

Modélisation complète des amortisseurs à film fluide

J. GEHANNIN, M. ARGHIR, O. BONNEAU

Laboratoire de mécanique des solides, Université de Poitiers, UMR CNRS 6610, SP2MI, BP 30179,
86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex

Résumé :

Le papier présente un modèle basé sur une forme simplifiée des équations Navier Stokes ("bulk flow"). La cavitation est modélisée à partir de l'équation de Rayleigh-Plesset. Les orifices d'alimentation sont considérés comme des sources de masse et les discontinuités engendrées par la gorge d'alimentation sont traitées d'une manière conservative. Les encoches d'évacuation sur les segments sont modélisées par des débits de fuite localisés. Le modèle permet une analyse efficace et précise des amortisseurs à film fluide modernes.

Abstract

The paper show a model based on a simplified form of the Navier Stokes equations ("bulk-flow"). The cavitation is modelled by Rayleigh-Plesset equation. The supply orifices are considered as a mass flow source and the discontinuity involved by the supply groove are dealt with a conservative approach. The opening slots on the piston rings are modelled by leakage mass flow rate localized. The approach enables a modern and efficient analysis of modern squeeze film dampers.

Mots clefs : Amortisseur à film fluide, inertie, cavitation, *bulk-flow*, Rayleigh-Plesset

1 Introduction

Les amortisseurs à film fluide ("squeeze film dampers" ou SFD) sont connus pour leur capacité de limiter la réponse dynamique des rotors guidés par des roulements [1]. L'analyse basée sur les modélisations classiques de la lubrification est souvent défailante car les amortisseurs utilisés sur les moteurs modernes sont caractérisés par des nombres de Reynolds suffisamment élevés pour que les effets d'inertie soient dominants. De plus, la modélisation correcte des amortisseurs suppose la prise en compte des systèmes d'alimentation (par gorge et orifice) et d'étanchéité (segments avec des encoches d'évacuation). La cavitation dynamique doit également être prise en compte à l'aide d'un modèle conservatif mais les approches classiques utilisés dans la lubrification avec l'équation de Reynolds ne sont pas *à priori* adaptés pour des écoulements dominés par des forces d'inertie. Le papier présente un modèle basé sur une forme simplifiée des équations Navier Stokes ("bulk flow") dont le point central est le couplage entre le champ de pression et les vitesses dans le film mince.

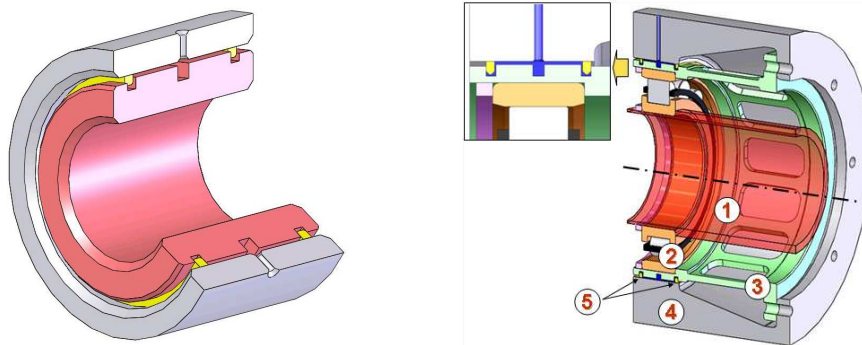


FIG. 1– Amortisseur à film fluide (1, rotor, 2, roulement, 3, cage d'écureuil, 4, stator, 5, segments)

La cavitation est modélisée à partir de l'équation de Rayleigh-Plesset en considérant le lubrifiant comme un mélange homogène de fluide et de bulles contenant vapeur et gaz. Les orifices d'alimentation sont modélisés comme des sources de masse, chaque orifice coïncidant avec une face de maille. Ce compromis permet un calcul assez rapide mais néglige les détails visco-inertiels au voisinage proche de l'orifice. Une approche similaire est utilisée pour prendre en compte les débits de fuite localisés aux encoches des segments d'étanchéité. La gorge circonférentielle d'alimentation est englobée dans le film mince étant prise en compte comme une discontinuité du film mince. Un procédé numérique spécial permet de traiter ces discontinuités de manière conservative. Des exemples numériques du champ de pression dominé par des forces d'inertie et en présence d'orifices, de rainures et de la cavitation sont ensuite présentés.

