

Étude des techniques de couplage pour la simulation de la dynamique d'un système rotor-structure d'hélicoptère

P. Pinel de Golleville^{1,2}, R. Coisson¹, P. Cranga¹, J. Montagny¹, B. Chouvion², O. Montagnier²

¹ Airbus Helicopters, Marignane, paul.pinel-de-golleville ; remi.coisson ; paul.cranga ; jerome.montagny @airbus.com

² Centre de Recherche de l'Ecole de l'Air, Salon-de-Provence, benjamin.chouvion ; olivier.montagnier @ecole-airfr

Résumé — Le couplage modal est habituellement utilisé pour modéliser le couplage rotor-structure des hélicoptères à l'aide de bases modales. La troncature de modes de la structure proches en fréquences de ceux du rotor à vitesse de rotation nominale peut provoquer une erreur significative dans la détermination des fréquences propres du système couplé et de leurs amortissements. Ce travail quantifie l'erreur simulée en cas de troncature de modes proches pour proposer ensuite une méthode de reconstruction modale paramétrique permettant de simuler efficacement le couplage rotor-structure d'hélicoptère.

Mots clés — Couplage modal, troncature, études paramétriques, instabilités mécaniques, hélicoptères.

Introduction

Les hélicoptéristes utilisent régulièrement les bases modales pour décrire le comportement vibratoire d'une structure. Celles-ci peuvent être obtenues par résolution du problème aux valeurs propres généralisées ou peuvent être mesurables expérimentalement lors d'essais *shake test*. Cette description de la structure est souvent utilisée pour modéliser le couplage entre la structure de l'hélicoptère et son rotor [1, 2]. Il est essentiel de simuler correctement la dynamique du système couplé car ce dernier peut se destabiliser, notamment lorsque l'appareil est au sol, et provoquer une instabilité mécanique appelée *résonance sol* et détruire l'appareil. Le couplage modal [3, 4] consiste à utiliser les caractéristiques modales de la structure isolée dans les expressions des énergies du couplage rotor-structure. Ce dernier est correct lorsque la base modale est connue parfaitement et lorsque l'amortissement est proportionnel. La première partie de cette étude s'intéressera aux limites du couplage modal, notamment en cas de troncature de modes aux fréquences rapprochées. La seconde illustrera l'intérêt des méthodes de reconstruction modale pour coupler efficacement deux structures en fonction de l'évolution d'un paramètre.

1 Limites du couplage modal

Après avoir mis en équation un modèle de résonance sol d'hélicoptère, cette partie présentera l'impact de la troncature modale sur la détermination des vitesses de rotation les moins stables.

1.1 Mise en équation de la résonance sol pendulaire

On considère un rotor isotrope d'hélicoptère à b pales de longueur L_p , de masse M_p , de moment statique M_s et d'inertie polaire I_p . Ces pales sont attachées au mât rotor par une liaison pivot à une distance e de l'axe de rotation du rotor tournant à la vitesse constante Ω . La raideur angulaire de cette liaison est K_δ et son amortissement C_δ . Cette liaison définit donc un degré de liberté appelé *angle de trainée*, il sera noté δ_i avec $i \in [1, b]$. On note $\omega_\delta = \sqrt{K_\delta/I_p}$ la pulsation propre de chaque pale en trainée à vitesse de rotation nulle. Ce rotor est attaché à une structure modélisée par des pendules en série comme présenté à la figure 1. Chaque pendule est caractérisé par un angle θ_i , il est attaché avec une raideur k_i , et a une masse m_i ponctuelle située à une distance l_i de son axe de rotation. L'amortissement des pendules est choisi proportionnel tel que $c_i = \beta k_i$ pour obtenir des modes découplés [5]. Les grandeurs l_i , m_i , k_i et β sont choisies pour que la modélisation corresponde en ordre de grandeur à celle d'un hélicoptère.

Le schéma de la figure 1 ainsi que les équations de cette partie sont réalisés avec deux pendules et trois pales, dans la suite de l'étude un modèle d'hélicoptère à trois pendules et cinq pales sera considéré.

