



**HAL**  
open science

# ÉTUDE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE DU COMPORTEMENT D'UN FILM LUBRIFIANT SOU MIS A UN CHARGEMENT PÉRIODIQUE

Khalid Zarbane

► **To cite this version:**

Khalid Zarbane. ÉTUDE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE DU COMPORTEMENT D'UN FILM LUBRIFIANT SOUMIS A UN CHARGEMENT PÉRIODIQUE. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Poitiers, 2009. Français. NNT: . tel-00403904

**HAL Id: tel-00403904**

**<https://theses.hal.science/tel-00403904>**

Submitted on 13 Jul 2009

**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.

# THESE

pour l'obtention du grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

Facultés des sciences fondamentales et appliquées

(Diplôme National – Arrêté du 25 avril 2002)

### ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGENIEUR

Secteur de recherche : Génie Mécanique, Productique et Transports

Présentée par :

**Khalid ZARBANE**

~~~~~

### ÉTUDE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE DU COMPORTEMENT D'UN FILM LUBRIFIANT SOUMIS A UN CHARGEMENT PÉRIODIQUE

~~~~~

Directeur de thèse : Mohamed HAJJAM

Codirecteur de thèse : Thami ZEGHLOUL

~~~~~

**Soutenue le 03 Juillet 2009 devant la commission d'examen**

- M. Corneliu BALAN, Professeur, Université Polytechnique de Bucarest (Rapporteur)  
M. Benyebka BOU-SAID, Maître de Conférences (HDR), INSA de Lyon (Rapporteur)  
M. Dominique BONNEAU, Professeur, Université de Poitiers  
M. Michel FILLON, Directeur de Recherche (CNRS), Université de Poitiers (Président)  
M. Mohamed HAJJAM, Professeur, Université de Poitiers  
M. Mohammed JAI, Maître de conférences (HDR), INSA de Lyon  
M. Alexandru RADULESCU, Maître de Conférences, Université Polytechnique de Bucarest  
M. Thami ZEGHLOUL, Maître de Conférences, Université de Poitiers







---

## **AVANT PROPOS**

---



---

## SOMMAIRE

|                                                                                                                                |           |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>INTRODUCTION GENERALE.....</b>                                                                                              | <b>13</b> |
| <b>I. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DE LA RUPTURE DE FILM DANS LES CONTACTS LUBRIFIES.....</b>                                         | <b>17</b> |
| I.1. Introduction.....                                                                                                         | 17        |
| I.2. Le phénomène de rupture de film.....                                                                                      | 17        |
| <i>1.2.1. Définition et description.....</i>                                                                                   | <i>17</i> |
| <i>1.2.2. Distinction entre la rupture par séparation et la rupture par cavitation.....</i>                                    | <i>18</i> |
| I.3. Etude du comportement d'un film soumis à une action d'écrasement.....                                                     | 19        |
| <i>1.3.1. La rupture de film par effet d'écrasement.....</i>                                                                   | <i>19</i> |
| <i>1.3.2. La portance statique et la portance dynamique d'un film d'huile soumis à une action périodique d'écrasement.....</i> | <i>20</i> |
| I.4. Etude expérimentale de la rupture de film dans les paliers et les amortisseurs.....                                       | 23        |
| <i>1.4.1. Rupture de film dans les paliers cylindriques.....</i>                                                               | <i>23</i> |
| <i>1.4.2. Rupture de film dans les Amortisseurs à Film Fluide Ecrasé.....</i>                                                  | <i>25</i> |
| I.5. Modélisation de la zone de rupture de film.....                                                                           | 30        |
| <i>1.5.1. Les modèles usuels.....</i>                                                                                          | <i>31</i> |
| I.5.1.1. Le modèle de Gumbel.....                                                                                              | 31        |
| I.5.1.2. Le modèle de Swift-Stieber (Reynolds).....                                                                            | 32        |
| I.5.1.3. Application des modèles usuels.....                                                                                   | 33        |
| <i>1.5.2. Les modèles classiques.....</i>                                                                                      | <i>34</i> |
| I.5.2.1. La théorie classique de Jakobsson-Floberg-Olsson.....                                                                 | 34        |
| I.5.2.2. L'Algorithme de cavitation d'Elrod.....                                                                               | 36        |
| <i>1.5.3. Les nouveaux modèles.....</i>                                                                                        | <i>40</i> |
| I.6. Conclusion.....                                                                                                           | 44        |
| <br>Références Bibliographiques.....                                                                                           | <br>45    |

|                                                                                                                             |           |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>II. EQUATIONS GENERALES ET METHODES DE RESOLUTION NUMERIQUE.</b>                                                         | <b>56</b> |
| II.1. Introduction.....                                                                                                     | 56        |
| II.2. Equations générales du problème d'écrasement.....                                                                     | 56        |
| II.3. Conditions aux limites.....                                                                                           | 59        |
| II.4. Les équations régissant le comportement d'un film écrasé<br>périodiquement entre deux plaques solides parallèles..... | 59        |
| II.4.1. L'algorithme d'Elrod.....                                                                                           | 62        |
| a) Adimensionnement des équations.....                                                                                      | 65        |
| b) Discrétisation par la méthode ADI ( <i>Alternate Directions<br/>Implicit Method</i> ).....                               | 66        |
| II.4.2. L'Algorithme d'Elrod modifié.....                                                                                   | 67        |
| a) Adimensionnement des équations.....                                                                                      | 69        |
| b) Discrétisation par la méthode ADI.....                                                                                   | 70        |
| II.4.3. Discrétisation par la méthode des éléments finis.....                                                               | 71        |
| a) Mise en équation.....                                                                                                    | 71        |
| b) Conditions aux limites.....                                                                                              | 72        |
| c) Formulation éléments finis .....                                                                                         | 73        |
| d) Algorithme numérique.....                                                                                                | 75        |
| II.5. Résultats et analyse.....                                                                                             | 76        |
| II.5.1. Contact plan/plan.....                                                                                              | 76        |
| a) Effet de la fréquence $f$ .....                                                                                          | 77        |
| b) Effet de l'épaisseur moyenne $h_0$ .....                                                                                 | 78        |
| c) Effet de l'amplitude adimensionnée $\epsilon$ .....                                                                      | 79        |
| d) Effets de la rupture du film.....                                                                                        | 80        |
| II.5.2. Contact sphère/plan.....                                                                                            | 84        |
| II.5.3. Contact cylindre/plan.....                                                                                          | 87        |
| II.6. Conclusion.....                                                                                                       | 90        |
| <br><b>III. MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE.....</b>                                                                            | <b>92</b> |
| III.1. Introduction .....                                                                                                   | 92        |
| III.2. Dispositif et procédure expérimentale.....                                                                           | 92        |
| III.2.1. Dispositif d'essai.....                                                                                            | 93        |
| III.2.2. Paramètres de l'étude.....                                                                                         | 95        |
| III.2.3. Précision des mesures.....                                                                                         | 97        |

|                                                                                                                   |     |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| a) L'étalonnage des capteurs.....                                                                                 | 98  |
| b) Oscillations parasites des supports.....                                                                       | 98  |
| c) Déformation des plaques écrasantes.....                                                                        | 99  |
| d) Parallélisme des surfaces écrasantes.....                                                                      | 99  |
| e) Dégazage du bain d'huile et reproductibilité des essais.....                                                   | 100 |
| III.3. Evolution temporelle de la portance et formes de rupture de film<br>dans les trois contacts lubrifiés..... | 100 |
| III.3.1. Contact plan/plan.....                                                                                   | 101 |
| III.3.2. Contact disque/plan.....                                                                                 | 102 |
| III.3.3. Contact sphère/plan.....                                                                                 | 104 |
| III.3.4. Contact cylindre/plan.....                                                                               | 106 |
| III.4. Conclusion.....                                                                                            | 107 |

**IV. COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUES ET EXPERIMENTAUX ET  
ANALYSE DES VISUALISATIONS.....109**

|                                                                                   |     |
|-----------------------------------------------------------------------------------|-----|
| IV.1. Introduction.....                                                           | 109 |
| IV.2. Etude de l'évolution de la portance et de l'épaisseur mesurées du film..... | 110 |
| IV.2.1. Contact plan/plan.....                                                    | 110 |
| IV.2.1.1. Influence de l'épaisseur moyenne du film d'huile.....                   | 113 |
| IV.2.1.2. Influence de la fréquence des oscillations.....                         | 115 |
| IV.2.2. Contact sphère /plan.....                                                 | 117 |
| IV.2.2.1. Influence de l'épaisseur moyenne du film.....                           | 119 |
| IV.2.2.2. Influence de la fréquence des oscillations.....                         | 120 |