2 Modélisation des effets d'inertie et de la cavitation

Les effets d'inertie sont pris en compte par les équations du "bulk flow" qui s'écrivent sous la forme compressible et non stationnaire [2], [3] :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho UH) + \frac{\partial \rho U^2 H}{\partial x} + \frac{\partial \rho UWH}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} H - \tau_{Sx} - \tau_{Rx} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho WH) + \frac{\partial \rho W^2 H}{\partial z} + \frac{\partial \rho UWH}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial z} H - \tau_{Sz} - \tau_{Rz} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \frac{\partial \rho UH}{\partial x} + \frac{\partial \rho WH}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

Ce système d'équations est intégré en utilisant la méthode des volumes finis sur un maillage rectangulaire à pas variable (figure 2a).

$$\int_{t_0}^t \int_{x_s}^{x_n} \int_{z_w}^{z_e} \left[\frac{\partial}{\partial t}(\rho \Phi H) + \frac{\partial (\rho UH\Phi)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho WH\Phi)}{\partial z} \right] dz dx dt = \left(-\frac{\partial p}{\partial X} H - \tau_{Sx} - \tau_{Rx} \right)_P \delta x_P \delta z_P \delta t \quad (2)$$

$$\Phi \in \{W, U\}, \quad X = \{x, z\}$$

Le couplage pression vitesse est résolu par l'algorithme 'SIMPLE' basé sur une méthode de prédiction correction [4].

Différents modèles de cavitation sont disponibles en lubrification (Gumbel, Swift-Stieber, JFO...) [5] mais jusqu'à maintenant aucun d'entre eux n'a été utilisé en association avec les équations du "bulk flow". Le modèle adopté dans ces travaux est basé sur l'équation de Rayleigh-Plesset (RP). Le choix a été motivé par le fort ancrage physique du modèle [6] et par le fait qu'il respecte naturellement la conservation de la masse. Il est supposé que le lubrifiant liquide est contaminé par des petites bulles sphériques contenant un mélange d'air et de vapeur. Le liquide et les bulles représentent un mélange homogène et isotherme. L'équation de RP est obtenue à partir de l'équation des moments pour une bulle au repos entourée par un liquide infini. L'influence des différents termes de l'équation de RP a été préalablement étudié [7] et a montré que les effets d'inertie de la dynamique de la bulle peuvent être négligés. L'équation de RP s'écrit ainsi sous la forme suivante :

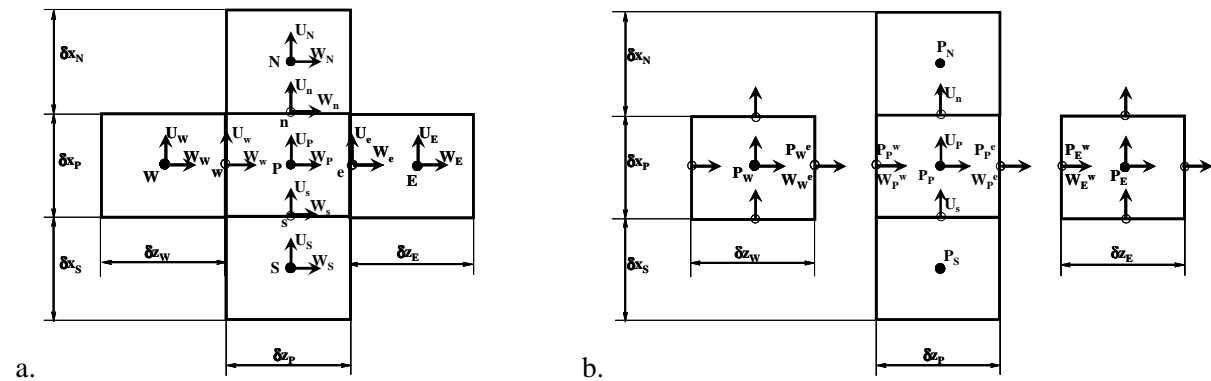


FIG. 2– Maillage et notations (a : sans discontinuité, b : avec discontinuité)

