascovici, « An Experimental Investigation on the Risk of Seizure in Circumferential Groove Journal Bearings – Comparison with Theoretical Models », *10th EDF/Pprime Work. "Condition Monit. Perform. Improv. Safe Oper. Bear."*, *Futuroscope, France. October 6-7*. 2011.

[73] B. Pap, M. Fillon, M. Guillemont, L. Bauduin, J. Chocron, G. Patrice et L. Biadalla, « Experimental and Numerical Analysis of a Carbon-Filled PTFE Central Groove Journal Bearing during Start-Up Period », *Lubricants* 6.14 (2018), p. 1–24.

[74] R.J. Welsh, *Plain Bearing Design Handbook*. Butterworth-Heinemann Ltd, 1983.

[75] F.Y. Zeidan, « Fluid Film Bearing Fundamentals and Failure Analysis », *Twent. Turbomach. Symp.* 1991.

[76] F.Y. Zeidan et D.J. Paquette, « Application of High Speed and High Performance Fluid Film Bearings in Rotating Machinery », *Proc. Twenty-Third Turbomach. Symp.* 1994, p. 209–2344.

[77] M.J. Neale, éd., *The Tribology Handbook*. Second Edition. Butterworth-Heinemann Ltd, 1995.

[78] A.F. Cristea, « Analysis of Thermal Effects in Circumferential Groove Journal Bearings with Reference to the Divergent Zone ». Thèse de doct. Université de Poitiers, 2012.

[79] A. Tenot, « Tests of Bearings, Methods and Results », *Proc. of the General Discussion on Lubrication and Lubricants, Inst. of Mech. Engrs., vol. I, London, October 13-15*. 1937, p. 317–322.

[80] A. Tenot, « Appareils d'essais industriels pour l'étude experimentale des organes porteurs et des conditions de lubrification : critique des résultats obtenus en vue de leurs applications industrielles », *Mécanique* 288 (1940), p. 4–12.

[81] A.G.M. Michell, *Lubrication : Its Principles and Practice*. Blackie & Son Ltd., 1950.

[82] Neyrpic ETS., « Perfectionnements aux pivoteries de machines tournantes ». Brevet d'invention FR 1.010.959. 1952.

[83] I. Etsion, « A Cantilever Mounted Resilient Pad Gas Thrust Bearing », *J. Lubr. Technol.* 99.1 (1977), p. 95–100.

[84] I. Etsion et I. Green, « Dynamic Analysis of a Cantilever Mounted Gas-Lubricated Thrust Bearing », *J. Lubr. Technol.* 103.1 (1981), p. 157–163.

[85] Z.N. Nemeth, *Operating Characteristics of a Cantilever Mounted Resilient Pad Gas Lubricated Thrust Bearing*. Rapp. tech. NASA TP-1438. 1979.

[86] I. Etsion, « Cantilever Mounted Resilient Pad Gas Bearing ». US Patent 4.099.799. 1978.

[87] R.W. Armentrout et D.J. Paquette, « Rotordynamic Characteristics of Flexure-Pivot Tilting-Pad Journal Bearings », *Tribol. Trans.* 36.3 (1993), p. 443–451.

[88] P. de Choudhury et M.R. Hill, « A Flexible Pad Bearing System for a High Speed Centrifugal Compressor », *Proc. Twenty-first Turbomach. Symp.* 1992, p. 57–64.

[89] W.J. Chen, F.Y. Zeidan et D. Jain, « Design, Analysis, and Testing of High Performance Bearings in a High Speed Integrally Geared Compressor », *Proc. Twenty-Third Turbomach. Symp.* 1994, p. 31–56.

[90] R.D. Ide et D.J. Paquette, « Bearing Design Analysis Apparatus and Method ». US Patent 5.455.778. 1995.

[91] R.D. Ide et F.Y. Zeidan, « Hydrostatic and Active Control Movable Bearing ». US Patent 5.743.654. 1998.

[92] L. San Andrés, « Turbulent Flow, Flexure-Pivot Hybrid Bearings for Cryogenic Applications », *J. Tribol.* 118.1 (1996), p. 190–200.

[93] N.V. Walton et L. San Andrés, « Measurements of Static Loading Versus Eccentricity in a Flexure-Pivot Tilting Pad Journal Bearing », *J. Tribol.* 119.2 (1997), p. 297–304.

[94] L. San Andrés et M.C. Jackson, « Measurements of the Static Load (On Pad) Performance and Pad Temperatures in a Flexure-Pivot Tilting-Pad Bearing », *Tribol. Trans.* 41.2 (1998), p. 225–232.

[95] L.E. Rodriguez et D.W. Childs, « Frequency Dependency of Measured and Predicted Rotordynamic Coefficients for a Load-on-Pad Flexible-Pivot Tilting-Pad Bearing », *J. Tribol.* 128.2 (2006), p. 388–395.

[96] A.M. Al-Ghasem et D.W. Childs, « Rotordynamic Coefficients Measurements Versus Predictions for a High-Speed Flexure-Pivot Tilting-Pad Bearing (Load-Between-Pad Configuration) », *J. Eng. Gas Turbines Power* 128.4 (2006), p. 896–906.

[97] J.E. Hensley et D.W. Childs, « Measurements Versus Predictions for Rotordynamic Characteristics of a Flexure Pivot-Pad Tilting Pad Bearing in an LBP Condition at Higher Unit Loads », *Proc. ASME Turbo Expo 2008 Power land, sea air, GT2008-50066, Berlin, Germany, June 9-13*. 2008, p. 1–9.

[98] L. San Andrés, « Hybrid Flexure Pivot-Tilting Pad Gas Bearings : Analysis and Experimental Validation », *J. Tribol.* 128.3 (2006), p. 551–558.

[99] X. Zhu et L. San Andrés, « Rotordynamic Performance of Flexure Pivot Hydrostatic Gas Bearings for Oil-Free Turbomachinery », *ASME J. Eng. Gas Turbines Power* 129.4 (2007), p. 1020–1027.

[100] L. San André et K. Ryu, « Flexure Pivot Tilting Pad Hybrid Gas Bearings : Operation With Worn Clearances and Two Load-Pad Configurations », *J. Eng. Gas Turbines Power* 130.4 (2008), p. 1–10.

[101] K-H Sim et D. Kim, « Stability Analyses on Flexure Pivot Tilting Pad Gas Bearings for Microturbomachinery », *Proc. STLE/ASME Int. Jt. Tribol. Conf.* 2006, p. 1–9.

[102] K-H Sim et D. Kim, « Design of Flexure Pivot Tilting Pads Gas Bearings for High-speed Oil-Free Microturbomachinery », *J. Tribol.* 129.1 (2007), p. 112–119.

[103] K-H Sim et D. Kim, « Thermohydrodynamic Analysis of Compliant Flexure Pivot Tilting Pad Gas Bearings », *J. Eng. Gas Turbines Power* 130.3 (2008), p. 1–12.

[104] A. Rimpel et D. Kim, « Rotordynamic Performance of Flexure Pivot Tilting Pad Gas Bearings with Vibration Damper », *J. Tribol.* 131.2 (2009), p. 1–12.

[105] A. Rimpel et D. Kim, « Experimental and Analytical Studies on Flexure Pivot Tilting Pad Gas Bearings With Dampers Applied to Radially Compliant Pads », *J. Tribol.* 131.4 (2009).

[106] K-H. Sim, « Rotordynamic and Thermal Analyses of Compliant Flexure Pivot Tilting Pad Gas Bearings ». Thèse de doct. Texas A&M, 2007.

[107] K. Ryu et Z. Ashton, « Bump-Type Foil Bearings and Flexure Pivot Tilting Pad Bearings for Oil-Free Automotive Turbochargers : Highlights in Rotordynamic Performance », *J. Eng. Gas Turbines Power* 138.4 (2016), p. 1–10.

[108] A. Rimpel, G. Vannini et J. Kim, « A Rotordynamic, Thermal, and Thrust Load Performance Gas Bearing Test Rig and Test Results for Tilting Pad Journal Bearings and Spiral Groove Thrust Bearings », *J. Eng. Gas Turbines Power* 139.12 (2017), p. 1–12.

[109] G. Vannini, F. Cangioli, E. Ciulli, M. Nuti, P. Forte, J. Kim et R. Livermore-hardy, « Experiments on a Large Flexure Pivot Journal Bearing : Summary of Test Results and Comparison with Predictions », *Proc. ASME Turbo Expo 2019 : Turbomach. Tech. Conf. Expo., GT2019-90278, June 17-21, Phoenix, Arizona*. 2019, p. 1–9.

[110] J. Frêne, D. Nicolas, Degueurce B., Berthe D. et Godet M., *Lubrification Hydrodynamique : Paliers et Butées*. Collection de la Direction des études et recherches d'Electricité de France. Eyrolles, 1990.

[111] L. San Andrés, *An Overview of Tilting Pad Journal Bearings*. Notes de cours. 2000.

[112] J.C. Nicholas, « Tilting Pad Bearing Design », *Twenty-Third Turbomach. Symp.* 1. 1994, p. 179–194.

[113] K. Shaikh, *Tilting Pad Bearings*. Rapport de stage, Institut Pprime. 2016.

[114] W.J. Chen, « Bearing Dynamic Coefficients of Flexible Pad Journal Bearings », *Tribol. Trans.* 38.2 (1995), p. 253–260.

[115] M. Arghir, *Étude de faisabilité de paliers à patins oscillants et de butées fluides pour turbopompes spatiales*. Accord spécifié de collaboration de recherche CNES W.160753/00, contrat CNRS 785596. 2017.

[116] J.W. Lund, « The Stability of an Elastic Rotor in Journal Bearings With Flexible, Damped Supports », *Journal of Applied Mechanics* 32.4 (1965), p. 911–920.

[117] A. Rimpel, « Analysis of Flexure Pivot Tilting Pad Gas Bearings with Different Damper Configurations ». Mémoire de master. Texas A&M, 2008.

[118] C. Ettles, « The Analysis and Performance of Pivoted Pad Journal Bearings Considering Thermal and Elastic Effects », *J. Lubr. Technol.* 102 (1980), p. 182–191.

[119] D. Brugier et M.T. Pascal, « Influence of Elastic Deformations of Turbo-Generator Tilting Pad Bearings on the Static Behavior and on the Dynamic Coefficients in Different Designs », *J. Tribol.* 111 (1989), p. 364–371.

[120] S. Taniguchi, T. Makino, K. Takeshita et T. Ichimura, « A Thermohydrbdynamic Analysis of Large Tilting-Pad Journal Bearing in Laminar and Turbulent Flow Regimes With Mixing », *J. Tribol.* 112.3 (1990), p. 542–548.

[121] M. Fillon, J.C. Bligoud et J. Frene, « Experimental Study of Tilting-Pad Journal Bearings — Comparison With Theoretical Thermoelastohydrodynamic Results », *J. Tribol.* 114.3 (1992), p. 579–588.

[122] M. Tanaka, « Recent Thermohydrodynamic Analyses and Designs of Thick-Film Bearings », *J. Eng. Tribol.* 214.1 (2000), p. 107–122.

[123] G.J. Jones et F.A. Martin, « Geometry Effects in Tilting-Pad Journal Bearings », *Tribol. Trans.* 22.3 (1979), p. 227–244.

[124] M. Fillon, W. Dmochowski et A. Dadouche, « Numerical Study of the Sensitivity of Tilting Pad Journal Bearing Performance Characteristics to Manufacturing Tolerances : Steady-State Analysis », *Tribol. Trans.* 50.3 (2007), p. 387–400.

[125] W. Dmochowski, A. Dadouche et M. Fillon, « Numerical Study of the Sensitivity of Tilting-Pad Journal Bearing Performance Characteristics to Manufacturing Tolerances : Dynamic Analysis », *Tribol. Trans.* 51.5 (2008), p. 573–580.

[126] P.V. Dang, S. Chatterton, P. Pennacchi et A. Vania, « Numerical Investigation of the Effect of Manufacturing Errors in Pads on the Behaviour of Tilting-Pad Journal Bearings », *Proc. Inst. Mech. Eng. Part J J. Eng. Tribol.* 232.4 (2017), p. 480–500.

Annexes

A

Rappels théoriques pour l'excitateur électromagnétique

A.1 CHAMP MAGNÉTIQUE

L'induction magnétique d'un milieu B peut être exprimée en fonction du champ magnétique H, de la perméabilité magnétique du vide μ_0 et de la perméabilité relative du matériau μ_r par l'équation (A.1).

$$B = \mu_0 \mu_r H \tag{A.1}$$

En fonction de la valeur de sa perméabilité relative μ_r nous parlons de différents types de matériaux :

- $\mu_r < 1$: Matériau diamagnétique
- $\mu_r > 1$: Matériau paramagnétique
    - $\mu_r \gg$: Matériau ferromagnétique

Dans nos applications, nous utilisons un matériau ferromagnétique ($\mu_r \approx 1100$), qui a pour but de canaliser les lignes de champs et donc le flux magnétique [1].

Pour un matériau ferromagnétique, l'inductance magnétique a un comportement hystérétique en fonction de H. Ainsi lors de la première aimantation, l'évolution est non linéaire et peut atteindre un seuil de saturation. Par la suite le comportement de B est linéaire en fonction de H à condition d'être suffisamment loin de l'état de saturation magnétique. Dans cette application l'induction magnétique de saturation est de $B_{sat} = 2.2T$, avec un coefficient de sécurité de 2, l'induction magnétique maximale est :

$$B_{max} = 0.5 B_{sat} = 1.1T \tag{A.2}$$

1. Le vide (≈l'air) a un coefficient $\mu_r = 1$, puisque la perméabilité relative d'un matériau μ_r s'exprime par rapport à celle du vide μ_0. Ainsi, la perméabilité relative d'un matériau n'a pas d'unité alors que la perméabilité du vide μ_0 s'exprime en H/m (Henry par mètre).

A.2 CIRCUIT MAGNÉTIQUE : ÉLECTROAIMANT À ENCOCHE EN U :

Prenons comme circuit magnétique un électroaimant à encoche en U, présenté sur la Figure A.1a. L'électroaimant est composé d'une partie découpée en forme de U et d'une autre parallélépipédique. Sur la forme en U, une bobine de cuivre est enroulée avec un nombre de spires N ou n parcouru par un courant i ou I. Les deux parties de l'électroaimant sont séparées par un espacement d'air que l'on appelle entrefer S ou s_0. Le circuit magnétique dans lequel passe le flux magnétique ϕ est donc composé des deux parties de l'électroaimant mais également de l'entrefer entre les pièces.

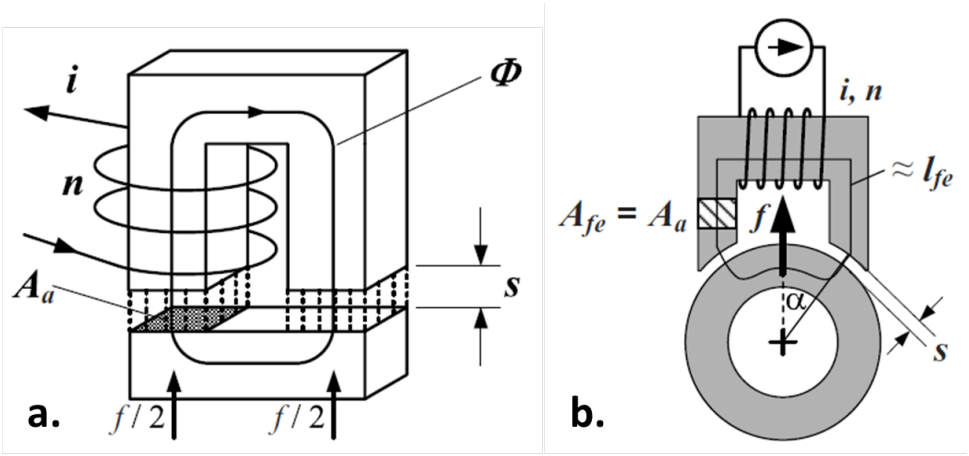


FIGURE A.1 – Description du circuit magnétique pour un électroaimant à encoche en U [55]. a. Forme droite. b. Forme cylindrique.

Flux constant dans le circuit magnétique

Afin d'obtenir un flux constant dans le circuit magnétique, il est nécessaire d'introduire quelques hypothèses.