| IV.2.3. Contact cylindre /plan.....                                               | 120 |
| IV.2.3.1. Influence de la fréquence des oscillations.....                         | 122 |
| IV.3. Analyse des différents modes de rupture observés.....                       | 123 |
| IV.3.1. Visualisation de la rupture de film.....                                  | 123 |
| IV.3.1.1. Rupture par séparation due à l'introduction de l'air<br>ambiant.....    | 123 |
| a) Contact plan /plan.....                                                        | 123 |
| b) Contact cylindre/plan.....                                                     | 126 |
| c) Contact sphère /plan.....                                                      | 127 |
| IV.3.1.2. Rupture de film par séparation des gaz saturés.....                     | 128 |
| IV.3.2. Influence de la fréquence des oscillations.....                           | 130 |

|                                                                                                   |            |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| IV.3.3. <i>Influence de la hauteur du bain</i> .....                                              | 131        |
| IV.3.4. <i>Influence de la géométrie du contact</i> .....                                         | 132        |
| IV.4. Conclusion et perspectives.....                                                             | 133        |
| <b>CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....</b>                                                   | <b>136</b> |
| <b>LISTE DES TABLEAUX ET DES FIGURES.....</b>                                                     | <b>141</b> |
| <b>ANNEXES.....</b>                                                                               | <b>146</b> |
| I. Equation de conservation de la masse.....                                                      | 146        |
| II. La méthode Implicite des Directions Alternées (I.D.A) - l’algorithme<br>d’Elrod.....          | 149        |
| III. La méthode Implicite des Directions Alternées (I.D.A) - L’algorithme<br>d’Elrod modifié..... | 153        |
| IV. Comparaison des performances des trois codes de calcul.....                                   | 156        |
| IV.1. <i>Introduction</i> .....                                                                   | 156        |
| IV.2. <i>Influence du maillage et du pas de temps</i> .....                                       | 157        |
| IV.3. <i>Temps de convergence</i> .....                                                           | 158        |
| IV.4. <i>Gestion de la rupture et de la reformation de film</i> .....                             | 160        |
| IV.5. <i>Conclusion</i> .....                                                                     | 162        |
| V. Procédure de caractérisation de l’huile 10W40.....                                             | 162        |

---

## NOTATIONS

|                  |   |                                                                                         |
|------------------|---|-----------------------------------------------------------------------------------------|
| D                | : | variable universelle                                                                    |
| E                | : | forme intégrale                                                                         |
| Eps              | : | erreurs relatives (résidus)                                                             |
| $f$              | : | fréquence des oscillations, [Hz]                                                        |
| F                | : | fonction bascule (ou échelon) strictement positive                                      |
| $F_{st}$         | : | portance statique du film, [N]                                                          |
| g                | : | fonction bascule strictement positive                                                   |
| h                | : | épaisseur du film fluide, [m]                                                           |
| H                | : | épaisseur adimensionnée du film fluide, [h/ $h_0$ ]                                     |
| $h_0$            | : | épaisseur moyenne du film fluide, [m]                                                   |
| $h_1$            | : | amplitude des oscillations, [m]                                                         |
| $\ell$           | : | largeur du contact, [m]                                                                 |
| $\ell_x$         | : | dimension du contact lubrifié dans la direction $x$ , [m]                               |
| $\ell_z$         | : | dimension du contact lubrifié dans la direction $z$ , [m]                               |
| $\dot{m}_x$      | : | débit massique par unité de largeur dans la direction $x$ , [Kg/m]                      |
| $\dot{m}_z$      | : | débit massique par unité de largeur dans la direction $z$ , [Kg/m]                      |
| $n$              | : | direction normale à l'interface liquide/vapeur.                                         |
| N                | : | nombre de vitesse d'écrasement/arrachement de film, $\frac{\rho R^2 \omega^2}{P_{amb}}$ |
| O                | : | origine du repère cartésien                                                             |
| $p$              | : | pression du film fluide, [ $P_a$ ]                                                      |
| $P_{amb}$        | : | pression ambiante, [ $P_a$ ]                                                            |
| $P_{auxlimites}$ | : | pression aux limites du contact lubrifié, [ $P_a$ ]                                     |
| $P_{cav}$        | : | pression de vapeur saturante du film fluide, [ $P_a$ ]                                  |
| $P_{sat}$        | : | pression de saturation des gaz dissous, [ $P_a$ ]                                       |
| $r$              | : | remplissage, [m]                                                                        |
| R                | : | rayon de la plaque écrasante circulaire, [m]                                            |
| S                | : | nombre de Sommerfeld, $\frac{\mu \omega R^2}{P_{amb} h_0^2}$                            |
| $t$              | : | temps, [s]                                                                              |
| T                | : | temps adimensionné, $ft$                                                                |
| $t_f$            | : | température [°C]                                                                        |
| TAE              | : | temps expérimental d'arrachement de film, [s]                                           |
| TAN              | : | temps numérique d'arrachement de film, [s]                                              |
| TPE-             | : | temps expérimental de génération de portance négative, [s]                              |
| TPE+             | : | temps expérimental de génération de portance positive, [s]                              |
| TPEmax           | : | temps expérimental de génération de portance positive maximale, [s]                     |

|                                        |   |                                                                                                       |
|----------------------------------------|---|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| TPN-                                   | : | temps numérique de génération de portance négative, [s]                                               |
| TPN+                                   | : | temps numérique de génération de portance positive, [s]                                               |
| TPNmax                                 | : | temps numérique de génération de portance positive maximale, [s]                                      |
| $U$                                    | : | vitesse de rotation de l'arbre du palier hydrodynamique, [m/s]                                        |
| $(U_1, V_1, W_1)$ et $(U_2, V_2, W_2)$ | : | composantes de la vitesse des surfaces (1) et (2) respectivement dans les directions x, y et z, [m/s] |
| $u$                                    | : | composante de la vitesse du film fluide dans la direction x, [m/s]                                    |
| $v$                                    | : | vitesse d'écrasement/arrachement dans la direction y, [m/s]                                           |
| $V$                                    | : | vitesse adimensionnée d'écrasement/arrachement, $\frac{\partial(H)}{\partial t}$                      |
| $V_{\text{liquide}}$                   | : | volume de liquide, [m <sup>3</sup> ]                                                                  |
| $V_{\text{totale}}$                    | : | volume total, [m <sup>3</sup> ]                                                                       |
| $Vol$                                  | : | volume total du fluide, [m <sup>3</sup> ]                                                             |
| $w$                                    | : | composante de la vitesse du film fluide dans la direction z, [m/s]                                    |
| $W$                                    | : | fonction différentiable                                                                               |
| $W^*$                                  | : | dérivée de $W$                                                                                        |
| $W(t)$                                 | : | évolution temporelle de la portance du film fluide, [N]                                               |
| $W_{\text{max}}$                       | : | portance maximale du film, [N]                                                                        |
| $W_{\text{min}}$                       | : | portance minimale du film, [N]                                                                        |
| $x_f$                                  | : | frontière de la zone de reformation                                                                   |
| $x_r$                                  | : | frontière de la zone de rupture                                                                       |
| $\Delta t$                             | : | intervalle du temps, [s]                                                                              |
| $\Delta x$                             | : | pas du maillage suivant x, [m]                                                                        |
| $\Delta z$                             | : | pas du maillage suivant z, [m]                                                                        |
| $\beta$                                | : | module de compressibilité, [Pa]                                                                       |
| $\varepsilon$                          | : | amplitude adimensionnée des oscillations, $h_1/h_0$                                                   |
| $\mu$                                  | : | viscosité du film fluide, [Pa.s]                                                                      |
| $\theta$                               | : | taux de mixture                                                                                       |
| $\theta_{\text{aux limites}}$          | : | taux de mixture aux limites du contact lubrifié                                                       |
| $\rho$                                 | : | masse volumique du film fluide à la pression $p$ , [Kg/m <sup>3</sup> ]                               |
| $\rho_c$                               | : | masse volumique du liquide à la pression de rupture $p_{cav}$ , [Kg/m <sup>3</sup> ].                 |
| $\Omega$                               | : | zone active                                                                                           |
| $\Omega_0$                             | : | zone inactive                                                                                         |
| $\Omega^-$                             | : | frontière de rupture                                                                                  |
| $\Omega^+$                             | : | frontière de reformation                                                                              |
| $\partial\Omega$                       | : | frontière séparant $\Omega_0$ et $\Omega$                                                             |