$$\frac{DR_B}{Dt} = \frac{p_B - p - 2S/R_B}{4(\mu_L + \kappa/R_B)/R_B}, \quad p_B = (p_a + 2S/R_{Ba} - p_v)(R_{Ba}/R_B)^3 + p_v \quad (3)$$

Il est supposé qu'il n'y a ni création ni destruction des bulles, leur nombre par unité de volume étant ainsi constant. L'écoulement est isotherme et la température de fonctionnement est considérée faible devant la température critique du lubrifiant ($\rho_v \ll \rho_L$). Avec ces hypothèses, la fraction volumique de gaz et la densité du mélange s'expriment de la manière suivante :

$$\alpha = \frac{\alpha_a}{\alpha_a + (R_{Ba}/R_B)^3(1 - \alpha_a)}, \quad \rho = \alpha(\rho_v + \rho_G) + (1 - \alpha)\rho_L \quad (4)$$

La viscosité dynamique est considérée constante. En combinant l'équation (4) avec les équations du "bulk flow" à chaque itération temporelle et sur tout le domaine, il vient un modèle de cavitation conservatif et stable. Le modèle a besoin d'être initialisé par une fraction volumique initiale α_a et un rayon de bulle initiale R_{Ba} .

3 Modélisation de la rainure circonférentielle d'alimentation

La plus simple approche pour prendre en compte une rainure circonférentielle d'alimentation est de la considérer comme un très large réservoir à pression constante imposée. Néanmoins, cette hypothèse est montrée incorrecte pour un SFD alimenté par une rainure où les effets d'inertie et de cavitation sont importants [1], [8]. Une approche directe pour traiter la rainure d'alimentation est de considérer sa profondeur et supposer que les équations du "bulk flow" sont valides aussi dans la rainure [9]. Ceci ne devrait pas poser de problème numérique car les effets d'inertie sont plus prononcés dans la rainure que dans le film. Le problème est maintenant de prendre en compte la discontinuité de l'épaisseur du film introduite par la rainure. Une approche similaire à celle employée dans [10] pour les joints annulaire est adaptée pour le SFD. La discontinuité de l'épaisseur du film doit coïncider avec la face du volume de contrôle (figure 1b). Le champ de pression est continu dans la rainure ou dans le film mais est discontinu sur l'interface. Les effets d'inertie concentrés à l'interface sont pris en compte par l'équation de Bernoulli généralisée.

$$P_P^e + \zeta_P^e \frac{\rho_P^e (W_P^e)^2}{2} = P_E^w + \zeta_E^w \frac{\rho_E^w (W_E^w)^2}{2} \quad (5)$$

où ζ_P^e et ζ_E^w sont des coefficients de perte de charge localisées. Deux équations supplémentaires sont alors nécessaires pour exprimer les deux nouvelles inconnues $P_P^{e,w}$ et $W_P^{e,w}$ apparaissant sur les faces adjacentes. La première équation supplémentaire est l'équation de Bernoulli généralisée (6)(5); la seconde est la continuité du débit massique à travers la surface de discontinuité.

$$\dot{m}_P^e = \dot{m}_E^w \Rightarrow \rho_P^e H_P^e W_P^e = \rho_E^w H_E^w W_E^w \quad (6)$$

L'influence de la discontinuité est représentée sur figure 2 pour un SFD alimenté à l'extrémité gauche par une pression statique de 2 bar et ouvert à l'extrémité droite. Une rainure circonférentielle de largeur 5 mm et de profondeur 3 mm est placée à mi-longueur du squeeze. La nappe de pression présentée sur figure 3a montre la modification introduite par la présence de la rainure. Cependant la discontinuité du champ de pression n'est visible que sur le détail présenté sur la figure 2b. La méthode proposée permet de traiter donc des champs de pression discontinus tout en assurant les propriétés de conservation des équations.