- Il n'y a pas de fuite du flux magnétique dans le circuit
- La section utile doit rester la même dans le stator et le rotor : $A_s = A_r = A$
- Il n'y a pas de diffusion des lignes de champs au niveau de l'entrefer : $A_0 = A$

Il résulte :

$$\phi = B_s A_s = B_r A_r = B_0 A_0 \tag{A.3}$$

avec les indices $_{s,r,0}$ relatifs à l'encoche, au parallélépipède et à l'entrefer. Ainsi l'équation (A.3) se simplifie pour donner l'équation (A.4).

$$\phi = BA \text{ avec } B_s = B_r = B_0 = B \tag{A.4}$$

Force magnétomotrice et inductance magnétique

En considérant une perméabilité relative constante dans le matériau, on peut écrire l'équation (A.5) pour le circuit magnétique de contour fermé.

$$\oint \vec{H} \cdot \vec{dl} = l_s H_s + l_r H_r + 2 s_0 H_0 = NI \tag{A.5}$$

avec NI la force magnétomotrice et $l_{s,r}$ les longueurs respectives du circuit magnétique. En injectant l'équation (A.1) dans l'équation (A.5) et en simplifiant grâce à l'égalité des inductances magnétiques ($B_s = B_r = B_0 = B$), la force magnétomotrice s'exprime par :

$$NI = l_s \frac{B}{\mu_0 \mu_r} + l_r \frac{B}{\mu_0 \mu_r} + 2s_0 \frac{B}{\mu_0} \tag{A.6}$$

L'inductance magnétique du circuit peut donc être déterminée à partir de l'équation (A.6), et donne :

$$B = \mu_0 \frac{NI}{\frac{l_s + l_r}{\mu_r} + 2s_0} \tag{A.7}$$

Par ailleurs, si $\mu_r > 1000$ l'équation (A.7) peut se simplifier :

$$B = \mu_0 \frac{NI}{2s_0} \tag{A.8}$$

Effort d'attraction de l'électroaimant

L'effort d'attraction est généré à l'interface entre deux matériaux de perméabilités magnétiques différentes, ici le matériau ferromagnétique et l'air. Cet effort est calculé à partir de l'énergie dans le volume ($V_0 = 2As_0$) entre l'encoche et la base :

$$W_0 = \frac{1}{2} B H_0 V_0 = \frac{1}{2} B H_0 A (2s_0) = B H_0 A s_0 \tag{A.9}$$

La force d'attraction s'exprime :

$$F_{att} = -\frac{\partial W_0}{\partial s_0} = -B H_0 A \tag{A.10}$$

Le terme négatif, exprime le fait que l'effort s'oppose à l'augmentation de l'entrefer. Pour une diminution de l'entrefer, cela peut donc s'écrire :

$$F_{att} = B H_0 A = \frac{B^2 A}{\mu_0} \tag{A.11}$$

Le remplacement de B par l'équation (A.7) ou (A.8) permet d'obtenir les équations exprimant l'effort d'attraction.

$$F_{att} = \mu_0 \left(\frac{NI}{\frac{l_s + l_r}{\mu_r} + 2s_0} \right)^2 A \tag{A.12}$$

$$F_{att} = \frac{1}{4} \mu_0 \left(\frac{NI}{s_0} \right)^2 A \quad ; \quad \mu_r \gg 1 \tag{A.13}$$

Forme cylindrique

Dans les applications sur des machines tournantes, les électroaimants étant positionnés autour d'un rotor, leur forme est légèrement différente (Figure A.1b.). Cette différence a pour conséquence une orientation des deux faces actives d'un angle de $\pm\alpha$ [2]. L'effort s'écrit donc :

$$F_{att} = \mu_0 \left(\frac{NI}{\frac{l_s + l_r}{\mu_r} + 2s_0} \right)^2 A \cos\alpha \tag{A.14}$$

Et

$$F_a tt = \frac{1}{4}\mu_0 \left(\frac{NI}{s_0} \right)^2 A \cos\alpha \quad ; \quad \mu_r \gg 1 \tag{A.15}$$

2. Nous négligeons la courbure de la surface active liée au fait que le rotor soit cylindrique

B

Caractérisation dynamique de l'excitateur magnétique

Pour caractériser l'excitateur magnétique, celui-ci a été monté sur le banc d'essai, dans sa position initialement prévu. Cependant, le palier hydrodynamique supportant le rotor a été retiré. Dans cette configuration, le rotor est supporté par le roulement du coté DE et par l'excitateur magnétique à l'extrémité NDE.

Cette configuration sans palier va permettre, en plus de la validation de l'équation d'effort (2.13), de déterminer les entrefers et de calculer les jeux dans l'excitateur. Bien entendu, tous les essais qui ont été réalisés dans cette configuration ont été fait sans rotation du rotor.

B.1 CALCUL DES DÉPLACEMENTS DANS L'EXCITATEUR

Lorsque le palier n'est pas monté, seul le plan $D(dx, dy)$ (à 35 mm du centre de l'excitateur) permet de mesurer les déplacements du rotor. Il est donc nécessaire de calculer les déplacements dans l'excitateur, puisque ce sont eux qui importent dans les calculs d'efforts. Pour ce faire, le rotor est considéré rigide (ce qui est vrai dans la plage de fréquences du banc) et il est supposé qu'il n'y a pas de jeu dans le roulement (pas de déplacements radiaux suivant X et Y). À partir du seul plan D, les déplacements dans le plan de l'excitateur (EMA) s'expriment :

$$\begin{cases} emax = & dx \frac{l_f}{l_{mD}} \\ emay = & dy \frac{l_f}{l_{mD}} \end{cases} \tag{B.1}$$

avec $d_{x,y}$ les déplacements mesurés dans le plan D, l_f la distance du roulement au centre de l'excitateur et l_{mD} la distance du roulement au plan de mesure D.

B.2 DÉTERMINATION DES ENTREFERS ET JEUX RÉELS

Une procédure simple, mais qui a fait ses preuves, est utilisée pour déterminer le jeu dans un palier hydrodynamique. Elle consiste à déplacer le rotor manuellement en essayant de dé-

crire le mieux possible le contour du coussinet. Cette méthode permet de déterminer les déplacements maximum dans les plans de mesures et d'estimer le jeu radial d'un palier.

La présence de l'excitateur magnétique permet d'alimenter chaque actionneur à tour de rôle pour attirer le rotor et ainsi déterminer les quatre positions extrêmes correspondant aux quatre actionneurs. La Figure B.1 présente les déplacements dans l'excitateur lors d'un essai consistant à l'activation/désactivation successive des quatre actionneurs.

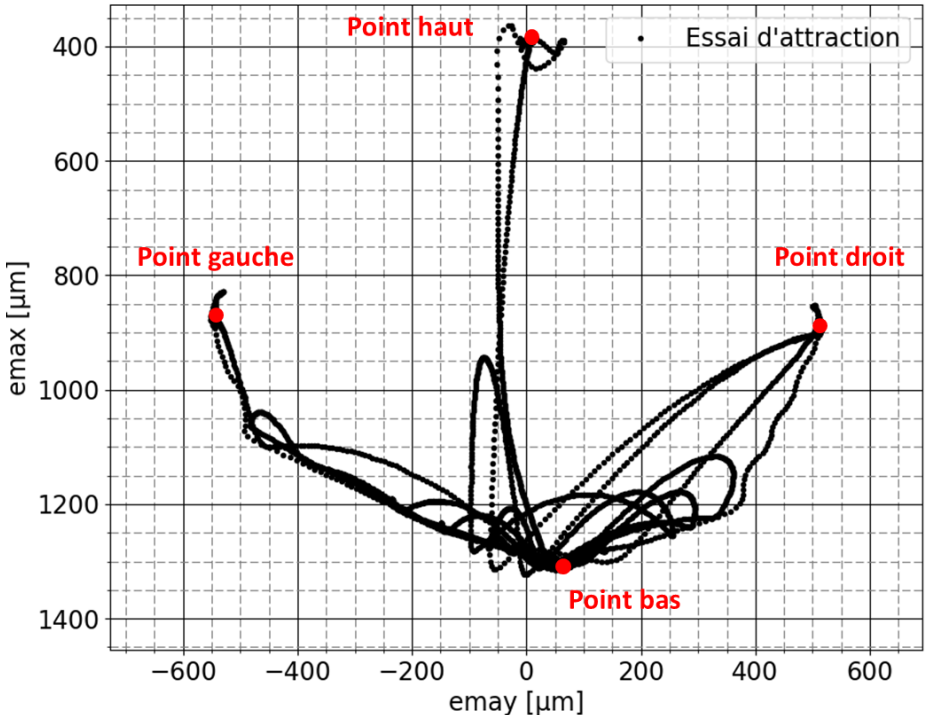


FIGURE B.1 – Trajectoire du rotor dans le plan *EMA* lors de l'essai d'attraction par chaque actionneur.

Les coordonnées des quatre points extrêmes que l'on peut directement déterminer graphiquement sur la Figure B.1 sont reprises dans le Tableau B.1.

TABLEAU B.1 – Coordonnées des extremums déterminés par attraction.

[µm]	Point haut	Point gauche	Point bas	Point droit
Coordonnées sur *emax*	391.1	876.6	1307.6	896.8
Coordonnées sur *emay*	4.2	-547.5	54.5	512

Les entrefers correspondants aux lignes d'actions suivant X et Y représentés sur la Figure 2.10a. sont déterminés à partir des coordonnées des extremums :

$$\begin{cases} s_{0x} = \frac{Point\ bas\ emax - Point\ Haut\ emax}{2} = 458.25\ \mu m \\ s_{0y} = \frac{Point\ droit\ emay - Point\ gauche\ emay}{2} = 529.75\ \mu m \end{cases} \tag{B.2}$$

En théorie, l'excitateur magnétique a été conçu avec un entrefer de 500 µm. En réalité, à cause des défauts d'usinage et du positionnement, l'entrefer est légèrement différent et n'est pas égal suivant les deux lignes d'actions. Ces valeurs d'entrefers propres à chaque axe seront utilisées pour la suite.

Similairement à l'entrefer, les jeux réels suivant X et suivant Y présentés sur la Figure 2.10 se calculent à partir de la position courante du rotor et du minimum sur chaque ligne d'action et sont exprimés par :

$$\begin{cases} g_{0x} = & Position\ rotor\ emax - Point\ Haut\ emax \\ g_{0y} = & Position\ rotor\ emay - Point\ gauche\ emay \end{cases} \tag{B.3}$$

B.3 VALIDATION DE L'ÉQUATION D'EFFORT

Pour vérifier que la chaine de mesure (déplacements et intensités (tensions)) est correctement calibrée, et que l'équation de calcul des efforts (2.13) est correcte, il est nécessaire de déterminer une grandeur connue. C'est-à-dire une grandeur mesurable ou calculable par d'autres moyens. Au vue de l'architecture du banc d'essais, la grandeur qui semble la plus propice, pour cette comparaison, est le moment d'inertie transversal par rapport au centre du roulement à billes.

Détermination du moment d'inertie transversal de référence

Le moment d'inertie transversal par rapport au centre du roulement est déterminé d'abord de manière théorique. La géométrie du rotor étant complexe, du fait du nombre de composants et des différents perçages, il est estimé à l'aide du logiciel SolidWorks. Le moment d'inertie transversal par rapport au centre du roulement est également déterminé expérimentalement par un essai qui consiste à suspendre le rotor, et le faire osciller autour d'un axe de rotation, tel un pendule. En faisant l'hypothèse des petites perturbations ($\sin\theta = \theta$), la période d'oscillation s'exprime en fonction du moment d'inertie autour de l'axe de rotation. En mesurant la période d'oscillation, le moment d'inertie peut donc être calculé par :

$$J_O = \frac{mga}{4\pi^2} T^2 \tag{B.4}$$

avec J_O le moment d'inertie transversal par rapport au centre du roulement, m la masse du rotor, g l'accelération de la pesanteur, a la distance du centre de gravité à l'axe de rotation du pendule et T la période d'oscillation.

Une difficulté est l'estimation de la contribution de l'accouplement élastique. Pour ce faire, les calculs et les essais d'oscillations ont été faits avec et sans accouplement élastique. Les résultats du moment d'inertie transversal par rapport au centre du roulement calculés par les deux méthodes sont présentés dans le Tableau B.2.

TABLEAU B.2 – Comparaison du moment d'inertie transversal au niveau du roulement

Moment d'inertie [kg.m^2]	Sans accouplement	Avec accouplement
SolidWorks	0.0687	0.0698
Pendule	0.0646	0.0661

On peut remarquer que le logiciel SolidWorks fournit des moments d'inerties légèrement plus grands que ceux obtenus expérimentalement. Ceci en raison des légères différences entre le modèle et le rotor réel et aux erreurs de mesures. En première approximation, les extremums des quatre valeurs sont considérées comme étant les références haute et basse. Par ailleurs, on

peut observer que l'ajout de l'accouplement n'a qu'une très faible influence sur le moment d'inertie.

Détermination du moment d'inertie transversal grâce à l'excitation

Une série d'essais consistant à exciter sinusoïdalement le rotor autour d'une position d'équilibre proche du centre de l'excitateur a été réalisée pour déterminer le moment d'inertie transversal par rapport au centre du roulement. Ce type d'essai repose sur la résolution du PFD pour un rotor à deux degrés de libertés de rotation autour de X et Y. Physiquement, ce modèle est justifié par le fait que le rotor est rigide et la valeur importante de la raideur radiale du roulement à billes permet de faire l'hypothèse que les déplacements radiaux y sont nuls.

Le poids du rotor a été compensé par un système de poulies et de poids pour l'amener à une position centrée dans l'excitateur. Cela se traduit par un effort de $f_{po_x} = 12.2$ N à $l_{po} = 0.145$ m du roulement (Figure B.2).

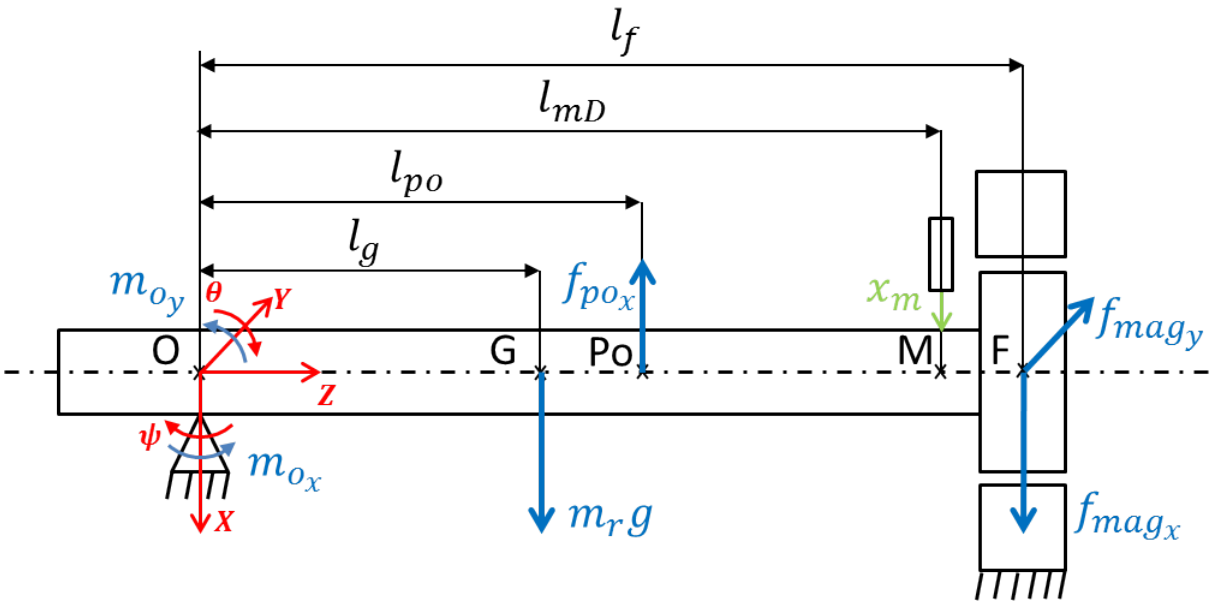


FIGURE B.2 – Description des paramètres et des efforts pour le montage sans palier

Modèle à 2ddl pour déterminer le moment d'inertie transversal du rotor

Les équations du principe fondamental de la dynamique autour des axes X et Y par rapport au centre du roulement (O) sont :

$$\begin{cases} J_{O_x}\ddot{\psi} = & -f_{mag_y} l_f - m_{O_x} \\ J_{O_y}\ddot{\theta} = & m_r g l_g - f_{po_x} l_{po} + f_{mag_x} l_f - m_{O_y} \end{cases} \tag{B.5}$$

avec $J_{0_{x,y}}$ les moments d'inertie transversaux par rapport au centre du roulement, $f_{mag_{x,y}}$ les efforts de l'excitateur magnétique, $m_r g$ le poids du rotor et $m_{0_{x,y}}$ les moments résistants.

Les moments résistants inconnus peuvent provenir de l'accouplement élastique (qui a une raideur en rotation) et du roulement à billes (qui a une raideur en rotation et un amortissement dû au frottement des billes sur la cage et sur les bagues, et la présence de la graisse) et peuvent être exprimés par des coefficients dynamiques :

$$\begin{cases} m_{O_x} = & K_{O_x}\psi + C_{O_x}\dot{\psi} \\ m_{O_y} = & K_{O_y}\theta + C_{O_y}\dot{\theta} \end{cases} \tag{B.6}$$

avec $K_{O_x,y}$ et $C_{O_x,y}$, les raideurs et amortissement en rotation. L'effort généré par l'excitateur étant sinusoïdale, il peut être exprimé tel que :

$$f(t) = \tilde{F}(\omega)e^{j\omega t} \tag{B.7}$$

où $\tilde{F}(\omega)$ [1] est un nombre complexe. Cela implique que le déplacement (ou la rotation) est de la même forme :

$$q(t) = \tilde{Q}(\omega)e^{j\omega t} \tag{B.8}$$

Ainsi, on peut exprimer la vitesse et l'accélération telle que :

$$\dot{q}(t) = j\omega\tilde{Q}(\omega)e^{j\omega t} \tag{B.9}$$

$$\ddot{q}(t) = -\omega^2\tilde{Q}(\omega)e^{j\omega t} \tag{B.10}$$

Une FFT est appliquée sur les signaux tronqués à 2s d'enregistrement avec une fréquence d'échantillonnage de 10240 Hz. Cela permet d'avoir une résolution fréquencielle de 0.5 Hz, et une fréquence maximale de 5120 Hz. Comme l'excitation a une seule fréquence et que le système est linéaire, seule la composante synchrone de chaque signal est extraite de la FFT. Les équations de moment (B.5) dans le domaine fréquentiel sont :

$$\begin{cases} -\omega^2 J_{O_x}\tilde{\psi} = & -\tilde{F}_{mag_y} l_f - \tilde{M}_{O_x} \\ -\omega^2 J_{O_y}\tilde{\theta} = & \tilde{F}_{mag_x} l_f - \tilde{M}_{O_y} \end{cases} \tag{B.11}$$

La masse du rotor et la force imposée pour compenser le poids disparaissent car ce sont deux forces statiques. Les déplacements angulaires sont calculés à partir des déplacements mesurés :

$$\begin{cases} \tilde{\psi} = & \arctan\left(-\frac{\tilde{Y}_m}{l_m}\right) & \approx & -\frac{\tilde{Y}_m}{l_m} \\ \tilde{\theta} = & \arctan\left(\frac{\tilde{X}_m}{l_m}\right) & \approx & \frac{\tilde{X}_m}{l_m} \end{cases} \tag{B.12}$$

Les équations de moment (B.11), en fonction des déplacements sont :

$$\begin{cases} \frac{\omega^2 J_{O_x}\tilde{Y}_m}{l_m} = & -\tilde{F}_{mag_y} l_f - \tilde{M}_{O_x} \\ \frac{-\omega^2 J_{O_y}\tilde{X}_m}{l_m} = & \tilde{F}_{mag_x} l_f - \tilde{M}_{O_y} \end{cases} \tag{B.13}$$

En remplaçant les moments résistants (B.6) dans le système d'équations (B.13), cela donne :

$$\begin{cases} \frac{\omega^2 J_{O_x}\tilde{Y}_m}{l_m} = & -\tilde{F}_{mag_y} l_f + \frac{K_{O_x}\tilde{Y}_m}{l_m} + \frac{j\omega C_{O_x}\tilde{Y}_m}{l_m} \\ \frac{-\omega^2 J_{O_y}\tilde{X}_m}{l_m} = & \tilde{F}_{mag_x} l_f - \frac{K_{O_y}\tilde{X}_m}{l_m} - \frac{j\omega C_{O_y}\tilde{X}_m}{l_m} \end{cases} \tag{B.14}$$

et en réorganisant ces expressions, il vient finalement :

1. Dans un souci de clarté, les termes sont mis en majuscule lorsqu'ils sont exprimés dans le domaine fréquentiel et un tilde est ajouté pour exprimer que le terme est complexe.

$$\begin{cases} -\omega^2 J_{O_x} + j\omega C_{O_x} + K_{O_x} = & \frac{\tilde{F}_{mag_y} l_f}{\tilde{Y}_m} l_m = \tilde{Z}_x \\ -\omega^2 J_{O_y} + j\omega C_{O_y} + K_{O_y} = & \frac{\tilde{F}_{mag_x} l_f}{\tilde{X}_m} l_m = \tilde{Z}_y \end{cases} \tag{B.15}$$

Les équations mettent en évidence la raideur dynamique [2] notée $\tilde{Z}_{x,y}$, celle-ci étant la fonction de réponse en fréquence de l'effort en fonction du déplacement.