| $\Re$                                  | : | nombre de Reynolds modifié, $\frac{\rho \cdot h^2 \cdot \omega}{\mu}$ .                               |

---

## INTRODUCTION GENERALE

Les huiles sont largement utilisées sous forme de film mince dans les dispositifs mécaniques lubrifiés pour réduire l'usure due au frottement et créer un amortissement en vue de dissiper les vibrations mécaniques indésirables. L'équation générale de la mécanique des films minces visqueux permet, compte tenu de la géométrie et de la cinématique des surfaces qui forment le contact, de déterminer les caractéristiques de l'écoulement d'un film de faible épaisseur et en particulier sa capacité à empêcher le contact direct entre les solides. En 1886, O. Reynolds [103] a proposé une forme simplifiée de cette équation bien adaptée aux problèmes de lubrification hydrodynamique et qui a été utilisée, dès le début du 20<sup>e</sup> siècle, pour le calcul des butées et des paliers.

Cette équation met en évidence trois mécanismes de génération de pression et donc de création de portance hydrodynamique en lubrification : l'effet du « coin d'huile », l'effet d'étirement et l'effet d'écrasement. La portance produite sous l'effet du coin d'huile peut être obtenue en créant un écoulement par une action de cisaillement du film entre deux surfaces non parallèles. La génération de pression par cet effet est le mécanisme le plus rencontré. En effet, les paliers et les butées hydrodynamiques représentent la grande majorité des applications où l'effet du « coin d'huile » génère une pression hydrodynamique capable de supporter les charges appliquées et d'éviter le contact direct entre les solides. La création d'un écoulement et la génération d'une portance par l'effet d'étirement nécessitent qu'une surface de contact se dilate ou se contracte à une vitesse variable. Quant à l'écoulement sous l'effet d'écrasement, il peut être provoqué par l'action d'une plaque supérieure exécutant, par rapport à une plaque inférieure fixe, un mouvement d'approche à une vitesse constante normale au contact lubrifié. Dans cette configuration, le film d'huile nécessite un certain temps pour être écrasé complètement. Une oscillation soutenue de la plaque supérieure autour d'une valeur moyenne assure la permanence du film. Ce concept est exploité dans les Amortisseurs à Film Fluide Ecrasé (AFFE) pour éliminer les vibrations et réduire le bruit des rotors. Dans les paliers soumis à un chargement dynamique tels que ceux de vilebrequin ou de

bielles de moteurs thermiques, ce phénomène d'écrasement périodique de film contribue à l'augmentation de la portance hydrodynamique.

Les pressions et les portances générées par l'écrasement ou par le cisaillement d'un film fluide peuvent être identiques du moment que, dans l'équation de Reynolds qui régit le comportement du film, le terme d'écrasement et celui dû au coin d'huile sont de même ordre de grandeur. Dans des configurations géométriques et cinématiques typiques des surfaces en contact, la pression hydrodynamique peut atteindre un pic puis décroître jusqu'à une valeur inférieure à la pression ambiante. Ce niveau de chute de la pression peut entraîner le phénomène de rupture du film d'huile communément désigné par le vocable cavitation.

La rupture due à l'effet du cisaillement du film d'huile est bien identifiée. A titre d'exemple, les effets de cette rupture sur la performance et la stabilité des paliers soumis à un chargement statique sont maîtrisés et bien documentés dans la littérature. A contrario, la rupture produite par l'effet d'écrasement périodique du film d'huile est non encore bien maîtrisée. Dans les paliers hydrodynamiques de moteurs d'automobiles ou ceux d'AFPE de moteur de turbine d'avion, par exemple, cet effet consiste en des actions d'écrasement et d'arrachement alternées du film lubrifiant occasionnées respectivement par la fluctuation de la pression dans la chambre d'explosion ou par des déséquilibres dynamiques. Ces actions provoquent des changements temporels de l'épaisseur locale du film et peuvent conduire à une rupture non stationnaire (cavitation dynamique) qui peut occasionner des dommages sévères aux parois. Ce type de rupture du film liquide génère des formes beaucoup plus complexes non encore bien identifiées. De plus, l'étendue de la zone de rupture dite zone inactive conditionne la prédiction précise du frottement, de la portance hydrodynamique, du débit et de la température effective du film lubrifiant. Aussi, la délimitation précise des frontières de la zone de rupture et la prévision correcte de son évolution sont indispensables pour prédire avec précision les paramètres globaux de performance notamment le débit et la portance. Dans ce sens, plusieurs modèles qui entreprennent la détermination de la zone de rupture ont été proposés. A ce jour, les modèles qui utilisent la formulation d'Elrod basée sur la théorie JFO sont les plus répandus et semblent les mieux adaptés. Cependant, les études expérimentales réalisées notamment sur les paliers et les amortisseurs prouvent l'incapacité de ces modèles à reproduire fidèlement les formes de rupture observées et à prendre en compte la formation d'une mixture due en particulier à la pénétration de l'air ambiant. Ceci confirme la nécessité d'affiner davantage les modèles et de procéder à une validation expérimentale. Notre étude

entreprend la validation d'une version modifiée du modèle d'Elrod dans le contexte d'un film écrasé périodiquement entre deux surfaces, l'objectif étant de voir quel est le modèle capable de simuler correctement le comportement du film d'huile et de prédire sa portance. Les résultats obtenus sont comparés et validés expérimentalement.

Dans le premier chapitre de ce mémoire, le phénomène de rupture de film est décrit et ses modes d'apparition sont explicités. Ensuite, les principaux travaux qui ont abordé l'étude expérimentale de la rupture de film produite par effet d'écrasement dans les paliers cylindriques et les amortisseurs sont présentés. Enfin, l'essentiel des études numériques ayant traité la modélisation de la zone de rupture de film est rapporté.

Le Chapitre II est consacré à la présentation de l'équation de Reynolds adaptée au cas d'un film soumis uniquement à une action d'écrasement/arrachement entre deux plaques solides. Après avoir intégré la version modifiée de l'algorithme d'Elrod, la discrétisation en différences finies et en éléments finis des équations ainsi obtenues est présentée. Les résultats de ces deux formulations sont ensuite comparés et un choix définitif de la formulation la plus adaptée est réalisé. Pour la validation des modèles adoptés et des codes de calcul élaborés, un banc d'essai est conçu et réalisé. Sur ce banc, la géométrie du contact, l'épaisseur moyenne du film, l'amplitude et la fréquence des oscillations peuvent être variées. Pour chaque configuration, la portance et l'épaisseur du film sont simultanément mesurées et les formes de rupture sont visualisées.

Une description détaillée de ce banc est donnée en chapitre III. Ce chapitre précise également les paramètres des essais, la procédure expérimentale et les dispositions techniques et technologiques prises pour effectuer des mesures fines et garantir la fiabilité de l'étude. A la fin de ce chapitre, quelques exemples d'évolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film ainsi que quelques visualisations de la rupture dans les différents contacts étudiés sont présentés.

Au Chapitre IV, ces évolutions sont analysées en vue de comprendre le comportement du film en phase d'écrasement et d'arrachement dans chaque type de contact. Ce chapitre est consacré aussi à l'analyse des visualisations obtenues sur le banc afin de distinguer les types de rupture, de mettre en exergue les paramètres géométriques et cinématiques des surfaces qui affecteront leur mode d'apparition, leurs formes et leur évolution. Une comparaison de la portance

mesurée expérimentalement et celle calculée par les codes développés est réalisée en fin de ce chapitre. Cette comparaison est abordée à travers l'examen de l'effet de l'épaisseur moyenne du film d'huile et de la fréquence sur la portance du film en écrasement et en arrachement. L'étude permettra de vérifier la concordance des résultats, d'expliquer les éventuelles différences observées et de relever les éléments à considérer dans la modélisation afin d'améliorer la précision de la description des formes observées.

Enfin, dans la conclusion générale, nous dégagerons les principaux résultats de notre travail et nous proposerons des perspectives de prolongement de nos études expérimentales et numériques.

---

---

## Chapitre I

---

### ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE DE LA RUPTURE DE FILM DANS LES CONTACTS LUBRIFIES

#### 1.1. Introduction

La rupture de film est un phénomène courant dans les dispositifs mécaniques lubrifiés notamment dans les paliers et les amortisseurs. Dans ces dispositifs, l'apparition d'une zone de rupture au sein du film peut nuire à leurs performances et plus particulièrement à leur portance. Plusieurs études ont été réalisées afin de comprendre le phénomène de rupture et de déterminer les conditions qui favorisent son déclenchement et son développement. Dans un premier temps, nous commencerons par décrire le phénomène de rupture de film ainsi que ses modes d'apparition. Ensuite, nous aborderons le cas de la rupture de film par effet d'écrasement et nous présenterons l'essentiel des études expérimentales de ce phénomène dans les paliers et les amortisseurs. Enfin, nous rapporterons les travaux théoriques et numériques qui s'intéressent à la rupture et la reformation du film lubrifiant dans un grand panorama de contacts.

#### 1.2. Le phénomène de rupture de film

##### *1.2.1. Définition et description*

La rupture du film lubrifiant est un phénomène physique qui se manifeste par la formation de poches de vapeur ou de gaz dans les zones d'un film liquide en dépression. Fréquemment rencontré dans les machines hydrauliques, ce phénomène peut aussi avoir lieu dans le cas des paliers hydrodynamiques. En fonction du niveau de chute de la pression, la rupture de film peut se produire selon trois modes [28] :

- 1) Lorsque la pression au sein du film est en deçà de la pression ambiante ( $P < P_{amb}$ ), de l'air ou du gaz, en provenance de l'atmosphère, peut s'introduire dans les régions en dépression.
- 2) Quand la pression est inférieure à la pression de saturation des gaz dissous dans le film lubrifiant ( $P < P_{sat}$ ), ces gaz peuvent être expulsés.
- 3) Au moment où la pression au sein du film atteint la pression de vapeur saturante ( $P < P_{vap}$ ), le lubrifiant liquide se vaporise à température ambiante.

Selon la forme et la cinématique du contact, les visualisations de l'écoulement mettent en évidence, dans la zone de rupture de film, soit une juxtaposition de filets d'air (gaz) et de lubrifiant (paliers lisses), soit des bulles [38].

Dans la littérature, la rupture de film d'huile est souvent désignée par le vocable *cavitation*. Selon cette désignation, les deux premiers processus représentent la *cavitation gazeuse*, tandis que le dernier caractérise la *cavitation de vapeur*. Désormais, les expressions « rupture de film par séparation » et « rupture de film par cavitation » seront privilégiées pour désigner respectivement la cavitation gazeuse et la cavitation de vapeur.

Dans les applications pratiques de la lubrification hydrodynamique, la rupture par séparation et la rupture par cavitation peuvent simultanément avoir lieu, sauf si des dispositions sont prises pour autoriser l'une ou l'autre. Par exemple, l'huile peut être dégazée de manière à éviter la rupture par séparation, sinon une grande pression d'alimentation est appliquée pour que la rupture par cavitation ne soit plus possible [108]. Si aucune de ces dispositions n'est prise, il importe de distinguer les bulles gazeuses des bulles de vapeur pour pouvoir identifier et localiser chaque mode de rupture.

### ***1.2.2. Distinction entre la rupture par séparation et la rupture par cavitation***

Des études expérimentales ont permis d'établir, sur la base de quelques différences marquantes, ce qui distingue la rupture par séparation de la rupture par cavitation. En comparant le temps de vaporisation d'huile à celui de la diffusion d'un gaz, Sun et Brewe [118] concluent que les bulles qui apparaissent durant une période de mouvement doivent contenir de la vapeur d'huile car les gaz dissous nécessitent beaucoup plus de temps (des centaines de révolution de l'arbre) pour émerger de la solution, se développer et avoir une forme et une étendue stables. Par ailleurs, Jacobson et Hamrock [54, 55] remarquent que les

