

Analyse du défaut de balourd dans un palier hydrodynamique**Analysis of unbalance defect in a hydrodynamic bearing**

Ismahene Kaidi* & Abdallah Kabouche

Département d'électromécanique, laboratoire de génie électromécanique, faculté des sciences de l'ingénierie, Université Badji Mokhtar, BP 12, 23000, Annaba -Algérie

Soumis le : 07/05/2016

Révisé le : 05/11/2017

Accepté le : 22/11/2017

ملخص

يعرض هذا العمل دراسة للسلوك الديناميكي لحامل اسطواني عادي. تم إجراء نموذج رقمي للحامل مع الأخذ بعين الاعتبار خلال عدم التوازن. يتم تحديد الحل العددي لمشكلة الحامل الهيدروديناميكي بواسطة طريقة الفرق المحدد. ويستند نموذجنا على النهج الخطي من خلال تحديد معاملات الصلابة والتخميد وكذلك البحث عن الاستجابة لعدم التوازن التي تم الحصول عليها من خلال حل معادلة الحركة للمحور الدوار. والهدف من هذه الدراسة هي القدرة على التنبؤ بالخلل والظواهر التي يواجهها الحامل من خلال وضع نموذج رقمي دقيق. نحن نهتم في هذه الدراسة بشكل خاص على تأثير المعلمات الخاصة بالحامل على سلوكه الاهتزازي.

الكلمات المفتاحية: حامل اسطواني, ديناميك التشحيم الهيدروميكانيكية, اهتزازات, خلل عدم التوازن, استجابة ديناميكية

Résumé

Le présent travail présente une étude du comportement dynamique d'un palier lisse cylindrique. Une modélisation numérique du palier est effectuée en prenant en compte la présence du défaut de balourd. La résolution numérique du problème du palier hydrodynamique est déterminée par la méthode des différences finies. Notre modèle est basé sur l'approche linéaire par la détermination des coefficients de raideurs et d'amortissements ainsi que la recherche de la réponse au balourd obtenu en résolvant l'équation du mouvement de l'arbre. L'objectif d'une telle étude est de pouvoir à partir d'un modèle numérique assez fin prédire les défauts et les phénomènes rencontrés. Nous nous intéressons plus particulièrement à l'influence des paramètres du palier sur son comportement vibratoire.

Mots clés: Palier lisse, Lubrification hydrodynamique, vibration, défaut de balourd, réponse dynamique,

Abstract

This work presents a study of the dynamic behavior of a plain cylindrical bearing. A numerical modeling of the bearing is carried out taking into account the presence of the unbalanced defect. The numerical resolution of the hydrodynamic bearing problem is determined using the finite difference method. The considered model is based on the linear approach by determining the stiffness coefficients and amortization as well as the search for the obtained unbalance response by solving the equation of the tree movement. The aim of such a study is to be able from a rather fine numerical model to predict defects and phenomena encountered. The interest is particularly given to the influence of bearing parameters on vibrational behavior.

Keywords: Plain bearing, hydrodynamic lubrication, vibration, unbalance defect, dynamic response.

* Auteur correspondant : kaidiisma@yahoo.fr

1. Introduction

Les vibrations excessives des machines tournantes à grande vitesse équipées des paliers à fluides, peuvent causer une perte appréciable de la production et la qualité du bien. Les paliers sont le siège d'effets physiques qui leur sont parfois propres. L'expérience a montré que sous certaines conditions de fonctionnement, les paliers hydrodynamiques ont un comportement instable [1]. C'est Newkirk [2] qui a mis en évidence ce phénomène en identifiant une vibration propre aux arbres supportés par paliers fluides. Deux effets voisins sont à distinguer : le (whirl) qui est un mouvement de précession de l'arbre à une vitesse voisine de la moitié de la vitesse de rotation et qui évolue donc avec la vitesse de l'arbre ; le whip qui est un fouettement caractérisé par une augmentation des amplitudes à une vitesse fixe, proche de la moitié de la pulsation propre du rotor. Cette vitesse n'évolue donc plus avec celle de l'arbre, et il convient de ne pas la dépasser, sous peine d'arriver à la destruction de la machine. Ces phénomènes ont par la suite été abondamment étudiés, dans le cas d'arbres rigides [3], ou flexibles [4], [5], [6].

L'équation de Reynolds est la base pour faire une modélisation numérique du comportement dynamique du palier lisse. La résolution numérique de cette équation est obtenue par deux méthodes respectivement : la méthode des différences finies MDF [7] ou la méthode des éléments finis MEF [8]. En utilisant MDF on peut résoudre l'équation de Reynolds et on détermine le champ de pression hydrodynamique. L'application de la méthode de perturbation à l'équation de Reynolds permet de prédire les huit coefficients dynamiques de raideurs et d'amortissements associés au palier lisse [9,10].

La connaissance des coefficients dynamiques permet aux spécialistes de vibration de modéliser les paliers pour la recherche des instabilités de fonctionnement, des vitesses critiques et de la réponse des lignes d'arbres aux excitations dynamiques de faibles amplitudes (exemple, balourd résiduel) [11]. En 1978, Lun et Thomsen [12] ont lancé un algorithme numérique basé sur les petites vibrations de l'arbre pour le calcul des coefficients de raideurs et d'amortissements. Le modèle linéaire et la réponse synchrone au balourd est adéquate pour décrire et analyser le comportement dynamique d'un rotor supporté par paliers hydrodynamiques [13]. L'approche linéaire et le calcul des coefficients de raideurs et d'amortissements permettent de résoudre l'équation de mouvement et obtenir ainsi les trajectoires du centre de l'arbre [14]. Matthieu cha [15] a étudié le comportement dynamique d'un palier lisse cylindrique en employant les deux approches numériques linéaire et non linéaire, d'où il a comparé les orbites du mouvement de l'arbre obtenus par l'analyse linéaire avec celle non linéaire en présence de la déformation au palier. Dans une autre étude Kabouya [16] a étudié l'influence du paramètre du couple de contrainte sur les performances statiques et dynamiques ainsi que la stabilité linéaire des paliers lisses indéformables mésalignés en présence d'un balourd.

Dans cette étude nous présentons une analyse de la réponse dynamique du palier lisse au balourd. Le but est de pouvoir examiner l'influence des paramètres du palier sur son comportement vibratoire. Les résultats obtenus concernent les courbes tridimensionnelles de la distribution du champ de pression hydrodynamique, les trajectoires du centre de l'arbre et l'analyse fréquentielle des vibrations pour différentes valeurs d'excentricité au balourd, de vitesse de rotation et du rapport L/D.

2. Modèle mathématique du palier

Pour un fluide newtonien, incompressible et isotherme en écoulement laminaire, l'équation de Reynolds s'écrit [17] :

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[h^3 \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[h^3 \frac{\partial P}{\partial z} \right] = 6\mu\omega \frac{\partial h}{\partial \theta} + 12\mu \frac{\partial h}{\partial t} \quad (1)$$

Le champ de pression hydrodynamique peut être déterminé par la résolution numérique de l'équation elliptique du deuxième ordre par la méthode de différence finie [18].