Les efforts magnétiques sont connus et les déplacements sont mesurés, la raideur dynamique peut donc être déterminée. Cependant, le terme de raideur dynamique, pour chaque axe, contient trois paramètres inconnus $J_{O_{x,y}}$, $K_{O_{x,y}}$, $C_{O_{x,y}}$, ce qui n'est pas résoluble en l'état. Mais étant complexe, la raideur dynamique peut être décomposée telle que :

$$\begin{cases} \mathfrak{Re}(\tilde{Z}_x) = & \mathfrak{Re}\left(\frac{\tilde{F}_{mag_y} l_f}{\tilde{Y}_m} l_m\right) = & K_{O_x} - \omega^2 J_{O_x} \\ \mathfrak{Re}(\tilde{Z}_y) = & \mathfrak{Re}\left(\frac{\tilde{F}_{mag_x} l_f}{\tilde{X}_m} l_m\right) = & K_{O_y} - \omega^2 J_{O_y} \end{cases} \tag{B.16}$$

$$\begin{cases} \mathfrak{Im}(\tilde{Z}_x) = & \mathfrak{Im}\left(\frac{\tilde{F}_{mag_y} l_f}{\tilde{Y}_m} l_m\right) = & \omega C_{O_x} \\ \mathfrak{Im}(\tilde{Z}_y) = & \mathfrak{Im}\left(\frac{\tilde{F}_{mag_x} l_f}{\tilde{X}_m} l_m\right) = & \omega C_{O_y} \end{cases} \tag{B.17}$$

D'après l'équation précédente et connaissant la fréquence d'excitation, l'amortissement est calculé par :

$$\begin{cases} C_{O_x} = & \frac{\mathfrak{Im}(\tilde{Z}_x)}{\omega} \\ C_{O_y} = & \frac{\mathfrak{Im}(\tilde{Z}_y)}{\omega} \end{cases} \tag{B.18}$$

La partie réelle a deux inconnues, cela ne peut donc pas être résolu en l'état. Pour la résoudre, l'un des paramètre étant dépendant de la fréquence d'excitation, il est nécessaire de réaliser des essais à différentes fréquences d'excitation. Ainsi, sur chaque axe, cela permet d'obtenir un système à N équations correspondant aux N fréquences d'excitations :

$$\begin{Bmatrix} \mathfrak{Re}(\tilde{Z}_{x,y})_1 \\ \vdots \\ \mathfrak{Re}(\tilde{Z}_{x,y})_N \end{Bmatrix} = K_{O_{x,y}} - \begin{Bmatrix} \omega_1^2 \\ \vdots \\ \omega_N^2 \end{Bmatrix} J_{O_{x,y}} \tag{B.19}$$

Pour mettre en évidence les inconnues du système précédent, il peut se réécrire :

$$\begin{Bmatrix} \mathfrak{Re}(\tilde{Z}_{x,y})_1 \\ \vdots \\ \mathfrak{Re}(\tilde{Z}_{x,y})_N \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\omega_1^2 \\ \vdots & \vdots \\ 1 & -\omega_N^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} K_{O_{x,y}} \\ J_{O_{x,y}} \end{Bmatrix} \tag{B.20}$$

Pour déterminer les inconnues, il suffit d'inverser la matrice (via le calcul de pseudo inverse puisqu'elle n'est pas carrée) :

$$\begin{Bmatrix} K_{O_{x,y}} \\ J_{O_{x,y}} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -\omega_1^2 \\ \vdots & \vdots \\ 1 & -\omega_N^2 \end{bmatrix}^{-1} \begin{Bmatrix} \mathfrak{Re}(\tilde{Z}_{x,y})_1 \\ \vdots \\ \mathfrak{Re}(\tilde{Z}_{x,y})_N \end{Bmatrix} \tag{B.21}$$

2. Nommée régulièrement impédance mécanique par abus de langage

Application

Les essais ont été réalisés suivant l'axe Y (rotation autour de X) pour des fréquences d'excitation de 10 Hz à 150 Hz et une amplitude variable de 2 à 7 µm en fonction de la fréquence d'excitation. Cinquante essais ont été effectués pour chaque fréquence d'excitation. Chaque essai permet d'obtenir la raideur dynamique à partir de l'équation (B.15). Ainsi, pour chaque fréquence, la moyenne et l'écart type de la raideur dynamique sont calculés à partir des 50 essais réalisés. La valeur moyenne de la raideur dynamique par fréquence d'excitation permet d'extraire la partie réelle et la partie imaginaire qui sont présentées sur la Figure B.3.

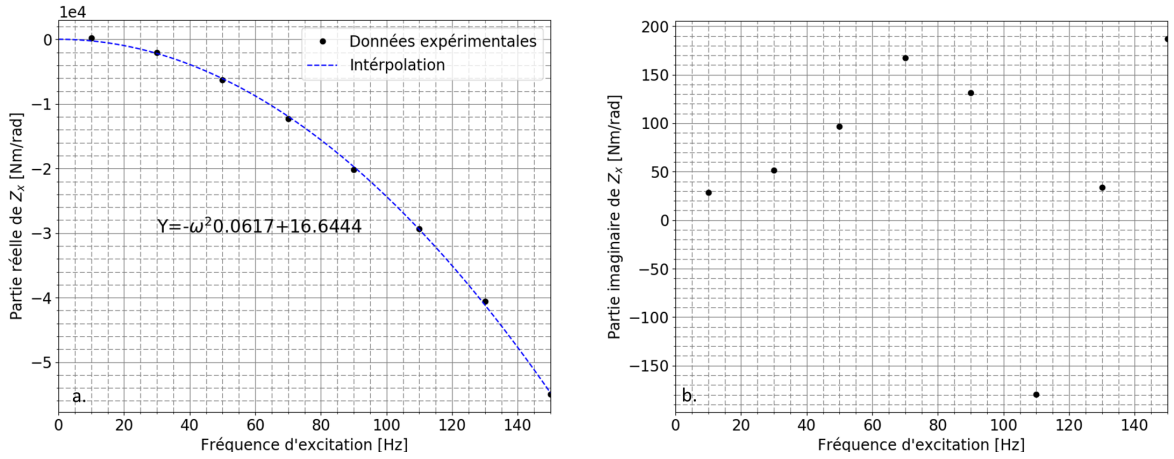


FIGURE B.3 – Raideur dynamique en fonction de la fréquence d'excitation. a. Partie réelle. b. Partie imaginaire.

La partie réelle (Figure B.3a.) est conforme aux attentes, c'est-à-dire de la forme d'une équation polynomiale d'ordre 2. La partie imaginaire (Figure B.3b.) n'évolue pas linéairement avec l'augmentation de la fréquence, mais sa plage de variation est faible devant celle de la partie réelle.

A partir de la résolution du système d'équations (B.21), la raideur (de pivotement) ainsi que le moment d'inertie transversal autour du centre du roulement sont extraits de la partie réelle de la raideur dynamique. Cela donne une raideur de 16.64 Nm/rad et un moment d'inertie transversal autour du centre du roulement de 0.0617 kg.m^2. Nous n'avons pas les moyens de vérifier si la raideur est cohérente, cela étant, celle-ci semble faible. Le moment d'inertie est à comparer avec les valeurs obtenues précédemment dans le Tableau B.4. L'erreur est comprise entre 4.5% et 11.6% par rapport aux valeurs de références.

L'amortissement calculé à partir de la partie imaginaire de la raideur dynamique par l'équation (B.18) est présenté sur la Figure B.4. Les valeurs répertoriées étant très faibles (certaines négatives), n'ont pas de sens physique et sont donc des erreurs de mesures dues au bruit.

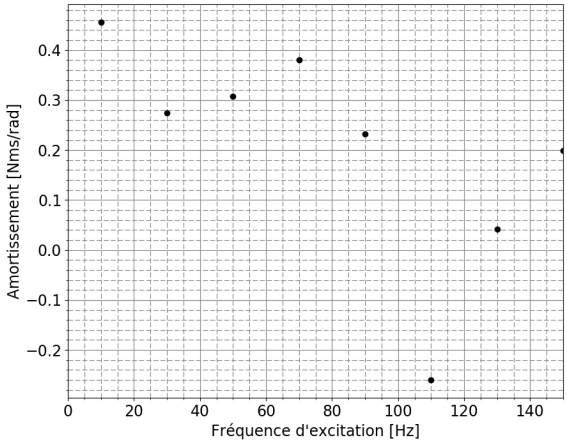


FIGURE B.4 – Amortissement en fonction de la fréquence d'excitation.

C

Répétabilité des résultats

Dans le but de vérifier la répétabilité des résultats, certains essais ont été répétés plusieurs fois. Pour chaque cas la répétabilité est présentée sous forme d'une valeur moyenne et d'un écart type résultant des différents essais.

C.1 RÉSULTATS AVEC ROTOR COURT ET PALIER LISSE

Dans la configuration du rotor court supporté par le palier lisse (configuration 1, §2.2), l'essai pour un balourd de 60.6 g.mm à 180° ajouté sur les disques, pour une vitesse de 7000 tr/min a été répété sept fois. Sur les sept essais, cinq durent 2h, un dure 4h et un dernier dure 6h. Les résultats suivants sont donc présentés sur les deux heures suivant l'établissement de la vitesse à 7000 tr/min de chaque essais.

La Figure C.1 présente les vibrations synchrones pour le capteur NDEX. Les mesures sont plutôt répétables avec un écart type maximal sur l'amplitude de ± 4 µm et une phase bruitée, mais ayant une évolution cohérente.

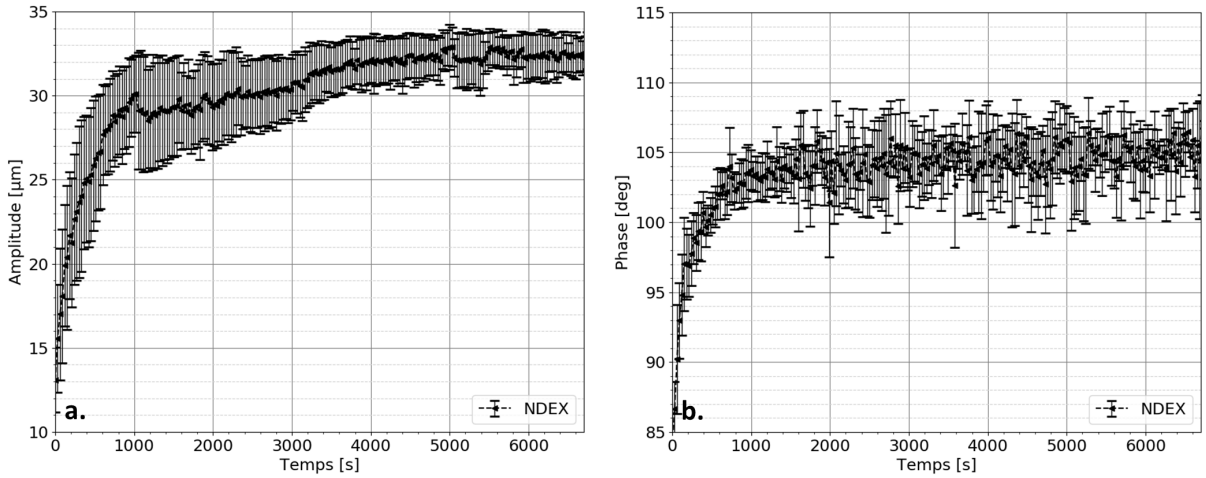


FIGURE C.1 – Répétabilité sur les vibrations synchrones pour sept essais avec rotor court et palier lisse

La Figure C.2a. présente l'évolution des températures moyennes dans le coussinet et le rotor. Les résultats montrent une très bonne répétabilité avec moins de 1.5°C d'écart type, qui

est un bon résultat pour des thermocouples précis à 0.5°C mesurant un phénomène thermique transitoire. Concernant les ΔT (Figure C.2b.), de même que pour les températures moyennes, les résultats montrent une excellente répétabilité.

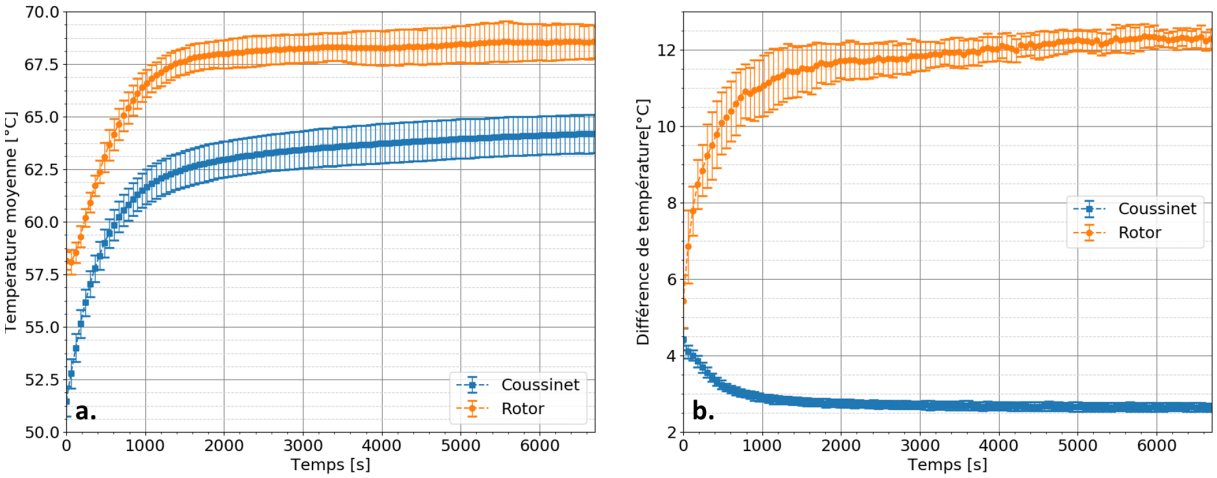


FIGURE C.2 – Répétabilité pour sept essais avec rotor court et palier lisse. a. Températures moyennes. b. Différences de températures.

C.2 RÉSULTATS AVEC ROTOR LONG ET PALIER À PATINS OSCILLANTS

La répétabilité des essais avec le rotor long guidé par le palier à patins oscillants (configuration 3, §3.2) a été également vérifiée. Le test 1 de la configuration 3, (balourd de 230 g.mm à -110° sur le disque 2 et 160 g.mm à 60° sur le disque 4) a été répété dix fois. Tous les essais ont été effectués à 6550 tr/min, avec un temps de montée en vitesse de 200s. Les résultats suivants sont présentés à partir du moment où la vitesse est constante. La pression d'alimentation, le débit, ainsi que la température d'alimentation sont respectivement 0.1 bar, 0.1 l/min et entre 22 et 26°C selon les essais.

