



HAL
open science

Lubrification thermohydrodynamique des butées à patins oscillants par des fluides non newtoniens

Fatima Bouyahia, Mohamed El Khlifi, Dominique Souchet, Mohamed Hajjam

► **To cite this version:**

Fatima Bouyahia, Mohamed El Khlifi, Dominique Souchet, Mohamed Hajjam. Lubrification thermohydrodynamique des butées à patins oscillants par des fluides non newtoniens. CFM 2007 - 18ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2007, Grenoble, France. <hal-03361784>

HAL Id: hal-03361784

<https://hal.science/hal-03361784v1>

Submitted on 1 Oct 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

Lubrification thermohydrodynamique des butées à patins oscillants par des fluides non newtoniens

Fatima Bouyahia, Mohamed EL Khelifi*, Dominique Souchet & Mohamed Hajjam

Université de Poitiers, Laboratoire de Mécanique des Solides C.N.R.S. U.M.R. 6610
4, Avenue de Varsovie, 16021 Angoulême Cedex, France
Tél. : +33-5-4525-1979
Fax : +33-5-4567-3219
f_bouyahia@yahoo.fr

*Université Hassan II - Mohammedia, Faculté des Sciences et Techniques
U.F.R. de Mécanique des Fluides et de Structures
BP 146, 20650 Mohammedia, Maroc
Tél. : +212-23-315-352
Fax : +212-23-315-353

Résumé :

Nous proposons dans ce papier une comparaison des comportements non linéaires pseudo-plastique et viscoplastique des lubrifiants non newtoniens dans les paliers de butées à patins oscillants. Le champ dynamique est obtenu par la résolution de l'équation de Reynolds généralisée, issue du concept analytique des Fluides Newtoniens Généralisés. Le champ thermique est déterminé à travers la résolution de l'équation de l'énergie dans le film et l'équation de la chaleur dans les patins. L'influence des paramètres rhéologiques des lubrifiants ainsi que la vitesse de rotation du grain mobile est mise en évidence à travers les tracés de la capacité de charge et du coefficient de frottement.

Abstract :

In this paper, we propose a comparison of the pseudo-plastic and viscoplastic nonlinear behaviors of non-Newtonian lubricants in tilting pads thrust bearings. The dynamic field is obtained by the resolution of the generalized Reynolds equation, obtained from the Generalized Newtonian Fluids model. The thermal field is given through the resolution of the energy equation in the film and Laplace's equation in the pad. The influence of the lubricant rheological parameters as well as the runner speed is highlighted through the load capacity and the friction coefficient layouts.

Mots-clefs :

Lubrification, butées à patins oscillants, comportement non newtonien

1 Introduction

Une butée hydrodynamique est utilisée afin de contrer et équilibrer la poussée exercée sur le rotor par le film lubrifiant et éviter les mouvements axiaux de ce rotor. La butée joue un rôle très important dans la sécurité du mouvement ; sa défaillance pourrait entraîner de graves dommages suite au contact éventuel entre le rotor et le stator.

Nous nous proposons de déterminer les caractéristiques thermohydrodynamiques d'une butée à patins oscillants (figure 1), lubrifiée par un fluide non newtonien. Le comportement de ce dernier est étudié dans un seul secteur de la butée vue qu'elle présente une structure périodique et que l'on suppose l'absence de tout mésalignement (répartition identique de la charge sur chaque patin).

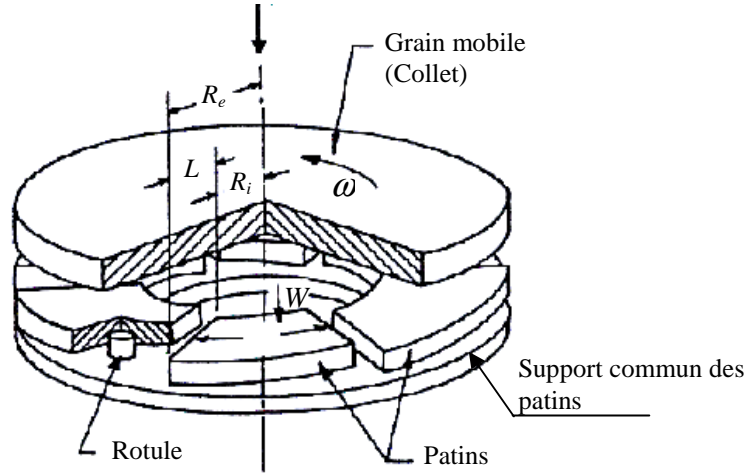


FIG. 1- Butée à patins oscillants.

