

**Analyse du contact lubrifié piston-cylindre dans un moteur diesel à injection directe**

**A. Benhamou<sup>1,2</sup>, A. Benarous<sup>1</sup>, P. Maspeyrot<sup>3</sup>, A. Bounif<sup>2</sup>**

<sup>(1)</sup> Département de Mécanique, Université Hassiba Benbouali, Chlef, Algérie

<sup>(2)</sup> Laboratoire L.C.G.E, Université des Sciences et Technologies, Oran, Algérie

<sup>(3)</sup> Laboratoire de Mécanique du Solide L.M.S, Université de Poitiers, France

**1. Introduction**

Pour le moteur à combustion interne, le piston est l’une des pièces mobiles les plus vulnérables, opérant sur une vaste gamme de température, il est chargé de supporter la pression de combustion, de transmettre les efforts au système bielle- vilebrequin, et de transférer les flux de chaleur entrant par la tête.

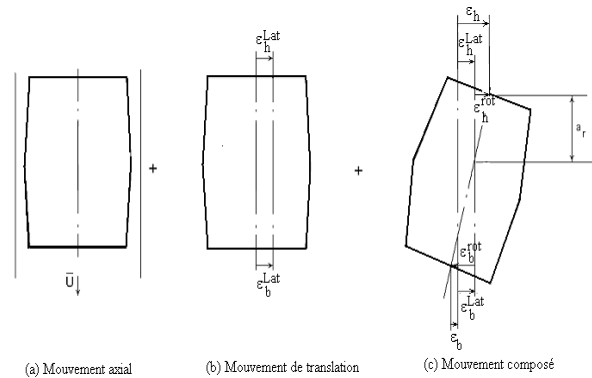
Le modèle qui sera adopté doit décrire le plus fidèlement possible le comportement réel du piston, en tenant compte des interactions prépondérantes qui affectent son mouvement comme les charges thermiques, les charges inertielles et la réaction du film d’huile [8].

Dans le présent travail, un modèle à approche dite « partielle » est utilisé, il prend en compte l’interaction entre le mouvement dynamique du piston et les effets hydrodynamiques du film d’huile sans considérer les déformations élastiques causées par les différentes charges citées.

Cette approche permettra d’écrire l’équation de Reynolds en régime stationnaire, pour l’ensemble jupe-cylindre du piston, dont la résolution se fera par la méthode des différences finies, et pour un angle de rotation figé du vilebrequin.

**2. Description du modèle**

Compte tenu des interactions qui affectent le mouvement complexe du piston, celui-ci sera composé d’un mouvement oscillatoire défini par les excentricités du haut et du bas de la jupe, la complexité nous amène à le décomposer en trois mouvements (fig.1), qui sont le mouvement axial, le mouvement de translation latéral et le mouvement de rotation, bien évidemment, le comportement dynamique global est obtenu par la résolution puis la superposition des trois mouvements.



**Figure 1:** Décomposition du mouvement global du piston [11].

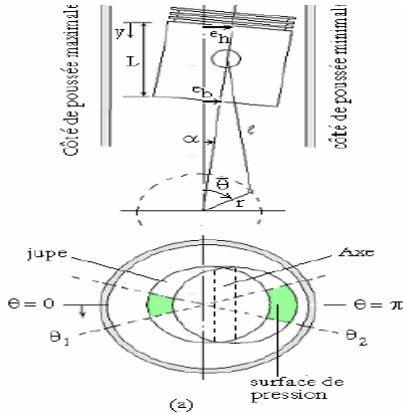
Les excentricités du haut et du bas de la jupe ( $e_h, e_b$ ), sont définies par rapport à l’axe du cylindre, les valeurs positives sont dirigés vers le coté de poussée minimale, alors que les excentricités négatives sont dirigées vers le coté de pousse maximale, l’axe donnant la course du piston, orienté positivement vers le bas, a son origine confondue avec le PMH du piston (fig.2).

Puisque le film lubrifiant suit à chaque instant le piston, et se déplace en même temps que celui-ci, dans le plan normal à l’axe du piston contenant les cotés de poussée maximale et minimale, il existe un déséquilibre (contre basculement) des forces et des moments agissant sur le piston [9], comme résultat, le piston exécute des petites oscillations latérales dans le confinement du jeu piston-cylindre, dont l’amplitude ne peut dépasser la valeur du jeu radial.