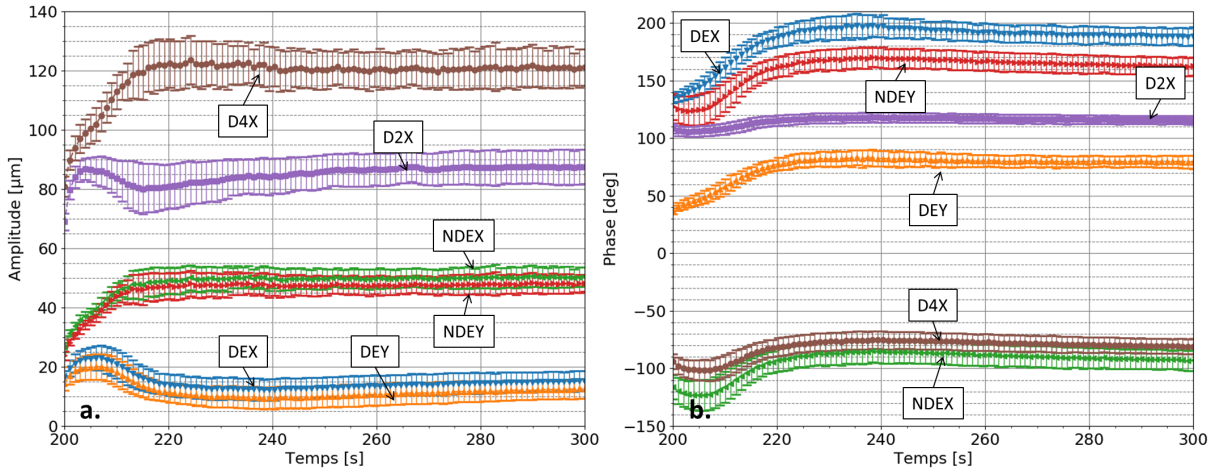


FIGURE C.3 – Répétabilité sur les vibrations synchrones pour dix essais avec rotor long et palier à patins oscillants

La Figure C.3 présente les amplitudes et phases synchrones moyennées sur les dix essais, accompagnées des barres d'erreurs représentant ± l'écart type. L'écart type sur les amplitudes (Figure C.3a.) est inférieur à 5 µm pour les mesures des plans DE et NDE, et inférieur à 8 µm

pour les mesures D2X et D4X. Concernant les phases (Figure C.3b.), la variation ne dépasse pas 10°.

La température moyenne et la différence de température ($\Delta T = Tmax - Tmin$) à la surface du rotor sont présentées sur la Figure C.4. La température moyenne à la surface du rotor (Figure C.4a.) a un écart type compris entre 2.5 et 3°C. Cette valeur un peu élevée s'explique par des conditions légèrement différentes d'un essai à l'autre : certains essais ont été réalisés "à froid", lorsque tout le banc était à la température ambiante. D'autres essais ont été réalisés à la suite, donc thermiquement l'état global du banc d'essais n'était pas exactement le même. Par exemple, le logement du palier est à 25°C pour le démarrage du 1er essai et à 30°C pour le 2nd. En revanche, cette différence de température n'affecte pas l'évolution puisque l'écart type reste le même durant toute la durée des essais. La différence de température à la surface du rotor (Figure C.4b.) montre une très bonne répétabilité avec un écart type inférieur à 0.5°C (précision des thermocouples).

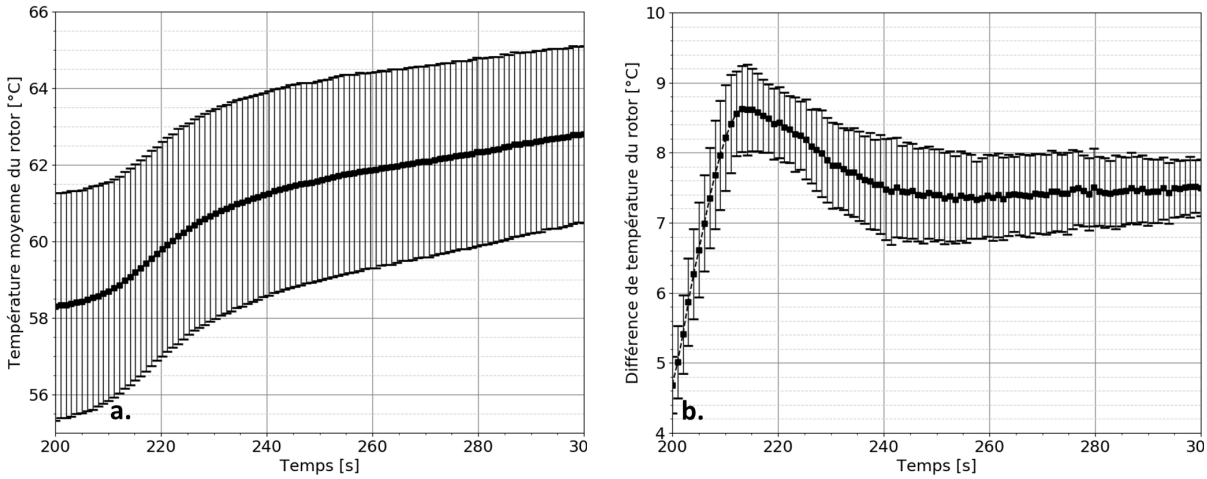


FIGURE C.4 – Répétabilité sur les a. Températures moyennes et b. Différences de températures pour sept essais avec rotor court et palier lisse

Les essais avec le rotor long guidé par le palier à patins oscillants sont donc répétables, et ce, malgré des phénomènes thermique et vibratoires transitoires.

D

Températures mesurées

Lors de tous les essais dans les trois configurations du banc d'essais les températures dans le palier et dans le rotor ont été mesurées. Pour chaque essais les températures directement mesurées par les thermocouples sont fournies dans cet annexe.

D.1 CONFIGURATION 1 – ESSAI À 7000 TR/MIN

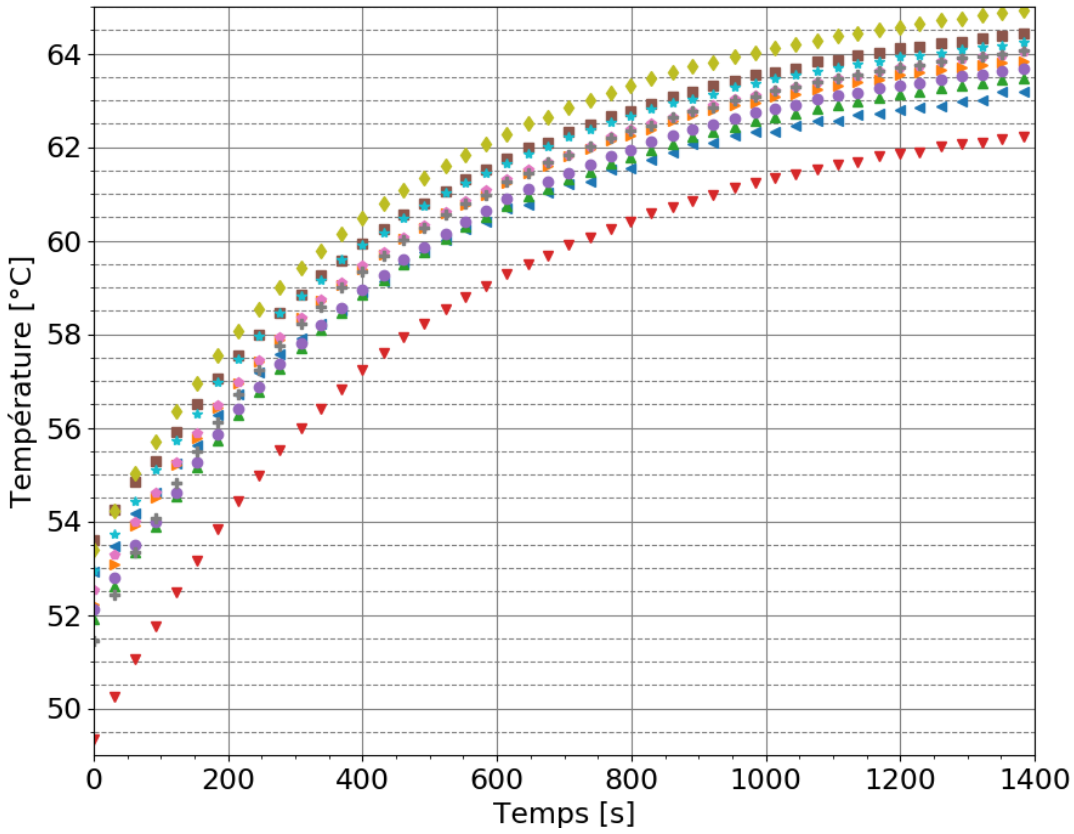


FIGURE D.1 – Températures du coussinet dans la configuration 1 de $t = 0$ s à $t = 1400$ s.

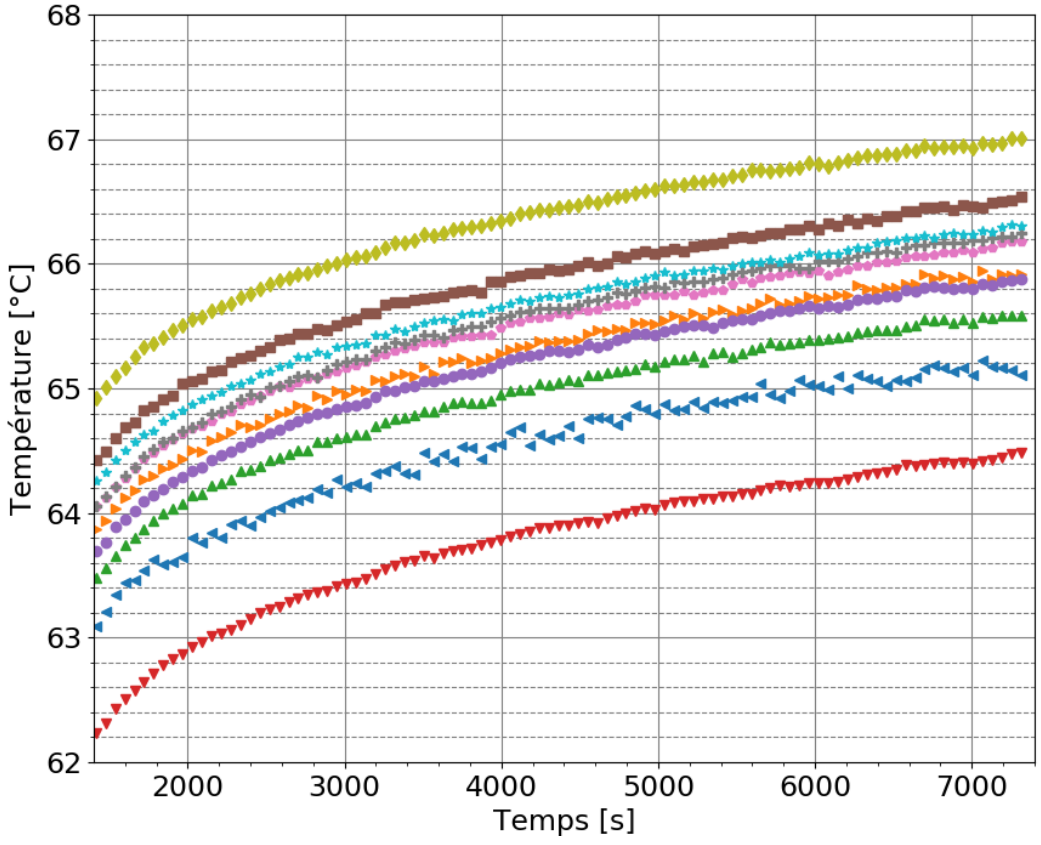


FIGURE D.2 – Températures du coussinet dans la configuration 1 de $t = 1400$ s à $t = 7400$ s.

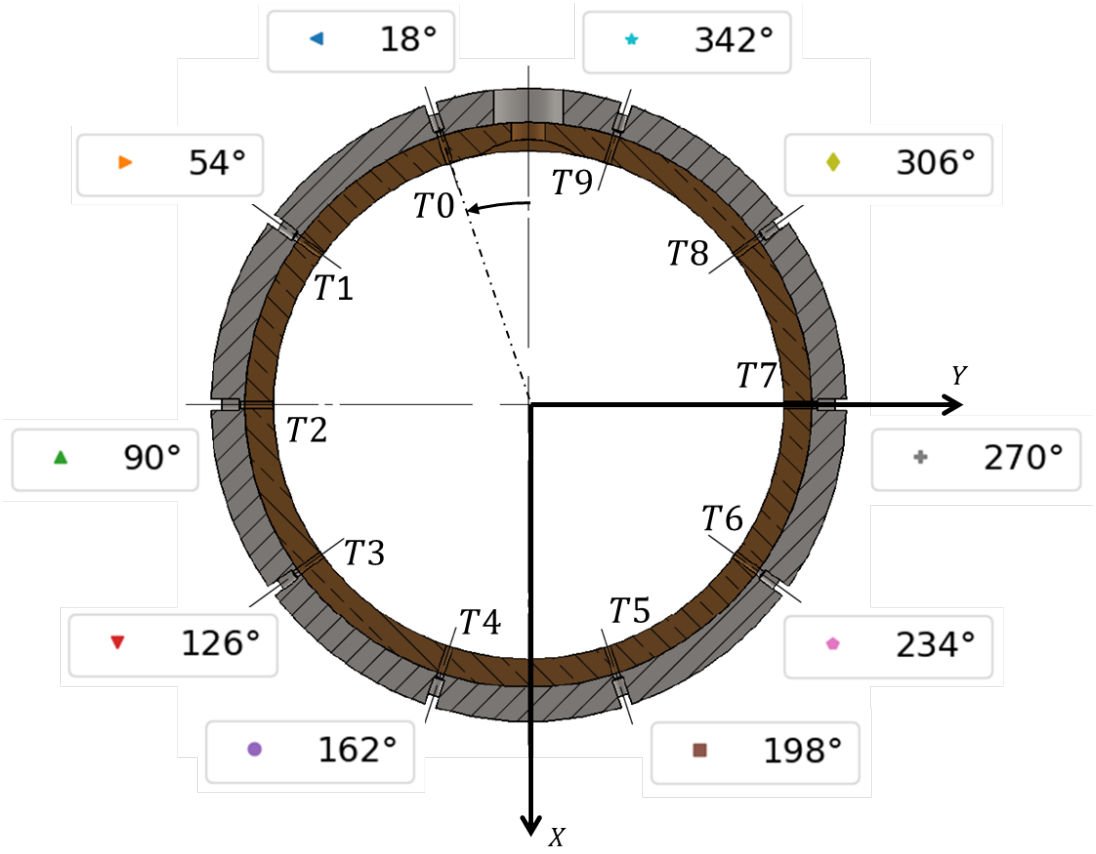


FIGURE D.3 – Positions des thermocouples dans le coussinet pour la configuration 1