bulles de vapeur explosent instantanément et sans aucune résistance quand la pression du film approche la pression atmosphérique tandis que les bulles de gaz persistent et résistent à des pressions élevées.

### **I.3. Etude du comportement d'un film soumis à une action d'écrasement**

En lubrification hydrodynamique, l'écrasement de film lubrifiant est l'un des mécanismes de génération de pression positive. Le terme de film écrasé est appliqué au phénomène qui se produit lorsque deux surfaces lubrifiées s'approchent l'une de l'autre avec une vitesse normale. Sous l'effet d'écrasement, le film d'huile retenu entre les surfaces devient autoportant et empêche ainsi la réalisation du contact direct. La permanence de ce film est assurée si la surface mobile effectue un mouvement oscillatoire. Ce dernier principe est exploité dans les Amortisseurs à Film Fluide Ecrasé pour atténuer les vibrations et réduire le bruit des rotors. Dans les paliers soumis à un chargement dynamique, l'écrasement périodique du film est involontairement produit. C'est particulièrement le cas des paliers de vilebrequin ou de bielles de moteurs thermiques.

#### ***1.3.1. La rupture de film par effet d'écrasement***

Dans les paliers chargés dynamiquement, un film d'huile de faible épaisseur est soumis à des actions d'écrasement–arrachement alternées transitoires ou périodiques. Lors de la phase d'écrasement (compression), il y a génération de la pression hydrodynamique au sein du fluide. La détermination du champ de pression permet de déterminer la performance du film écrasé, notamment sa portance. Lors de la phase d'arrachement (traction), la pression hydrodynamique chute au-dessous de la pression ambiante provoquant, sous certaines conditions, l'apparition de zones de rupture de film sous forme de poches ou bulles de gaz (air) ou de vapeur d'huile. L'étendue de ces zones varie de manière spatio-temporelle.

En 1964, Hays et Feiten [46] prouvent expérimentalement que la rupture d'un film peut avoir lieu suite à une action de séparation de deux surfaces circulaires en contact entièrement immergées dans un liquide. Rodrigues [104] prédit une forme de rupture au centre d'un film soumis à une action d'écrasement entre deux plaques circulaires. En 1982, Parkins et Stanley [93] étudient théoriquement et expérimentalement le comportement d'un film d'huile écrasé périodiquement entre deux plaques carrées rigides. L'étude expérimentale est réalisée pour

une épaisseur de film d'huile, une amplitude et une fréquence d'oscillations variables. Les mesures montrent l'existence de pressions sous-ambiantes et parfois des pressions sous-zéro à l'intérieur du film. Ces mesures de pression ont été effectuées par un capteur de pression de type diaphragme. Trois modes de rupture de film similaires à ceux décrits par Dowson et Taylor [28] ont été identifiés et Parkins et Stanley [93] les classent selon trois régimes:

- Régime 1 : pas de rupture à tout instant du cycle oscillatoire ;
- Régime 2 : formation des bulles à l'intérieur du film ;
- Régime 3 : apparition de bulles d'air (gaz) provenant de l'ambiance extérieure du film.

L'existence des deux derniers régimes dépend de la géométrie des surfaces de contact, de l'épaisseur moyenne du film, de l'amplitude et de la fréquence des oscillations. De plus, le déclenchement du deuxième régime est conditionné par la présence de gaz dissous dans le film, tandis que le déclenchement du dernier est fortement influencé par la profondeur du bain d'huile. Sous certaines conditions, les régimes 2 et 3 peuvent coexister durant une oscillation. Pourtant, chaque régime est caractérisé par un mode de formation, ainsi que par l'étendue des bulles [93]. Parkins et Woollam [94] remarquent ensuite l'existence de quatre sous régimes du régime 3. Bien que l'évolution temporelle de la pression soit identique pour les quatre sous-régimes, ces derniers se différencient par la manière avec laquelle les bulles sont formées.

Malgré les efforts fournis par les auteurs pour comprendre la rupture produite par une action d'écrasement périodique d'un film d'huile, le champ limité de variables considérées et la diversité des formes de rupture observées rendent difficile la formulation d'une classification. De ce fait, Parkins [91] préconise une étude paramétrique complète et une procédure rigoureuse de classification pour distinguer toutes les formes de rupture de film possibles. Ceci constituera une base sur laquelle les analystes peuvent formuler des modèles adaptés.

### ***1.3.2. La portance statique et la portance dynamique d'un film d'huile soumis à une action périodique d'écrasement***

Pour étudier l'écrasement périodique d'un film lubrifiant, il est important de distinguer entre un système à film écrasé « libre » et un autre « fixe ». Le premier fait référence aux systèmes les plus rencontrés dans la pratique dans lesquels un composant subit des forces extérieures

telle que la pesanteur en plus de la portance générée par l'action d'écrasement. Le second est un système « idéal » dans lequel un mouvement et une force harmoniques sont imposés. Ce système est utile pour le développement analytique de problème de film écrasé en vue de montrer, par exemple, les contributions des forces visqueuses et des forces d'inertie [62].

Parkins et Stanley [93] étudient théoriquement et expérimentalement l'écrasement de film selon la première configuration (mouvement non harmonique). Ils trouvent que la pression mesurée en écrasement possède un extremum qui dépasse son équivalent en arrachement. De plus, la composante négative de la pression mesurée pendant une période d'oscillation dure plus longtemps que la composante positive, mais avec un extremum en valeur absolue relativement moins élevé. Les auteurs attribuent l'asymétrie du champ de pression à l'inertie du fluide. L'étude théorique de Parkins et Stanley [93] surestime la pression maximale positive par un facteur compris entre 1.0 et 4.0 et la portance positive du film d'huile par un facteur situé entre 1.4 et 2.0. Ces écarts entre les valeurs théoriques et celles mesurées ne peuvent être justifiés, selon les auteurs, par le défaut de parallélisme des plaques écrasantes. En effet, les auteurs montrent que ce défaut génère une différence qui ne dépasse pas 1%. Ils prouvent également que le défaut de parallélisme augmente la portance et la pression du film et déplace l'extremum positif de cette dernière du côté de la plus petite distance entre les plaques. Pour réduire les écarts observés, Parkins et Stanley [93] suggèrent une remise en cause des conditions aux limites et recommandent d'examiner l'impact de l'inertie du fluide.

Hashemi et Roynance [45] étudient théoriquement le comportement d'un film d'huile écrasé par une plaque plane animée d'un mouvement sinusoïdal soutenu (système idéal). Dans cette configuration, ils trouvent que le champ de pression du film fluide en régime visqueux est symétrique (extremum positif = |extremum négatif|). En considérant l'inertie du fluide, l'intensité de la pression négative devient en valeur absolue plus grande que la pression positive. De ce fait, la portance dynamique du film exhibe un extremum négatif plus grand en valeur absolue que son équivalent positif. De plus, ils trouvent que cette portance croît en augmentant l'amplitude adimensionnée ( $\epsilon$ ), le nombre de Sommerfeld ( $S$ ) et le nombre de vitesse d'écrasement/arrachement ( $N$ ) avec, en plus, un déplacement de la position du maximum de la portance négative vers la position de l'épaisseur minimale du film [45].

Lors d'une action d'écrasement périodique, le film lubrifiant génère une portance statique en plus de la portance dynamique. Cette portance statique augmente l'épaisseur moyenne du film et peut agir, selon les conditions, en écrasement et en arrachement [45, 92, 93].

En 1972, Kauzlarich [62] prédit l'existence de cette portance statique pour un patin circulaire. Il a réalisé une vérification expérimentale qualitative. Selon cet auteur, cette portance est due aux effets d'inertie et non aux forces visqueuses du fluide. Hashemi et Roylance [45] confirment ce constat dans le cas d'un film d'huile assujéti à un mouvement d'écrasement sinusoïdal soutenu. Les auteurs déterminent ensuite analytiquement la relation qui permet de la calculer:

$$F_{st} = \frac{33}{180} \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} - 1 \right] N$$

Selon cette relation, la portance statique dépend de l'amplitude adimensionnée  $\varepsilon$  (taux d'excursion) et du nombre de la vitesse d'écrasement/arrachement ( $N$ ).

Pour un mouvement d'oscillation non purement sinusoïdal, Parkins et al. [93, 94] montrent que cette portance est générée même dans les conditions où le régime visqueux domine. Ils quantifient ensuite cette portance et trouvent qu'elle représente 0.1 à 0.2% de la portance dynamique maximale. Ils montrent également qu'elle est influencée inversement par l'épaisseur initiale du film d'huile  $h_0$  et directement par l'amplitude  $h_1$  et la fréquence  $f$  des oscillations. La mesure exacte de cette portance statique est aussi conditionnée par la quantité de bulles emprisonnées dans le film [91].

Pascovici et Rădulescu [96] déterminent analytiquement la distribution de la pression et la portance dynamique d'un film fluide non-newtonien écrasé entre deux surfaces circulaires parallèles. Rădulescu [100, 101, 102] examine ensuite pour ce type de fluide l'influence du glissement du film aux parois solides, de la déformation et de la texturation des surfaces sur les performances du film écrasé.

L'étude du comportement d'un film de faible épaisseur soumis à une action d'écrasement entre deux surfaces illustre qualitativement le comportement de la rupture transitoire locale produite en phase d'inversion de la charge dynamique appliquée dans les paliers cylindriques tels que ceux de vilebrequin ou de bielles de moteurs thermiques ou encore d'amortisseur à

film fluide écrasé. Le problème clef est le chargement dynamique qui provoque des changements périodiques ou transitoires de l'épaisseur du film et conduit à l'apparition de zones de rupture non stationnaires. Dans ces paliers, l'apparition de zones de rupture peut influencer leur comportement et nuire à leur performance. La maîtrise du comportement des paliers dans plusieurs systèmes mécaniques a nécessité la mise au point de plusieurs modèles de rupture dits aussi modèles de cavitation. A ce jour, la conception et le dimensionnement de ces dispositifs s'appuient fondamentalement sur des études expérimentales.

#### I.4. Etude expérimentale de la rupture de film dans les paliers et les amortisseurs

##### I.4.1. Rupture de film dans les paliers cylindriques

Les paliers hydrodynamiques sont souvent utilisés pour le guidage et le support d'arbres de dimensions importantes. La configuration la plus simple est celle d'un palier cylindrique. Ce dernier est constitué d'un arbre et d'un alésage de rayons très voisins séparés généralement par un lubrifiant (figure I.1).

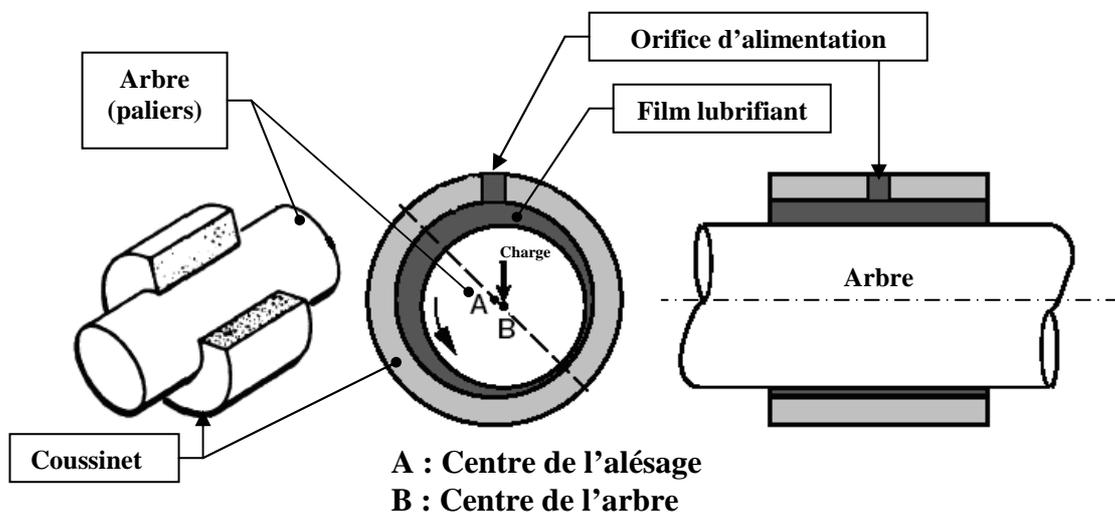


Figure I.1 : Schéma d'un palier cylindrique

Lorsque certaines conditions de fonctionnement (vitesse de rotation, charge supportée, ...etc.) sont réunies, l'axe de l'arbre est excentré par rapport à celui du coussinet, créant un espace convergent-divergent. Lorsque le lubrifiant, en général une huile minérale, est entraîné dans l'espace convergent, sa pression hydrodynamique augmente et s'oppose à la charge appliquée. Dans la zone divergente, l'huile est détendue et sa pression peut atteindre des valeurs sous-

ambiantes. Cette situation peut provoquer la pénétration de l'air (gaz) ambiant ou le dégagement des gaz (air) dissous dans le film (rupture par séparation). Parfois, la pression continue de chuter et peut causer la vaporisation d'huile (rupture par cavitation).

La rupture par cavitation peut endommager les surfaces d'un palier tandis que la rupture par séparation influence sa performance mais n'altère pas ses surfaces [10, 11, 12, 16, 37, 63]. En effet, la pression de vapeur saturante à température ambiante de la plupart des huiles est proche du zéro absolu. Lorsque la pression dans le film d'huile atteint cette valeur, des bulles de vapeur d'huile se forment. L'augmentation de la pression du liquide cause l'effondrement par implosion de ces bulles. Cet effondrement endommage par érosion les surfaces métalliques avoisinantes. Ce phénomène surgit sous certaines conditions de chargement dynamique et il est fréquemment observé dans les paliers principaux de vilebrequin de moteur thermique [29].