Le modèle que nous adoptons est celui développé par Li [7], il décrit une analyse du mouvement dynamique du piston avec incorporation des forces générées par le film d’huile de lubrification, cette dernière concerne uniquement l’ensemble jupe-cylindre, l’effet des segments n’est pas traité.

La lubrification du système piston-cylindre peut être décrite comme une ensemble de

surfaces lubrifiées, l'analyse hydrodynamique suppose que les charges dynamiques latérales résultent de l'intégration du champs de pression né dans les zones actives du film d'huile, dans notre cas, les charges et les moments sont dus à la pression développée par le film d'huile dans les portions de surfaces limitées par les arcs  $-\theta_1$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\pi - \theta_2$  (fig.2).



**Figure 2:** Représentation schématique du piston [11].

La distribution de la pression est régie par l'équation de Reynolds dérivée sous l'hypothèse d'un film d'huile mince et incompressible, sous un régime d'écoulement laminaire.

### 3. La formulation mathématique

Issue des équations de Navier-Stokes pour les écoulements dans les films minces, l'équation de Reynolds s'écrit [2] :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3(x, y, t)}{\eta} \frac{\partial P(x, y)}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{h^3(x, y, t)}{\eta} \frac{\partial P(x, y)}{\partial y} \right) = 6W \frac{\partial h(x, y, t)}{\partial y} + 12 \frac{\partial h(x, y, t)}{\partial t} \quad (1)$$

La géométrie cylindrique du piston, fait, qu'il est plus intéressant d'utiliser une forme polaire plutôt qu'une coordonnée curviligne :

$$x = R_p \cdot \theta \quad (2)$$

L'utilisation des valeurs adimensionnelles pour la pression, l'épaisseur du film d'huile et pour les coordonnées spatiales, se fait en introduisant une forme paramétrée au sens de Sommerfeld [1] définie comme :

$$\bar{P} = P \frac{c^2}{6\eta \cdot r \cdot w \cdot R_p}, \bar{h} = \frac{h}{c}, \bar{y} = \frac{y}{R_p}, \varepsilon = \frac{e}{c} \quad (3)$$

Il est aisé de montrer que l'utilisation des variables adimensionnelles permet d'aboutir à une forme beaucoup plus compacte pour l'équation de Reynolds :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{h}^3(\bar{y}, \theta, t) \cdot \frac{\partial \bar{P}(\bar{y}, \theta)}{\partial \theta}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}} (\bar{h}^3(\bar{y}, \theta, t) \cdot \frac{\partial \bar{P}(\bar{y}, \theta)}{\partial \bar{y}}) = -\bar{U} \cdot \frac{\partial \bar{h}(\bar{y}, \theta)}{\partial \bar{y}} + \beta \frac{\partial \bar{h}(\bar{y}, \theta, t)}{\partial t} \quad (4)$$

$$\beta = \frac{2R_p}{r}$$

Le film d'huile étant solidaire au piston dans son mouvement, son épaisseur sera étroitement liée au mouvement secondaire du piston, ainsi, on démontre que son expression [11] s'écrit :

$$h(y, \theta, t) = c + e_h(t) \cos(\theta) + (e_b(t) - e_h(t)) \frac{y}{L} \cos(\theta) + q(y) \quad (5)$$

ou bien :

$$\bar{h}(\bar{y}, \theta, t) = 1 + \varepsilon_h \cos(\theta) + (\varepsilon_b - \varepsilon_h) \frac{\bar{y}}{L} \cos(\theta) + q(\bar{y}) \quad (6)$$

en remplaçant cette expression dans l'équation(4), la forme suivante peut être aisément obtenue :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{h}^3 \frac{\partial \bar{P}}{\partial \theta}) + \frac{\partial}{\partial \bar{y}} (\bar{h}^3 \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{y}}) = -\frac{\bar{U}}{L} \cos(\theta) (\varepsilon_b - \varepsilon_h) + \beta \cos(\theta) \cdot \dot{\varepsilon}_h + (\dot{\varepsilon}_b - \dot{\varepsilon}_h) \cdot \frac{\beta \cdot \bar{y}}{L} \cos(\theta) \quad (7)$$