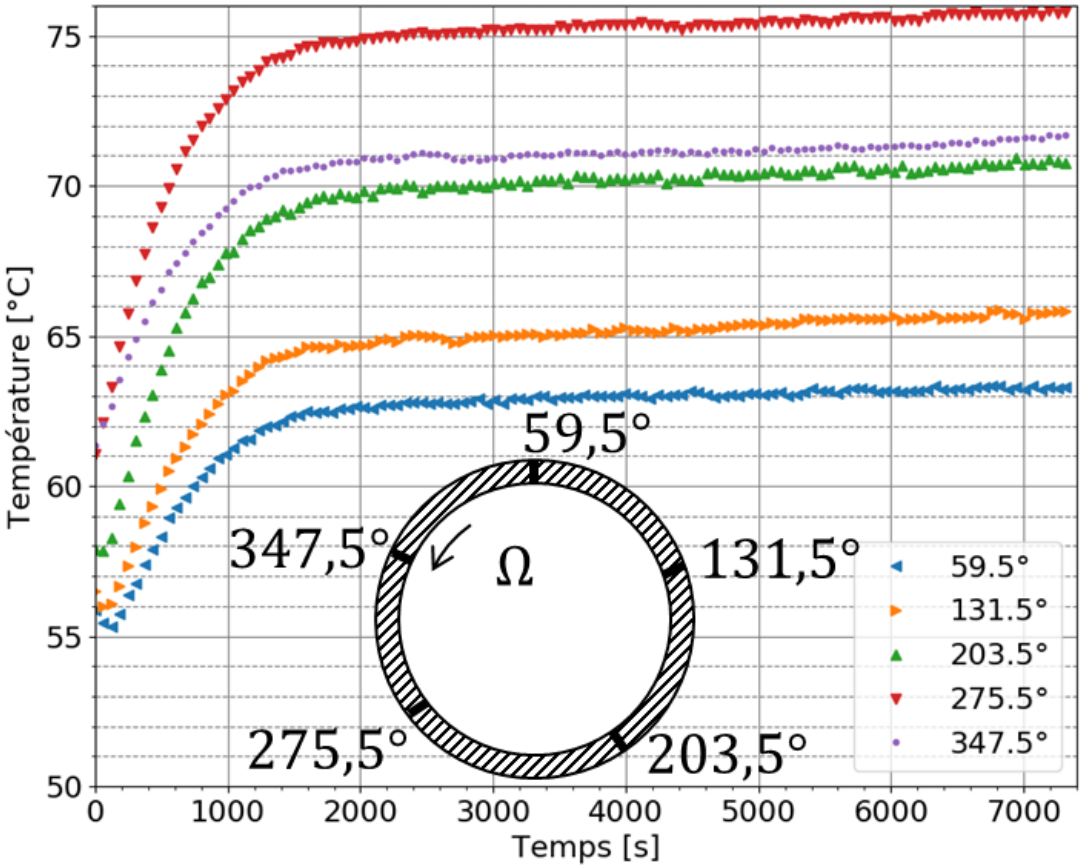


FIGURE D.4 – Températures du rotor pour l'essai 1 de la configuration 2

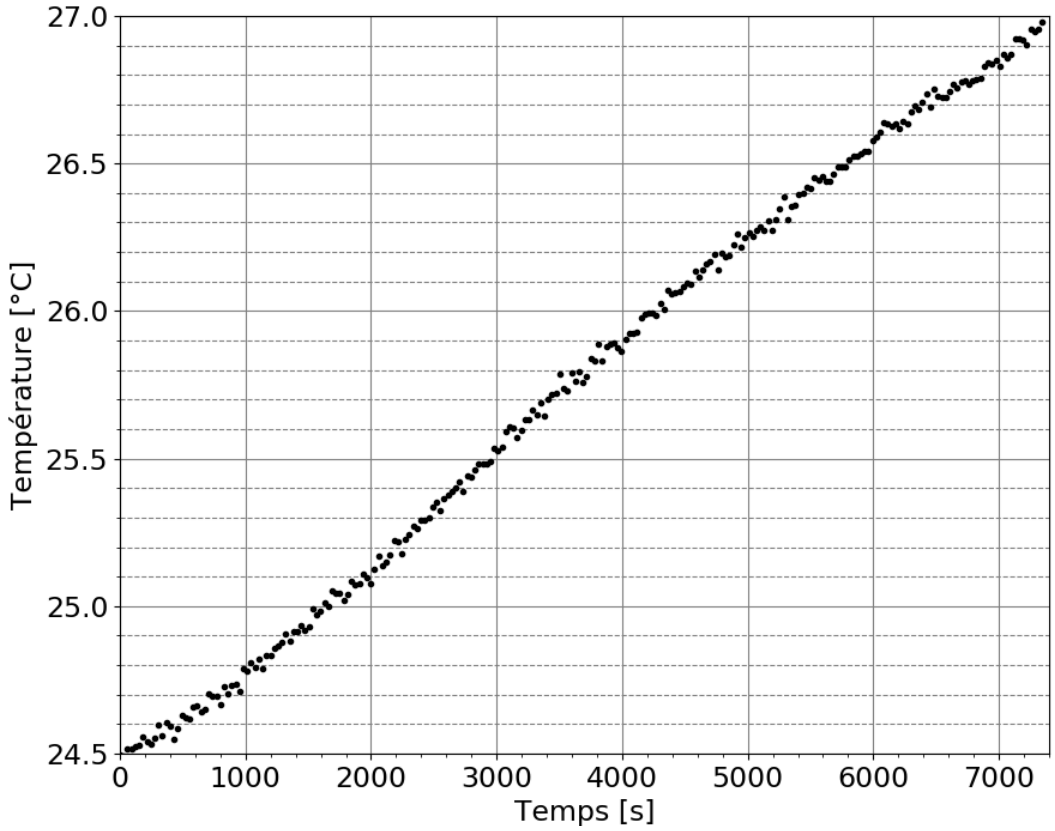


FIGURE D.5 – Température d'alimentation pour la configuration 1

D.2 CONFIGURATION 2 – ESSAI 1

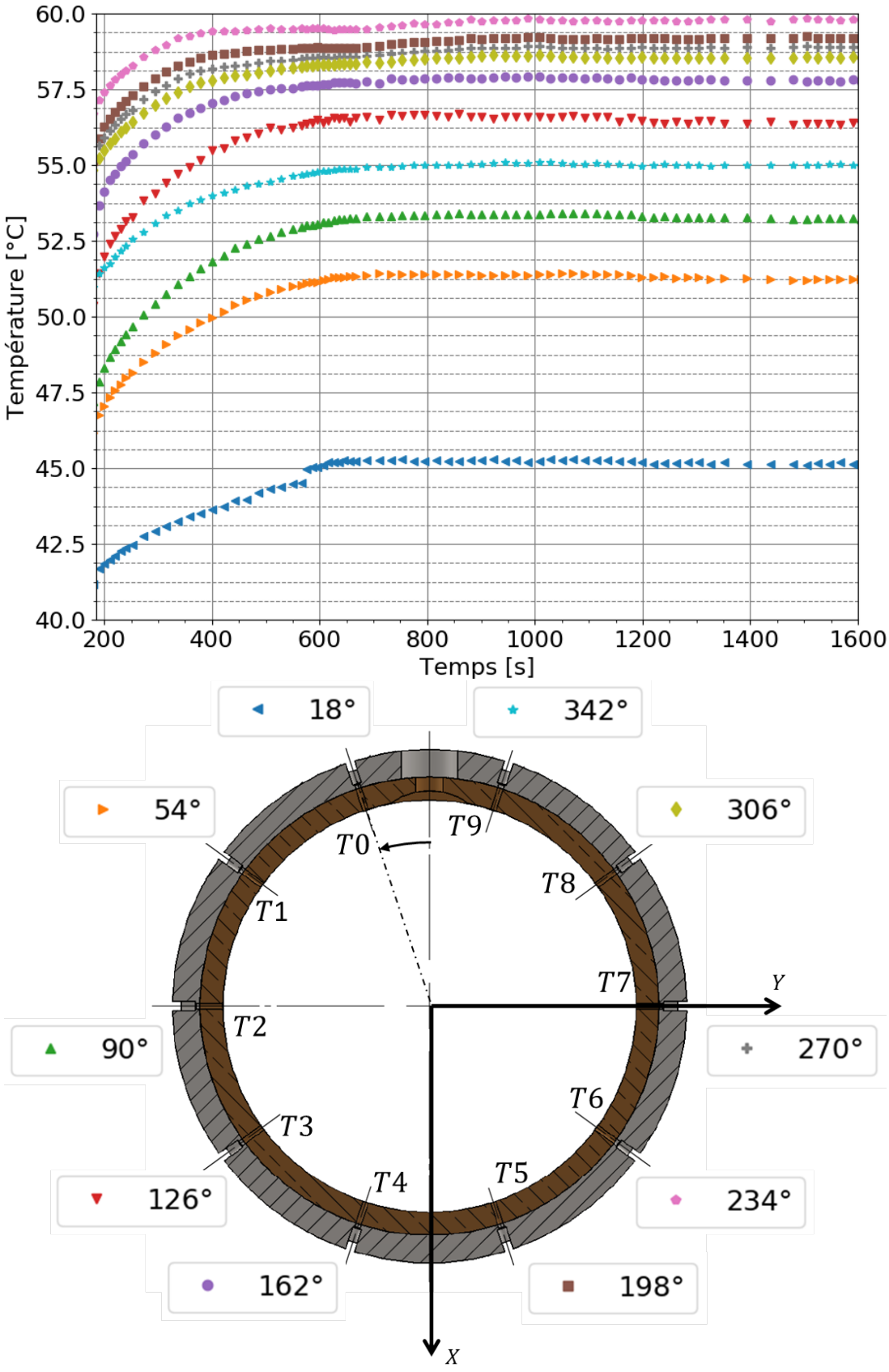


FIGURE D.6 – Températures et positions correspondantes dans le coussinet pour l'essai 1 de la configuration 2

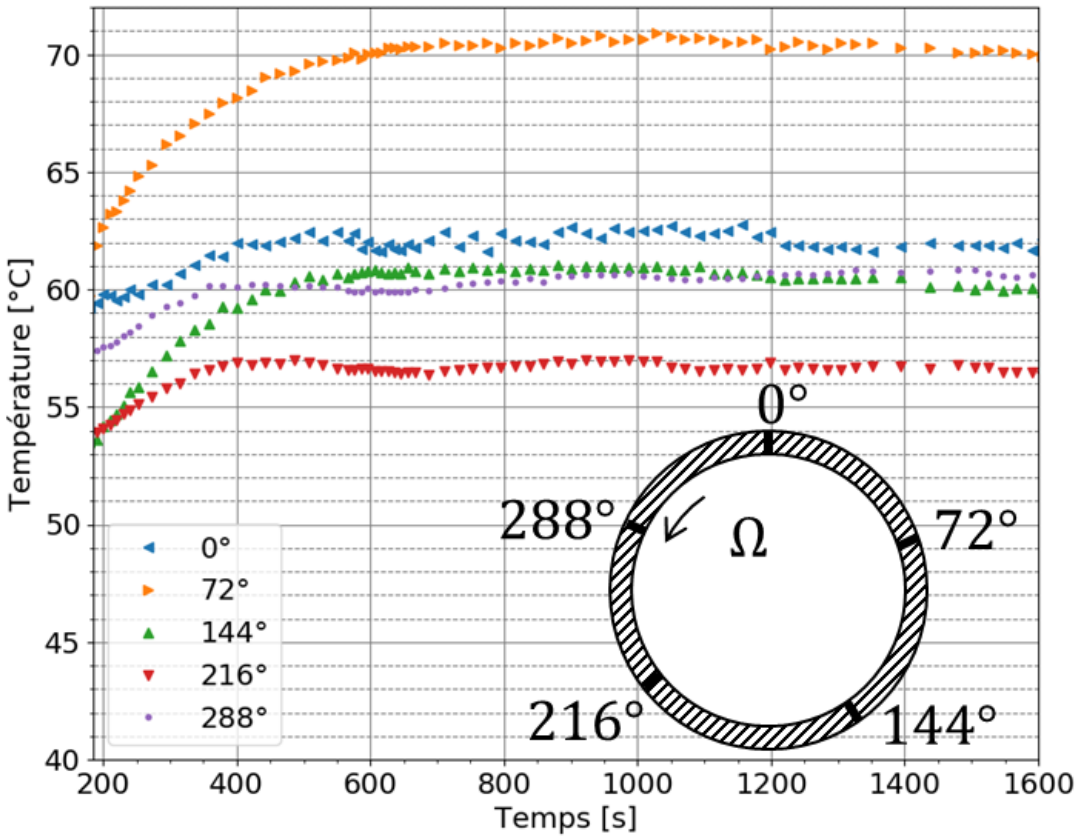


FIGURE D.7 – Températures du rotor pour l'essai 1 de la configuration 2

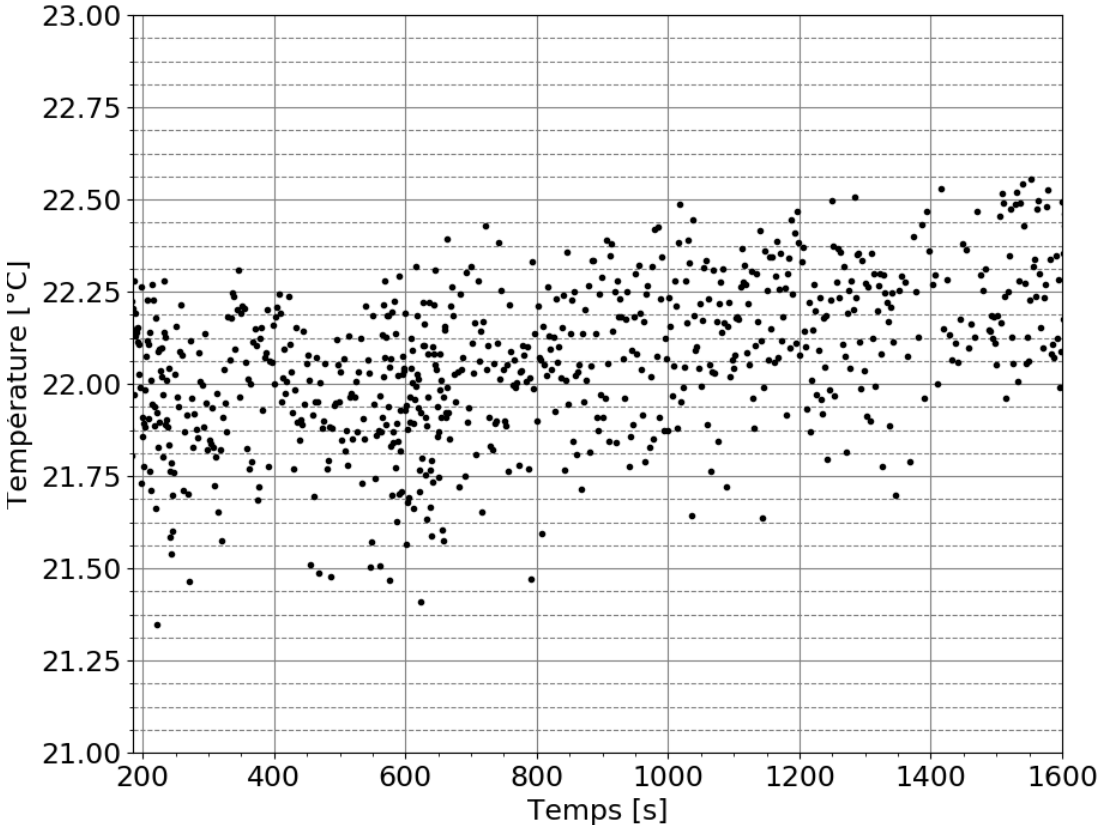


FIGURE D.8 – Température d'alimentation pour l'essai 1 de la configuration 2

D.3 CONFIGURATION 2 – ESSAI 2

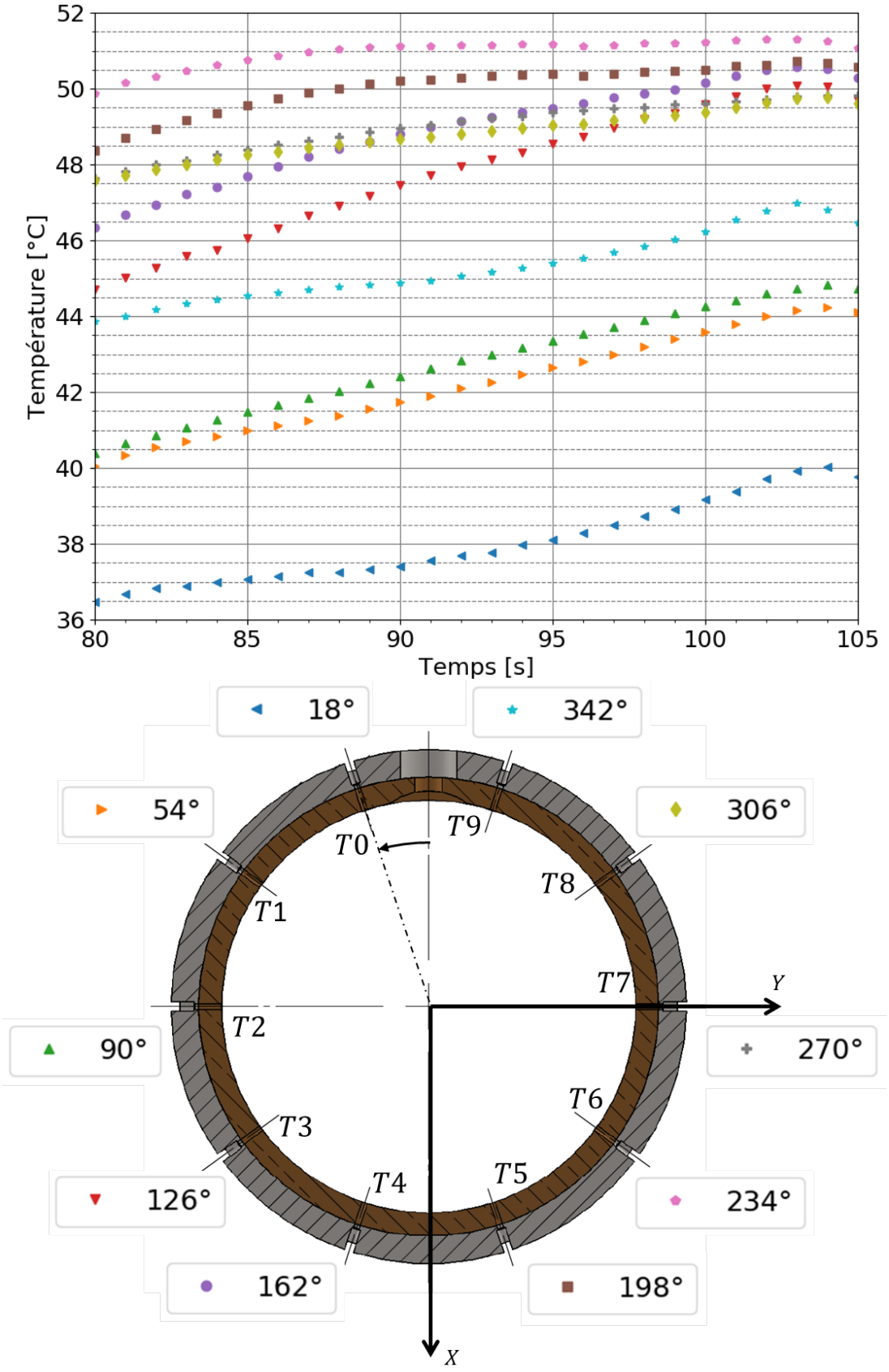


FIGURE D.9 – Températures et positions correspondantes dans le coussinet pour l'essai 2 de la configuration 2