4 Modélisation des orifices d'alimentation

Le diamètre des orifices est de l'ordre du millimètre et la maille devrait être plus petite que l'orifice pour une modélisation précise. Dans ce cas, le maillage devrait être de type non structuré et avoir un nombre assez important de mailles. Ici, un compromis entre précision et effort de calcul est préféré. Le maillage rectangulaire structuré est encore utilisé pour sa simplicité mais la face supérieure du volume devra coïncider avec l'orifice. Cette maille sera traitée par une procédure spéciale.

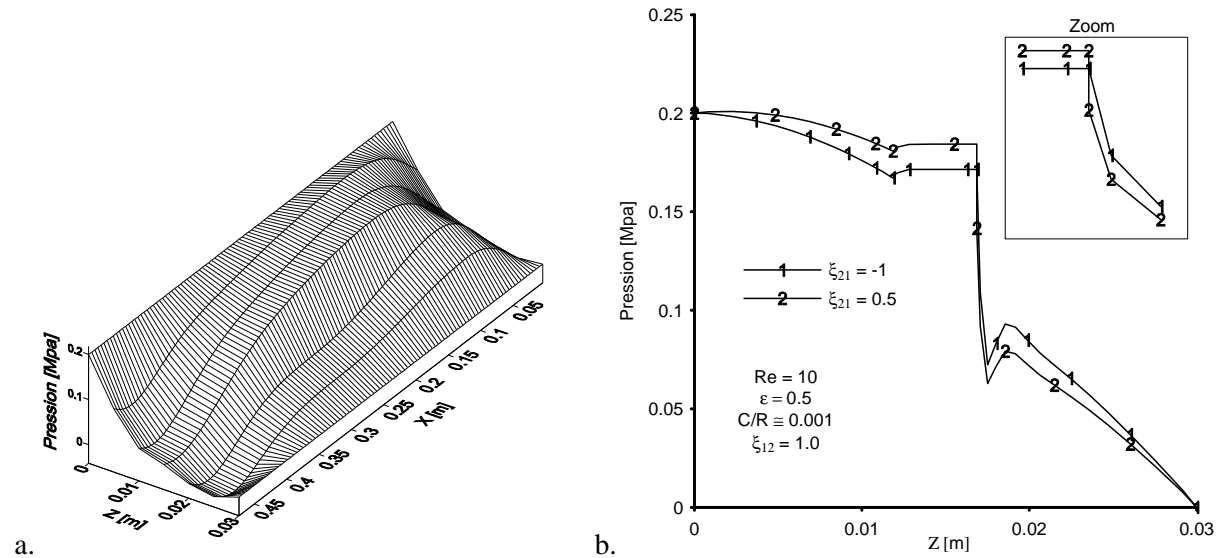


FIG. 3 – Variation de la pression en présence d'une rainure circumférentielle

L'orifice est modélisé comme une source de masse non stationnaire. Les équations du "bulk flow" sont modifiées pour la maille coïncidant avec l'orifice de la manière suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t}(\rho UH) + \frac{\partial(\rho U^2 H)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho UWH)}{\partial z} + \rho U_h V_{orif} = -\frac{\partial p}{\partial x} H - \tau_{Rx} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho WH) + \frac{\partial(\rho W^2 H)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho UWH)}{\partial x} + \rho W_h V_{orif} = -\frac{\partial p}{\partial z} H - \tau_{Rz} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho H) + \frac{\partial(\rho UH)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho WH)}{\partial z} + \rho V_{orif} = 0 \end{cases} \quad (7)$$

U_h et W_h sont les vitesses sur la face stator du SFD.

$$U_h, W_h = \begin{cases} U_P, W_P & \text{si } V_{orif} > 0 \\ 0 & \text{si } V_{orif} \leq 0 \end{cases} \quad (8)$$