La solution globale [11] de l'équation (7) peut être vue comme une superposition de trois pressions  $\bar{P}_{ax}$ ,  $\bar{P}_s$ ,  $\bar{P}_r$  dues respectivement, au mouvement axiale (primaire), au mouvement secondaire (battement) et à la rotation propre du piston :

$$\bar{P}(\bar{y}, \theta) = -\bar{U} \cdot \bar{P}_{ax}(\bar{y}, \theta) + \dot{\varepsilon}_h \cdot \bar{P}_s + (\dot{\varepsilon}_b - \dot{\varepsilon}_h) \bar{P}_r \quad (8)$$

La pression hydrostatique due au mouvement primaire, est solution de l'équation suivante :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left( \bar{h}^{-3} \frac{\partial \bar{P}_{ax}}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \bar{h}^{-3} \frac{\partial \bar{P}_{ax}}{\partial y} \right) = \frac{1}{L} \cos(\theta) (\varepsilon_b - \varepsilon_h) \quad (9)$$

#### 4. La résolution

Un premier calcul de la distribution de la pression hydrostatique en régime permanent prend en considération uniquement la vitesse axiale du piston, la contribution des mouvements de rotation propre et de basculement est caractérisée par les excentricités  $\varepsilon_b, \varepsilon_h$  et non par leur vitesse, dans ce qui va suivre, seule la composante  $\bar{P}_{ax}$  est examinée les autres termes étant dépendants du bilan des forces de pression des gaz et d'inertie.

L'équation (9) est résolue par la méthode des différences fines, utilisant des schémas centrés d'ordre deux (02) pour toutes les dérivées partielles.

En chaque point de coordonnées  $(\theta_i, \bar{y}_j)$  généré sur un maillage structuré [4] du film d'huile développé autour de la jupe, et comportant une grille de  $(N_\theta * N_y)$  nœuds, la pression et l'épaisseur du film d'huile, sont définies par :

$$P(\theta_i, \bar{y}_j) = P_{i,j}, \quad \bar{h}(\theta_i, \bar{y}_j) = \bar{h}_{i,j}$$

leurs dérivées partielles par rapport aux variables spatiales auront pour expression :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \theta} [P]_{i,j} &\approx \frac{[P]_{i+1,j} - [P]_{i-1,j}}{2\Delta\theta} + O(\Delta\theta^2) \\ \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} [P]_{i,j} &\approx \frac{[P]_{i-1,j} - 2[P]_{i,j} + [P]_{i+1,j}}{(\Delta\theta)^2} + O(\Delta\theta^2) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} [P]_{i,j} &\approx \frac{[P]_{i,j+1} - [P]_{i,j-1}}{2\Delta y} + O(\Delta y^{-2}) \\ \frac{\partial^2}{\partial y^2} [P]_{i,j} &\approx \frac{[P]_{i,j-1} - 2[P]_{i,j} + [P]_{i,j+1}}{(\Delta y)^2} + O(\Delta y^{-2}) \end{aligned} \quad (11)$$

La discrétisation de l'équation (9) par l'utilisation des expressions (10) et (11), permet d'aboutir au système d'équations :

$$A_{i,j} P_{i,j} + B_{i,j} P_{i+1,j} + C_{i,j} P_{i-1,j} + D_{i,j} P_{i,j+1} + E_{i,j} P_{i,j-1} = F_{i,j} \quad (12)$$

avec :

$$\begin{aligned} A_{i,j} &= -2\bar{h}_{i,j}^{-3} \left[ \frac{1}{(\Delta\theta)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} \right] \\ B_{i,j} &= \frac{3}{2\Delta\theta} \bar{h}_{i,j}^{-2} \left[ \frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} \right]_{i,j} + \frac{\bar{h}_{i,j}^{-3}}{(\Delta\theta)^2} \\ C_{i,j} &= \frac{\bar{h}_{i,j}^{-3}}{(\Delta\theta)^2} - \frac{3}{2\Delta\theta} \bar{h}_{i,j}^{-2} \left[ \frac{\partial \bar{h}}{\partial \theta} \right]_{i,j} \\ D_{i,j} &= \frac{3}{2\Delta y} \bar{h}_{i,j}^{-2} \left[ \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \right]_{i,j} + \frac{\bar{h}_{i,j}^{-3}}{(\Delta y)^2} \\ E_{i,j} &= \frac{\bar{h}_{i,j}^{-3}}{(\Delta y)^2} - \frac{3}{2\Delta y} \bar{h}_{i,j}^{-2} \left[ \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \right]_{i,j} \\ F_{i,j} &= \frac{\varepsilon_b - \varepsilon_h}{L} \cos(\theta_i) \end{aligned} \quad (13)$$

Sur la base de la formulation en différences finies, un programme de calcul a été établi, il consiste à résoudre le système linéaire (12) par une technique sur-relaxée de type S.O.R[3], et permet de déterminer la valeur de la pression hydrostatique en chaque point du film d'huile pour une configuration bien déterminée de la position du piston.