Dowson et Taylor [28] fournissent quelques formes de rupture observées dans le cas d'un film de faible épaisseur formé entre un cylindre en rotation et une plaque plane fixe (figures I.2, I.3, I.4 et I.5).

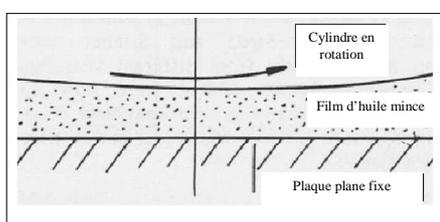


Figure I.2 : Schéma d'un contact cylindre/plan

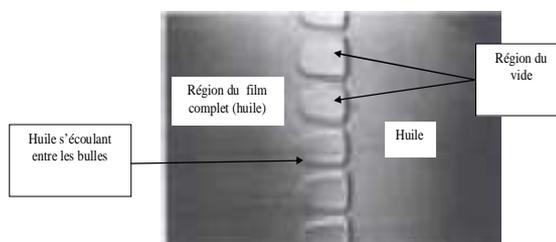


Figure I.3: Forme de rupture observée à faible vitesse.

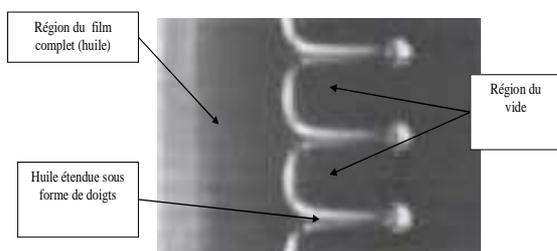


Figure I.4: Forme de rupture observée à vitesse modérée.

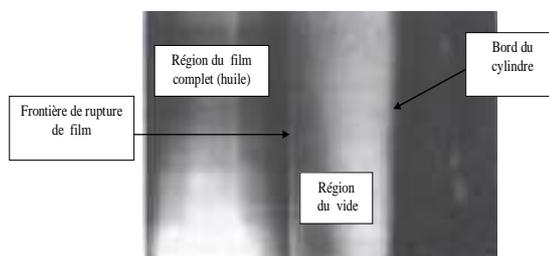


Figure I.5: Forme de rupture observée à vitesse élevée.

De nombreuses études expérimentales ont été réalisées pour déterminer les conditions de déclenchement de la rupture dans les paliers hydrodynamiques [28, 68, 72, 95]. Dans le cas d'un palier soumis à un chargement statique, cette rupture se manifeste sous forme de poches d'air (gaz) ou de vapeur occupant une zone et une position fixes [28, 38] (figure I.6).

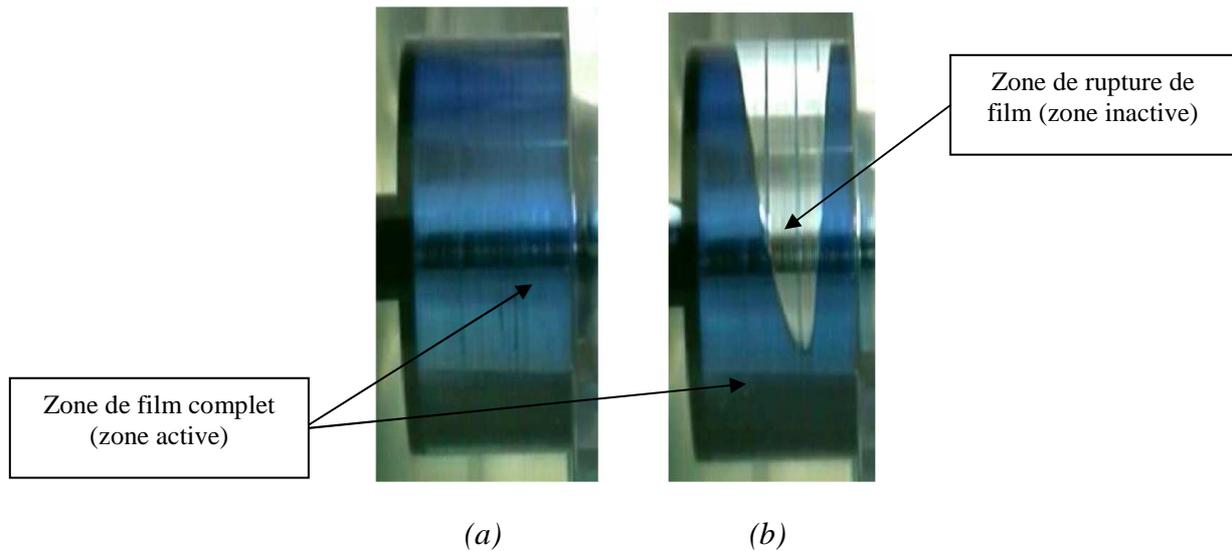


Figure I.6: Palier lisse soumis à un chargement statique [109]  
 (a) fonctionnement avec un film complet  
 (b) fonctionnement avec un film rompu

Quant aux paliers chargés dynamiquement, les premières visualisations de la rupture sont dues à Cole et Hugues [19]. Pour ce type de paliers, la rupture du film est produite durant chaque cycle de chargement [36, 56], quand la pression dans le film lubrifiant devient soudainement négative, sauf en cas d'un chargement léger [76, 77, 78]. La zone de rupture apparaît sous forme de doigts d'air assez grands et irréguliers en mouvement au sein du film d'huile [24].

#### ***1.4.2. Rupture de film dans les Amortisseurs à Film Fluide Ecrasé***

Les Amortisseurs à Film Fluide Ecrasé (AFFE), traduction du terme anglais *Squeeze Film Damper*, sont employés dans les systèmes mécaniques assujettis à des problèmes vibratoires aigus. Ils constituent l'une des solutions techniques la plus intéressante proposée ces dernières décades, du fait de leur forte capacité d'amortissement et de leur relative simplicité de construction [105].

L'AFFE consiste en une couche fluide, généralement une huile, interposée entre un palier de la machine et le bâti. Les forces hydrodynamiques générées par l'action d'écrasement du film d'huile s'avèrent capables d'atténuer les vibrations du rotor, d'améliorer la stabilité du système et de réduire la transmissibilité à l'environnement. L'AFFE est alors incorporé dans les systèmes mécaniques dans le but spécifique de dissiper de l'énergie mécanique. La

structure d'un AFFE ressemble à celle des paliers hydrodynamiques. Ils assurent la portance du rotor en plus de la fonction d'amortissement (figure I.7).

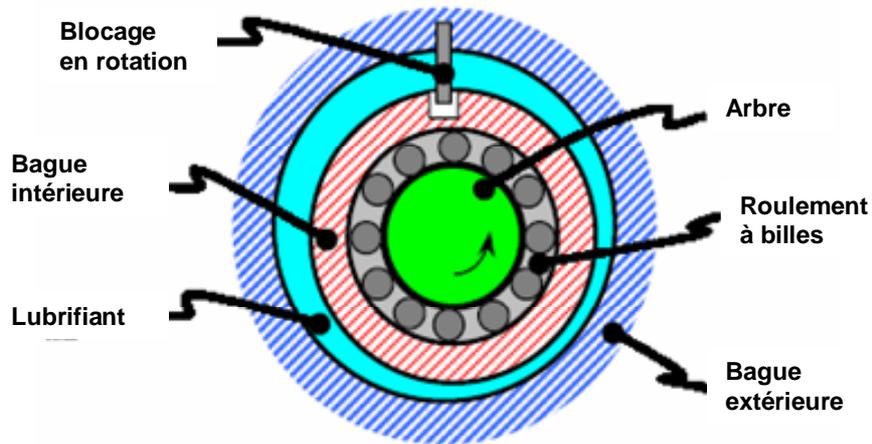


Figure I.7: Une configuration typique d'un AFFE

Dès 1889, l'amortisseur de type *squeeze film* est utilisé par PARSONS dans les compresseurs à vapeur. En industrie automobile, la première application de ce type d'amortisseur est attribuée à Rolls Royce [16].

L'objectif visé par l'utilisation d'un AFFE dépend de l'application pour laquelle le dispositif mécanique est destiné. Dans le cas de compresseurs à vapeur, par exemple, l'AFFE est utilisé en série avec un palier hydrodynamique pour atténuer les vibrations au passage des vitesses critiques à effet déstabilisateur du système [79]. Grâce à l'amortissement apporté par l'AFFE, cette instabilité est supprimée avec efficacité et la plage de fonctionnement stable des compresseurs est, de ce fait, étendue [107]. Dans le domaine aéronautique, la problématique est sensiblement différente. Pour une question de fiabilité et de sécurité [123], le guidage du rotor est communément assuré par des roulements à billes ou à rouleaux qui ne fournissent qu'un amortissement très faible. Lorsque des vitesses critiques sont traversées, des vibrations d'amplitude dangereusement importante sont atteintes. L'introduction d'une source de dissipation de l'énergie devient ainsi fondamentale pour assurer le passage des résonances sans risque de casse pour le système mécanique et augmenter le confort vibratoire dans l'avion. Outre l'exigence d'atténuation des vibrations du rotor, il y a le souhait d'optimiser le poids des moteurs aéronautiques à travers la réduction des charges dynamiques transmises à ses supports par les paliers hydrodynamiques.

Les applications de l’AFFE ne se restreignent pas qu’aux paliers de compresseurs et de moteurs à réaction. Il peut être utilisé, entre autres, dans des pompes centrifuges [18], au niveau du support de trains d’engrenage [14, 15] ou allié à des paliers magnétiques dans les systèmes de stockage d’énergie [22].

Plusieurs études théoriques et expérimentales sont réalisées sur les AFFEs au fur et à mesure que ses applications dans les systèmes mécaniques se répandaient. Ces études ont permis de prédire et mesurer les paramètres globaux de performance de l’amortisseur et de mettre en relief un certain nombre de facteurs qui conditionnent fortement son comportement. La rupture du film lubrifiant constitue l’un de ces principaux facteurs.

En 1970, White [129] réalise les premières visualisations des écoulements dans un AFFE. Ces visualisations révèlent l’existence de poches de gaz (air) sous forme de doigts qui grandissent et rétrécissent durant un cycle de rotation de l’arbre. Quatre ans plus tard, Marsh [72] remarque que les bulles formées et observées dans l’amortisseur d’essai de White persistent même dans les zones où la pression du film est grande. De plus, il note que la portance hydrodynamique mesurée sur l’amortisseur ne représente que 5 à 25% des valeurs prédites. Cet écart important est confirmé plus tard par Hibner et Bansal [50] et Walton et al. [128] pour un amortisseur dont le centre décrit une orbite circulaire centrée. Marsh [72] attribue cette réduction de portance principalement à la compressibilité du lubrifiant tandis que Hibner et Bansal [50] montrent du doigt la création de fluide à deux phases suite à la libération des gaz dissous dans le film liquide. Selon Walton et al. [128], les modèles de rupture de film, dits aussi de cavitation, ne conviennent pas pour prédire la portance dans un amortisseur du moment qu’ils sont encore incapables de considérer les phénomènes observés dans la zone dynamique de rupture. Par ailleurs, ils révèlent la forte influence du système d’alimentation sur la forme et l’étendue des poches formées.

En dépit du système d’alimentation utilisé, le dispositif d’étanchéité de l’amortisseur influence le champ de pression générée et le mode de rupture du film provoquée. La résolution des problèmes relatifs aux AFFEs nécessite donc la définition de conditions aux limites adaptées au dispositif d’étanchéité mis en place. Trois types de conditions aux limites peuvent être définis pour modéliser le flux dans un amortisseur [105]:

a) AFFE ouvert : Quand aucune restriction n'est imposée au flux axial sortant de l'amortisseur, celui-ci est dit ouvert et une pression constante, normalement la pression ambiante, est définie aux extrémités.

b) AFFE fermé : Quand le flux à travers les extrémités de l'amortisseur est interdit grâce aux joints montés très serrés, tels que les joints toriques, l'AFFE est considéré dans ce cas comme parfaitement étanche et les conditions aux limites expriment ainsi un flux axial nul au niveau des extrémités.

c) AFFE partiellement fermé : Cette condition est la plus courante, puisque des joints sont souvent utilisés pour réguler le débit de fuite de manière à permettre une gestion correcte du renouvellement d'huile [1, 121].

Il a été constaté expérimentalement que la restriction de l'écoulement axial par l'intermédiaire de joints permet d'augmenter la capacité d'amortissement de l'AFFE [59, 60]. Cependant, la réduction du débit de fuite qui en résulte intervient dans le mécanisme d'évacuation de chaleur de l'AFFE, si bien que la fermeture excessive des extrémités engendre un risque d'échauffement de l'huile au-delà de ses limites de tenue à la température.

L'évolution des moyens de mesure et de visualisation a permis de suivre le mouvement de la zone de rupture et de visualiser l'écoulement de film lubrifiant dans les AFFEs [108, 133, 134, 135, 136]. Pour les AFFEs étanches, les observations sur l'écoulement rejoignent celles évoquées par Hibner et Bansal [50] et Walton et al. [128].

En résumé, trois modes de rupture de film identiques à ceux identifiés et répertoriés par Dowson et Taylor [28] ont été repérés durant le fonctionnement des AFFE:

- *Rupture par séparation gazeuse (ou Pseudo cavitation)* : apparaît dans les AFFEs ventilés (ouverts) opérant à des fréquences faibles et avec des mouvements d'amplitude petite à modérée. Des bulles sont formées par les gaz dissous libérés. Les bulles en mouvement apparaissent sans effet sur la pression générée dans la zone du film complet.
- *Rupture par séparation due à l'ingérence et l'emprisonnement de l'air* : apparaît dans les amortisseurs ventilés fonctionnant à des fréquences élevées et avec une faible pression d'alimentation. Une pression d'aspiration (suction) amène de l'air à s'introduire dans le

film d'huile via les extrémités de l'AFFE. L'air s'introduit sous forme de doigts irréguliers entourés par des filets d'huile. Ces zones d'air peuvent rétrécir et se diviser en petites zones ou encore se diffuser dans le lubrifiant. Lorsque la quantité d'air introduite dans le film est très importante, le fluide amortisseur acquiert un caractère biphasique. Le fonctionnement à des fréquences très élevées permet d'affiner davantage la distribution des bulles et conduit à la formation d'une mousse [134]. Bien que non nocive pour les surfaces métalliques, la présence d'air dans la partie sur-ambiante du champ de pression réduit considérablement la portance dynamique et les capacités d'amortissement (forces tangentielles) pénalisant, ainsi la performance de l'amortisseur [23, 24, 26, 38, 49, 128, 137].

- *Rupture par Cavitation du lubrifiant* : apparaît dans les amortisseurs étanches alimentés à grandes pressions en huile complètement dégazée. Bien que difficilement réalisées en pratique, ces mesures préviennent la pénétration de médias gazeux externes et permettent à l'huile d'atteindre des pressions inférieures à sa pression de vaporisation. Les bulles de vapeur ainsi formées implosent très rapidement lorsque la pression augmente. L'énergie dégagée de cette implosion propulse à une vitesse élevée des microjets sur les surfaces métalliques délimitant le film d'huile et provoquent à terme leur érosion [10, 39]. Augmenter la fréquence ou réduire la pression d'alimentation de l'AFFE déclenche le phénomène de pénétration de l'air. L'air introduit est emprisonné dans le film et provoque une chute des extrêmes de la pression sur-ambiante et sous-ambiante du film. Le fonctionnement à des fréquences élevées augmente la quantité d'air introduite ce qui prévient complètement toute rupture par cavitation et réduit ainsi les dégâts qu'elle peut occasionner [38, 53, 134].

Le type de rupture susceptible d'avoir lieu dépend ainsi de la cinématique de l'AFFE, de la magnitude de la charge dynamique appliquée (petite, moyenne ou grande), de la pression d'alimentation (débit) et de l'étanchéité [111]. Bien entendu, cela dépend également du type et de la qualité d'huile introduite dans l'amortisseur. L'huile destinée à la lubrification est normalement récupérée avec un taux d'air assez important ; le fonctionnement de l'amortisseur avec un fluide biphasique peut découler de l'injection directe d'un mélange Air-Huile par le système d'alimentation.

La figure I.8 ci-après résume de manière schématique les types de rupture rencontrés dans les amortisseurs à film fluide écrasé.

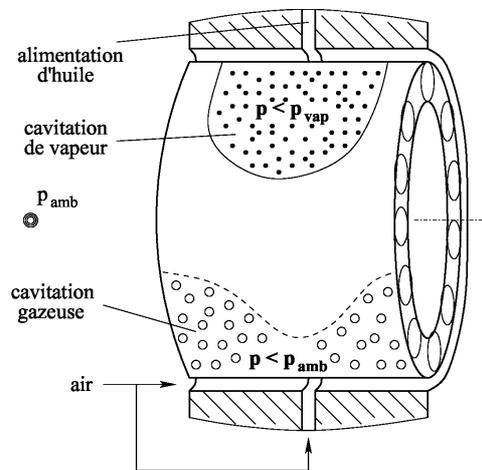


Figure I.8: Schématisation des types de rupture (cavitation) dans un AFFE [104]

Il faut noter que l’AFFE peut fonctionner sans rupture de film d’huile. Ceci est particulièrement vrai lorsque l’AFFE subit des mouvements de fréquence et d’amplitude faibles et à condition de prévoir une certaine pression d’alimentation et d’empêcher l’entrée d’air par les extrémités de l’amortisseur.