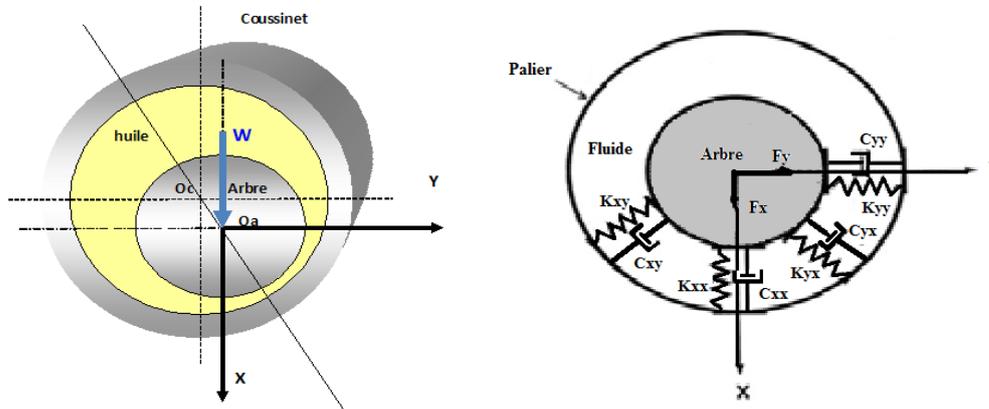


Figure 1 : a) Schématisation d'un palier lisse b) coefficients de raideur et d'amortissement du palier

L'épaisseur du film lubrifiant $h = C + x \cos \theta + y \sin \theta$ (2)

- où : C - jeu radial,
- L : longueur du palier,
- R : rayon
- μ : viscosité dynamique du fluide

Le calcul du champ de pression dans le palier passe par la résolution de l'équation de Reynolds, nécessitant le plus souvent l'emploi de méthodes numériques telles que les différences finies ou les éléments finis [1].

Le but est de calculer la réaction du film d'huile sur le palier, dans des conditions de fonctionnement données, et pour une position d'arbre donnée. La réaction, également appelée portance, est calculée par intégration du champ de pression sur la surface de l'arbre, soit dans le cas du palier circulaire, et exprimée en coordonnées (x,y):

$$\begin{Bmatrix} F_x \\ F_y \end{Bmatrix} = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{\theta_1(t)}^{\theta_2(t)} P(\theta, z, t) \begin{Bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{Bmatrix} R d\theta dz \quad (3)$$

Les coefficients de raideur et d'amortissement du palier sont calculés par les impédances complexes

$$Z_{xy} = K_{xy} + i\omega C_{xy} = - \int_{-l/2}^{l/2} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix} d\theta dz$$

où

$$\begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{bmatrix} + i\omega \begin{bmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{bmatrix} = - \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix} d\theta dz \quad (4)$$

$$[K] = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{bmatrix} [C] = \begin{bmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{bmatrix}$$

Ces matrices de raideur [k] et d'amortissement [C] sont calculés par les méthodes numériques et représentent la résistance du film d'huile du palier par rapport aux déplacements et aux vitesses du rotor [19].

La figure 1.b illustre une section du palier lisse avec ces huit coefficients de raideurs et d'amortissements qui représentent les caractéristiques dynamiques du film d'huile du palier [10].

L'équation différentielle du mouvement de l'arbre est donnée par l'équation (5), qui prend en compte les forces de balourd F_u et le poids du rotor et les coordonnées du rotor

$$[M]\{\ddot{q}\} + [C]\{\dot{q}\} + [K]\{q\} = \{F_u\} + \{W\} \quad (5)$$

$$\begin{bmatrix} \bar{m} & 0 \\ 0 & \bar{m} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{X} \\ \dot{Y} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} X \\ Y \end{Bmatrix} = \bar{m}\varepsilon\omega^2 \begin{Bmatrix} \cos\omega t \\ \sin\omega t \end{Bmatrix} + \{W\} \quad (6)$$

où F_u les forces de balourd, W est le poids du rotor, $\{q\} = \{X_1, Y_1, X_2, Y_2\}$

$$\bar{m} = \frac{m\omega^2 c}{W_0}, \quad K_{ij} = k_{ij} \frac{c}{W_0}, \quad C_{ij} = c_{ij} \frac{c\omega}{W_0}, \quad X = \frac{x}{c}, \quad Y = \frac{y}{c}, \quad \dot{X} = \frac{\dot{x}}{c\omega}, \quad \dot{Y} = \frac{\dot{y}}{c\omega},$$

$$\ddot{X} = \frac{\ddot{x}}{c\omega^2}, \quad \ddot{Y} = \frac{\ddot{y}}{c\omega^2}, \quad \varepsilon = \frac{e_b}{c}$$

3. Résolution numérique

Dans le palier de longueur finie (écoulement bidimensionnel), le champ de pression hydrodynamique est déterminé par la résolution de l'équation aux dérivées partielles elliptique du second ordre par la méthode des différences finies. Le domaine de discrétisation de l'équation de Reynolds se réduit à $(0, 2\pi) \times (0, 1/2)$. M et N sont respectivement les nombres de mailles suivant θ et \bar{z} . $\Delta\theta$ et $\Delta\bar{z}$ sont respectivement les pas du maillage dans les directions circonférentielle et axiale tel que : $\Delta\theta = 2\pi / M, \Delta\bar{z} = 0.5 / N$

Après discrétisation le système d'équation prend la forme suivante

L'utilisation l'algorithme de Gauss-Seidel avec coefficient de sur-relaxation donne

$$\bar{P}_{ij}^{(k+1)} = a_{ij} \bar{P}_{i+1,j}^k + b_{ij} \bar{P}_{i-1,j}^{k+1} + c_{ij} \bar{P}_{i,j+1}^k + d_{ij} \bar{P}_{i,j-1}^{(k+1)} - e_{ij}$$

où :

$$a_{ij} = \left[\frac{\bar{h}^3}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{2\Delta\theta} \frac{\partial \bar{h}^3}{\partial \theta} \right] \frac{1}{F_{ij}}$$

$$b_{ij} = \left[\frac{\bar{h}^3}{(\Delta\theta)^2} - \frac{1}{2\Delta\theta} \frac{\partial \bar{h}^3}{\partial \theta} \right] \frac{1}{F_{ij}}$$

$$c_{ij} = \left[\frac{\bar{h}^3}{(\Delta z)^2} + \frac{1}{2\Delta z} \frac{\partial \bar{h}^3}{\partial z} \right] \frac{\lambda}{F_{ij}}$$

$$d_{ij} = \left[\frac{\bar{h}^3}{(\Delta z)^2} - \frac{1}{2\Delta z} \frac{\partial \bar{h}^3}{\partial z} \right] \frac{\lambda}{F_{ij}}$$

$$e_{ij} = \left[-6 \frac{\partial \bar{h}_{ij}}{\partial \theta} \right] \frac{1}{F_{ij}}$$

avec
$$d_{ij} = 2\bar{h}^3 \left[\frac{1}{(\Delta\theta)^2} + \frac{\lambda}{(\Delta z)^2} \right]$$

L'utilisation de l'algorithme de Gauss-Seidel avec coefficient de sur-relaxation donne

$$\bar{P}_{ij}^{(k+1)} = (1 - \Omega)\bar{P}_{ij}^k + \Omega a_{ij} \bar{P}_{i+1,j}^k + b_{ij} \bar{P}_{i-1,j}^{k+1} + c_{ij} \bar{P}_{i,j+1}^k + d_{ij} \bar{P}_{i,j-1}^{(k+1)}$$

où: Ω est le facteur de sur-relaxation dont la valeur est comprise entre 1 et 2.

