

République Algérienne Démocratique et Populaire Ministère de l'Enseignement
Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mohamed BOUDIAF-M'sila



جامعة محمد بوضياف - المسيلة
Université Mohamed Boudiaf - M'sila

Faculté de Technologie
Département de Génie Electrique

Cours

Spécialité : Master

Maintenance des équipements industriels

Intitulé :

Vibrations des Machines Tournantes

Préparé par :

Dr. Brahim LADGHEM CHIKOUCHE

M'sila 2024

Chapitre I : Introduction à la dynamique des rotors

Composants d'un rotor :

- Le disque
 - L'arbre
 - Les paliers
 - Le balourd
-

I.1. Historique de la dynamique des rotors

L'histoire de la dynamique des rotors s'étend sur au moins 140 ans. Elle commence avec l'apparition du premier article sur la dynamique des rotors publié en 1869 par William John Macquorn Rankine dans le journal 'The Engineer', dont l'intitulé est 'On the centrifugal force on rotating shafts'. Dans cet article, l'auteur tente d'expliquer le comportement des machines tournantes lors du passage de certaine vitesse dite vitesse critique vapeur en régime supercritique en 1889 en opérant à une vitesse de rotation d'environ sept fois la vitesse critique.

Au début, la préoccupation majeure pour les chercheurs et les concepteurs des machines tournantes était de prédire les vitesses critiques pour éviter la résonance. Dunkerley en 1894, dérive une formule empirique permettant de calculer la plus faible vitesse critique d'un système tournant à plusieurs disques, Il a été le premier qui a utilisé le terme " Vitesse critique " pour la vitesse de rotation de résonance.

Le premier papier entièrement consacré à la dynamique des rotors est celui de Henry Homan Jeffcott (1877-1965), publié en 1919 dans "Philosophical Magazine", intitulé "The lateral vibration of loaded shafts in the neighborhood of a whirling speed : the effect of want of balance". Il a confirmé l'existence des vitesses supercritiques stables. Il proposa un modèle connu sous le nom de rotor de Jeffcott mais aussi sur le continent européen de De Laval. Le modèle présenté par Jeffcott est constitué d'un arbre flexible de masse négligeable monté sur appuis simples (rigides) et d'un disque rigide placé en son milieu dont le centre de gravité ne coïncide pas avec le centre géométrique (présence d'un balourd).

Le modèle à deux degrés de liberté de Jeffcott (déplacements du centre du disque), a été largement étendu par la suite pour prendre en compte l'amortissement interne, les paliers flexibles et l'effet gyroscopique. Ce type de modèle peut être représentatif pour des rotors courts, qui sont plus rigides, comme par exemple un banc d'essai en laboratoire pour exprimer

clairement les phénomènes de bases, mais ne convient pas pour décrire le comportement vibratoire des turbines modernes, qui sont des structures élancées.

Après la deuxième guerre mondiale, le centre de recherche de l'Europe a été déplacé vers les États-Unis où la portée de la dynamique des rotors a été élargie pour tenir compte de divers autres phénomènes. Campbell en 1924, a publié un article dans le journal "ASME" intitulé "The protection of steam-turbine disk wheels from axial vibration", où il détailla les vibrations des turbines à vapeur. Leur diagramme représentant la vitesse critique par rapport aux points de croisement des courbes de fréquences naturelles et les lignes droites proportionnelles à la vitesse de rotation est maintenant largement utilisées et appelé le diagramme de Campbell.