La valeur de V_{orif} est estimée à partir d'une forme 1D d'écoulement à travers l'orifice décrit sur la figure 4a. L'orifice a maintenant une longueur finie δy et l'écoulement non stationnaire dans l'orifice est décrit par l'équation des moments simplifiée suivante :

$$\rho \frac{\partial V_{orif}}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad \text{où } V_{orif} = \frac{P_{film} - P_{ext}}{\rho_P \delta y} \delta t + V_{orif}^{(0)} \quad (9)$$

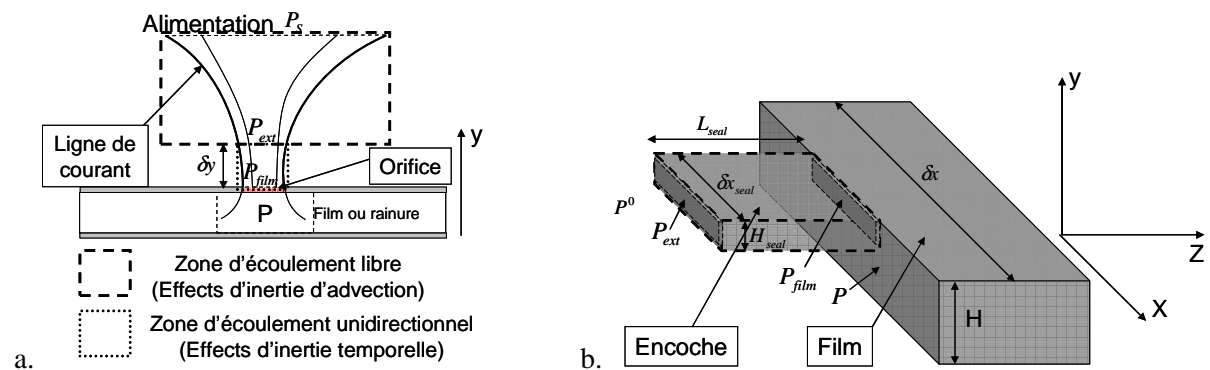


FIG. 4 – Source de masse (a : orifice, b : encoche)

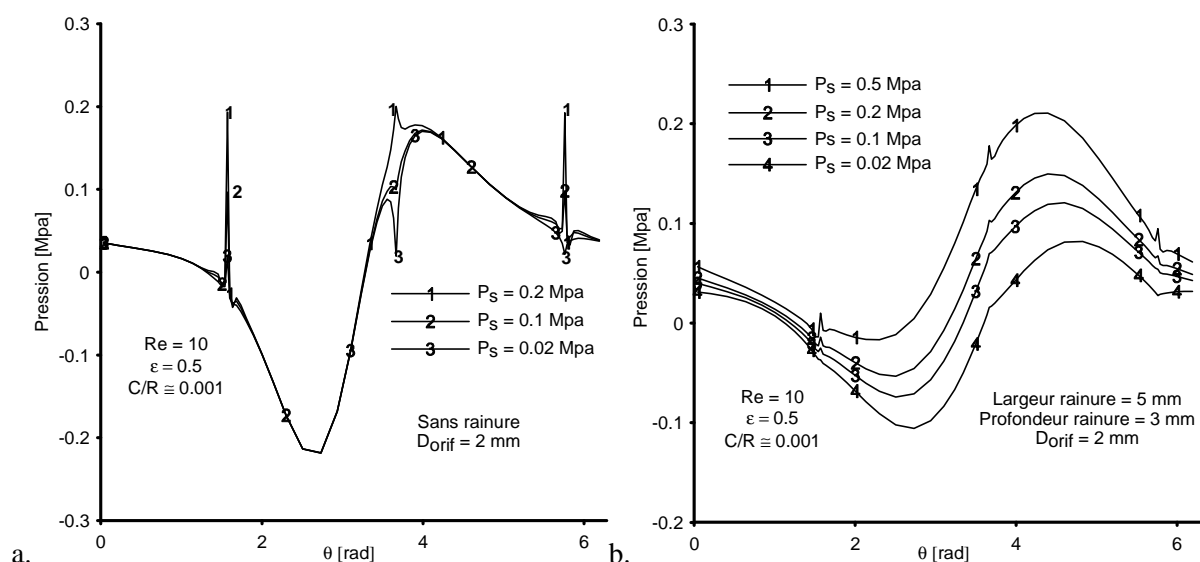


FIG. 5 – Alimentation par des orifices (a : sans rainure, b : avec rainure circconférentielle)