4. Processus de calcul

L'organigramme de calcul de la réponse au balourd est décrit à la figure 2. La description de processus de calcul du programme développé est présentée selon les étapes suivantes:

- Etape 1: Début du programme
- Etape 2 Calcul des valeurs initiales
- Etape 3 Résolution de l'équation de Reynolds et calcul du champ de pression dans tout point du maillage par la méthode différence finie
- Etape 4 Calcul des coefficients dynamiques du palier (coefficient de raideur et amortissement)
- Etape 5 Calcul des paramètres de stabilité du système γ_c
- Si γ_c est négative le point de fonctionnement est stable sinon on recalcule la pression dynamique dans le palier
- Etape 5 Détermination de la trajectoire du centre de l'arbre
- Etape 6 Calcul de la réponse au balourd

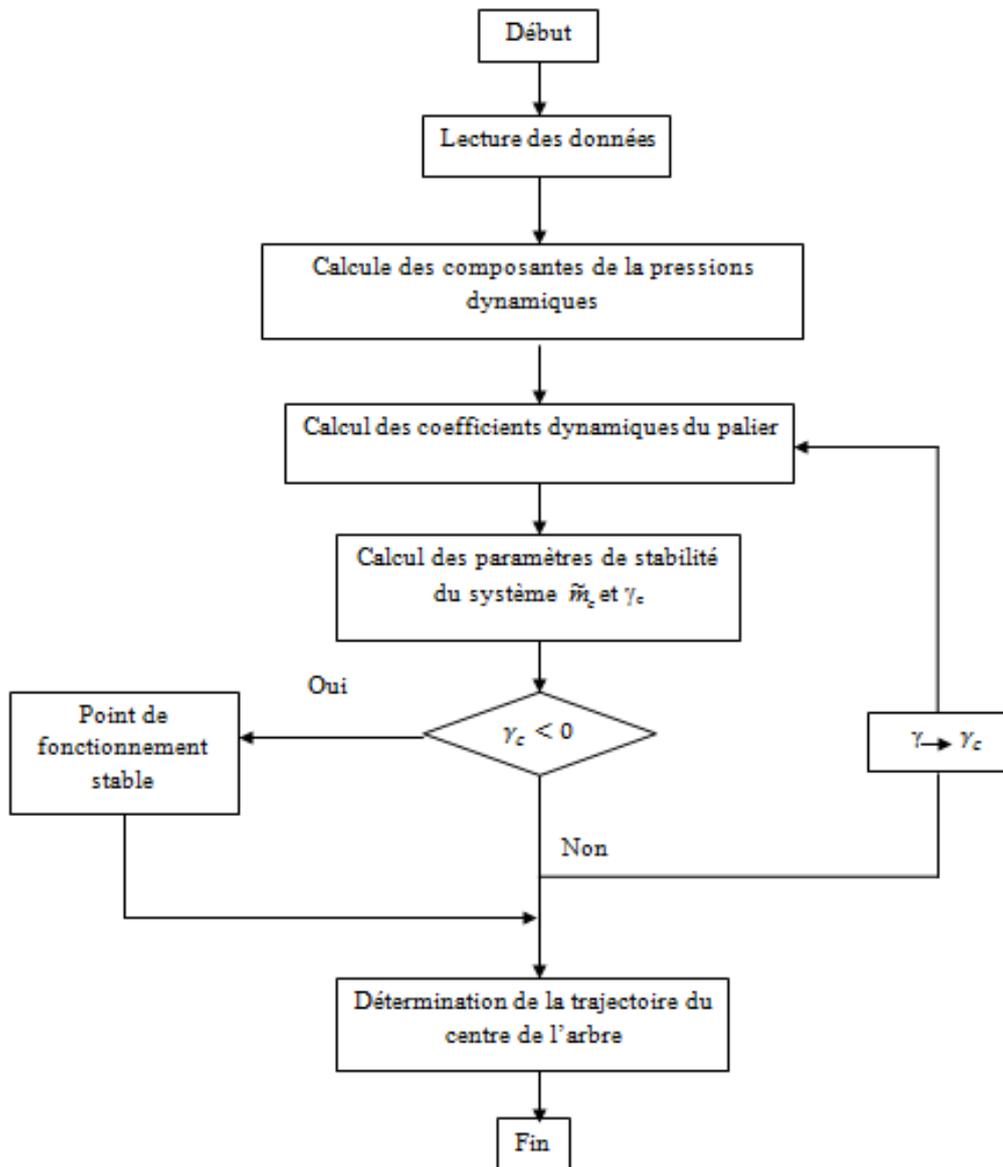


Figure 2. Organigramme de calcul de la réponse au balourd

5. Résultats de simulation

Le programme de calcul a été développé sous un langage Matlab pour l'étude du comportement dynamique linéaire des paliers hydrodynamiques. Les caractéristiques et les conditions de fonctionnement du palier sont reportées dans le tableau 1. La charge statique supportée par le demi-palier est $W = 27 \text{ N}$ correspondant au quart du poids du rotor

Tableau 1. Caractéristiques géométriques et propriétés physiques du palier [11]

Caractéristiques	Symbole	Unité	Valeur
Diamètre du palier	D	m	0,07
Longueur du demi palier	L	m	0,035
Jeu radial du palier	C	m	$2,5 \times 10^{-4}$
Viscosité dynamique	μ	Pa.s	0.04

5.1 Résultats et discussion

Dans la simulation traitée, les trajectoires présentées dans les figures 4,10, 15 sont calculées en résolvant l'équation du mouvement de l'arbre. Ces trajectoires sont présentées en fonction de l'excentricité au balourd ainsi que d'autres paramètres tels que la vitesse de rotation et les paramètres géométriques du palier (rapport L/D) dans la figure15. Les résultats de calcul obtenus par ce programme concernent la charge dynamique adimensionnée, l'angle de calage, les coefficients dynamiques adimensionnés de raideur et d'amortissement et la vitesse critique adimensionnée. Le calcul de la vitesse critique permet d'analyser et de tracer la carte de stabilité du palier dans la figure 9. Une analyse en fréquence (analyse spectrale) révèle les fréquences auxquelles se produisent des variations d'amplitudes significatives. L'identification spectrale est la clef du diagnostic de défauts [20]. Les spectres fréquentielles calculés dans cette étude ont été obtenus en utilisant la transformé de Fourier rapide (FFT) afin de déterminer leurs amplitudes vibratoires. Toutes les trajectoires et les spectres présentés dans cet article sont adimensionnés par rapport au jeu C.

5.2 Champ de pression hydrodynamique

Les distributions circonférentielle et axiale du champ de pression sont déterminées pour quatre valeurs de l'excentricité $\epsilon = 0,10, 0,20, 0,50$ et $0,80$, pour $\theta = 360^\circ$ et $\bar{z} = 1$. Les représentations graphiques tridimensionnelles (Fig. 3) montrent que la pression maximale augmente avec l'augmentation de l'excentricité cette augmentation est d'autant plus importante que l'excentricité de fonctionnement est grande.