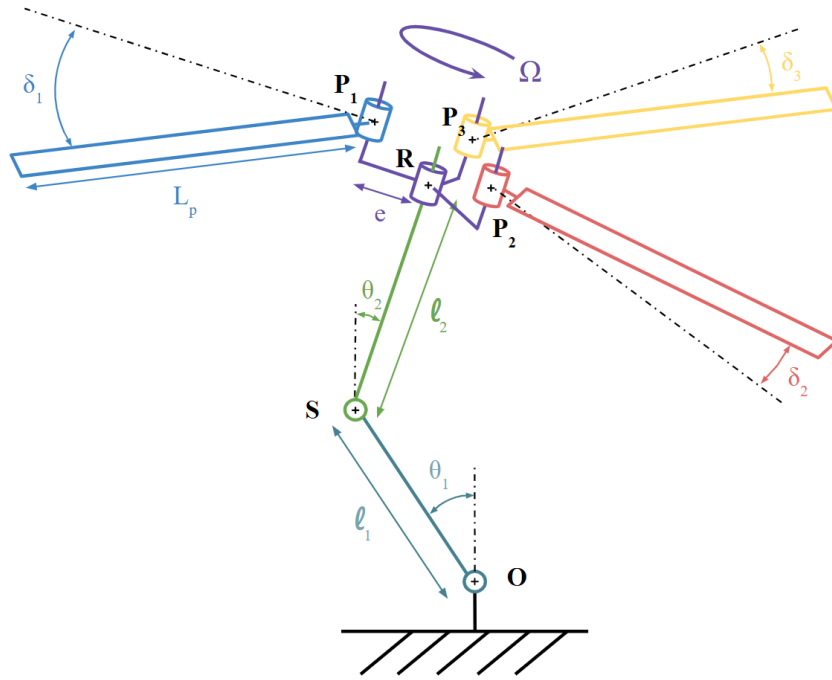


FIGURE 1 – Modèle d'hélicoptère avec un rotor à trois pales et une structure de deux pendules.

Après avoir linéarisé les angles θ_i et δ_i , on réalise la transformation de Coleman [6] qui est un cas particulier de la transformation en base cyclique [7], et permet de transformer les degrés de liberté par pale en coordonnées rotoriques. Les variables de Coleman δ_o , δ_c , δ_s et δ_p [1] décrivent les mouvement globaux des angles de trainée δ_i . Dans l'étude de la résonance sol, seulement les variables δ_c et δ_s sont nécessaires pour expliquer le couplage entre le rotor et la structure, elles vérifient :

$$\delta_i = \delta_c \cos(\psi_i) + \delta_s \sin(\psi_i) \quad \text{et} \quad \psi_i = \Omega t + \frac{2\pi i}{b} \quad (1)$$

Après adimensionnement et transformation de Coleman, on obtient les équations de la dynamique du système :

$$\underline{\underline{M}}_p \underline{\underline{u}}^{**}(t) + \underline{\underline{C}}_p \underline{\underline{u}}^*(t) + \underline{\underline{K}}_p \underline{\underline{u}}(t) = \underline{\underline{0}} \quad (2)$$

où $(.)^* = \frac{1}{\Omega} \frac{d}{dt}$ désigne la dérivée par rapport à l'azimut [8] et $\underline{\underline{u}} = (\theta_1, \theta_2, \delta_c, \delta_s)^T$ désigne les degrés de liberté du système, avec les matrices :