Les pressions P_{ext} and P_{film} sont liées à la pression d'alimentation P_S et à la pression dans la maille P_P par l'équation de Bernoulli :

$$\begin{cases} P_{ext} = P_S - \left(1 + \zeta_{inlet}^{orif}\right) \frac{\rho V_{orif}^2}{2}, P_{film} = P_P - \left(1 - \zeta_{outlet}^{orif}\right) \frac{\rho V_{orif}^2}{2} \text{ si } V_{orif} \leq 0 \\ P_{ext} = P_S - \left(1 - \zeta_{outlet}^{orif}\right) \frac{\rho V_{orif}^2}{2}, P_{film} = P_P - \left(1 + \zeta_{inlet}^{orif}\right) \frac{\rho V_{orif}^2}{2} \text{ si } V_{orif} > 0 \end{cases} \quad (10)$$

La figure 5a représente le champ de pression dans le plan moyen pour un SFD ouvert alimenté par des orifices injectant le lubrifiant directement dans le film. L'effet de l'injection du lubrifiant par les orifices y est clairement illustré par les trois pics de pression. La figure 4b représente le champ de pression dans le plan moyen pour un SFD ouvert alimenté par des orifices injectant le lubrifiant dans une rainure d'alimentation circconférentielle centrale de 3 mm de profondeur (très profonde). L'effet des orifices d'alimentation est moins visible que sur la figure 5a car la gorge a le rôle d'uniformiser les variations de pression. Néanmoins mais la présence des orifices ne peut pas être négligée.

5 Prise en compte des fuites localisées aux segments

Sans encoches d'évacuation, un segment est capable d'assurer en théorie une étanchéité totale. Cependant, l'étanchéité totale n'est pas souhaitable pour un SFD car la puissance dissipée doit être évacuée par un débit de fuite. Ainsi, le segment est muni d'encoches d'évacuation (ouvertures). Une encoche d'évacuation est maintenant considérée comme une fente mince de section rectangulaire de longueur circconférentielle δx_{seal} et d'épaisseur H_{seal} et de longueur L_{seal} . D'une manière analogue aux orifices, l'encoche est modélisée comme une source de masse locale donnée à partir d'une description 1D (figure 4b).

$$\rho \frac{\partial V_{seal}}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (11)$$

6 Conclusions

La figure 6 présente la variation de la force tangentielle et de la force radiale dans un SFD de conception moderne similaire à celui montré sur la figure 1. Le rotor décrit une précession circulaire centrée de vitesse constante Ω et de rayon e . La composante tangentielle de l'effort résultant (somme de toutes les pressions sur le rotor) est négative et s'oppose donc au mouvement de précession. Elle représente l'effet d'amortissement fluide souhaité par l'introduction du SFD entre la bague extérieure

du roulement et le carter et sa valeur absolue augmente avec l'augmentation du rayon de l'orbite. La figure 6b montre la composante radiale de la force résultante. Cette composante augmente d'abord avec l'augmentation du rayon de l'orbite pour ensuite décroître. L'augmentation de l'effort radial est due aux effets d'inertie convective qui se comportent comme une masse ajoutée sur le rotor. Cependant, l'augmentation du rayon de précession ne favorise pas seulement les effets d'inertie mais aussi la cavitation du film fluide. Les effets de cavitation se traduisent par une diminution de la composante radiale. Pour des fortes valeurs du rayon de précession, sous l'effet de la cavitation, la force radiale commence à décroître. Il résulte alors que la raideur radiale du SFD (le rapport entre la force radiale et e) a une variation non-linéaire avec le rayon de l'orbite de précession. Cette caractéristique confirmée par les essais et illustrée sur la figure 6b n'est possible que pour des SFD fonctionnant à des forts nombres de Reynolds, $Re = \rho\Omega C^2 / \mu > 1$. Les forces tangentielles et radiales calculées à l'aide d'un code basé sur l'équation de Reynolds (sans effets d'inertie convective) sont également représentées sur la figure 6. La différence entre la composante radiale mesurée ou calculée à l'aide des équations du "bulk flow" (avec des effets d'inertie) et les valeurs déterminées à partir de l'équation de Reynolds montre l'importance de la prise en compte des effets d'inertie. Ces effets sont d'autant plus importants car ils sont responsables du comportement non linéaire du rotor équipé avec des amortisseurs à film fluide.