2 Equations du problème

2.1 Equation de l'épaisseur du film lubrifiant

L'épaisseur du film dans la butée à patins oscillants s'écrit sous la forme adimensionnée suivante :

$$\bar{h}(\bar{r}, \bar{\theta}) = 1 + \frac{R_m \bar{r}_p}{h_p} \sin \beta - \frac{R_m \bar{r}}{h_p} (\cos \bar{\theta} \sin \beta - \sin \bar{\theta} \cos \alpha) \quad (1)$$

où

R_m : le rayon moyen du patin ($R_m = \frac{R_i + R_e}{2}$)

ω : la vitesse angulaire du grain mobile (collet)

r : la coordonnée radiale

θ : la coordonnée angulaire

\bar{r}_p : le rayon adimensionné repérant le pivot ($\bar{r}_p = \frac{R_p}{R_m}$)

α représente la rotation autour de l'axe radial et β la rotation autour de l'axe tangentiel. h_p est la hauteur du film au niveau du pivot (rotule).

2.2 Equation de Reynolds généralisée

L'équation de Reynolds généralisée adimensionnée, pour un fluide non newtonien modélisé en tant que fluide newtonien généralisé, est donnée par (Bouyahia *et al.* (2006)) :

$$\frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{G}_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} \right) + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}} \left(\bar{G}_1 \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{\theta}} \right) = \bar{r} \frac{\partial \bar{F}_1}{\partial \bar{\theta}} \quad (2)$$

$$\text{où } \bar{G}_1 = \bar{h}^3 \int_0^1 \frac{\bar{z}}{\mu_a} \left(\bar{z} - \frac{\bar{I}_2}{J_2} \right) d\bar{z} \text{ et } \bar{F}_1 = \bar{h} \frac{\bar{I}_2}{J_2}$$

$$\text{avec } \bar{I}_2 = \int_0^1 \frac{\bar{z}}{\mu_a} d\bar{z} \text{ et } J_2 = \int_0^1 \frac{d\bar{z}}{\mu_a}$$

Les composantes du vecteur vitesse sont nulles sur le patin ainsi que les composantes radiale et axiale sur le collet.

2.3 Equation de l'énergie dans le film

En régime stationnaire et pour un fluide incompressible dont la conductivité thermique K_c est supposée constante, l'équation de l'énergie dans le film s'écrit (Bouyahia *et al.* (2006)):

$$\begin{aligned} \bar{v}_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \left(-\frac{\bar{z}}{h} \frac{\partial \bar{h}}{\partial r} \bar{v}_r - \frac{\bar{z}}{h} \frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} \frac{\bar{v}_\theta}{r} + \frac{\bar{v}_z}{h} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{\bar{v}_\theta}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} \\ = \frac{1}{h^2 P_e} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} + N_d \frac{\bar{\mu}_a}{\bar{h}^2} \left[\left(\frac{\partial \bar{v}_r}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}_\theta}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (3)$$

où

$$P_e = \frac{\rho C_p h_p^2 \omega}{K_c} \text{ est le nombre de Péclet et } N_d = \frac{\mu_{ref} \omega}{\rho C_p T_0} \left(\frac{R_m}{h_p} \right)^2 \text{ est le nombre de dissipation}$$

2.4 Equation de Laplace dans le patin

Le champ de température dans le patin est obtenu à partir de l'équation de Laplace dans le référentiel relatif au patin (Bouyahia *et al.* (2006)) :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial \theta^2} + \left(\frac{R_m}{e} \right)^2 \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

2.5 Equation d'équilibre d'un patin oscillant

Une des caractéristiques que présente le calcul dans les butées à patins oscillants c'est l'équilibre statique du patin qui doit forcément être vérifié. Cet équilibre nécessite l'annulation des moments au pivot qui permet de rechercher les valeurs d'inclinaisons du patin α et β .