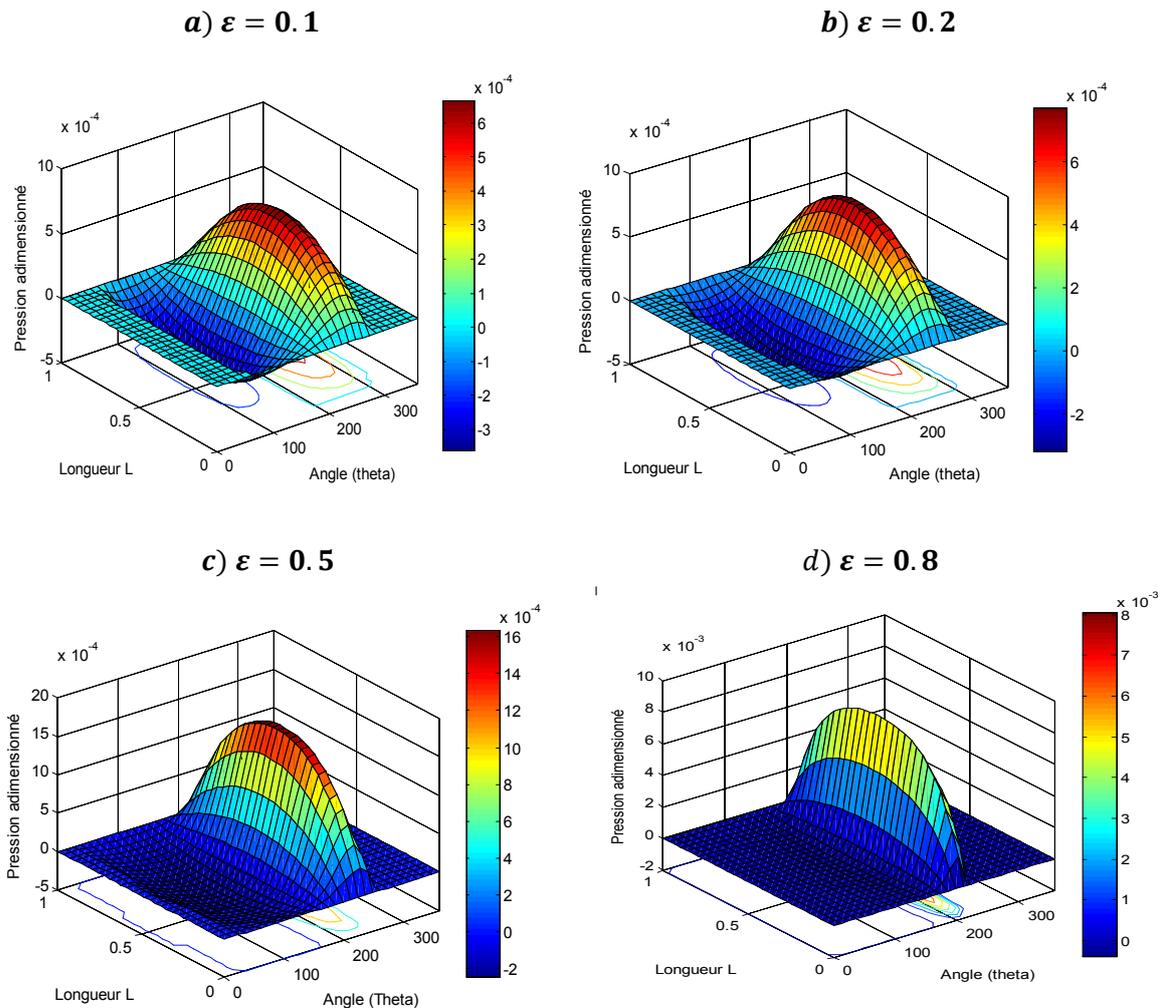


Figure 3. Distributions de la pression hydrodynamique pour différentes valeurs d'excentricité

5.3 Influence de l'excentricité

Toutes les orbites sont adimensionnées par rapport au jeu C du palier. Ces orbites ont été obtenues par la résolution analytique de l'équation (6) de mouvement de l'arbre. Le calcul des trajectoires dans la figure 4 a été effectué pour un palier de longueur finie ($L/D=1$), d'une vitesse de rotation fixe de 100 rad/s et pour quatre valeurs d'excentricités relatives du balourd ($\epsilon=0.1, 0.2, 0.8$ et 0.9).

Pour les faibles valeurs de balourd ($\epsilon=0.1$ et 0.2) correspondant respectivement à ($e_b=25\mu\text{m}$ et $50\mu\text{m}$) on observe une légère augmentation des vibrations du centre de l'arbre dans les figures 4a et 4b ce qui correspond à un balourd résiduel. Par ailleurs plus le balourd augmente ($\epsilon=0.8$ et 0.9) dans les figures 4c et 4d où les excentricités correspondantes sont de $200\mu\text{m}$ et de $225\mu\text{m}$ plus les trajectoires deviennent plus longues et leurs amplitudes vibratoires deviennent plus importantes. Pour confirmer et développer les résultats fournis sur la figure 4 on passe à l'analyse fréquentielle (FFT) dans les deux plans X et Y.

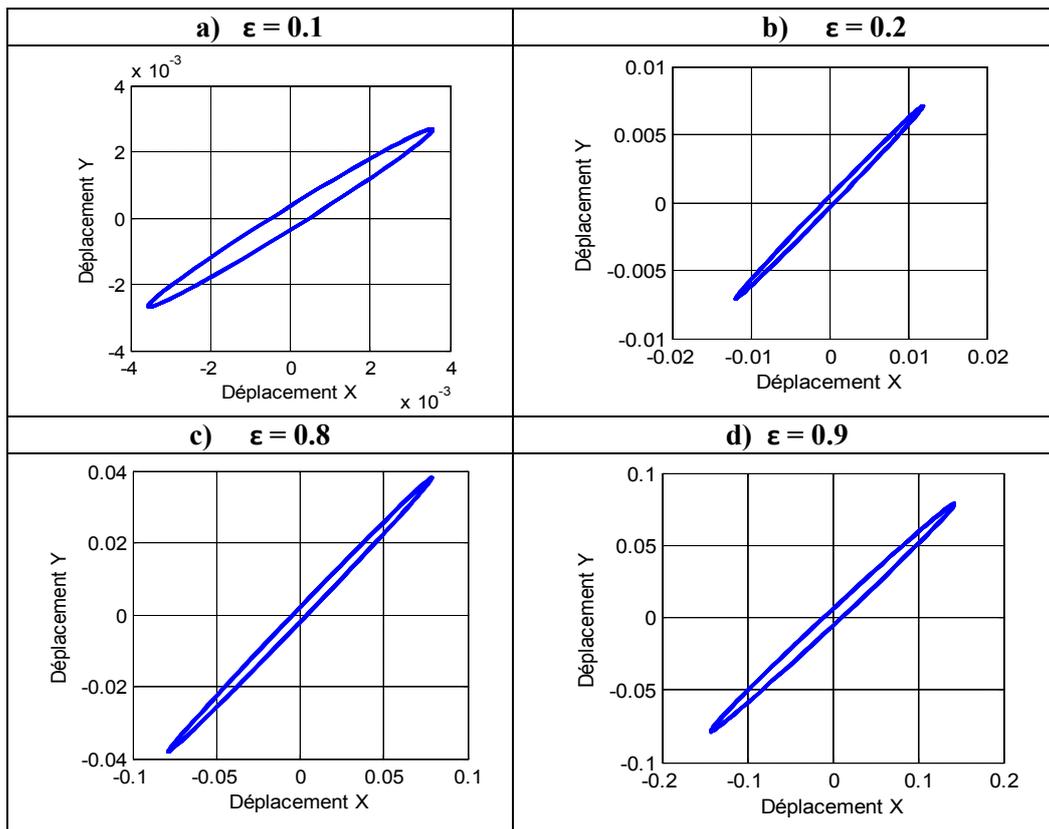


Figure 4. Trajectoire du centre de l'arbre pour différentes valeurs d'excentricité