Comme la vitesse de rotation peut augmenter au-dessus de la première vitesse critique, l'apparition des vibrations auto-excitées est devenue un problème grave. Dans certaines circonstances et sur un fonctionnement très particulier, il a été observé sur le comportement dynamique des machines tournantes le phénomène de "oil whip" chez les Anglo-saxons et le "fouet d'huile" chez les Français. Newkirk et Kimball, ont publié deux articles intitulés "Shaft Whipping" et "Internal friction theory of shaft whirling" respectivement dans la revue "General Electric". Ils ont montré que le frottement interne des matériaux pourrait provoquer un mouvement instable. Ces phénomènes ; "oil whip" et "oil whirl", dans lequel le frottement qui amortit les vibrations provoque habituellement une vibration d'auto-excitation, ont attiré l'attention de nombreux chercheurs. En Aout 1925, Newkirk et Taylor, publient dans cette même revue un article intitulé "Shaft whipping due to oil action in journal bearings". Ils ont étudié une vibration instable appelée "fouet d'huile", due à un film d'huile dans les paliers. Hummel et Newkirk, ont confirmés à travers des études expérimentales, le rôle déstabilisant provoqué par les paliers à film d'huile. Ils ont observé par ailleurs qu'en dessous d'une certaine excentricité de fonctionnement ; c'est à dire lorsque le palier est faiblement chargé ; l'arbre est animé d'un mouvement de précession avec une fréquence proche de la moitié de la vitesse de rotation "half frequency whirl", alors que pour des excentricités plus importantes (i.e. charges importantes), le système redevient stable.

En 1926, Newkirk a observé un tourbillon en précession directe induite par un point chaud sur la surface du rotor, qui a été générée par le contact du rotor et du stator. Cette instabilité du point chaud "hot spot" est appelé l'effet de Newkirk.

Au milieu du 20^{ème} siècle, Hori en 1959, a réussi à expliquer les différentes caractéristiques fondamentales du fouet d'huile. Il a étudié la stabilité des mouvements de l'arbre en tenant en compte des forces de pression dues aux films d'huile. A peu près au même moment, d'autres types de vibrations induites ont attiré l'attention de nombreux chercheurs.

Traditionnellement, le nom "tourbillon / fouet d'huile" a été associée aux problèmes d'instabilité des paliers lubrifiés à huile qui historiquement, ont d'abord été reconnus et analysés. Au cours des dernières décennies, d'autres formes d'instabilités liées aux rotors à fluide ont été identifiées et signalés. C'est pourquoi le mot "huile" a été supprimé et remplacé par le mot générique "fluide", ce qui implique que non seulement l'huile comme un lubrifiant, a été responsable de l'instabilité du rotor. D'autres noms ont également été associés à des

vibrations latérales asynchrones du rotor tel que le "tourbillon". Ces derniers temps, ce nom est devenu populaire pour les paliers à fluide. Comme les phénomènes rapportés ci-dessous, sont cependant très similaires à un tourbillon et/ou à un fouet de fluide, les modèles mathématiques sont similaires. Il semble donc plus logique de choisir un nom commun. C'est pourquoi les vibrations auto-excitées ; décrites ci-dessus ; sont appelés "tourbillon de fluide" et ou "fouet de fluide".

Actuellement, la dynamique des rotors est un domaine de recherche très actif. Plusieurs chercheurs travaillent non seulement sur la dynamique linéaire des rotors, mais aussi dans la dynamique non linéaire à vitesses variables et dans le contrôle actif des machines tournantes. Chaque année, de nombreuses conférences et séminaires scientifiques sur la dynamique des rotors sont déroulés. Ainsi que le nombre de documents publiés dans des revues scientifiques spécifiques et des livres augmente d'une manière importante.

I.2. Les éléments de rotor

Par définition, un rotor est un élément tournant autour d'un axe fixe. Le champ d'application des rotors est vaste, nous les trouvons dans les satellites géostationnaires animés d'une rotation libre, dans les machines tournantes industrielles qui constituent des structures assez complexes à analyser. Le rôle principal des rotors est de transformer un mode d'énergie selon les applications auxquelles ils sont destinés (l'aéronautique, l'industrie pétrolière, centrale électrique et hydraulique, l'industrie électronique et pharmaceutique...etc.), ils sont souvent composés de plusieurs tronçons et soumis à des sollicitations d'origines diverses.

Les éléments de base d'un rotor sont indiqués dans la figure 1.1 : le disque, l'arbre, les paliers et le balourd.

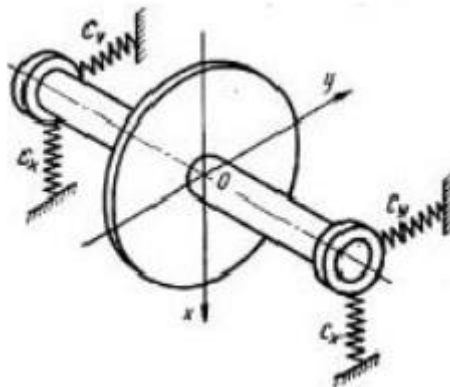


Figure 1.1. Eléments de base d'un rotor

- Les arbres (éléments principaux des machines tournantes).
- Les éléments de support et de positionnement (paliers hydrauliques, paliers à roulement, paliers magnétiques ... etc.).
- Les éléments de transmission de mouvement.
- Les éléments fonctionnels (roues aubages, broches, hélices... etc.).