3 Conditions aux limites

La pression est supposée nulle sur les bords du patin.

Les conditions aux limites nécessaires à la résolution de l'équation de l'énergie sont prises comme suit :

La température à la surface du grain mobile (collet) est supposée constante.

Aux rayons intérieur et extérieur on choisit des conditions adiabatiques.

On suppose que le transfert de chaleur au niveau de l'interface film-patin s'effectue uniquement par conduction.

La loi de variation de la température à l'entrée du film est choisie sous forme parabolique.

On suppose que le transfert de chaleur se fait par convection sur toutes les faces du patin sauf sur la face en contact avec le film.

4 Lois de viscosité non newtoniennes

Cette étude a pour but de tester deux types de comportements non newtoniens : le comportement pseudo-plastique et le comportement viscoplastique. Ce dernier est décrit à l'aide

de la modification de Papanastasiou (1987). Les fluides étudiés sont, la loi de puissance, la loi de Rabinowisch, la loi de Bingham modifiée et la loi d'Herschel-Bulkley modifiée.

5 Caractéristiques du contact

La capacité de charge s'écrit :

$$\bar{W} = \int_{\bar{R}_i}^{\bar{R}_e} \int_{\bar{\theta}_e}^{\bar{\theta}_s} \bar{p} \bar{r} d\bar{r} d\bar{\theta} \quad (5)$$

Sa forme dimensionnée est obtenue par :

$$W = \frac{\mu_{ref} \omega R_m^4}{h_p^2} \bar{W} \quad (6)$$

Le couple de frottement C_f s'écrit :

$$\bar{C}_f = \int_{\bar{\theta}_e}^{\bar{\theta}_s} \int_{\bar{R}_i}^{\bar{R}_e} \left(\frac{\bar{\mu}_a}{h} \frac{\partial \bar{v}_\theta}{\partial z} \right)_{z=0} \bar{r}^2 d\bar{r} d\bar{\theta} \quad (7)$$

Sa forme dimensionnée est obtenue par :

$$C_f = \frac{\mu_{ref} \omega R_m^4}{h_p} \bar{C}_f \quad (8)$$

5 Résultats

La discrétisation des différentes équations du problème se fait par un schéma aux différences finies (Bouyahia *et al.* (2006)).

Un nombre adéquat de points de maillage est de 15 points dans la direction radiale, 19 points dans la direction circonférentielle, 11 points suivant l'épaisseur du film et 5 points suivant l'épaisseur du patin.

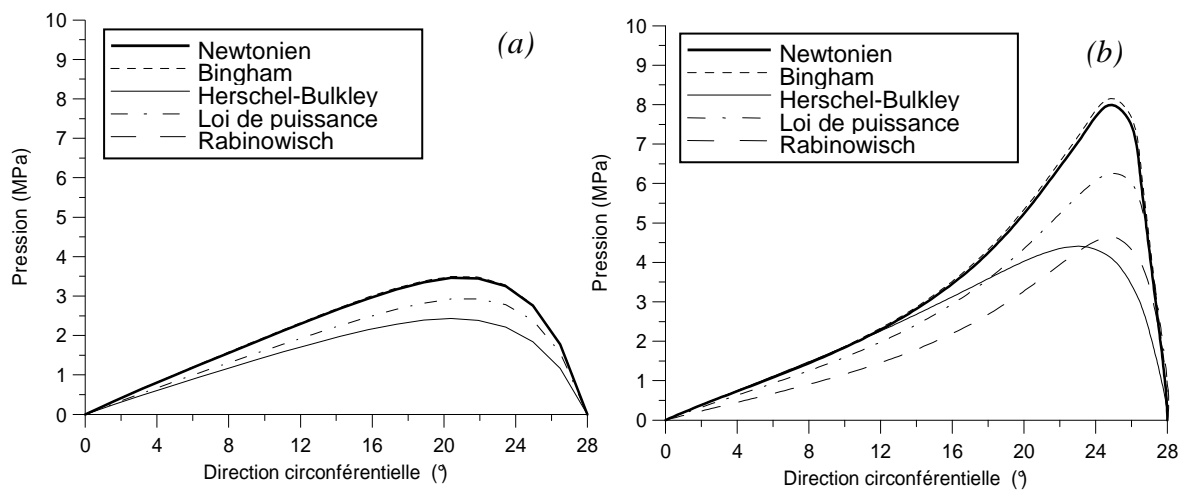


FIG. 2 – Distribution de la pression suivant la direction circonférentielle d'un secteur de la butée, à une vitesse de rotation de 2500 tr/min.

a) au rayon moyen $R_m = 255$ mm ; b) au voisinage du rayon intérieur $r = 197$ mm.