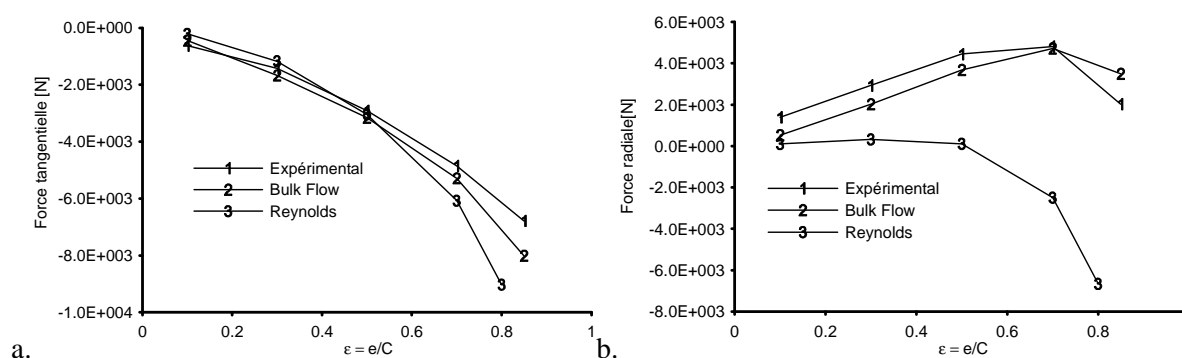


FIG. 6 – Forces dans un SFD en précession circulaire (a : force tangentielle, b : force radiale)

Références

- [1] Defaye, C., 2006, "Intégration Numérique et Expérimentale d'Éléments Amortisseurs de Type Squeeze Film Damper dans les Moteur d'Avion", Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- [2] Childs, D., 1993, *Turbomachinery Rotordynamics. Phenomena, Modeling and Analysis*, John Wiley and Sons.
- [3] Constantinescu, V. N., 1995, *Laminar Viscous Flow*, Springer.
- [4] Patankar, S.V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-Hill, New York.
- [5] Frêne J., Nicolas D., Degueurce B., Berthe D., Godet M., 1990, *Lubrification hydrodynamique. Paliers et Butées*, Editions Eyrolles.
- [6] Brennen, C.E., 1995, *Cavitation and Bubble Dynamics*, Oxford Engineering Series 44, Oxford University Press, New York.
- [7] Gehannin, J., Arghir, M., Bonneau, O., 2009, "Evaluation of Rayleigh-Plesset Equation Based Cavitation Models for Squeeze Film Dampers," *J. Tribol.*, 131, in press.
- [8] Arauz, G. L., San Andrés, L., 1996, "Experimental Study on the Effect of a Circumferential Feeding Groove on the Dynamic Force Response of a Sealed Squeeze Film Damper," *ASME J. Tribol.*, 118, pp. 900-905.
- [9] Lund, J. W., Myllerup, C. M., Hartmann, H., 2003, "Inertia Effects in Squeeze-Film Damper Bearing Generated by Circumferential Oil Supply Groove," *J. of Vibration and acoustics*, 125, pp. 495-499.
- [10] Arghir M., Frêne, J., 2004, "A bulk-flow analysis of static and dynamic characteristics of eccentric circumferentially-grooved liquid annular seals," *ASME J. of Tribol.*, 126(2), pp 316-326.