#### 5. Application

Une application à un cas industriel a été faite, il s'agit du piston F8L413 équipant le moteur Deutz monté sur des camions TB230 de la SNVI (Rouiba), le tableau 1 présente quelques données techniques nécessaires au déroulement des calculs.

Le calcul est effectué pour un régime de 2000 tours/minute et pour un mouvement de déplacement du PMH vers le PMB du piston, avec une vitesse axiale positive  $\bar{U} > 0$ , le maillage structuré pour le film d'huile développé autour du piston comporte 1024 nœuds.

Désignation	Variable	valeur
Longueur de jupe	$L$	90 mm
Rayon du piston	$R_p$	60 mm
Rayon du vilebrequin	$r$	62.5 mm
Jeu radial piston cylindre (température ambiante)	$c$	0.035 mm
Viscosité dynamique de l'huile	$\mu$	0.0069 Pa.s
Angle fluide assumé	$\theta_1, \theta_2$	15°

**Tableau1:** Caractéristiques techniques du moteur TB230 [11].

## 6. Résultats et discussion

L'existence et la continuité de la solution de l'équation de Reynolds a été prouvée et validée sur divers domaines de calcul [1], la procédure itérative de Gauss-Seidel avec un coefficient de sur-relaxation  $\omega = 1.3$ , permet de minimiser le nombre d'itérations pour la plupart des configurations du piston.

Les calculs dynamiques [10] effectués sur le piston, montrent que celui-ci peut se déplacer du PMH vers le PMB en étant centré ( $\varepsilon_h = \varepsilon_b = 0$ ) par rapport au cylindre, excentré positivement ( $\varepsilon_h > 0 \varepsilon_b > 0$ ), ou bien excentré partiellement ( $\varepsilon_h > 0 \varepsilon_b = 0$ ), La figure 3 décrit la distribution de l'épaisseur du film d'huile pour les trois configurations possibles, ainsi, il est clair que l'épaisseur du film est égale au jeu radial ( $\bar{h} = 1$ ) pour le piston centré (fig.3a), lorsque celui-ci est excentré positivement (fig.3b) avec des valeurs égales, le film est développé d'une façon symétrique par rapport aux cotés haut et bas de la jupe. Pour une excentricité partielle (fig.3c), les mêmes valeurs extrémales ( $\bar{h}_{\min} = 0.70, \bar{h}_{\max} = 1.30$ ) sont remarquées, sauf que l'étranglement est beaucoup plus important du haut coté de la jupe que de son coté bas.

Pour le cas du piston centré, la pression est maximale ( $\bar{P}_{\max} = 3.76E - 3$ ) aux extrémités

haute et basse de la jupe qui correspond à un gradient nul traduisant fidèlement l'effet de l'étranglement du film au niveau du coté de poussée maximale, ce pic est aussi remarqué dans le cas du piston centré positivement (fig.4a).