Une analyse rigoureuse du comportement des paliers et des amortisseurs et une prédiction précise de leur performance nécessite une modélisation correcte de la zone de rupture de film (zone inactive) et une délimitation précise des frontières de rupture et de reformation. Dans ce qui suit, nous présentons une synthèse des principaux modèles de rupture de film en lubrification hydrodynamique.

### I.5. Modélisation de la zone de rupture de film

La prise en compte de la rupture du film lubrifiant dans les modèles de calcul numérique est primordiale pour maîtriser le comportement et optimiser la performance de films lubrifiants. Par le passé, plusieurs modélisations de la zone inactive ont été proposées. On se propose de les classer en trois catégories : les modèles usuels, les modèles classiques et les modèles nouveaux. Les modèles usuels comportent le modèle de Gümbel et le modèle de Swift-Stieber ; les modèles classiques sont ceux basés sur la théorie universelle devenue classique

de Jakobsson-Floberg-Olsson et enfin les modèles nouveaux sont les modèles complètement distincts des deux premiers. A ce jour, ces modèles font encore l'objet de plusieurs travaux de recherche.

### I.5.1. Les modèles usuels

#### I.5.1.1. Le modèle de Gumbel

La figure I.9 montre la schématisation de la rupture du film donnée par les différents modèles dits usuels. Ainsi, Gumbel [42] stipule que l'huile se rompt lorsque sa pression devient négative, en prenant comme référence la pression ambiante et non le zéro absolu. Pour prendre en compte la rupture de film, Gumbel néglige donc lors de la résolution de l'équation de Reynolds les pressions en deçà de la pression atmosphérique. Autrement dit :  $p = p_{amb}$  lorsque  $p < p_{amb}$ .

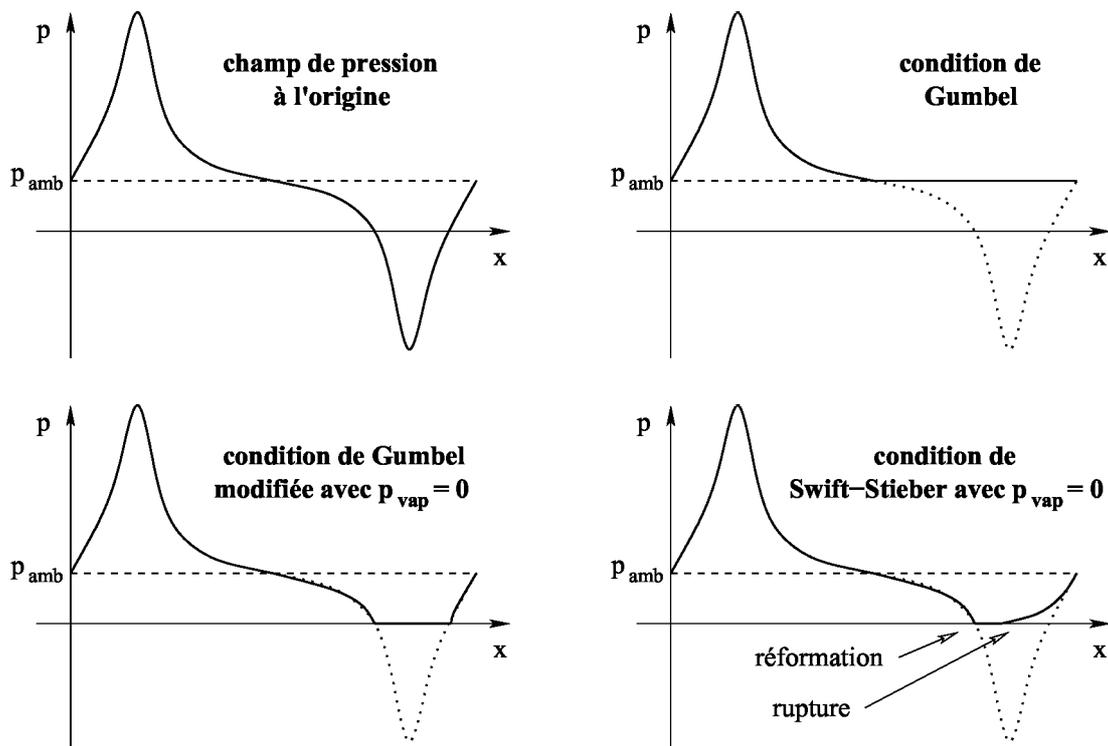


Figure I.9: Les modèles de rupture de film

En négligeant les pressions négatives, la solution finale de Gumbel représente la moitié de celle de Summerfield. C'est la raison pour laquelle la condition de Gumbel est communément

désignée par le vocable Demi-Summerfeld. En procédant ainsi, Gumbel introduit une discontinuité dans le débit. Bien que physiquement inacceptable, ceci n'a pas empêché son application fréquente dans les modélisations.

Etsion, dans sa discussion de l'article de Pan [87], propose une modification de la condition de Gumbel pour tenir compte du phénomène de rupture par cavitation (vaporisation des huiles) qui se développe sensiblement à une pression plus faible que la pression atmosphérique ( $p = p_{vap}$  lorsque  $p < p_{vap}$ ). Malgré que la pression de vaporisation des huiles minérales soit sensiblement plus faible que la pression atmosphérique, une valeur nulle est souvent attribuée afin de simplifier les algorithmes de calcul.

### I.5.1.2. Le modèle de Swift-Stieber (Reynolds)

Pour modéliser la rupture de film, le modèle de Swift-Stieber, dit aussi de Reynolds, stipule que la pression et son gradient doivent être nuls à l'interface liquide/vapeur (frontières de la zone de rupture). Autrement dit :

$$p = p_{vap} \quad \text{et} \quad \delta p / \delta n_{rupture} = 0 \quad \text{lorsque} \quad p < p_{vap}$$

«  $n$  » indique la direction normale à l'interface.

Ces deux conditions ont été proposées indépendamment par Swift [120] et Stieber [116] en considérant respectivement la continuité du débit et la stabilité. Le modèle de Reynolds représente de manière acceptable la rupture mais pas la reformation (rétablissement) du film lubrifiant. Cette dernière est prévue, par les auteurs, au niveau de la rainure d'alimentation. L'application du modèle aux problèmes où la frontière de reformation ne se produit pas au niveau de la rainure d'alimentation, notamment dans le cas des paliers chargés dynamiquement, conduit à la prédiction erronée de cette frontière et à une violation du principe de conservation de la masse du lubrifiant (continuité de débit). Notons cependant que le modèle de Reynolds est fréquemment utilisé car il donne, pour un certain nombre de problèmes de lubrification hydrodynamique, des résultats comparables à ceux expérimentaux. Ceci dit, la popularité du modèle est surtout due à l'algorithme de Christopherson [17], qui a facilité la mise en œuvre des conditions aux limites de Reynolds grâce à l'association des méthodes de différences finies et de la méthode itérative de Gauss Seidel.

### I.5.1.3. Application des modèles usuels

Le modèle de Gümbel traite la rupture de manière extrêmement simplifiée et néglige tous les phénomènes locaux à l'interface liquide/vapeur. Quant au modèle de Reynolds, il apporte une amélioration et s'avère satisfaisant pour décrire la condition de rupture mais pas la reformation du film. Dans le cas d'une analyse thermique par exemple, la prédiction du débit du lubrifiant et de la dissipation de puissance est imparfaite, car la masse du lubrifiant n'est pas conservée [90].

Malgré cette violation du principe de conservation de la masse (continuité du débit), les deux modèles sont très souvent utilisés en pratique, car on suppose mineur leur impact sur le calcul de l'épaisseur et de la pression du film. En effet, le modèle de Gümbel et le modèle de Reynolds permettent d'approximer, avec une précision raisonnable, la portance et les paramètres globaux du fonctionnement d'un palier soumis à certaines conditions, tout en épargnant des calculs numériques intensifs [2, 41, 69, 82]. A titre d'exemple, Pan [86, 87] applique le modèle de Gümbel dans le cas de paliers courts et obtient des résultats proches de ceux obtenus expérimentalement. Nicolas [80] utilise le modèle de Reynolds dans le cas de paliers non alignés, tandis que Khonsari et Beaman [64], Knight et Niewiarowsky [65] et Boncompain et al. [7] l'emploient pour modéliser les effets thermiques respectivement dans les paliers lisses et les paliers à patins oscillants. Les résultats obtenus sont comparables à ceux obtenus expérimentalement, sauf pour les valeurs du débit.

Lorsque des conditions de fonctionnement sévères sont appliquées ou des configurations particulières de paliers sont étudiées, l'application du modèle de Reynolds peut engendrer des résultats erronés, voire irréalistes. Ceci est particulièrement vrai dans le cas de la lubrification des segments de piston [130], des paliers rainurés à dentures en chevron fonctionnant à des excentricités élevées [61] et des paliers microtexturés [2].

Pour les frontières de rupture en mouvement (non stationnaire) notamment dans le cas des paliers soumis à un chargement dynamique, les études d'Olsson [83, 84] montrent que la condition de rupture du film de Reynolds est valable si la vitesse de déplacement de ces frontières est inférieure à la moitié de la vitesse du palier. Cette condition est très probablement non satisfaite durant l'étape initiale de développement et pendant

l'effondrement final des régions de rupture. Par conséquent, une prédiction précise des régions de rupture en mouvement (dynamiques) nécessite des conditions plus appropriées.

### *I.5.2. Les modèles classiques*

#### **I.5.2.1. La théorie classique de Jakobsson-Floberg-Olsson**

Les études de Jakobsson-Floberg [56] et ensuite d'Olsson [83] ont été à l'origine d'une théorie portant leurs noms qui traite le cas des zones de rupture en mouvement. La région de lubrification, selon la théorie de Jakobsson, Floberg et Olsson (JFO), est divisée en deux zones distinctes : la zone du film fluide complet (zone active) et la zone de rupture de film (zone inactive). Dans la zone active, l'équation de Reynolds classique s'applique et permet de déterminer le champ de pression positive. Dans la zone inactive, une certaine fraction  $\beta(\theta)$  du jeu réservé initialement au film liquide est supposée occupée, d'une part, par du liquide sous forme d'une multitude de filets et, d'autre part, par des poches de gaz. Ces deux entités couvrent complètement dans cette zone l'espace situé entre la surface en mouvement et la surface fixe du palier. L'application de la condition de Swift et Stieber ( $p = \delta p / \delta \theta = 0$ ) est conservée à l'emplacement de la rupture. A la frontière de reformation du film, une condition supplémentaire due à Jakobsson est appliquée ; il s'agit de :  $(H^2/12\mu)(\delta p / \delta \theta) = (1 - \beta(\theta))U/2$ . Grâce à ces deux conditions, la masse du lubrifiant (continuité du débit) est conservée.

L'existence d'une couche continue du film lubrifiant qui adhère à la surface en mouvement du palier dans la zone inactive est révélée très tôt par Coyne et Elrod [20], confirmée plus tard par Estion et Ludwig [34] et prouvée expérimentalement par Heshmat et al. [47, 48].

Selon la théorie JFO, la pression est constante à l'intérieur de la zone inactive étant donné la présence de gaz dans la fraction du vide ( $1 - \beta(\theta)$ ). Par conséquent, l'écoulement sous forme de filets est nécessairement un écoulement de Couette. Les résultats expérimentaux de Jakobsson et Floberg [56] soutiennent cette hypothèse, tandis que les mesures d'Eston et Ludwig [34], réalisées plusieurs années plus tard, la contestent. En effet, ce dernier auteur a mesuré des variations de pression de l'ordre de 50 kPa à l'intérieur d'une bulle de cavitation. Il s'est avéré qu'Eston et Ludwig ont utilisé, pour cela, un mécanisme basé sur le taux de libération et de réabsorption entre gaz et liquide qui n'est pas approprié pour détecter une variation de pression à l'intérieur d'une bulle de vapeur [54, 55]. Aujourd'hui, l'hypothèse de

pression constante dans la zone inactive est non seulement raisonnable [16, 12] mais incontestable. Pour les paliers modérément à fortement chargés (portance  $\gg$  forces de tension de surface du lubrifiant), la contribution de cette couche au débit peut être négligée [21, 20, 88].

Mistry et al. [74] proposent un modèle de rupture conservatif de la masse qui maintient la condition de rupture de JFO et modifie la condition de reformation du film pour, tenir compte dans la zone de rupture de l'écoulement sous forme des filets de lubrifiant adhérant légèrement à la surface mobile du palier. Selon Mistry, ces filets sont en équilibre principalement sous l'effet de la force centrifuge, de la tension de surface et de la pression ambiante sur les bords. Il suppose toutefois que la pression à l'intérieur des bulles de gaz est constante (pression ambiante) et reconnaît l'importance de l'effet de cisaillement visqueux dans cette zone. Le modèle analytique proposé est appliqué pour simuler la zone de rupture dans un palier en considérant deux types d'alimentation. L'auteur conclut que l'épaisseur de la couche du lubrifiant qui adhère à la surface du palier est une fonction exponentielle de sa vitesse et que la reformation du film est fortement influencée par le taux d'excentricité lorsque l'alimentation en lubrifiant est le long d'une ligne centrale. Leurs résultats corroborent les observations expérimentales de Heshmat [47].

L'application des conditions de JFO à l'équation de Reynolds offre une amélioration remarquable des prédictions de paramètres de performance dans un palier modérément à fortement chargé. Ceci nécessite toutefois des tâches de programmation extrêmement complexes, car la zone de rupture est instable et ses frontières sont en mouvement. Cette situation est semblable au problème de détermination d'une surface libre dans des configurations d'écoulement ouvert. En 1969, Lundholm [71] présente une technique pour implémenter simultanément les deux conditions de JFO dans un algorithme de calcul. La procédure proposée nécessite beaucoup de calculs entre les étapes successives d'un processus itératives.

Ceci dit, la théorie JFO représente, selon Elrod [33], un compromis raisonnable entre précision et praticabilité. De plus, elle convient pour une variété de cas et se prête donc à une utilisation générale, sauf pour les cas où la tension de surface joue un rôle important tel que dans les joints à contact radial [20, 33].

En imitant la théorie JFO, Elrod et Adams [32] établissent un schéma de résolution qui conserve la masse du lubrifiant. Elrod [33] le modifie et le présente sous forme d'un algorithme ingénieux devenu, quelques années plus tard, universel.