$$\underline{\underline{M}}_p = \begin{bmatrix} \left(\frac{m_1+m_2}{M_p} + b\right)l_1^2 & \left(\frac{m_2}{M_p} + b\right)l_1l_2 & -\frac{b}{2} \frac{M_s l_1}{M_p} & 0 \\ \left(\frac{m_2}{M_p} + b\right)l_1l_2 & \left(\frac{m_2}{M_p} + b\right)l_2^2 & -\frac{b}{2} \frac{M_s l_2}{M_p} & 0 \\ -\frac{b}{2} \frac{M_s l_1}{I_p} & -\frac{b}{2} \frac{M_s l_2}{I_p} & \frac{b}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{b}{2} \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\underline{\underline{C}}_p = \begin{bmatrix} \frac{c_1+c_2}{M_p \Omega} & \frac{-c_2}{M_p \Omega} & 0 & 0 \\ \frac{-c_2}{M_p \Omega} & \frac{c_2}{M_p \Omega} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{b}{2} \frac{C_\delta}{I_p \Omega} & b \\ 0 & 0 & -b & \frac{b}{2} \frac{C_\delta}{I_p \Omega} \end{bmatrix} \quad \underline{\underline{K}}_p = \begin{bmatrix} \frac{k_1+k_2}{M_p \Omega^2} & \frac{-k_2}{M_p \Omega^2} & 0 & 0 \\ \frac{-k_2}{M_p \Omega^2} & \frac{k_2}{M_p \Omega^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{b}{2} \left(\frac{\omega_\delta^2}{\Omega^2} + \frac{e M_s}{I_p} - 1 \right) & \frac{b}{2} \frac{C_\delta}{I_p \Omega^2} \\ 0 & 0 & -\frac{b}{2} \frac{C_\delta}{I_p \Omega^2} & \frac{b}{2} \left(\frac{\omega_\delta^2}{\Omega^2} + \frac{e M_s}{I_p} - 1 \right) \end{bmatrix}$$

Isolons ensuite la structure constituée des deux pendules et résolvons le problème pour obtenir les valeurs propres λ_i , pulsations propres $\omega_i = \sqrt{|\lambda_i|}$ avec $i \in [1, 2]$, et vecteurs propres $\underline{\underline{\Phi}}$ de la structure

uniquement. Les masses modales μ_i , qui représentent les masses mises en mouvement dans le mode, sont obtenues par projection de la matrice de masse du système isolé sur la base modale. On effectue ensuite le changement de variable en coordonnées généralisées $\underline{q} = (q_1, q_2, \delta_c, \delta_s)^T$:

$$\underline{u} = \underline{T} \underline{q} = \begin{bmatrix} \underline{\Phi} & \underline{0} \\ \underline{0} & \underline{I}_2 \end{bmatrix} \underline{q} \Leftrightarrow \begin{pmatrix} \theta_1 \\ \theta_2 \\ \delta_c \\ \delta_s \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \phi_{11} & \phi_{21} & 0 & 0 \\ \phi_{12} & \phi_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ \delta_c \\ \delta_s \end{pmatrix} \quad (4)$$

où \underline{I}_n désigne la matrice identité de taille n et \underline{T} la matrice de passage du changement de variable. Le changement de variable de l'équation précédente (4) appliqué à l'équation (2) et la multiplication à gauche par \underline{T}^T permettent d'obtenir les équations de la dynamique du système par couplage modal :

$$\underline{M}_m \underline{q}^{**}(t) + \underline{C}_m \underline{q}^*(t) + \underline{K}_m \underline{q}(t) = \underline{0} \quad (5)$$

où $\underline{M}_m = \underline{T}^T \underline{M}_p \underline{T}$, $\underline{C}_m = \underline{T}^T \underline{C}_p \underline{T}$ et $\underline{K}_m = \underline{T}^T \underline{K}_p \underline{T}$. Pour obtenir une forme générale, on note les déplacements modaux en tête rotor $X_i = \sum_{j=1}^2 \phi_{ij} l_j$, $i \in [1, 2]$, ce qui permet d'obtenir les matrices :

$$\underline{M}_m = \begin{bmatrix} \frac{\mu_1}{M_p} + bX_1^2 & bX_1X_2 & -\frac{b}{2} \frac{M_s}{M_p} X_1 & 0 \\ bX_1X_2 & \frac{\mu_2}{M_p} + bX_2^2 & -\frac{b}{2} \frac{M_s}{M_p} X_2 & 0 \\ -\frac{b}{2} \frac{M_s}{I_p} X_1 & -\frac{b}{2} \frac{M_s}{I_p} X_2 & \frac{b}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{b}{2} \end{bmatrix} \quad \underline{C}_m = \begin{bmatrix} \frac{\alpha_1 \mu_1 \omega_1}{M_p \Omega} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\alpha_2 \mu_2 \omega_2}{M_p \Omega} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{b}{2} \frac{C_\delta}{I_p \Omega} & b \\ 0 & 0 & -b & \frac{b}{2} \frac{C_\delta}{I_p \Omega} \end{bmatrix}$$