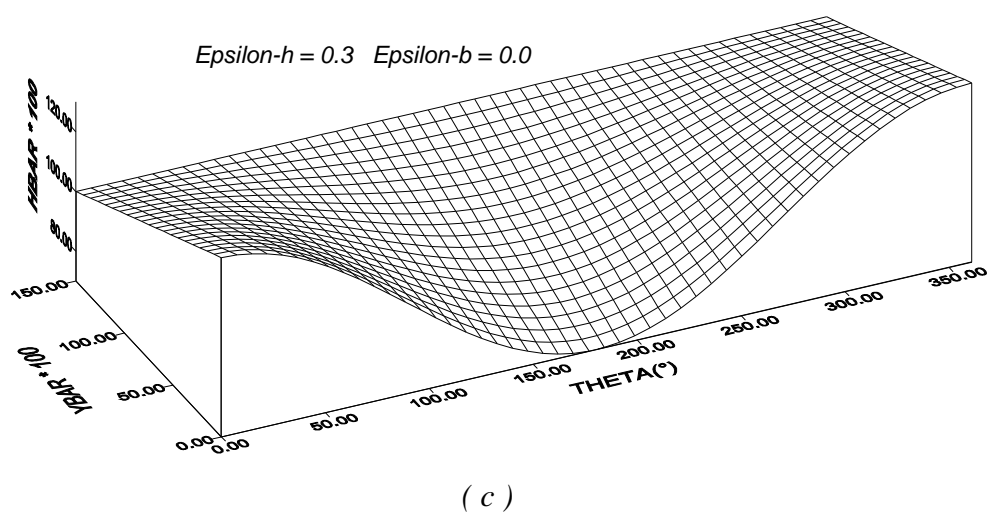
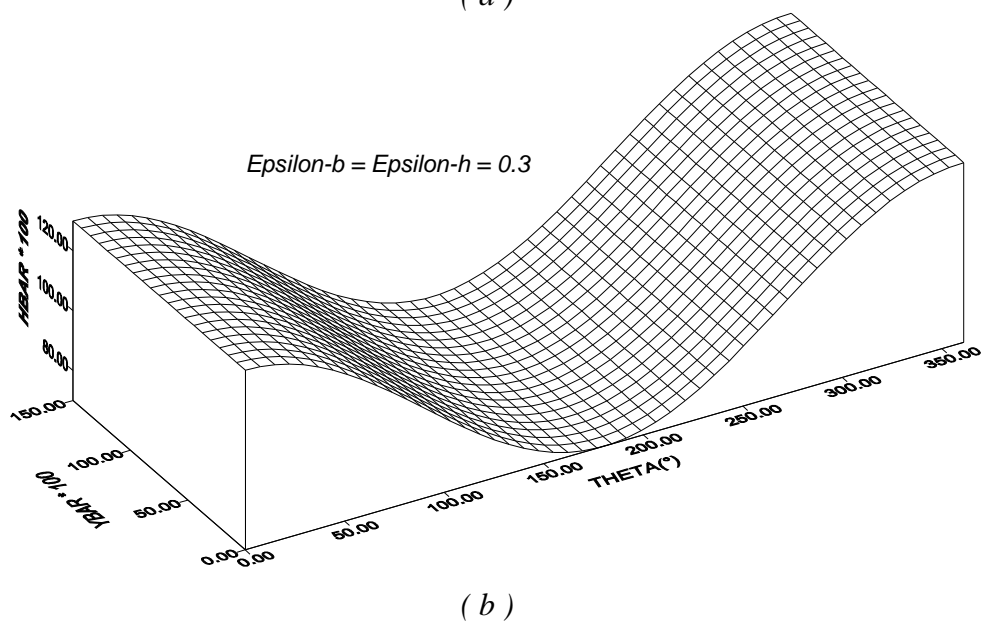
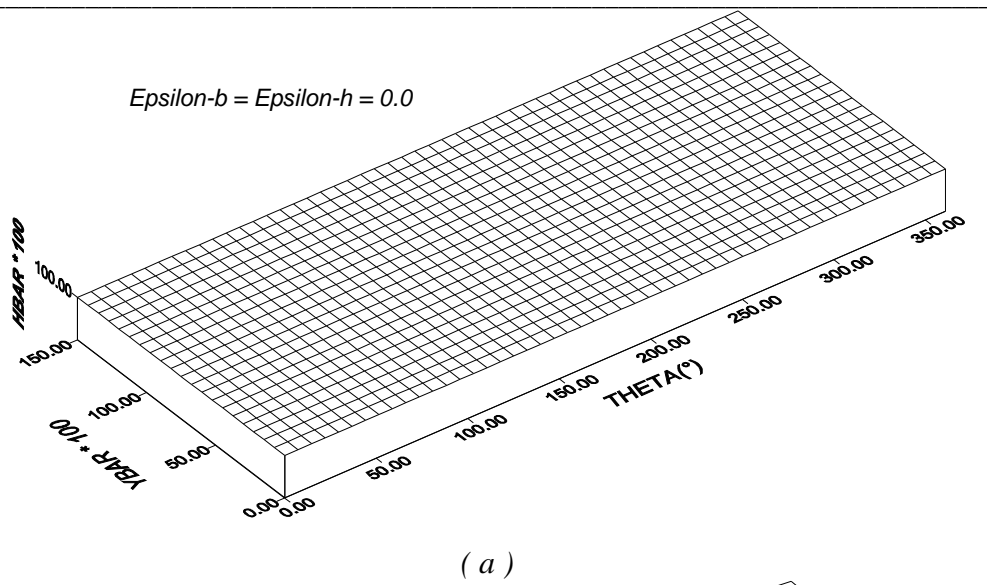
Lorsque le piston est partiellement excentré, il effectue son déplacement axialement par rapport au cylindre mais en étant incliné vers le coté de poussée minimale, la pression maximale ( $P_{\max} = 19.72E - 3$ ) est sensiblement plus forte (fig.4b) par effet de l'écrasement et du mouvement de descente, l'augmentation de la vitesse axiale (proportionnelle au régime du moteur) tend évidemment à accroître la pression en cette zone.