### I.5.2.2. L'Algorithme de cavitation d'Elrod

A travers cet algorithme, une seule forme de l'équation de Reynolds est désormais applicable dans les zones du film continu (zones pressurisées actives) et les zones inactives. Pour y parvenir, Elrod [33] suppose que le lubrifiant liquide possède une compressibilité ( $\beta$ ) finie. Il définit ensuite une relation qui lie cette compressibilité à la pression et la masse volumique du lubrifiant et s'intéresse désormais à la masse volumique plutôt qu'à la pression. La zone active (film complet) et la zone inactive sont ainsi définies en fonction de la valeur calculée d'une masse volumique adimensionnée ( $\theta$ ) variable. Dans la zone inactive, la variable  $\theta$  traduit la portion locale de fluide en un point quelconque et elle est alors strictement inférieure à 1. Dans la zone active,  $\theta$  traduit le rapport entre la masse volumique en un point quelconque et la masse volumique à la pression de rupture. Dans ce cas,  $\theta$  est supérieure ou égale à 1. Un indice de cavitation, « g » sorte de fonction échelon (bascule), garantit l'annulation de l'écoulement de Poiseuille dans la région de rupture. On a ainsi la satisfaction automatique des conditions aux limites à l'interface de rupture conformément aux exigences de continuité de débit et de la théorie JFO. En résumé, on a :

$$\begin{cases} g = 1 & \text{si } \theta \geq 1 \text{ dans la zone active ;} \\ g = 0 & \text{si } \theta < 1 \text{ dans la zone inactive.} \end{cases}$$

Dans les zones en dépression, la variable  $\theta$  est inférieure à 1, « g » s'annule et l'écoulement dû à l'effet de Poiseuille disparaît. Seul l'écoulement de type Couette existe dans les zones inactives.

Elrod a appliqué son algorithme à l'étude d'un palier hydrodynamique stationnaire alimenté par la circonférence. Les résultats (étendue de la zone de rupture, portance, ...etc.) obtenus se comparent favorablement aux résultats expérimentaux de Lundholm [33, 71].

Les développements ayant suivi se sont concentrés principalement sur l'application de méthodes numériques efficaces et rapides capables d'implémenter l'*algorithme d'Elrod* à une myriade de configurations de paliers avec, en plus, la prise en compte du chargement dynamique. Les travaux de Brewe [10], Vijayaraghavan et Keith [126], Payvar et Salant [97], Bonneau et Hajjam [8, 43] constituent les contributions les plus importantes avec des applications et des propositions de perfectionnement qui continuent à ce jour.

Miranda [73] et Dowson et al. [30] appliquent l'algorithme d'Elrod pour prédire les performances en régime stationnaire d'un palier fini à rainure. Leurs résultats corroborent parfaitement les données expérimentales. En 1989, Vaidyanathan et Keith [122] appliquent cet algorithme pour analyser la rupture dans un palier non circulaire. Ils ont introduit ensuite une procédure qui permet de basculer automatiquement la forme de différenciation (centrée ou avancée) utilisé pour le terme qui traduit l'écoulement de Couette en fonction de la zone traitée (active ou inactive). L'objectif visé étant d'améliorer une partie de l'algorithme d'Elrod qui a été développée via des tests numériques. Durant la même année, Vijayaraghavan et Keith [126] proposent un algorithme qui, à la différence de celui d'Elrod, intègre la compressibilité dans le terme qui traduit l'écoulement de Couette dans la zone active et contourne l'approximation du logarithme pour exprimer la relation entre la pression et la quantité fractionnelle (taux de mixture) du film  $\theta$ . L'algorithme proposé est testé dans le cas d'un palier de type glisseur (slider) et donne des résultats comparables à ceux obtenus par Elrod. Ensuite, ces mêmes auteurs incorporent dans leur modèle deux techniques qui ont prouvé leur efficacité dans le calcul de flux transsoniques [51, 57] possédant une similarité marquante avec le calcul de la rupture de film. Il s'agit des techniques multigrilles (orthogonales ou non) et de la factorisation approchée (ou approximée). Leur approche est associée à la méthode de Newton pour analyser plusieurs configurations de paliers finis rainurés avec considération du chargement dynamique. Les prédictions corroborent les résultats obtenus par les méthodes courantes [125].

Il faut noter que la première application de l'algorithme d'Elrod à des problèmes dynamiques est due à Brewe [10]. En effet, Brewe a exploité l'algorithme l'Elrod pour modéliser la rupture par cavitation dans un palier dynamiquement chargé. Les résultats obtenus pour une rupture stationnaire s'accordent bien avec ceux de Jakobsson et Floberg [56]. Les prédictions de la durée de vie des bulles pour une rupture non-stationnaire se comparent raisonnablement bien avec celles mesurées par Jacobson et Hamrock [54, 55]. Selon Brewe [10], l'algorithme

proposé est valable pour les applications de la dynamique de rotor (rotordynamic) et d'amortisseurs à film fluide écrasé.

En utilisant la formulation de Brewé, Jacobson et al. [52, 53] obtiennent une similarité entre le comportement de la zone de rupture calculée et expérimentale, même si la taille de cette dernière est légèrement petite. L'auteur attribue cet écart en partie à la déformation élastique du tube en PMMA utilisé dans le banc expérimental. En 1995, Lemaître et Berker [70] appliquent la discrétisation du temps de Brewé et incorporent le comportement non-newtonien selon le modèle de Wada-hayashi. Plusieurs configurations de paliers alignés rigides soumis à un chargement statique sont étudiées. Les prédictions obtenues se comparent favorablement à la littérature existante.

En même temps, Vincent [127] utilise l'algorithme d'Elrod pour déterminer les zones inactives pour diverses configurations de paliers (circulaire, elliptique et à deux lobes) en régime stationnaire et dynamique.

En 2004, Sawicki et Rao [112] présentent une procédure de calcul qui étend l'algorithme d'Elrod pour considérer non seulement l'écoulement sous forme de filets de liquide dans la zone inactive, mais aussi le mécanisme de cisaillement des poches d'air par la couche liquide adhérent à la surface du palier. En supposant que cette couche est transportée dans la région inactive avec une vitesse uniforme (non sous forme d'un écoulement de Couette) égale à celle du palier, l'auteur aboutit à une équation différentielle similaire à celle d'Elrod et Adams [32]. Pour la résolution, il utilise la technique de calcul robuste proposée par Vijayaraghavan et Keith [126] et Vijayaraghavan et Brewé [124]. Les résultats obtenus pour un palier immergé en régime stationnaire sont comparés à ceux obtenus par le modèle d'Elrod. Pour une excentricité égale à 0.8 (élevée), la pression maximale est nettement inférieure et la zone inactive est plus grande. Pour un chargement dynamique périodique, les valeurs prédites pour l'épaisseur du film minimale et le seuil de stabilité sont inférieures à celles obtenues par le modèle de Vijayaraghavan et Brewé [124].

Durant la même année, Kang et al. [61] adoptent l'équation universelle d'Elrod et utilisent pour la résoudre une méthode "hybride" qui combine la méthode des différences finies décentrées en avant et la méthode des éléments finis formulation faible de Galerkin. L'application de la démarche à l'étude de la rupture dans un palier glisseur parabolique

(Slider bearing parabolic) donne des résultats qui sont en accord avec les données expérimentales antérieures et les résultats analytiques obtenus par Elrod [33]. La méthode est appliquée ensuite à un palier rainuré à dentures en chevron. En comparant les résultats à ceux obtenus par le modèle de Reynolds, l'auteur note un décalage pour la pression, la portance et l'étendue de la zone de rupture en cas d'excentricités élevées.

Récemment, Ausas et al. [2] comparent le modèle classique de Reynolds au modèle d'Elrod à travers l'étude d'un palier à surfaces microtexturées. Ces deux dernières citations démontrent la nécessité d'utiliser des modèles de rupture conservatifs de la masse pour l'évaluation précise des performances de ces deux types de paliers.

Les travaux cités ci-dessus démontrent la capacité de l'algorithme d'Elrod à prédire avec précision la rupture et les paramètres de performance de plusieurs configurations de palier. Néanmoins, ces prédictions dépendent fortement de la valeur utilisée du module de compressibilité du lubrifiant liquide (huile) étudié. En utilisant les valeurs réelles de ce module (quelques GPa pour une huile minérale), les systèmes d'équations ne peuvent être résolus avec précision. En effet, des petites variations de la masse volumique adimensionnée (taux de mixture) produisent une grande variation de la pression dans la zone active du film. Par conséquent, des valeurs artificielles de ce module (1/100 à 1/10 de la valeur physique réelle) sont utilisées pour résoudre les systèmes d'équations et éviter ainsi les problèmes de convergence et de précision [110].

Dernièrement, Sahlin et al. [106] démontrent que l'utilisation de différents modèles de compressibilité peuvent produire des résultats très différents dans la plage de pression hydrodynamique concernée. En cas de pénurie de lubrifiant, la capacité de charge se trouve fortement influencée par le type de modèle de compressibilité utilisé. Pour mieux prédire la rupture et les paramètres de performance, l'auteur propose un algorithme identique à celui d'Elrod qui emploie une relation pression-densité réaliste.

Pour contourner l'utilisation du module de compressibilité et éviter les problèmes de convergence, Payvar et Salant [97] proposent, en 1992, une version améliorée de l'algorithme d'Elrod. Aujourd'hui, cette version représente le perfectionnement le plus réussi de cet algorithme.

Hajjam et Bonneau [43] adoptent cette version perfectionnée et l'associent à une formulation éléments finis pour analyser avec précision le comportement EHD des joints à lèvres pour arbre tournant soumis à un chargement dynamique. L'algorithme proposé a été validé à travers l'étude du comportement d'un film d'huile de faible épaisseur écrasé périodiquement entre deux plaques planes (carrées ou circulaires) parallèles. Les positions des frontières de rupture prédites concordent parfaitement avec celles de Boedo et Booker [6]. Pour les joints, les prédictions obtenues du champ d'épaisseur, de pression et du taux de remplissage démontrent la capacité de l'algorithme à optimiser la conception des éléments du joint d'étanchéité et assurer leur efficacité, même dans des conditions de fonctionnement sévères.

Outre les modèles usuels et les modèles basés sur la théorie classique de JFO ou sur l'algorithme d'Elrod, plusieurs nouveaux modèles ont été mis au point pour prédire la rupture et les paramètres globaux de performance des dispositifs mécaniques lubrifiés par film de faible épaisseur. La partie qui suit résume les principales contributions.

### *1.5.3. Les nouveaux modèles*

En 1982, Jones [58] propose un algorithme différent de celui d'Elrod. Cet algorithme utilise les débits internodaux et compare, pour chaque nœud et à chaque instant, le volume de lubrifiant et le volume physique. Il met ainsi en évidence les cas où il y a insuffisance de lubrifiant pour créer une portance hydrodynamique. En revanche, le mouvement des frontières de la zone de rupture n'est pas explicitement déterminé.

Pour modéliser la rupture de film, Bayada et al. [3] proposent un nouvel algorithme basé sur les inéquations variationnelles. La conservation de la masse est traitée d'une manière cohérente avec ce qui a été proposé par Elrod et Adams [32]. La procédure proposée a été appliquée aux joints en utilisant des éléments finis rectangulaires [4]. Dans chaque période, l'auteur note une différence maximale de 4% entre le débit massique d'entrée et celui de sortie.

En 1991, Kumar et Booker [66, 67] proposent un modèle similaire à l'algorithme d'Elrod dans la mesure où il considère aussi le fluide comme mixture biphase et assure la conservation de la masse (continuité du débit). Cependant, ce modèle marque une différence de taille par rapport à l'algorithme d'Elrod : le liquide est supposé incompressible partout où il existe

tandis que le gaz/la vapeur dans la région inactive est supposé compressible avec un module de compressibilité nul. Les auteurs adoptent une formulation éléments finis pour suivre la densité de mixture du lubrifiant et proposent des procédures pour assurer une implémentation du modèle dans les problèmes directs (mouvement imposé) et indirects (charge imposée) avec considération du chargement dynamique [66]. Pour valider les procédures développées, deux types de paliers ont été étudiés [67]. Le modèle est utilisé ensuite pour étudier la rupture de film mince produite par une action de séparation à vitesse constante de deux surfaces lubrifiées en contact [6]. Pour ce cas, les résultats de simulation concordent qualitativement avec les données expérimentales antérieures, soutenant ainsi la validité de l'algorithme et son utilité dans le processus de conception des paliers.