$$\underline{K}_m = \begin{bmatrix} \frac{\mu_1 \omega_1^2}{M_p \Omega^2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\mu_2 \omega_2^2}{M_p \Omega^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{b}{2} \left(\frac{\omega_\delta^2}{\Omega^2} + \frac{eM_s}{I_p} - 1 \right) & \frac{b}{2} \frac{C_\delta}{I_p \Omega} \\ 0 & 0 & -\frac{b}{2} \frac{C_\delta}{I_p \Omega} & \frac{b}{2} \left(\frac{\omega_\delta^2}{\Omega^2} + \frac{eM_s}{I_p} - 1 \right) \end{bmatrix} \quad (6)$$

Le couplage modal (avec les matrices \underline{M}_m et \underline{K}_m) permet d'obtenir les mêmes fréquences propres que le couplage physique (avec les matrices \underline{M}_p et \underline{K}_p) dès que la matrice de passage \underline{T} est inversible, ce qui est automatiquement vérifié puisque \underline{T} est une base. Cela se justifie mathématiquement en considérant une valeur propre λ du système physique et un vecteur propre x_p associé. Soit $x_m = \underline{T}^{-1} x_p$, on a alors :

$$\underline{K}_m x_m = \underline{T}^T \underline{K}_p \underline{T} \underline{T}^{-1} x_p = \underline{T}^T \underline{K}_p x_p = \underline{T}^T \lambda \underline{M}_p x_p = \lambda \underline{T}^T \underline{M}_p \underline{T} x_m = \lambda \underline{M}_m x_m \quad (7)$$

On notera que cette égalité des caractéristiques modales est vraie pour toute matrice de changement de repère inversible, qu'elle soit orthogonale ou non - c'est une différence majeure entre les systèmes aux valeurs propres simples et ceux aux valeurs propres généralisées. Pour un modèle plus complet, on est obligé de réduire la base modale et \underline{T} n'est plus inversible et le couplage modal n'est plus exact.

1.2 Étude de l'impact de la troncature modale

La transformation en base modale est correcte lorsque l'on connaît parfaitement tous les modes, ce qui est impossible pour un système mécanique complexe. Les hélicoptéristes mesurent expérimentalement les premiers modes d'un aéronef et les couplent avec un modèle de rotor pour déterminer les zones potentielles de résonance sol. Ces derniers l'étudient généralement à l'aide de diagrammes de Campbell qui permettent de visualiser l'évolution des fréquences et amortissements de l'hélicoptère en fonction de la vitesse de rotation de son rotor Ω . Traditionnellement la rupture de pente sert à déterminer les minimums de stabilité ; pour des raisons pratiques, cette étude regarde directement les minimums locaux de stabilité. Cette dernière présente la comparaison des fréquences et amortissements des modes d'un modèle physique d'hélicoptère, constitué de trois pendules pour le fuselage et de cinq pales pour le rotor, aux fréquences et amortissements des modes d'un modèle modal tronqué avec uniquement deux modes pour le fuselage. On observe ainsi les écarts sur les deux instabilités estimées.