La configuration où le piston est totalement excentré, la pression maximale est toujours obtenue dans la deuxième moitié de la jupe, elle est beaucoup plus forte dans la zone ( $\theta_1, \pi$ ) que la zone ( $0, \theta_1$ ), l'augmentation des valeurs de  $\varepsilon_h, \varepsilon_b$  a pour effet de décroître la pression hydrostatique aux bords  $\theta = 0, \pi$ , cette dernière tend à s'annuler pour des excentricités proches du jeu radial piston- cylindre.

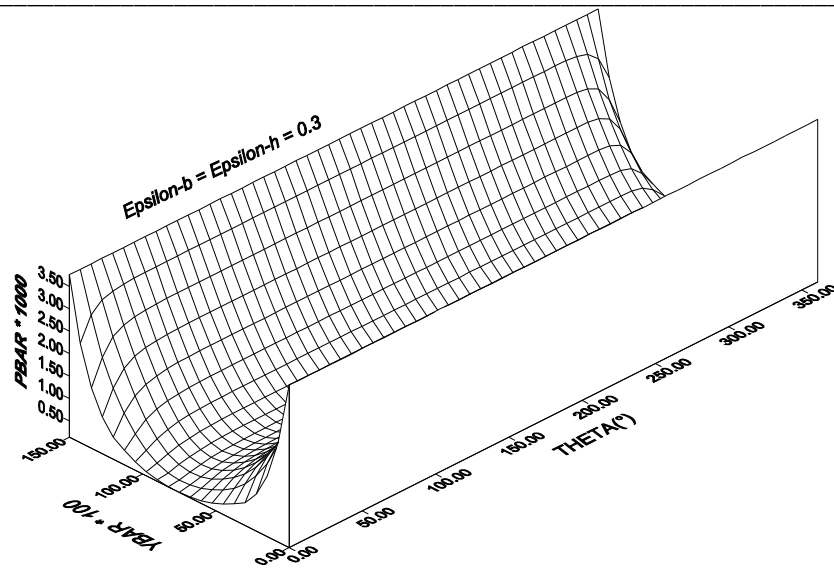
## Conclusion

Bien que l'analyse effectuée sur le piston soit restreinte sur le mouvement primaire (ou axial), elle met en relief l'importance de plusieurs facteurs tel que le jeu radial piston –cylindre, le profil de la jupe et le désaxage sur la stabilité dynamique du piston.

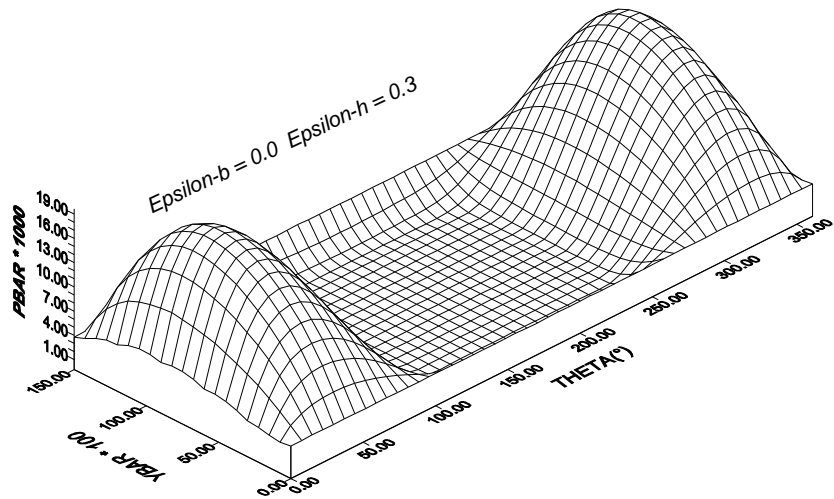
Dans l'analyse précédente, le piston est considéré comme une surface lubrifiée, le film d'huile est développé sur un plan circonférentiel au piston, les excentricités du haut et du bas de la jupe ne sont réellement évaluées qu'après intégration des accélérations issues d'un bilan global des forces agissant sur le piston, elles ne sont retenues que lorsque leur valeurs successives pendant un cycle moteur sont fixes.