I.2.a. Le disque

Le disque est supposé rigide et donc caractérisé seulement par son énergie cinétique. La figure 1.2 présente les repères de référence utilisés dans l'étude du rotor. Le repère $R_0(XYZ)$ définit un repère galiléen. $R(xyz)$ est le repère lié au disque. Le système d'axes (xyz) est repéré par rapport à XYZ par les trois angles d'Euler ψ , θ et ϕ .

Supposons que la position initiale du repère $R(xyz)$ lié au disque, était confondue avec celle du repère $R_0(XYZ)$. Le passage à la position xyz , s'effectue d'abord par une première rotation ψ autour de l'axe Z suivie d'une rotation de θ autour du nouvel axe x_1 ; enfin d'une dernière rotation ϕ autour de l'axe y .

Dans ces conditions, le vecteur rotation instantanée du repère $R(xyz)$ est donné par :

$$\vec{\omega}_{R/R_0} = \dot{\psi}Z + \dot{\theta}x_1 + \dot{\phi}y \quad (1.1)$$

Où Z , x_1 et y sont des vecteurs unitaires liés aux axes Z , x_1 et y

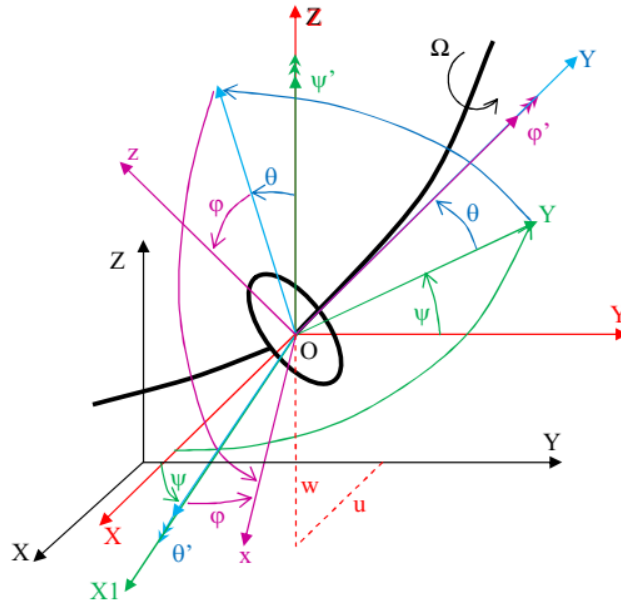


Figure 1.2. Repères liés au disque sur un arbre flexible en rotation

Où ψ , θ et ϕ sont les angles d'orientation du repère lié au disque par rapport au repère fixe (voir Figure 1. 2).

L'énergie cinétique du disque autour de son centre d'inertie O , supposé situé sur l'axe de l'arbre, est calculée dans le repère $R(xyz)$. Dans ce repère, la vitesse angulaire du disque est donnée par :

$$\vec{\omega}_{R/R_0}^R = \begin{bmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\dot{\psi} \cos\theta \sin\phi + \dot{\theta} \cos\phi \\ \dot{\phi} + \dot{\psi} \sin\theta \\ \dot{\psi} \cos\theta \cos\phi + \dot{\theta} \sin\phi \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

Soient u et w les coordonnées de O dans R_0 , la coordonnée suivant y est constante. La masse du disque donnée par M_D et son tenseur d'inertie en O avec xyz directions principales d'inertie :

$$I_{/O} = \begin{bmatrix} I_{Dx} & 0 & 0 \\ 0 & I_{Dy} & 0 \\ 0 & 0 & I_{Dz} \end{bmatrix} \quad (1.3)$$