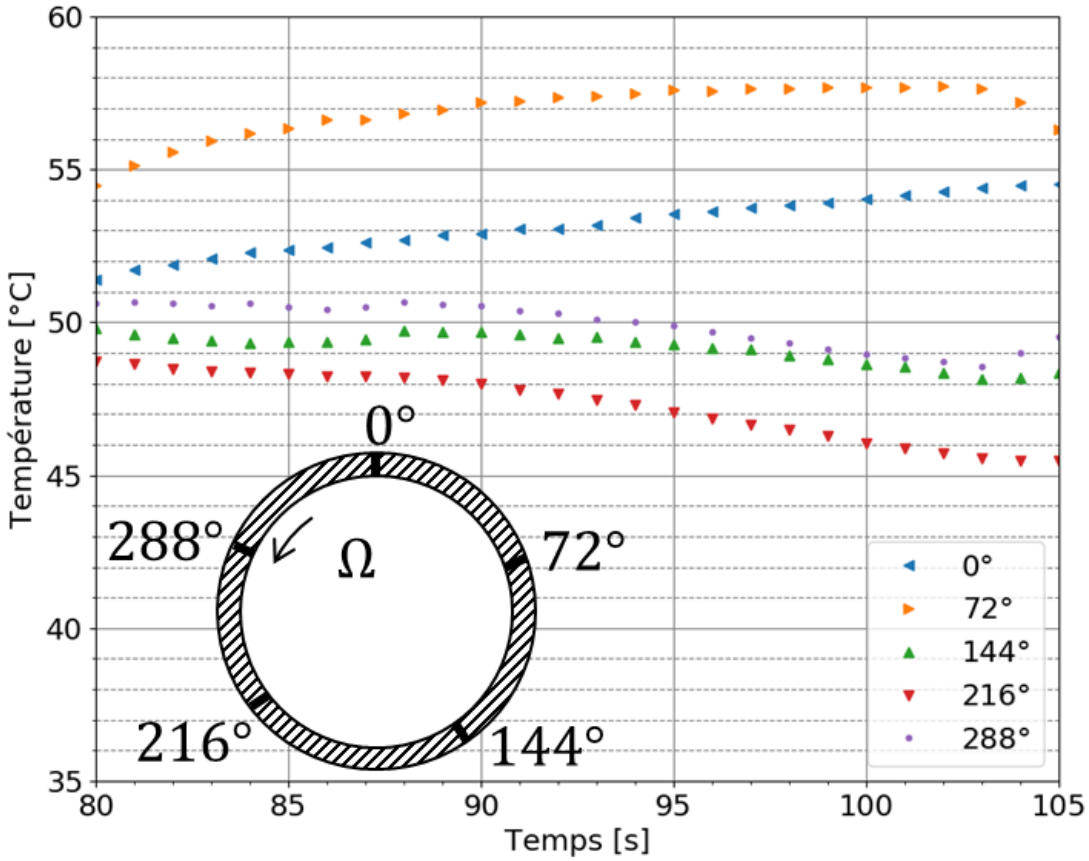


FIGURE D.10 – Températures du rotor pour l'essai 2 de la configuration 2

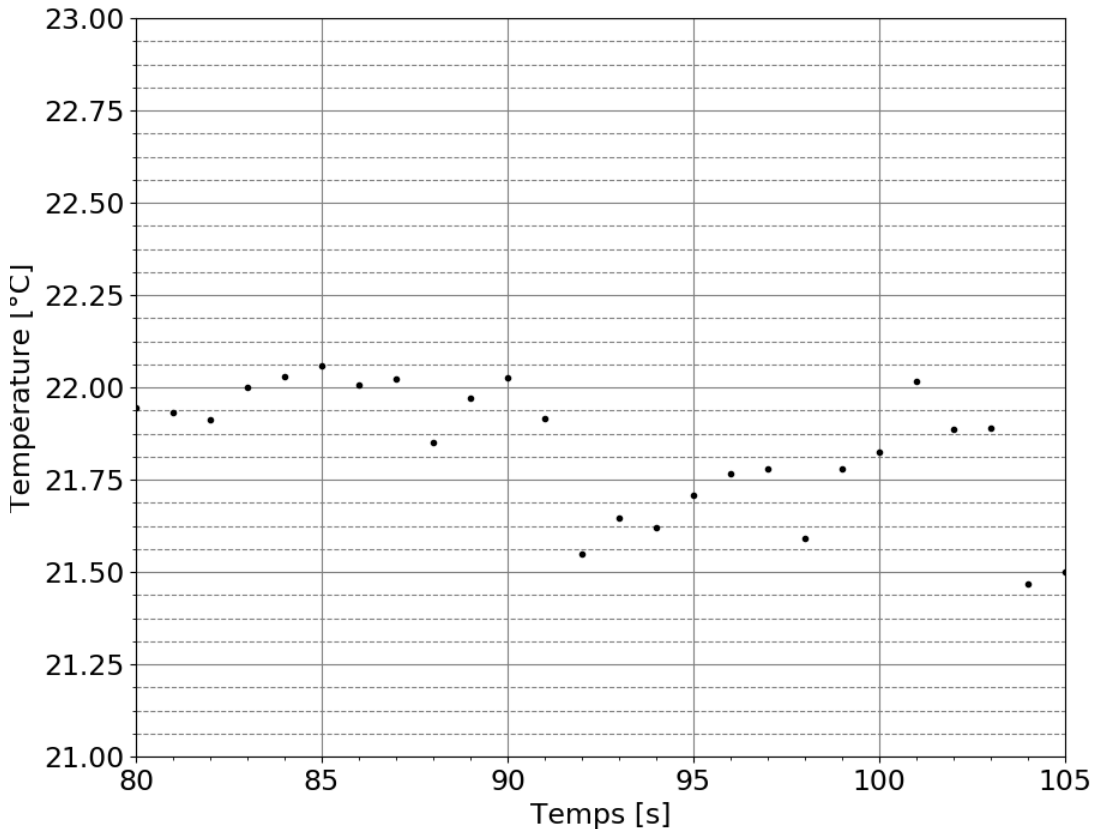


FIGURE D.11 – Température d'alimentation pour l'essai 2 de la configuration 2

D.4 CONFIGURATION 2 – ESSAI 3

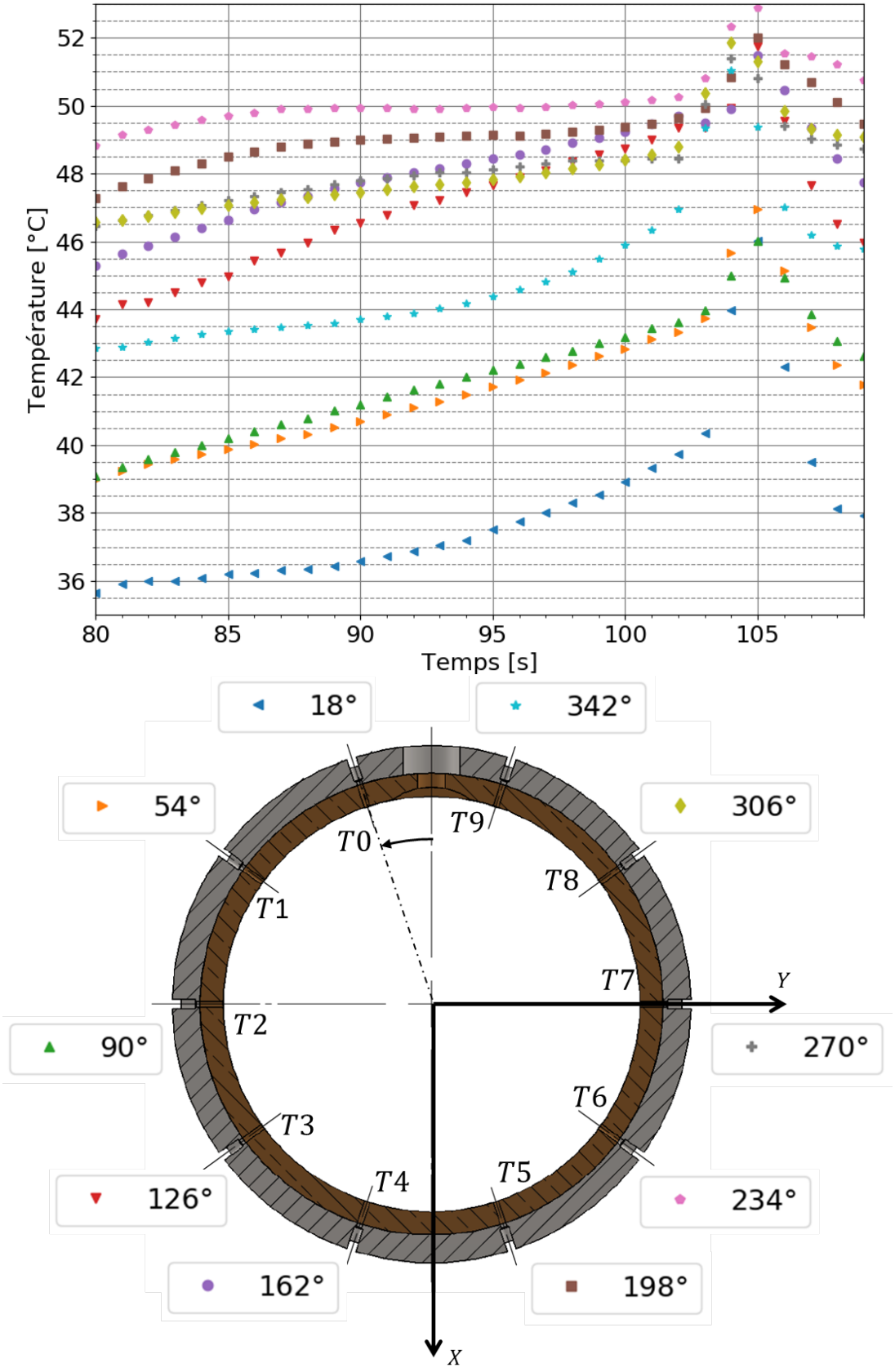


FIGURE D.12 – Températures et positions correspondantes dans le coussinet pour l'essai 3 de la configuration 2