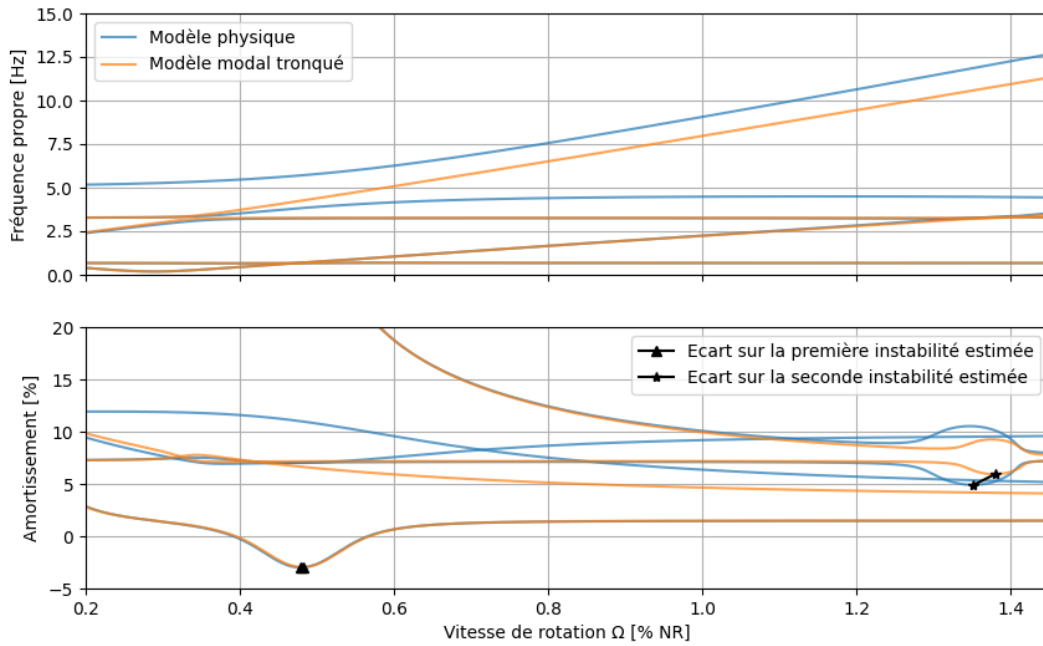


FIGURE 2 – Diagramme de Campbell des couplages physique et modal tronqué ($\frac{\omega_3}{\omega_2} = 1,5$).

Si un mode est tronqué, la position du minimum local de stabilité, déterminée par un minimum local d’amortissement, peut être déplacée comme le montre la figure 2. La figure 3 présente ensuite une étude paramétrique sur la raideur k_3 du troisième pendule et permet d’étudier l’évolution de l’erreur sur les instabilités estimées en fonction du rapport de la fréquence tronquée ω_3 par rapport à la plus haute fréquence du système modal ω_2 .

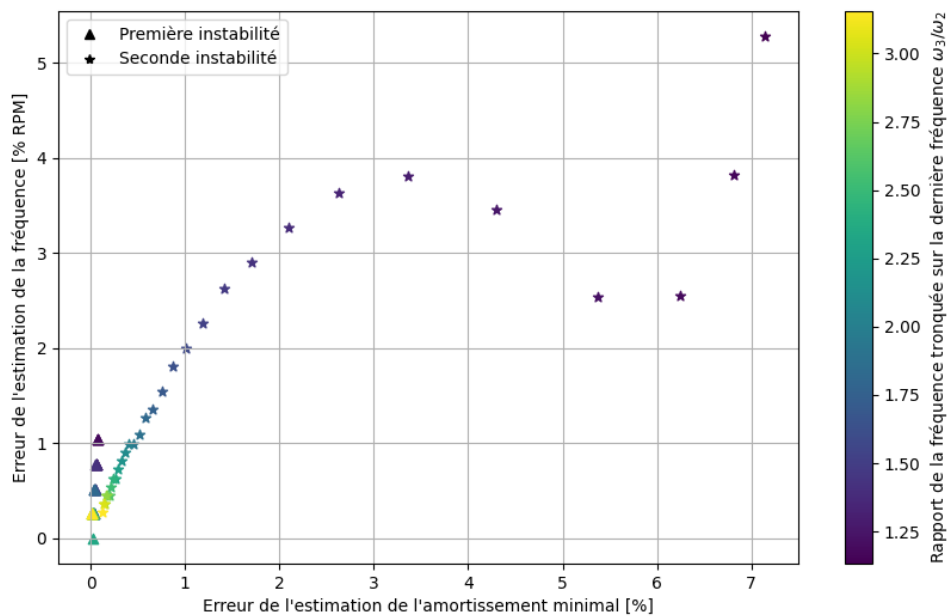


FIGURE 3 – Ecart sur la détermination des instabilités entre les couplages physique et modal tronqué.

On observe une erreur dépassant le pourcent en amortissement lorsque le rapport $\frac{\omega_2}{\omega_3}$ est inférieur à 1,5. Ce résultat permet de valider le bon comportement de l’approche modale si les modes tronqués ont des fréquences suffisamment élevées. Lorsque la fréquence tronquée ω_3 se rapproche de la dernière fréquence conservée ω_2 , les couplages entre ces deux modes de la structure avec le mode du rotor « fusionnent » et la position du minimum de stabilité varie rapidement ce qui explique la forme de la courbe de l’erreur sur la détermination de la seconde instabilité.