L'énergie cinétique du disque est dans ce cas donnée par :

$$T_D = \frac{1}{2} M_D (\dot{u}^2 + \dot{w}^2) + \frac{1}{2} (I_{Dx} \omega_x^2 + I_{Dy} \omega_y^2 + I_{Dz} \omega_z^2) \quad (1.4)$$

L'expression de l'énergie cinétique peut être simplifiée. Les angles θ et ψ sont petits, la vitesse de rotation est constante $\phi \doteq \Omega$ et le disque symétrique ($I_{Dx} = I_{Dz}$). Dans ce cas, l'énergie cinétique du disque devient :

$$T_D = \frac{1}{2} M_D (\dot{u}^2 + \dot{w}^2) + \frac{1}{2} I_{Dx} (\dot{\theta}^2 + \dot{\psi}^2) + \frac{1}{2} I_{Dy} (\Omega^2 + 2\Omega\dot{\psi}\theta) \quad (1.5)$$

Terme constant Effet Coriolis

Le terme $I_{Dy} \Omega \dot{\psi} \theta$ représente l'effet gyroscopique (Coriolis)

Le terme $\frac{I_{Dy} \Omega^2}{2}$ est constant, et n'a donc pas d'influence dans les équations.

I.2.b. L'arbre

C'est un organe qui porte les roués. Il peut être rigide ou flexible, ces propriétés dépendent de son matériau.

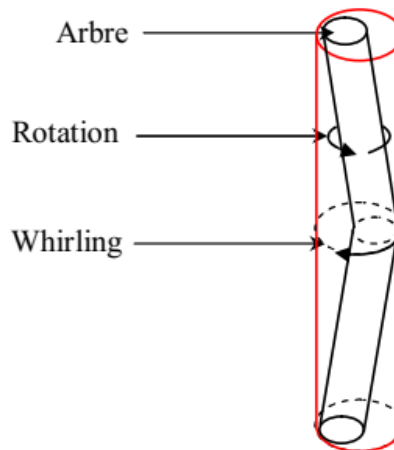


Figure 1.3. Mouvement de l'arbre : Rotation & whirling

L'arbre est considéré déformable dans l'analyse dynamique, cela permet de tenir compte des effets des déformations. Géométriquement, la section de l'arbre peut être constante

$$U_s = \frac{EI}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right)^2 \right] dy + \frac{F_0}{2} \int_0^L \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 \right] dy \quad (1.9)$$

I.2.c. Le balourd

Le balourd initial est généralement réparti de manière continue et quelconque sur le rotor (voir Figure 1. 5)

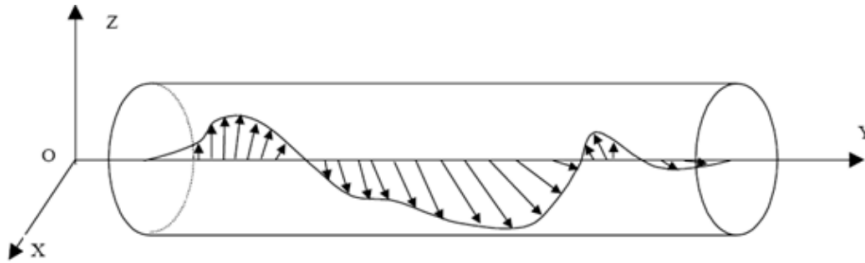


Figure 1.5. Répartition du balourd sur le rotor

Pour modéliser ce balourd, il est décomposé en masses concentrées situées dans différents plans (Figure 1. 6). Ces masses sont supposées avoir le même effet que le balourd continu sur le comportement dynamique du rotor.