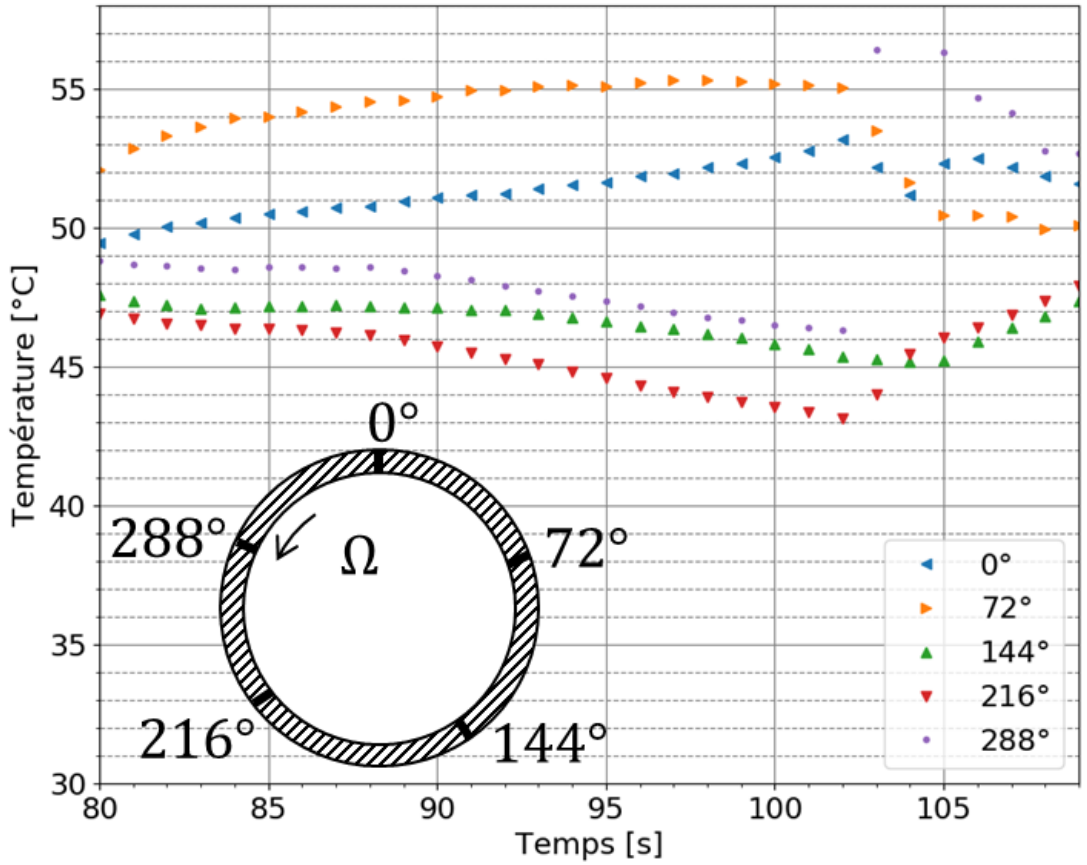


FIGURE D.13 – Températures du rotor pour l'essai 3 de la configuration 2

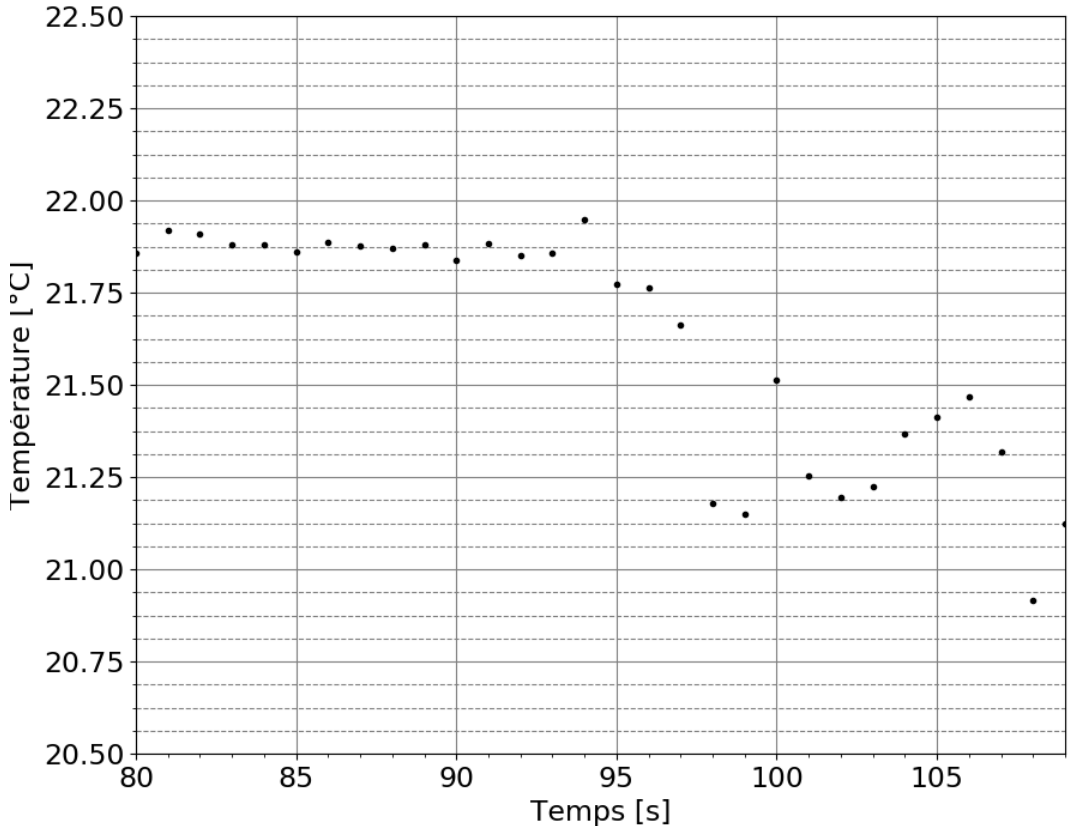


FIGURE D.14 – Température d'alimentation pour l'essai 3 de la configuration 2

D.5 CONFIGURATION 3 – ESSAI 1

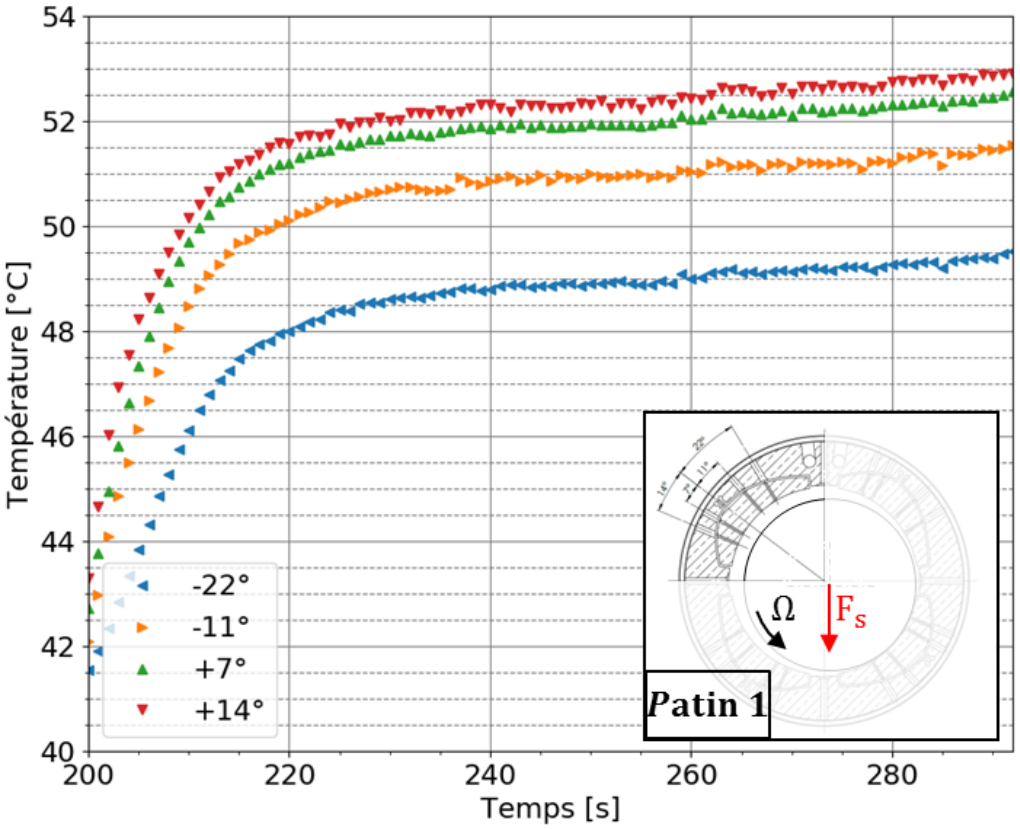


FIGURE D.15 – Températures du patin 1 pour l'essai 1 de la configuration 3

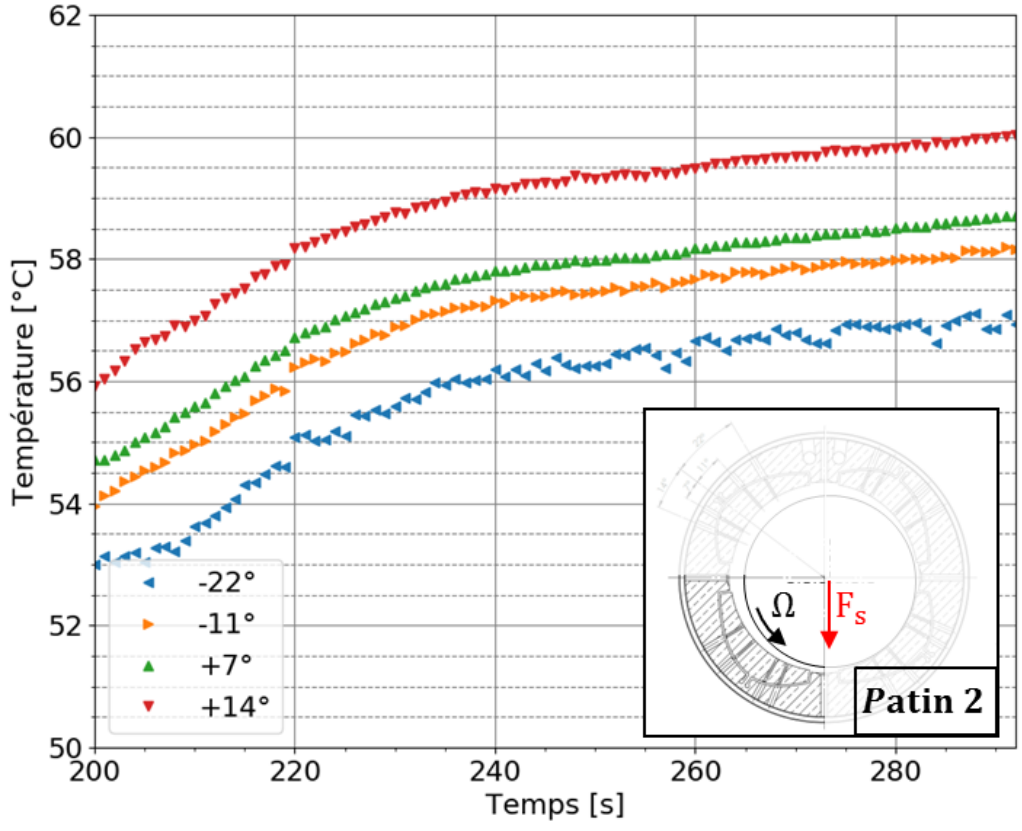


FIGURE D.16 – Températures du patin 2 pour l'essai 1 de la configuration 3

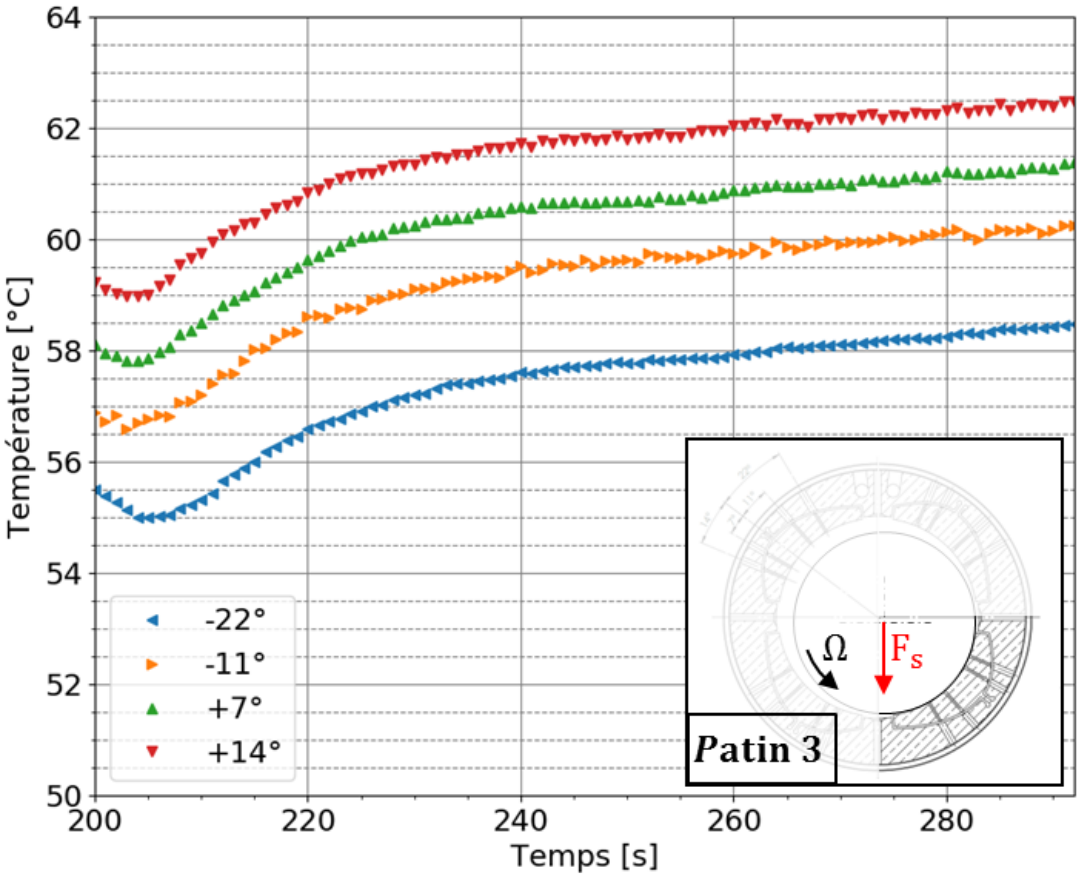


FIGURE D.17 – Températures du patin 3 pour l'essai 1 de la configuration 3

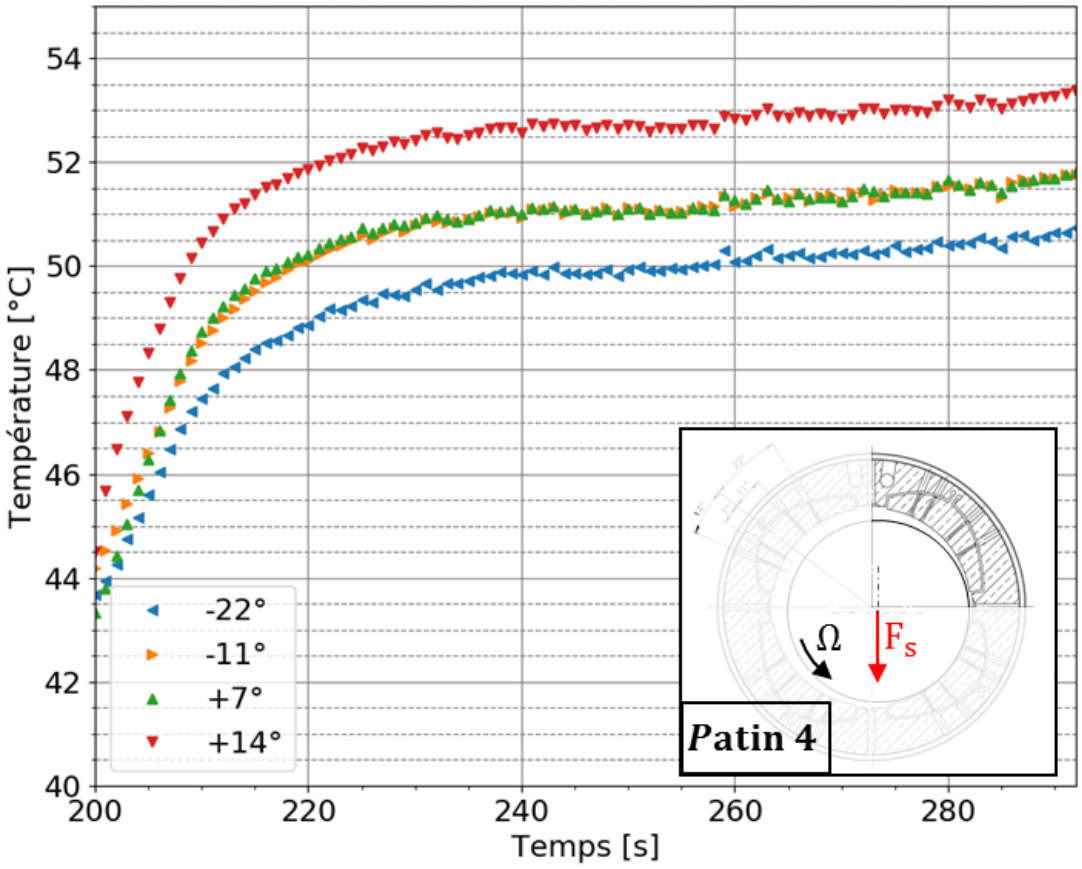


FIGURE D.18 – Températures du patin 4 pour l'essai 1 de la configuration 3

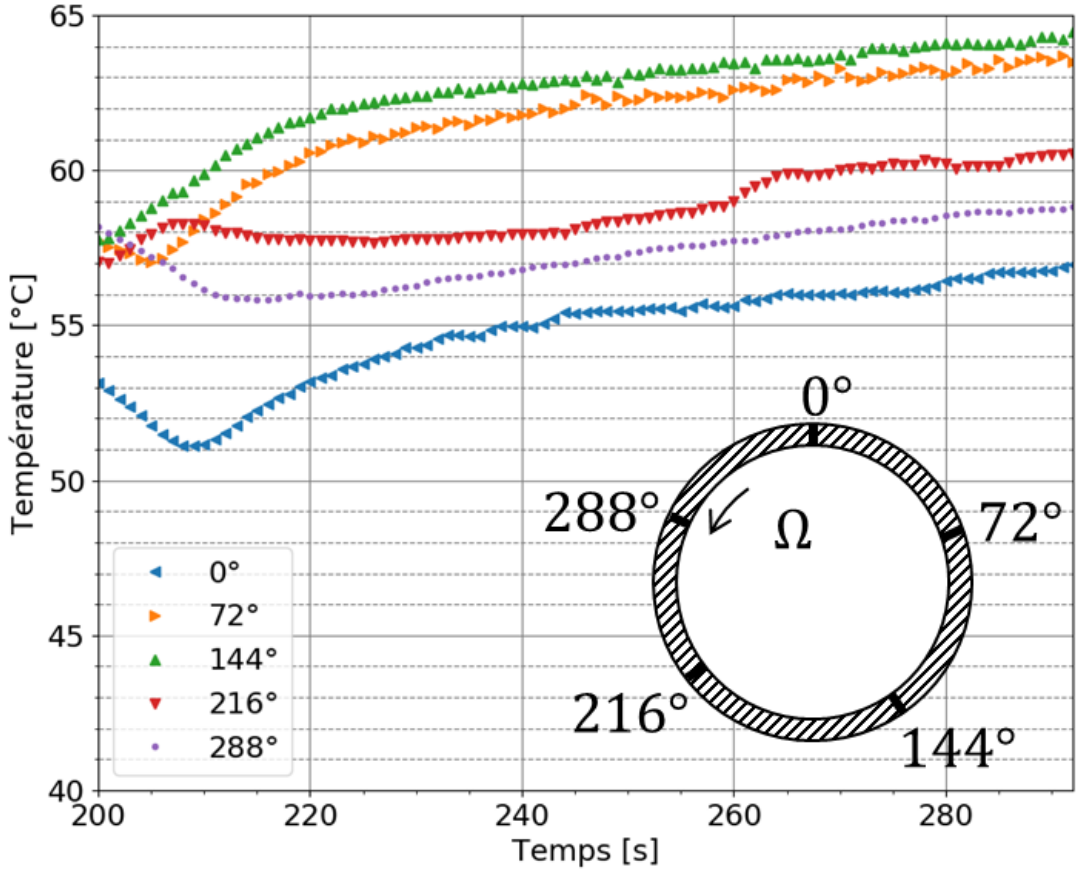


FIGURE D.19 – Températures du rotor pour l'essai 1 de la configuration 3

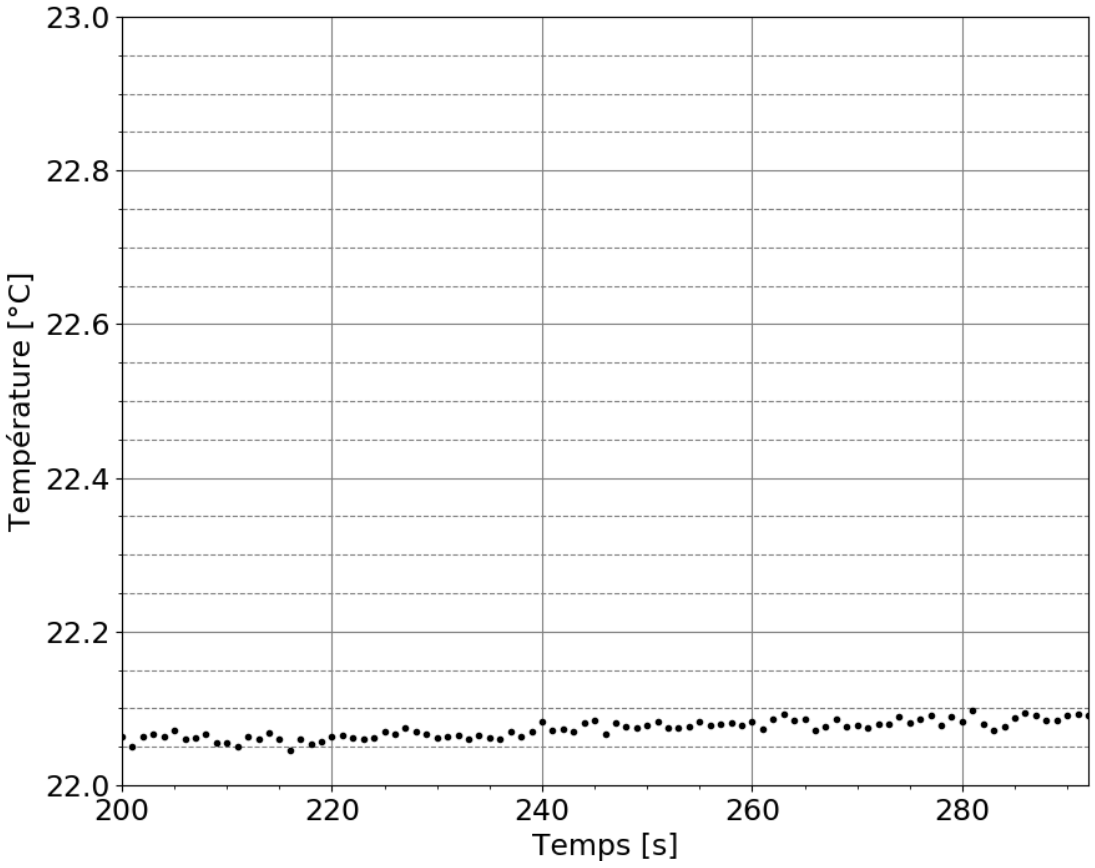


FIGURE D.20 – Température d'alimentation pour l'essai 1 de la configuration 3

D.6 CONFIGURATION 3 – ESSAI 2

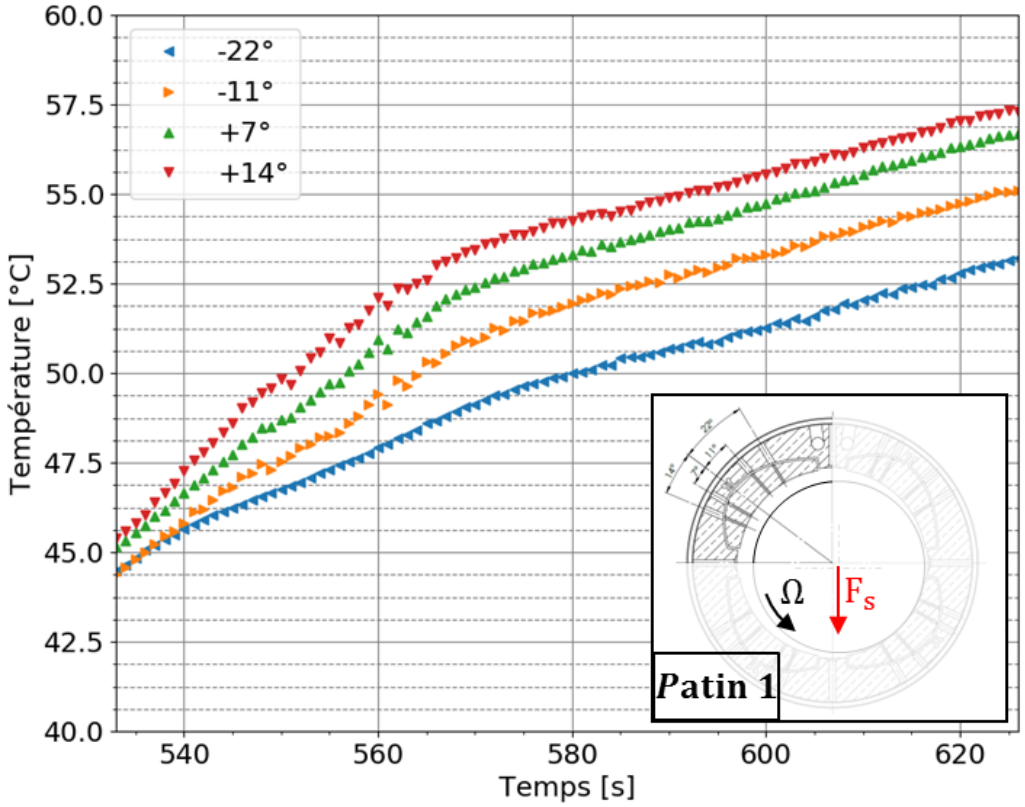


FIGURE D.21 – Températures du patin 1 pour l'essai 2 de la configuration 3

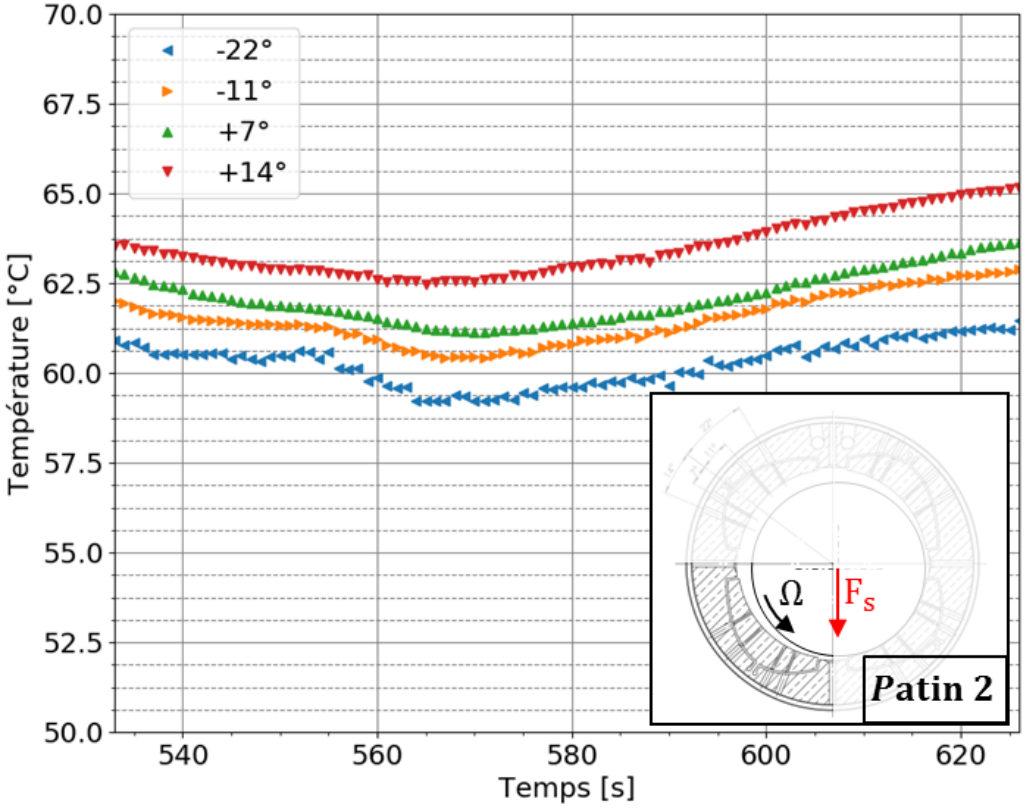


FIGURE D.22 – Températures du patin 2 pour l'essai 2 de la configuration 3

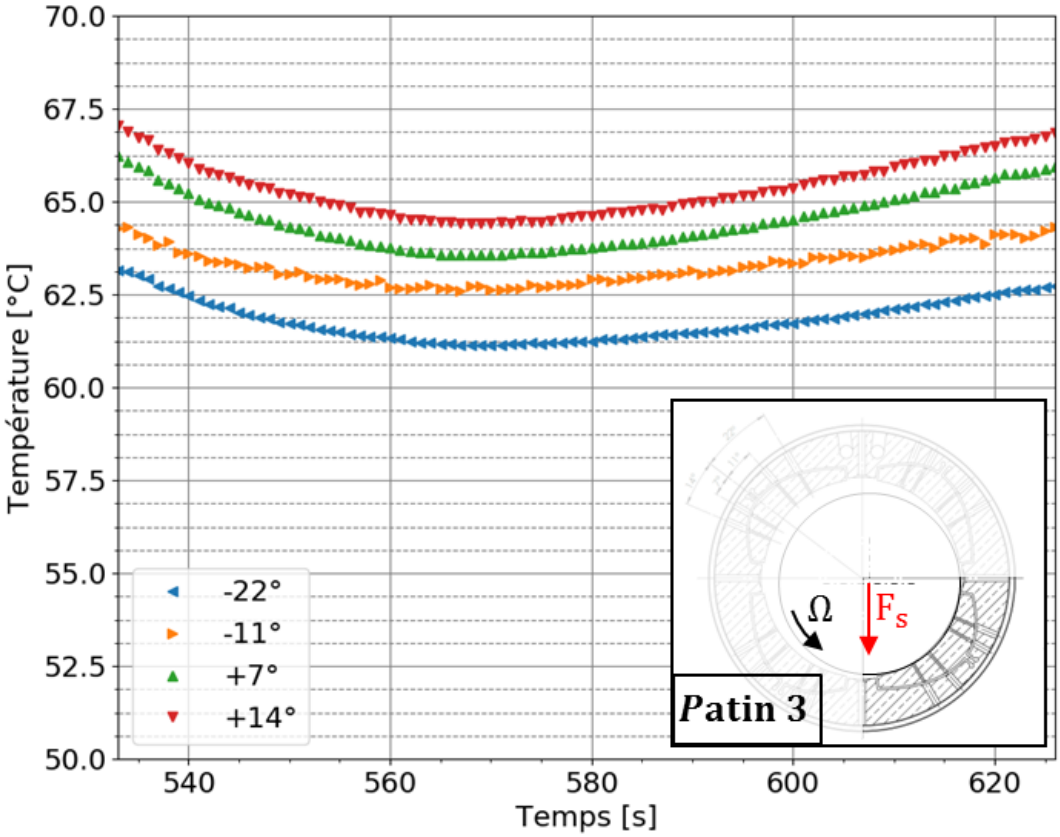


FIGURE D.23 – Températures du patin 3 pour l'essai 2 de la configuration 3

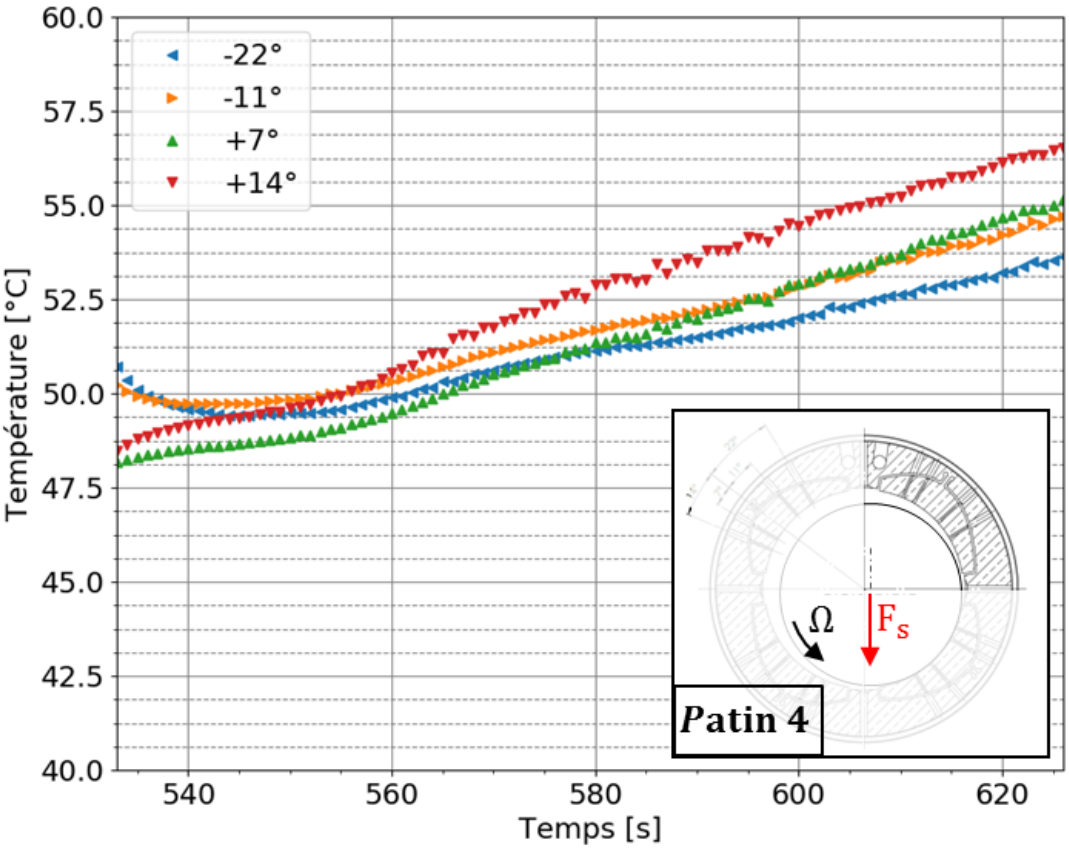


FIGURE D.24 – Températures du patin 4 pour l'essai 2 de la configuration 3

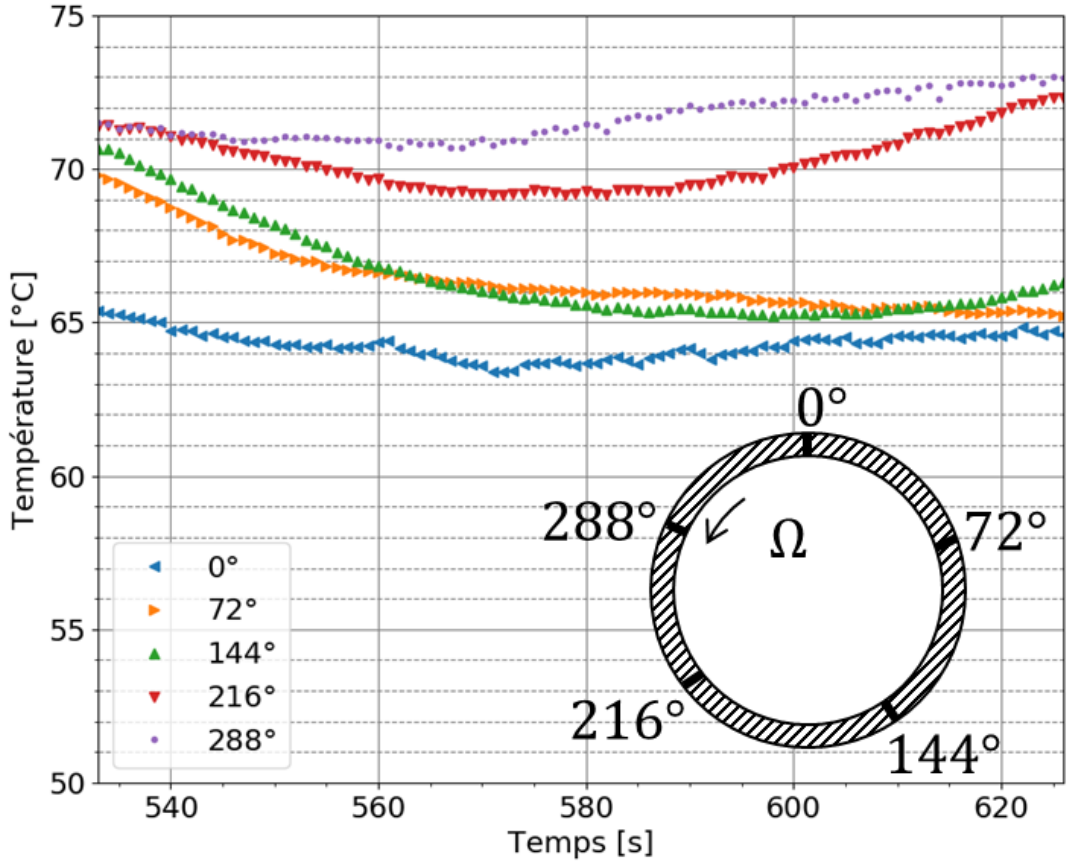


FIGURE D.25 – Températures du rotor pour l'essai 2 de la configuration 3

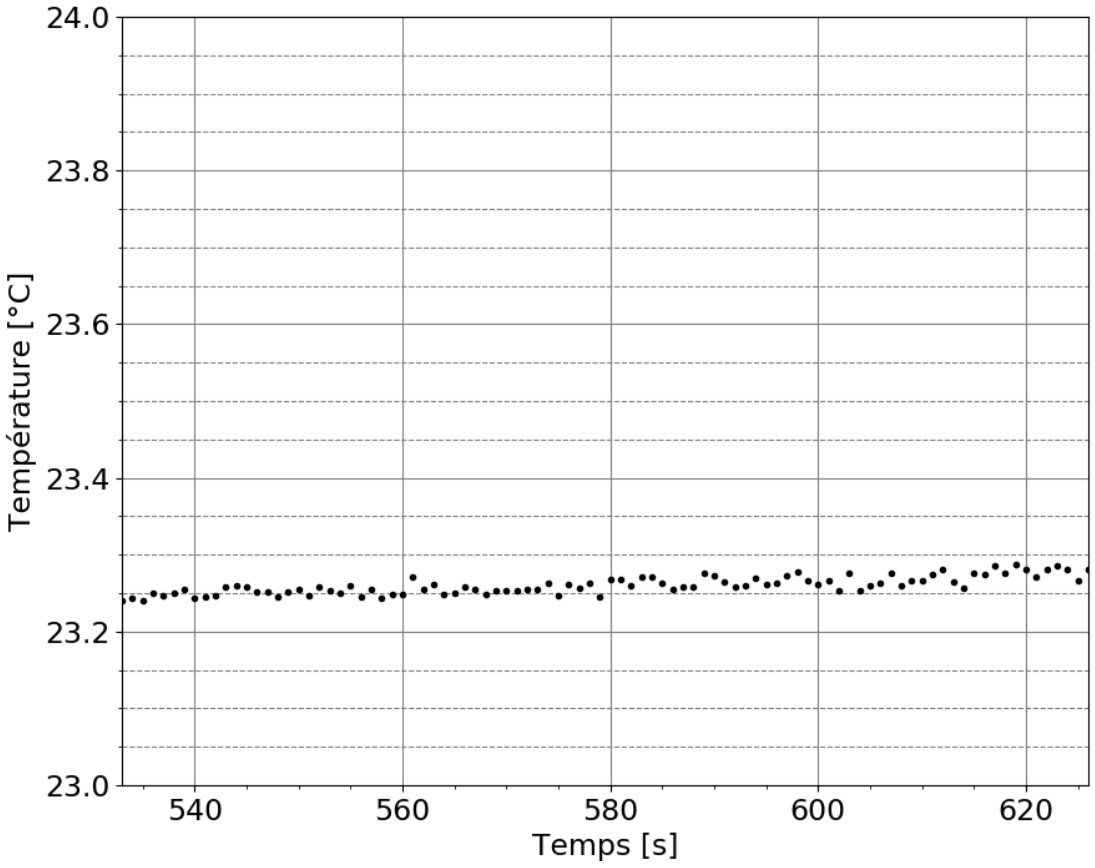


FIGURE D.26 – Température d'alimentation pour l'essai 2 de la configuration 3

Résumé - Abstract

Cette thèse a pour objectif d'étudier expérimentalement l'effet Morton pour différents types de paliers et un rotor rigide ou flexible. L'effet Morton est un phénomène d'instabilité thermique se produisant dans les paliers hydrodynamiques qui a pour conséquence d'influencer le comportement vibratoire du système rotor-palier.
L'introduction permet d'évoquer les différents phénomènes d'instabilité thermique, en se concentrant dans un premier temps sur l'effet Newkirk pour en décrire mathématiquement son fonctionnement et comprendre la philosophie des phénomènes d'instabilité thermique. L'étude bibliographique de l'effet Morton est ensuite détaillée (cas industriels, modélisation numérique et analyse expérimentale). La première analyse expérimentale est réalisée pour un rotor rigide supporté par un palier cylindrique. Avant l'analyse des essais dans cette configuration, le banc d'essais est détaillé, les caractéristiques dynamiques du palier sont identifiées expérimentalement. Les essais réalisés à vitesse constante