On observe sur les spectres fréquentiels présentés dans les figures 5, 6, 7 et 8 une fréquence synchrone prépondérante à la première fréquence de rotation de l'arbre. Lorsque le balourd est de $50\mu\text{m}$ (figure 6) les amplitudes vibratoires atteignent les valeurs suivantes ($A_x = 0.80$ et $A_y = 0.45$), on remarque ici que le comportement suivant X et Y présente les mêmes tendances mais pas les mêmes intensités. En augmentant ainsi les valeurs de balourd $e_b = (200\mu\text{m}$ et $225\mu\text{m})$ dans les figures (7 et 8) les amplitudes vibratoires croissent rapidement, et les amplitudes des déplacements enregistrés suivant X et Y sont respectivement $A_x = 5.5$ et $A_y = 2.80$ à la (figure 7), et $A_x = 12$ et $A_y = 6.2$ à la (figure 8). Cette dernière présente un risque élevé pour le palier ce qui peut provoquer même la détérioration. On remarque que le palier est plus sollicité par la fréquence synchrone du balourd au plan axiale que radial.

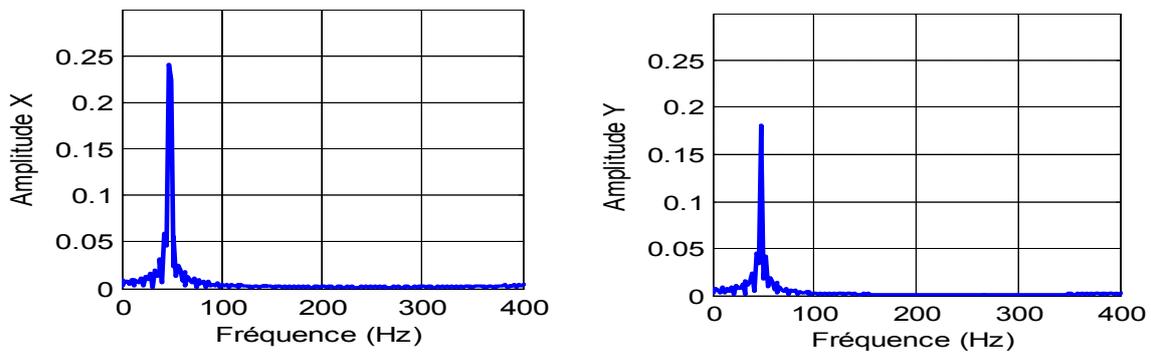


Figure 5. Analyse fréquentielle du centre de l'arbre pour $\epsilon = 0.1$

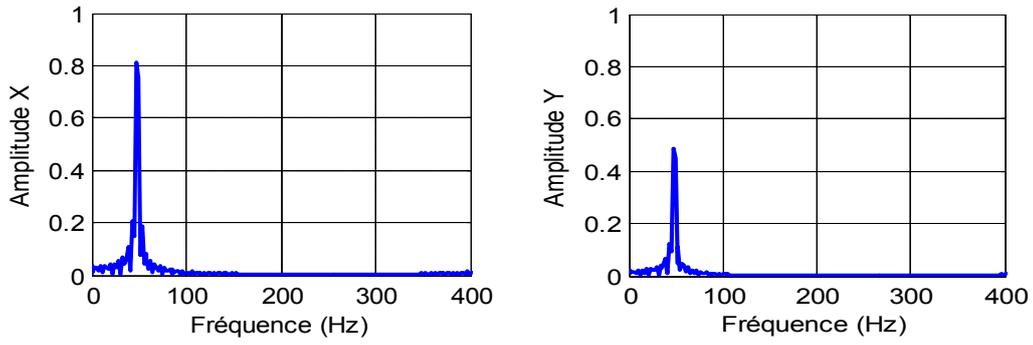


Figure 6. Analyse fréquentielle du centre de l'arbre pour $\epsilon = 0.2$

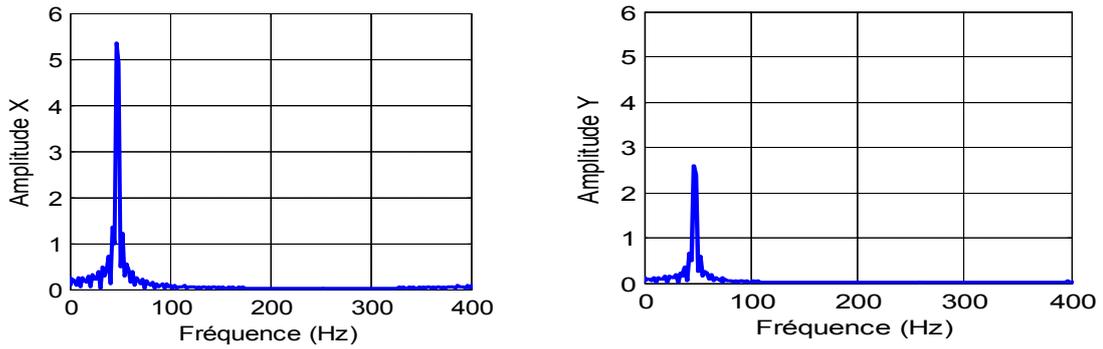


Figure 7. Analyse fréquentielle du centre de l'arbre pour $\epsilon = 0.8$

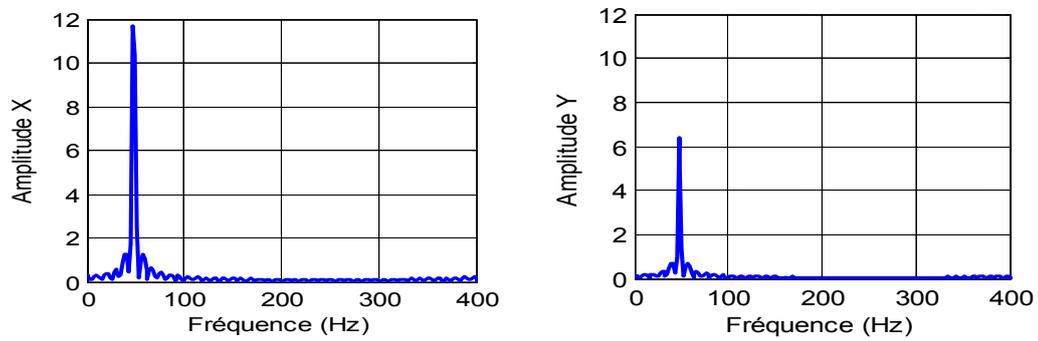


Figure 8. Analyse fréquentielle du centre de l'arbre pour $\epsilon = 0.9$

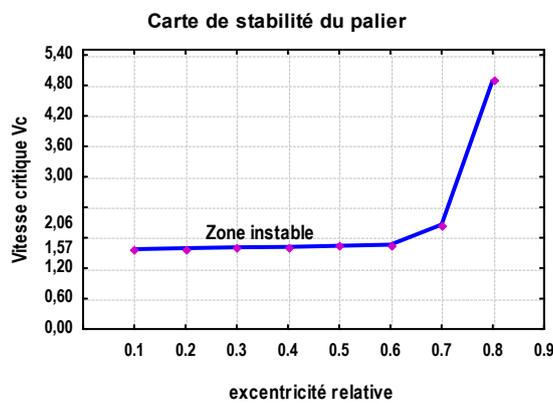


Figure 9. Variation de la vitesse critique en fonction de l'excentricité

La figure 9 représente la carte de stabilité du palier, on remarque une augmentation de la vitesse critique avec l'excentricité et le palier est instable pour les faibles valeurs d'excentricité. Lorsque la vitesse critique est au delà de la valeur de 1,57 qui représente le point