2 Proposition d'une méthode de reconstruction modale paramétrique

La première partie a montré que la détermination des minimums locaux de stabilité dans le diagramme de Campbell dépend fortement de la troncature modale. Aussi, cette détermination nécessite de connaître les modes de la structure. Ces modes peuvent dépendre d'un paramètre tel que les propriétés géométriques ou mécaniques d'une pièce ou bien sa vitesse de rotation. Lorsque l'on souhaite évaluer les minimums locaux de stabilité en fonction d'un paramètre, on doit alors connaître les modes en fonction de ce paramètre. Le calcul numérique ou l'identification expérimentale de ces modes peut être très coûteux en temps de calcul ou en matériel. Ainsi cette seconde partie propose une méthode pour reconstruire les modes d'une structure en fonction d'un paramètre dans le cas de la résonance sol de l'hélicoptère.

2.1 Méthode par interpolation avec les polynômes de Lagrange

La méthode de couplage modal peut être utilisée aisément pour réaliser une étude paramétrique car elle utilise un modèle réduit facilement manipulable. Dans cette étude, la seconde raideur angulaire k_2 sera utilisée comme paramètre variant entre deux valeurs k_{min} et k_{max} . Pour éviter de recalculer les modes $\Phi(k_2)$ à chaque nouvelle valeur de k_2 , on réalise une interpolation $\tilde{\Phi}(k_2)$ des modes par les polynômes de Lagrange L_i [9] sur un nombre n restreint de modes préalablement évalués pour des valeurs k_{2_i} régulièrement espacées entre k_{min} et k_{max} :

$$\tilde{\Phi}(k_2) = \sum_{i=0}^n \Phi(k_{2_i}) L_i(k_2) = \sum_{i=0}^n \Phi(k_{2_i}) \prod_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^n \frac{k_2 - k_{2_j}}{k_{2_i} - k_{2_j}} \approx \Phi(k_2) \quad (8)$$

Comme les valeurs propres sont les racines du polynôme caractéristique du système mécanique, il est légitime de s'intéresser à une forme polynomiale pour approcher une base modale. La figure 4 présente le diagramme de Campbell du couplage rotor-structure issu de la reconstruction modale de deux modes.