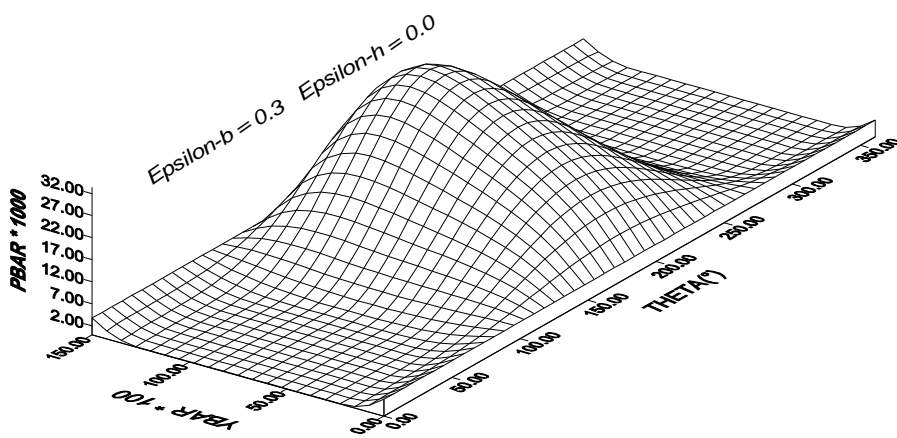
**Figure 3:** Distribution de l'épaisseur du film d'huile.



( a )



( b )



( c )

**Figure 4:** Le champ de pression hydrostatique due au mouvement axial.

**Références**

- [1] Arregui I., Cendan J.J., Vazquez C., « Mathematical Analysis and Numerical Simulation of a Reynolds-Koiter Model for the Elastohydrodynamic Journal Bearing Device », *Mathematical Modeling and Numerical Analysis*, Vol.36, N°02, 2002: 325-343.
- [2] Bayada G., Cid B., Vazquez C., «Mathematical Analysis of some new Reynolds-Rod Elastohydrodynamic Models», *Mathematical Methods in the Applied Sciences*, Vol.24, 2001:1169-1187.
- [3] Burden R., Faires J.D., « Numerical Analysis », London : Wiley Interscience Publishing, 1988.
- [4] Geroge P.L., «Génération Automatique de Maillages: Applications aux Méthodes d'Eléments Finis » Paris : Editions Massons, 1990.
- [5] Jang S., « Analysis of the Effects of Bore Clearance due to Skirt Profile Changes on the Piston Secondary Movements», *KSTLE International Journal*, Vol.3, N°02, 2002:1-8.
- [6] Knoll G.D., Peekin H.J., « Hydrodynamic Lubrification of Piston Skirts”, *Trans of the ASME*, Vol.104, 1982: 504-509.
- [7] Li D.F., Rhode S.M., Ezzat H.A, «An Automotive Piston Lubrification Model », *ASLE Trans.*, Vol.26, 1983:151-160.
- [8] Liu K., Xie Y.B., Gui C.L., « A Comprehensive Study of the Friction and Dynamic Motion of the Piston Assembly», *Proc.Instn.Mech.Engrs.*, Vol.212, 1998: 221-226.
- [9] Tahar Abbes M., Maspeyrot P., Bounif A., « Un Modèle Global de Jupe de Piston de Moteur Diesel– Partie1: Développement du Modèle», *Journées Nationales sur les Systèmes Thermiques Appliqués*, Alger, 1999:49-54,
- [10]Tahar Abbes M., Maspeyrot P., Bounif A.,Frene J., «A Thermomechanical Model of Direct Injection Diesel Engine Piston», *Journal of Automobile Engineering*, Vol.218, 2004:395-409.
- [11]Tahar Abbes M. «Etude d'un Piston de Moteur à Combustion Interne sous Chargement Dynamique», *Thèse de Doctorat d'Etat*, Université des Sciences et Technologie d'Oran, 2005.