d'équilibre, le palier est instable. Au dessous de cette valeur le palier est plus stable et la zone de stabilité augmente pour les grandes valeurs d'excentricité. Comme il est connu que ce type de paliers constitue une source de vibration pour la ligne d'arbre qu'il supporte lorsqu'ils sont faiblement chargés.

5.4 Influence de la vitesse de rotation

Ces orbites ont été calculées pour une excentricité relative de 0.2 qui correspond à $50\mu\text{m}$, un rapport $L/D=1$ et pour quatre valeurs de vitesse de rotation $n = (1910\text{tr/mn}, 2676\text{tr/mn}, 3276\text{tr/mn}$ et $3785\text{tr/mn})$

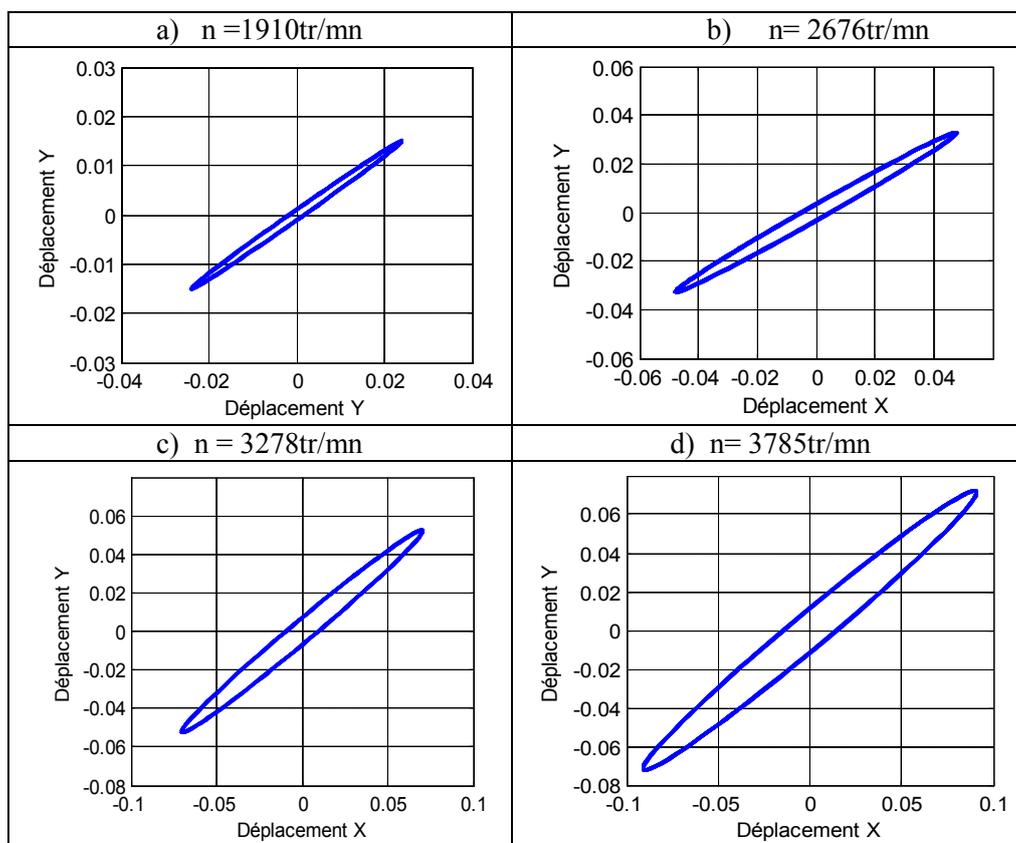


Figure 10. Trajectoire du centre de l'arbre pour différentes valeurs de vitesse de rotation

Sur la figure 10 on observe la variation des trajectoires du centre de l'arbre pour différentes vitesses de rotation, l'objectif est de comprendre l'influence de la vitesse de rotation sur les vibrations du palier ou sur les forces de balourds. Lorsque la vitesse augmente les trajectoires deviennent plus longues et leurs amplitudes augmentent et devient plus importante dans les deux plans X et Y.

A l'analyse fréquentielle (FFT) dans les figures 11, 12, 13, 14 on observe toujours une fréquence synchrone prépondérante à la fréquence de rotation dans les deux plans X, Y. La variation de la vitesse de rotation implique la variation de la première fréquence synchrone. Pour une vitesse de 1910tr/mn la 1ère fréquence est de $31,37\text{Hz}$ et lorsque cette vitesse augmente d'une valeur de

©UBMA - 2018

3278tr/mn (Figure 13) la fréquence atteint la valeur de 50,98Hz. A haute vitesse de rotation les amplitudes vibratoire deviennent plus importantes, ce qui provoque l'accroissement de l'intensité de la fréquence synchrone du au balourd et plus important dans le plan X (axiale) que le plan Y (radial).