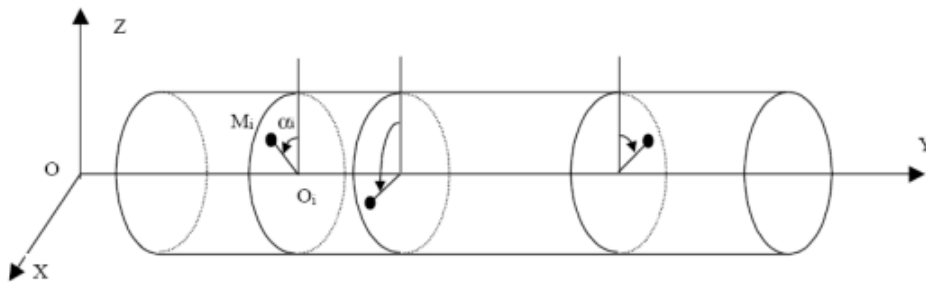


Figure 1.6. Modélisation de la répartition du balourd sur le rotor

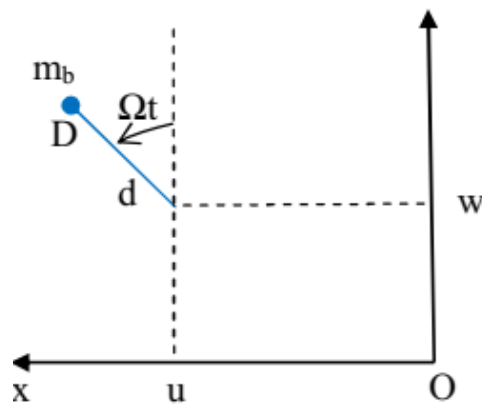


Figure 1.7. Position du balourd

La vitesse du point D (position du balourd) :

$$V = \frac{d\overline{OD}}{dt} = \begin{bmatrix} \dot{u} + d\Omega \cos(\Omega t) \\ 0 \\ \dot{w} - d\Omega \sin(\Omega t) \end{bmatrix} \quad (1.10)$$

et son énergie cinétique :

$$T_b = \frac{m_u}{2} (\dot{u}^2 + \dot{w}^2 + \Omega^2 d^2 + 2\Omega d \dot{u} \cos \Omega t - 2\Omega \dot{w} d \sin \Omega t) \quad (1.11)$$

En éliminant les termes constants et ceux liés à la masse m_u , négligeable devant celle du rotor, l'expression de l'énergie cinétique du balourd devient

$$T_u \approx m_u \Omega d (\dot{u} \cos(\Omega t) - \dot{w} \sin(\Omega t)) \quad (1.12)$$

I.2.d. Les paliers

Un palier comporte des caractéristiques de raideur et d'amortissements dans les deux plans, plus des termes croisés. Les forces induites par ces paliers sont dues au déplacement de l'arbre (repère R) par rapport au support (repère Rs). Elles ne dépendent donc pas du mouvement du repère Rs par rapport au repère R0.

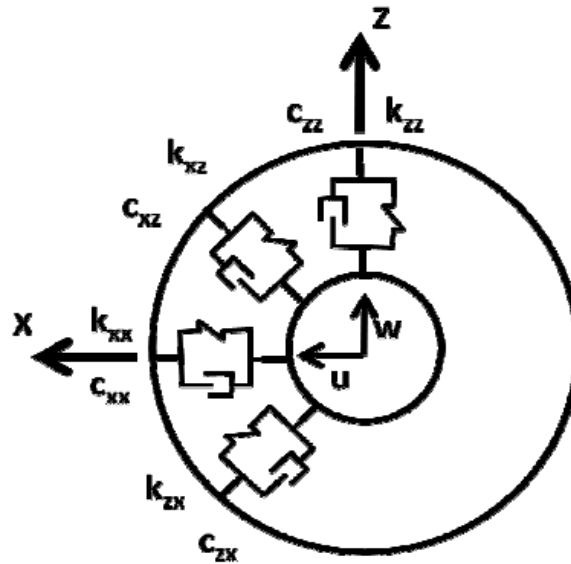


Figure 1.8. Amortissement et raideur du palier

Le travail virtuel des forces extérieures dues aux paliers agissant sur l'arbre se met sous la forme :

$$\delta W = -k_{xx}u\delta u - k_{xz}w\delta u - k_{zz}w\delta w - k_{zx}u\delta w - c_{xx}\dot{u}\delta u - c_{xz}\dot{w}\delta u - c_{zz}\dot{w}\delta w - c_{zx}\dot{u}\delta w \quad (1.13)$$

$$\delta W = F_u\delta u + F_w\delta w \quad (1.14)$$

I.3. Assemblage des pièces

Les pièces assemblées sur un arbre en rotation déplacent naturellement leurs centres de masse. C'est le cas des turbines, moteurs électriques, ... il est crucial de veiller sur le procédé d'assemblage pouvant faire de deux pièces assemblées un bloc balourdé.