montrent la présence de l'effet Morton « stable ». La seconde étude est conduite avec un rotor flexible et permet de mettre en évidence l'influence du temps de démarrage sur l'apparition d'un comportement instable. La dernière étude expérimentale est réalisée avec le rotor flexible supporté par un palier à patins oscillants à pivots flexibles. Le palier étant d'une conception particulière, une étude bibliographique permet de comprendre son fonctionnement, ses points forts et ses applications. Sa conception, son dimensionnement et sa caractérisation expérimentale sont ensuite détaillés, puis les résultats expérimentaux montrent l'influence du balourd initial sur la stabilité. Pour finir, les résultats expérimentaux de chaque configuration sont comparés et permettent de mieux appréhender le comportement de l'effet Morton dans les paliers hydrodynamiques et son influence sur la dynamique du rotor.

MOTS CLÉS : Effet Morton, instabilité thermique, analyse expérimentale, palier hydrodynamique, palier à patin oscillants à pivot flexible, excitateur magnétique.

The main goal of this thesis is the experimental study of the Morton effect in hydrodynamic bearing for rigid and flexible rotors. The Morton effect is a thermally induced increase of the synchronous vibration phenomenon that appears in journal bearing.
The introduction part permits to describe the thermal instabilities with firstly a focus on the Newkirk effect and its mathematical description to understand the philosophy of thermal instabilities. Bibliography study of the Morton effect is fully described (case studies, numerical analyses, experimental analyses). The first experimental analysis is conduct for a rigid rotor on a plain journal bearing. In this configuration, the test rig is detailed, the dynamic characteristics of the bearing are experimentally identified and then the tests at constant rotational speed show the "stable" Morton effect. The second study is achieved with a flexible rotor and permits to show the influence of the start-up time on the Morton effect stability. The last experimental study is realized with the flexible rotor on a tilting pad journal bearing with flexible pivot. This bearing being of a particular design, a bibliography allows to understand its principles, its pros and cons and its applications. Its design and its experimental characterization are detailed and then the experimental results show the unbalance influence on stability. To conclude, experimental results are compared and allow a better understanding of the Morton effect in the journal bearing and its influence on the rotordynamic.

KEYWORDS : Morton effect, thermal instability, experimental analysis, hydrodynamic bearing, tilting pad journal bearing with flexible pivot, magnetic actuator.