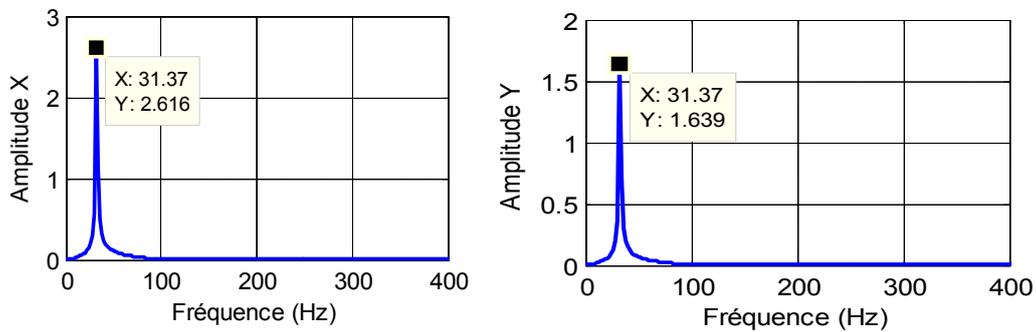


Figure 11 Analyse fréquentielle pour une vitesse de rotation de n =1910tr/mn

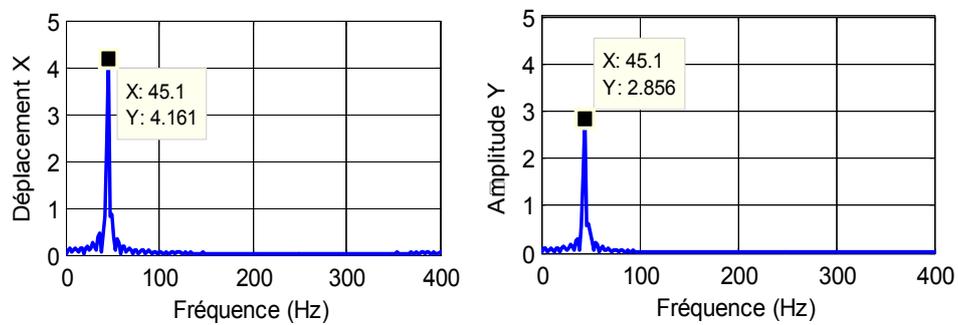


Figure 12 Analyse fréquentielle pour une vitesse de rotation de n = 2676tr/mn

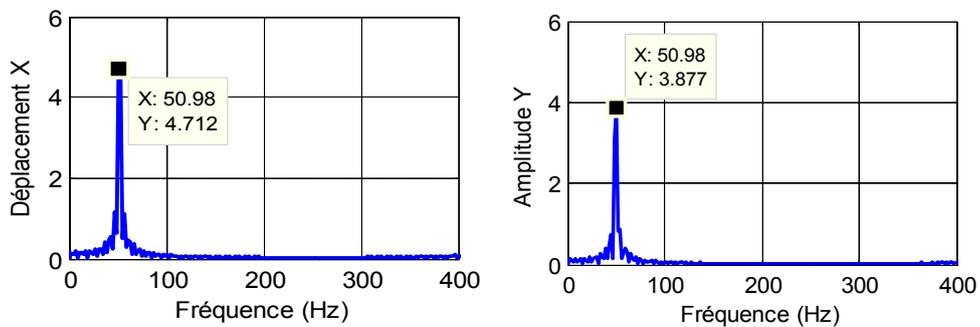


Figure 13 Analyse fréquentielle pour une vitesse de rotation de n = 3278tr/mn

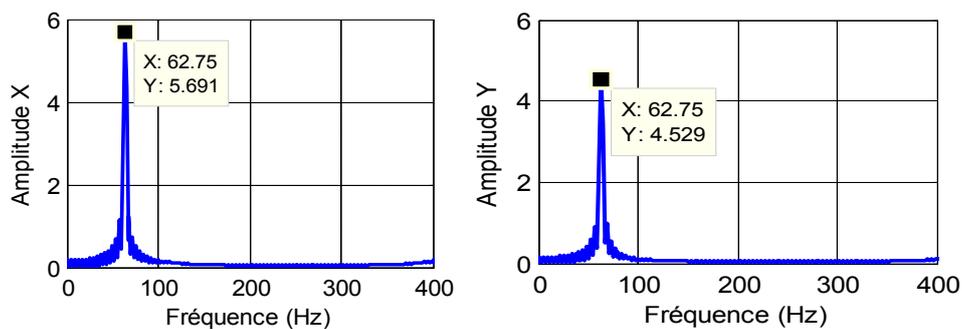


Figure 14 Analyse fréquentielle pour une vitesse de rotation de n = 3758tr/mn

5.5 Influence du rapport L/D

Les trajectoires calculées dans cette partie pour une vitesse de rotation fixe de 1910 tr/mn, une excentricité de 50 μm et pour un rapport L/D variable sont présentées sur la figure 15.

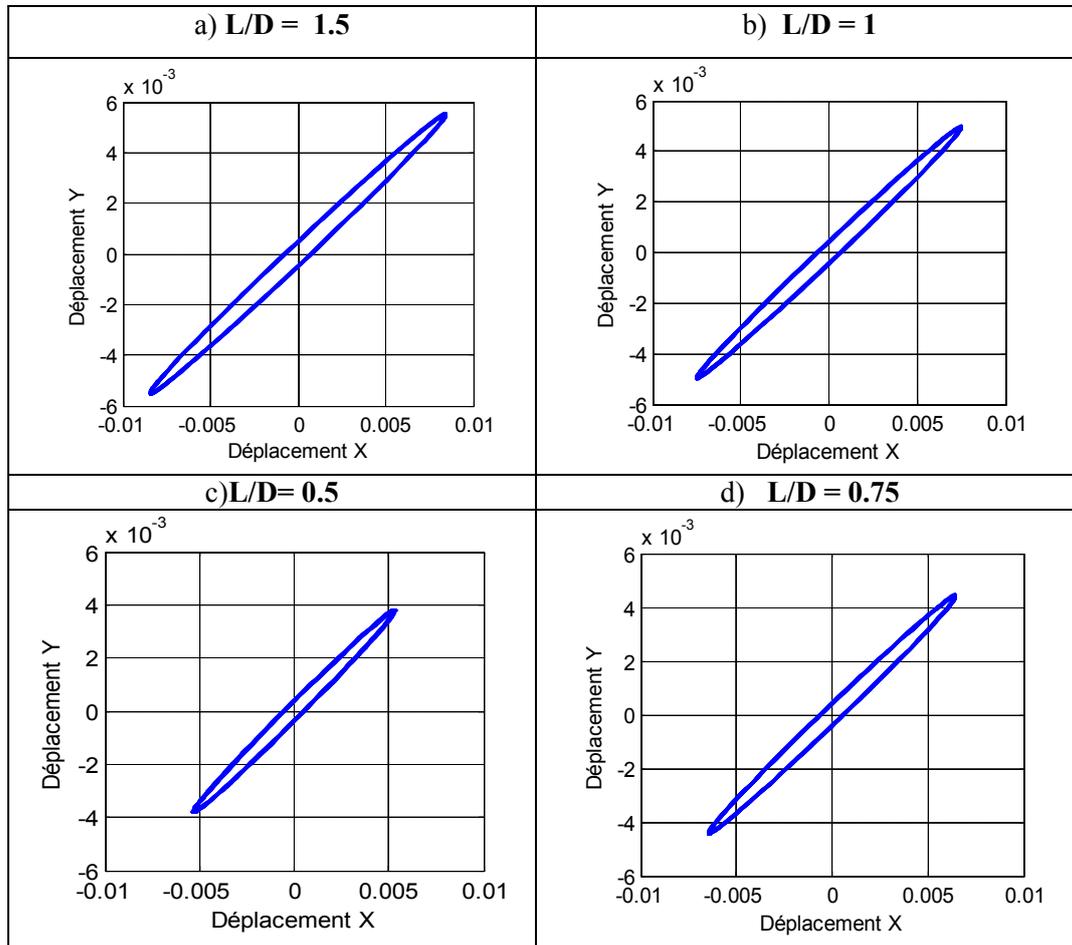


Figure 15. Trajectoire du centre de l'arbre pour différentes valeurs du rapport L/D

En réduisant le rapport L/D, les trajectoires sont plus courtes et l'excentricité moins importante. En effet, en diminuant L/D on réduit les forces hydrodynamiques. Par ailleurs, lorsque L/D diminue l'angle de calage augmente. Le comportement suivant X et Y présente les mêmes tendances mais pas les mêmes intensités. Suivant X le palier est plus sollicité par les forces extérieures.