Sur la figure 2, on présente la répartition de la pression dans la direction circonférentielle. Cette répartition est illustrée au long du rayon moyen $R_m = 255$ mm (figure 2 (a)) et le long de la ligne correspondant au rayon $r = 197$ mm (figure 2 (b)) où se situe la pression maximale. La répartition de la pression obtenue pour le fluide d'Herschel-Bulkley est la plus influencée par la prise en compte des effets thermiques dans l'écoulement. Son aspect rhéofluidifiant, dû à l'indice $n = 0,8$, est prédominant comparativement à son aspect plastique dû à la contrainte seuil. La valeur de la pression maximale du fluide de Bingham est supérieure à celles des autres fluides tandis que le fluide de Rabinowisch génère la pression maximale la plus faible. Par conséquent, le fluide de Rabinowisch a une capacité de charge inférieure à celles des autres fluides non newtoniens et donc une viscosité moins importante.

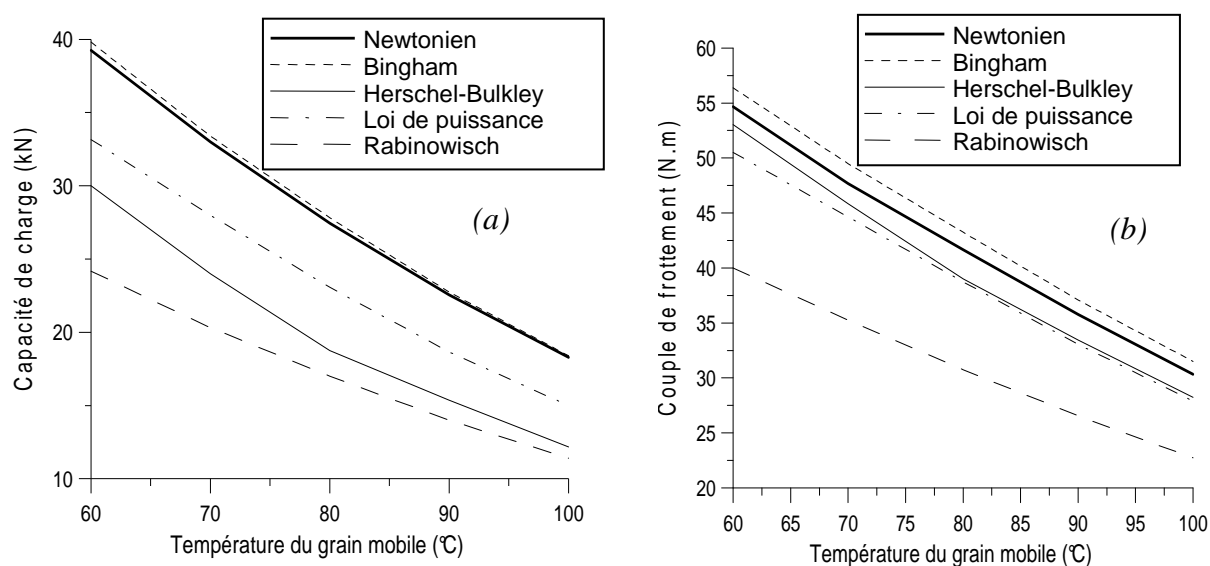


FIG. 3 – Evolution de la capacité de charge par patin (a) et du couple de frottement (b) en fonction de la température du grain mobile, à une vitesse de rotation de 2500 tr/min

On remarque que la capacité de charge (figure 3a) dans le cas du fluide à loi de puissance est plus faible de 16% que celle du fluide newtonien à $T_g = 60$ °C et de 18,5% à $T_g = 80$ °C. L'augmentation de la température dans le film entraîne une diminution de la viscosité et en conséquence une diminution de la capacité de charge. Le fluide d'Herschel-Bulkley génère une capacité de charge inférieure à celle de la loi de puissance. Le fluide de Rabinowisch supporte toujours moins que les autres fluides vu que sa viscosité est moins sensible à la température.