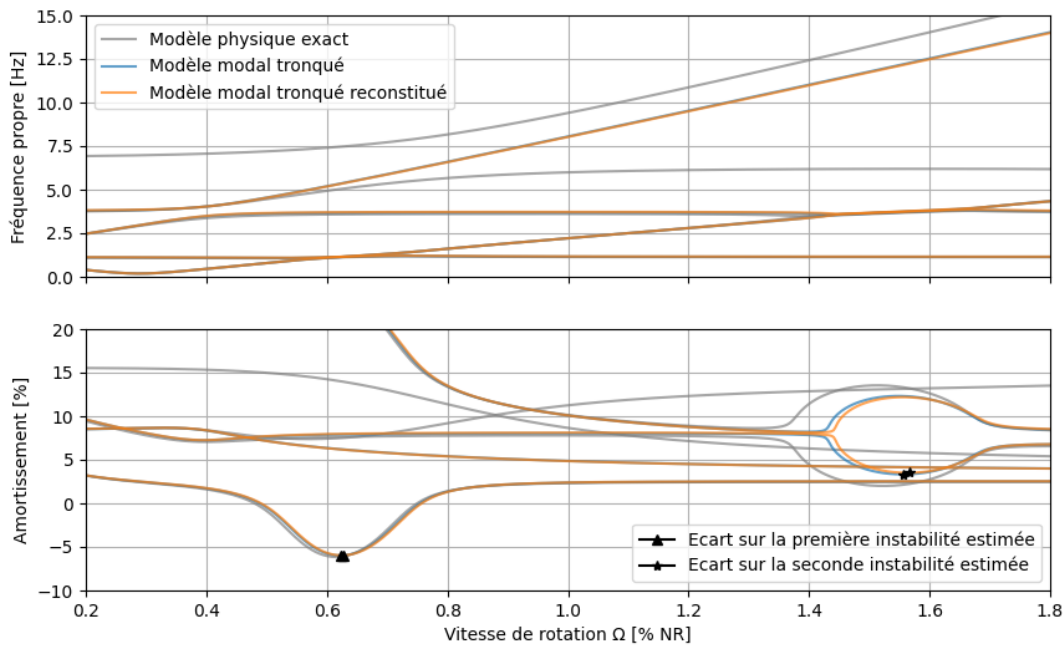


FIGURE 4 – Diagramme de Campbell des couplages modal et modal reconstitué.

On observe sur la figure 4 l'écart des diagrammes de Campbell obtenus avec le modèle modal tronqué et le modèle modal tronqué reconstitué par interpolation linéaire (polynôme de Lagrange de degré un). Dans ce cas, l'erreur de la reconstruction est minime par rapport à l'erreur due à la troncature modale, la courbe grise du modèle physique exact permettant la comparaison. Il est alors intéressant de mieux quantifier l'erreur due à la reconstruction modale.

La figure 5 présente les erreurs entre les fréquences, amortissements et déformées dues à la reconstruction modale selon différents types d'interpolation. Les distances euclidiennes ont été utilisées pour quantifier ces erreurs. On observe l'intérêt net de l'augmentation du nombre de points d'interpolation pour la détermination des fréquences et amortissements, il est plus mitigé pour la détermination des déformées. Une étude plus approfondie permet de remarquer que l'interpolation cubique présente le meilleur rapport entre l'erreur sur les déformées et le nombre de points d'interpolation.



FIGURE 5 – Erreur entre les couplages modal et reconstitué en fonction du type d'interpolation.

2.2 Vers une méthode de synthèse modale paramétrique

Les méthodes de synthèse modale ont été introduites dans les années 60 avec le travail de Hurty [10], puis développées par de nombreux ingénieurs et chercheurs dont Craig et Bampton [11]. Ces derniers proposent une méthode aisée à mettre en oeuvre et ayant une grande stabilité ce qui lui vaut d'être utilisée dans de nombreux codes de calcul mécaniques [12]. Enfin Tran propose une synthèse [13] de ces nombreuses méthodes qui ont chacune leurs avantages et inconvénients propres. En particulier, la méthode de Craig-Bampton propose de partitionner une sous-structure en degrés de liberté internes u_i et de frontière u_b . Les degrés de liberté internes sont transformés et réduits à l'aide des modes propres à interfaces fixes $\underline{\Phi}_f$ puis liés aux degrés de liberté de frontière par les modes contraints $\underline{\Psi}_c$. Cette transformation \underline{T}_{CB} appliquée aux coordonnées de la sous-structure et présentée à l'équation (9) illustre la simplicité de la mise en oeuvre de cette méthode. Les premières colonne et ligne correspondent aux degrés de liberté interne tandis que les secondes correspondent aux degrés de liberté de frontière.

$$\underline{T}_{CB} = \begin{bmatrix} \underline{\Phi}_f & \underline{\Psi}_c \\ \underline{0} & \underline{I} \end{bmatrix} \quad (9)$$

L'équation (9) présente la matrice de transformation de Craig-Bampton permettant de passer des coordonnées internes du système physiques aux coordonnées généralisées pour coupler efficacement une sous-structure à une autre. Cette matrice dépend des modes normaux (les modes propres à interfaces fixe) et des modes statiques (les modes contraints) qui dépendent des matrices de masse, d'amortissement et

de raideur du sous-système. Si ce sous-système dépend de sa vitesse de rotation Ω par rapport au référentiel galiléen, les modes dépendent également de Ω . La prolongation de la méthode de reconstruction modale par interpolation avec les polynômes de Lagrange serait l'élaboration d'une méthode analytique qui construit une approximation de $\underline{T}_{CB}(\Omega)$ autour d'une vitesse de rotation Ω_0 donnée. Elle cherche à déterminer les fonctions $\underline{f}(\Omega, \underline{\Phi}_f(\Omega_0))$ et $\underline{g}(\Omega, \underline{\Psi}_c(\Omega_0))$ qui réalisent :

$$\underline{T}_{CB}(\Omega) = \begin{bmatrix} \underline{\Phi}_f(\Omega) & \underline{\Psi}_c(\Omega) \\ \underline{0} & \underline{I} \end{bmatrix} \approx \begin{bmatrix} \underline{f}(\Omega, \underline{\Phi}_f(\Omega_0)) & \underline{g}(\Omega, \underline{\Psi}_c(\Omega_0)) \\ \underline{0} & \underline{I} \end{bmatrix} \quad (10)$$