6. Conclusion

A travers cet article nous avons procédé à l'étude du comportement dynamique d'un palier lisse hydrodynamique, notamment la compréhension des mécanismes d'apparition de la fréquence synchrone de type balourd ainsi que leurs intensités. La simulation numérique proposée a permis d'obtenir les courbes de distribution du champ de pression hydrodynamique, les trajectoires du centre de l'arbre, les spectres fréquentiels dans les deux plans axial et radial ainsi que la carte de stabilité du palier. On a constaté d'après les résultats obtenus :

- L'augmentation de l'excentricité au balourd a pour effet d'augmenter la pression maximale dans le film d'huile.
- L'excentricité de balourd à une influence importante sur la réponse synchrone et les amplitudes vibratoires du palier deviennent plus importantes.
- L'accroissement des vibrations de la ligne d'arbre en augmentant la vitesse de rotation.
- L'analyse fréquentielle (FFT) a confirmé la présence de la fréquence synchrone du balourd à la première fréquence de rotation et dans les deux plans axiale et radiale. On observe ainsi que la première fréquence synchrone du au balourd évolue avec la vitesse de rotation de l'arbre.
- La variation des paramètres géométriques du palier entraîne l'accroissement des amplitudes vibratoires.
- L'augmentation de la vitesse critique avec l'excentricité au balourd.

Finalement d'après cette étude on peut conclure que l'exploitation de cet outil numérique est très utile pour la prédiction des défauts des paliers lisses.

Nomenclature

Nomenclature

a: demi-grand axe de l'ellipse, (m)

b: demi petit axe de l'ellipse (m)

C: jeu radial du palier, (m)

C_{ij} : coefficients d'amortissement du palier ($N \cdot m^{-1}$)

D: diamètre du palier, (m)

d: degrés de désalignement

e: excentricité du palier (m)

e_b : excentricité du balourd(m)

F_x, F_y : composantes de la portance hydrodynamiques (N)

h: épaisseur du film d'huile (m)

K_{ij} : coefficients de raideur du palier ($N \cdot m^{-1}$)

L: longueur du palier (m)

m: masse de l'arbre (kg)

\bar{m} : masse adimensionnée

O_a : centre de l'arbre, O_c : centre du coussinet

P: pression du film lubrifiant (Pa)

R: rayon du coussinet (m)

t: temps (s)

W: poids du rotor affecté au palier (N)

x,y: coordonnées du centre de l'arbre (m)

X, Y : coordonnées adimensionnées

\dot{x}, \dot{y} : composantes de la vitesse du centre de l'arbre (m/s)

\ddot{x}, \ddot{y} : composante de l'accélération du centre de l'arbre (m/s²)

\dot{X}, \dot{Y} composantes de la vitesse adimensionnées

\ddot{X}, \ddot{Y} composantes de l'accélération adimensionnées

z : coordonnées axiale du palier mesurée à partir de la section médiane (m)

ε : excentricité relative

φ : angle de déphasage entre le vecteur balourd et le vecteur déplacement (rad)

θ : position angulaire d'un point de la surface du coussinet (rad)

ω : vitesse angulaire de l'arbre (rad. s⁻¹)

Bibliographie

- [1] Fargere R, (2012) .Simulation du comportement dynamique des transmissions par engrenages sur paliers hydrodynamiques, Thèse de doctorat en génie mécanique, INSA Lyon, France, 47P.
- [2] Newkirk B. L, Lewis J.F.,1925. Shaft whipping due to oil action in journal bearings, General Electric Review, pp. 559-568.
- [3] Holmes. R, 1960. The vibration of a rigid shaft on short sleeve bearings, Journal of Mechanical Engineering Science, pp. 337-341.
- [4] Myrick S.T. Jr., Rylander H.G, 1976. Analysis of Flexible Rotor Whirl and Whip Using a Realistic Hydrodynamic Journal Bearing Model, Journal of Engineering for Industry, pp. 1135-1144.
- [5] Hagg A.C., Waener P.C,1953, Oil whip of flexible rotors,Trans. ASME,V75, N 7, pp.1339-1344.
- [6] Hahn A.C.,1975. The excitability of flexible rotors in short sleeve Bearings, Journal of Lubrication technology, Trans. ASME, Ser F, V 97, pp. 105-115.
- [7] Lund J.W, Thomsen .K.K.,1978. Calculation method and data for dynamic coefficients of oil-lubricated journal bearings. ASME Publ: Top Fluid Film Bear Rotor Bear Syst Des Optim, pp.1-28.
- [8] Klit .P, Lund J.W., 1986.Calculation of the dynamic coefficients of a journal bearing, using a variational approach. ASME J Tribol, V108, pp.421-5.
- [9] Faria M.T.C.,2001. Some performance characteristics of high speed gas lubricated herringbone groove journal bearings. JSME Int. J. Ser, C ,V44, N°3,pp. 775-781.
- [10] Lund J.W, 1987. Review of the concept for dynamic coefficients for fluid film journal bearings. ASME J. Tribol. 109, 38-41.
- [11] Lahmar M, Boucherit H, 2005. Etude comparative du comportement dynamique non linéaire d'un palier amortisseur et d'un palier fluide. V14, pp .1-14.
- [12] Lund. J. W, Thomsen. K. K, 1978. A calculation method and data for the dynamic coefficients of oil lubricated J. bearings , Topics in Fluid bearing and rotor bearing système, New York , pp. 1-28.
- [13] Castro H. F, Cavalca .K .L. 2008. Whirl and whip instabilities in rotor- bearing system considering a nonlinear force model , Journal of sound and vibration. V317,pp .273-293.
- [14] Kuznetsov. E, Glavatskih .S .B ,2008. Dynamics characteristics of a 2 axial groove journal bearing whit a PTFE lining, Proceedings of the 16th international colloquim Tribology, Germany.
- [15] Matthieu cha, Evgeny. K. 2013. A comparative linear and nonlinear dynamic analysis of compliant cylindrical journal bearings . Journal of mechanism and machine theory.V 64 ,pp.80 - 92.

- [16] Kabouya A, Lahmar.M, BouSaid.B,. 2007. Etude des paliers lisse mésalignés lubrifiés par des fluides à couple de contrainte. revue de mécanique et industrie . V19, N°8, pp.577–595.
- [17] Frêne J, .2005. Butée et palier hydrodynamique, Tech. de l'ingénieur, V48, NB 5 320,pp 1-38.
- [18] Belhamra A, Meramria O, .2014. Nonlinear dynamical analysis for a plain bearing. Journal of Advances in Mechanical Engineering, pp. 1- 9.
- [19] Miranda. W.M, Faria. M.T .C. 2012. Lateral Vibration Analysis of Flexible Shafts Supported on Elliptical Journal Bearings, journal of Tribol Lett Spring, V48, pp.217–227.
- [20] Thomas M , 2012, Fiabilité, maintenance prédictive et vibration des machines. Presses de l'Université de Québec, 188p.