La même tendance est observée sur la figure 3b pour le couple de frottement. Néanmoins, le couple de frottement du fluide d'Herschel-Bulkley est supérieur à celui du fluide à loi de puissance. L'écart entre ces deux fluides a tendance à se réduire avec l'augmentation de la température du grain mobile. On constate que le fluide de Rabinowisch possède la valeur du couple de frottement la plus basse. Par conséquent, son énergie dissipée est la plus faible.

L'évolution de la capacité de charge en fonction de la vitesse de rotation du grain mobile est représentée sur la figure 4. Le fluide d'Herschel-Bulkley supporte moins que le fluide à loi de puissance quand les effets thermiques sont pris en compte. Cette constatation confirme le

résultat obtenu pour la pression (figure 2). La différence entre les capacités de charge du fluide newtonien et le fluide de Bingham est faible, elle est de l'ordre de 1,3 %. Le fluide de Rabinowisch supporte moins que le fluide à loi de puissance. La viscosité apparente de ce dernier est donc plus importante dans ces conditions de fonctionnement. L'écart entre les valeurs de la capacité de charge des fluides, quand la vitesse de rotation du grain mobile augmente, augmente car la température locale dépend de la vitesse dans le film.

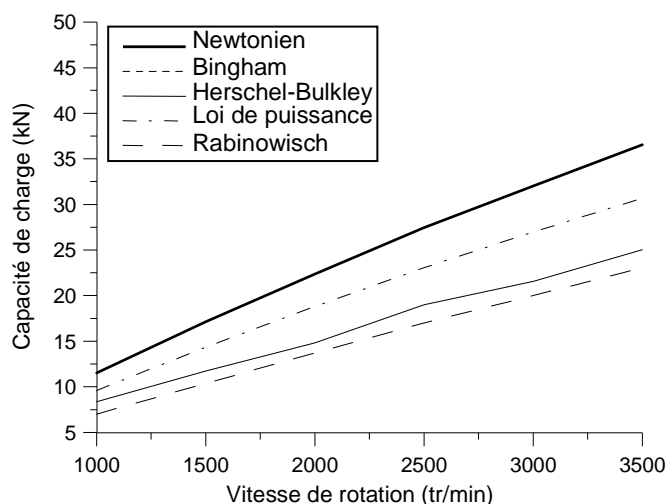


FIG. 4 – Evolution de la capacité de charge par patin en fonction de la vitesse de rotation du grain mobile, à $T_g = 80\text{ }^\circ\text{C}$

7 Conclusion

L'analyse de l'influence de la température au niveau du grain mobile sur la température dans le film et également sur la capacité de charge et le couple de frottement, en modélisation thermohydrodynamique a été présentée. Les fluides non newtoniens pseudo-plastiques dissipent moins que le fluide newtonien, et leurs capacités de charge sont également inférieures à la sienne. Le fluide d'Herschel-Bulkley permet une capacité de charge moins importante que celle du fluide à loi de puissance mais possède un couple de frottement supérieur à ce même fluide. Le calcul de la température montre que le comportement non newtonien ne se manifeste pas très visiblement dans le cas des fluides à loi de puissance et de Bingham alors que la différence est relativement plus importante dans le cas des fluides d'Herschel-Bulkley et de Rabinowisch. Le fluide de Bingham possède en revanche la température maximale la plus élevée, quelle que soit la température du grain mobile.

Références

- Papanastasiou, C. 1987 Flows of Materials with Yield. *J. of Rheology* **31**, 385-404
- Bouyahia F., Hajjam M., El Khelifi M., Souchet D. 2006 A Three Dimensional Non – Newtonian Lubricants Flows in Sector – shaped Tilting – Pads Thrust Bearings. *J. of Engineering Tribology* **220**, 375-384.