Cette méthode permettrait de réaliser les diagrammes de Campbell en ne calculant qu'une seule fois les modes de la structure. Elle utiliserait les résultats de la méthode par interpolation avec les polynômes de Lagrange pour être ensuite dupliquée à n'importe quelle étude paramétrique d'un système modal couplé. Ce type de méthode semble être un juste équilibre entre temps de calcul et prédiction efficace de la stabilité de structures complexes couplées.

Conclusion

L'approximation du couplage modal utilisé pour modéliser la résonance sol chez les hélicoptéristes ne pose *a priori* pas de problème pour la détermination des instabilités. Cependant la troncature de modes rapprochés peut amener à des écarts de quelques pourcents d'amortissement et de vitesse de rotation sur la détermination des instabilités. Il serait intéressant de déterminer le critère pertinent pour la troncature : actuellement les fréquences permettent de sélectionner les modes, mais un critère énergétique serait probablement plus pertinent. Aussi, le besoin industriel de réaliser des études paramétriques amène l'idée de reconstruire la base modale de projection en fonction d'un paramètre. Une première méthode utilisant l'interpolation par les polynômes de Lagrange a été étudiée. Son développement puis son application dans le milieu des structures tournantes peut être généralisée à toute étude modale dépendant d'un ou plusieurs paramètres, par exemple pour l'étude de la stabilité du couplage rotor-structure d'un d'hélicoptère modélisé par des éléments finis.

Références

- [1] T. Rouchon, P. Cranga, L. ROucoules, F. Malburet *Analytical Modeling of Rotor-Structure Coupling using Modal Decomposition for the Structure and the Blades.*, Sciences, Arts & Métiers, 2014.
- [2] L. Sanchez, G. Michon, A. Berlioz, D. Alazard. *Helicopter Ground Resonance Phenomenon with Blade Stiffness Dissimilarities : Experimental and Theoretical Developments*, HAL, 2013.
- [3] S. Goldenberg, M. Shapiro. *A Study of Modal Coupling Techniques for the Space Shuttle*, NASA, 1973.
- [4] E. H. Mathews. *Analysis of Vibration by a Modal Coupling Technique*, University of Pretoria, 1987.
- [5] T. Gmür. *Dynamique des structures : analyse modale numérique*, EPFL Press, 1997.
- [6] R. P. Coleman. *Theory of Self-excited Mechanical Oscillations of Helicopter Rotors with Hinged Blades*, NACA Journal, pp. 1313-1319, 1957.
- [7] C. Joannin, F. Thouverez, B. Chouvion. *Reduced-order Modelling using Nonlinear Modes and Triple Nonlinear Modal Synthesis*, Computers & Structures, 2018.
- [8] W. Johnson. *Rotorcraft aeromechanics*, Cambridge University Press, 2013.
- [9] M. Fréchet. *Sur un défaut de la méthode d'interpolation par les polynômes de Lagrange*, Nouvelles annales de mathématiques 4^{ème} série, pp. 241-249, 1920.
- [10] W. C. Hurty. *Dynamic Analysis of Structural Systems Using Component Modes*, AIAA Journal, 1965.
- [11] P. Craig, D. Bampton. *Coupling of Substructures for Dynamic Analyses : An Overview*, AIAA Journal, 1968.
- [12] M. Corus. *Calcul modal par sous-structuration dynamique*, EDF R&D, 2015.
- [13] D. M. Tran. *Réduction de modèle en dynamique des structures et des systèmes couplés aéroélastiques*, Habilitation à diriger des recherches de l'Université Claude Bernard Lyon 1, 2015.