Pour prédire la rupture dans un palier à jeu axial variable, Yu et Keith [131] combinent les conditions aux limites de reformation et de rupture du film de la théorie JFO à une équation intégrale de frontières généralisées dérivée de l'équation différentielle universelle d'Elrod. Ils proposent ensuite une procédure de résolution basée sur des éléments frontières pour résoudre les problèmes de convergence et de précision. Les résultats obtenus sont proches de ceux obtenus auparavant en différences finies.

Durant la même année, Yang et Keith [130] étudient la lubrification de segments de piston, notamment le phénomène de rupture de film qui se produit en fin de course. Pour ce faire, les auteurs proposent un algorithme nouveau qui considère la déformation élastique des surfaces, une compressibilité variable selon le modèle de Dowson et Higginson [27] et la piézoviscosité. Pour un moteur d'automobile typique, les prédictions de la pression ont révélé une différence maximale d'environ 14% par rapport à celle prédite par la méthode de Vijayaraghavan et Keith [125, 126] qui négligent l'effet élastohydrodynamique et adoptent un module de compressibilité constant.

En intégrant l'effet élastohydrodynamique, Bonneau et al. [9] proposent une procédure numérique robuste basée sur la méthode de Newton Raphson, une version modifiée de l'algorithme de Murty [75] conservative de la masse du lubrifiant et une discrétisation en éléments finis pour déterminer les zones actives et inactives dans un palier. Les résultats obtenus se comparent favorablement aux travaux antérieurs de General Motors et montrent ainsi l'exactitude de la procédure numérique présentée. Cependant, les résultats obtenus pour un palier de bielle de Renault montrent la nécessité de prendre en compte la déformation

élastique 3D de la structure. Cette procédure a permis, par ailleurs, une amélioration de la conception de la bielle [9]. Garnier [40] utilise ensuite l'algorithme de Murty modifié pour étudier l'impact des déformations élastiques dans une liaison carter/vilebrequin. Enfin, Piffeteau et al. [98] font appel à cet algorithme pour déterminer l'impact des déformations thermoélastiques d'un palier de bielle soumis à un chargement dynamique. En parallèle, Optasanu et Bonneau [85] utilisent cet algorithme pour étudier la rupture de film dans un palier de pied de bielle fortement chargé après l'avoir validé dans le cas d'un film d'huile écrasé périodiquement entre deux plaques parallèles.

En 2004, Nosov et Gomez-Mancilla [81] introduisent la notion d'équilibre entre le changement de l'énergie cinétique du mouvement du fluide proche de la frontière de rupture et le changement de l'énergie de surface générée au niveau de l'interface fluide/gaz pour modéliser le phénomène de rupture dans un palier. En considérant la vitesse angulaire, l'excentricité à l'équilibre, les caractéristiques du palier et du fluide, sa démarche permet de déterminer la position angulaire où la rupture peut se déclencher et d'estimer le nombre potentiel de filets (frontières entre flux gaz et liquide). Les conditions sous lesquelles la rupture ne se produit pas sont aussi déterminées.

Bien que la rupture par séparation due particulièrement à la pénétration d'air ambiant dans le film est le mode de rupture le plus persistant dans les dispositifs mécaniques lubrifiés par film de faible épaisseur notamment les paliers et les amortisseurs, les modèles cités ci-dessus ne concernent que la rupture par cavitation. Pour modéliser la rupture par séparation, il faut d'abord déterminer la fraction d'air dans le film d'huile [105]. Dans ce sens, Diaz et San andrés [24] proposent une estimation de cette fraction dans un amortisseur à partir d'un bilan massique. Sa formule explicite la dépendance de la rupture par séparation gazeuse de la capacité d'alimentation, de l'excentricité et de la vitesse de l'amortisseur. L'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux s'avère satisfaisant.

Une fois la fraction d'air dans l'huile déterminée, une des stratégies pour le calcul du champ de pression consiste à supposer le fluide comme un mélange homogène, avec des propriétés physiques spécifiques. Dans ce cas, l'équation de Reynolds pour un fluide compressible peut être utilisée pour décrire la pression générée dans le film, à condition que les bulles soient suffisamment petites pour ne pas provoquer des flux parasites dans la direction de l'épaisseur du film [113]. L'équation de Reynolds pour un mélange homogène compressible est écrite en

fonction de la viscosité et de la masse volumique du mélange Air-Huile et non d'huile seule. La précision du calcul dépend fortement de la relation (modèle) choisie pour établir le lien entre la viscosité, la masse volumique, la pression et la fraction d'air du mélange Air-Huile. Zeidan et Vance [132] décrivent une procédure pour déterminer des lois semi-empiriques pour la masse volumique du fluide biphasique en fonction de la pression. Quant aux modèles de viscosité [35, 99], dont les plus connus sont ceux d'Einsten, de Taylor, de Hayward et d'Isbin, ils donnent des résultats différents, voire parfois contradictoires [99].

Feng et Hahn [35] comparent les modèles de viscosité d'Isbin et de Hayward. Leurs résultats expérimentaux montrent que la relation proposée par Hayward est la plus adéquate, sans toutefois préciser le taux d'air du fluide amortisseur utilisé. Il est intéressant de noter que ce modèle prédit une viscosité du mélange Air-Huile plus élevée que celle d'huile pure, ce qui conduit à une augmentation de l'amortissement de l'AFFE. Zeidan et Vance [132] confirment expérimentalement ce résultat pour un mélange ayant un taux d'air de 6%. Ils soulignent toutefois que, pour des fluides biphasés avec un taux d'air beaucoup plus important, la viscosité devrait décroître. En outre, ils démontrent que les effets de compressibilité deviennent dominants sur les effets visqueux lorsque le taux d'air dépasse un certain seuil, ce qui provoque une chute du niveau de pression dans le film par rapport au fluide incompressible.

En 2000, San Andrés et al. [109] utilisent les équations de la continuité du mouvement associées au modèle de viscosité de Taylor de chaque composant du mélange pour aboutir à une forme particulière de l'équation de Reynolds. La corrélation entre leurs résultats théoriques et expérimentaux ne s'avère pas satisfaisante.

Chamnprasart et al. [13] se soustraient de la problématique du choix du meilleur modèle de viscosité en traitant le fluide biphasique comme un mélange binaire non homogène, c'est-à-dire que les vitesses de l'air et d'huile sont différentes. Ils parviennent à obtenir, au travers d'une analyse théorique très complexe, deux équations aux dérivées partielles dans lesquelles les masses volumiques de l'air et d'huile régissent le problème hydrodynamique.

Malgré l'évolution des moyens de calcul et le nombre considérable de modèles de cavitation développés, ces modèles sont encore incapables de reproduire fidèlement les entités observées relatives aux différents modes de rupture de film et de considérer correctement la formation

d'une mixture de fluide « biphasique » observée dans la majorité des applications industrielles de la lubrification hydrodynamique [111].

## **I.6. Conclusion**

La rupture du film est un phénomène naturel qui survient souvent en lubrification chaque fois que deux surfaces en mouvement relatif sont séparées par un film mince de lubrifiant liquide. Sans avoir la prétention de faire un état complet de l'art sur les études relatives à la rupture et à la reformation du film d'huile, ce chapitre bibliographique a passé en revue les travaux significatifs sur ce sujet.

Les études expérimentales montrent le caractère complexe du phénomène de rupture et son effet dégradant sur les parois de contact et la portance du film. Prédire avec précision cette portance nécessite une délimitation précise des frontières de rupture et de reformation de film et une prévision correcte de leur évolution. Dans ce sens, plusieurs modèles ont été proposés. A ce jour, les modèles les mieux adaptés sont ceux qui utilisent la formulation d'Elrod basée sur la théorie JFO.

Malgré les études expérimentales et numériques réalisées, plusieurs questions restent posées. Elles concernent plus particulièrement la capacité des modèles à reproduire fidèlement les formes de rupture observées, ainsi qu'à prendre en compte la formation d'une mixture due en particulier à la pénétration de l'air ambiant.

Nous proposons dans ce travail une étude expérimentale et numérique du phénomène de rupture et de reformation d'un film fluide écrasé périodiquement entre deux surfaces conformes ou non. L'objectif est de vérifier la validité du modèle d'Elrod modifié. De plus, l'impact de la configuration géométrique et de la cinématique des surfaces écrasantes sur la forme de la rupture observée et la portance du film d'huile est analysé. Les résultats numériques obtenus seront comparés et validés expérimentalement.

---

### Références Bibliographiques

- [1] Arauz, G.L., San Andres, L.A., 1996, *Experimental Study on the Effect of a Circumferential Feeding Groove on the Dynamic Force Response of a Sealed Squeeze Film Damper*, Journal of Tribology, Vol. 118, 4, pp. 900-905.
- [2] Ausas, R., Ragot, P., Leiva, J., Jai, M., Bayada, G., Buscaglia, G. C., 2007, *The impact of the cavitation model in the analysis of microtextured lubricated journal bearings*, Transaction of the ASME, *Journal of Tribology*.
- [3] Bayada, G., Chambat, M., Elalaoui, M., 1990, *Mathematical models and related algorithms in cavitation problems*, Current research in cavitating fluid films, Part II: theoretical modelling and performance, NASA technical Memorandum 103184.
- [4] Bayada, G., Chambat, M., 1986, *Sur quelques modélisations de la zone de cavitation en lubrification hydrodynamique*, J. Mech. Theo. Appl., 5, pp. 703-729.
- [5] Blech, J.J., 1983, *On Isothermal Squeeze Films*, Journal Of Lubrication Technology, Vol. 105, pp. 605-620.
- [6] Boedo, S., Booker, J.F., 1995, *Cavitation in Normal Separation of Square and Circular plates*, Journal of Tribology, Vol. 117, pp 403-410.
- [7] Boncompain, R., Fillon, M., Frêne, J., 1987, *Effets thermiques dans les paliers hydrodynamiques – aspects théoriques et expérimentaux*, Journal of Theoretical and Applied Mechanics, Vol. 6(2), pp. 253-293.
- [8] Bonneau, D., Hajjam, M., 2001, *Modélisation de la rupture et de la formation des films lubrifiants dans les contacts élastohydrodynamiques*, Revue Européenne des Eléments Finis, Vol. 10, n° 6-7, pp. 679-704.
- [9] Bonneau, D., Guines, D., Frêne, J., Toplosky, J., 1995, *EHD analysis, including Structural inertia effects and mass-conserving cavitation model*, Journal of Tribology, Vol. 117, pp. 540-547.

- [10] Brewe, D.E., 1986, *Theoretical Modeling of the Vapor Cavitation in Dynamically Loaded Journal Bearings*, Transaction of the ASME, Journal of Tribology, 628-638, vol.108 and NASA TM-87076 or USA AVSCOM-TR-85-C-15.
- [11] Brewe, D.E., Ball, J.H., Khonsari, M., 1988, *Current Research in Cavitating Fluid Films*, NASA Technical Memorandum, No. 103184.
- [12] Brewe, D.E., Ball, J.H., Khonsari, M., 1990, *Current Research in Cavitating Fluid Films*, NASA Technical Memorandum, No. 103184.
- [13] Chamniprasart, K., Al-Sharif, A., Rajagopal, K.R., Szeri, A.Z., 1993, *Lubrication with Binary Mixtures: Bubbly Oil*, Journal of Tribology, 115, pp253–260.
- [14] Chen, C.S., Natsiavas, S., Nelson, H.D., 1997, *Stability Analysis and Complex Dynamics of a Gear-Pair System Supported by a Squeeze Film Damper*, Journal of Vibration and Acoustics, 119, pp. 85–88.
- [15] Chen, C.S., Natsiavas, S., Nelson, H.D., 1998, *Coupled Lateral-Torsional Vibration of a Gear-Pair System Supported by a Squeeze Film Damper*. Journal of Vibration and Acoustics, 120, pp. 860–867.
- [16] Childs, D., 1993, *Turbomachinery Rotordynamics-Phenomena, Modeling and Analysis*, John Wiley & Sons Inc., New York.
- [17] Christopherson, D.G., 1941, *A new mathematical method for the solution of oil film lubrication problems*, Proc. Inter. Mech. Engrs., Vol. 146, pp. 126-135.
- [18] Chu, F., Holmes, R., 2000, *The Damping Capacity of the Squeeze Film Damper in Suppressing Vibration of a Rotating Assembly*, Tribology International, 33, pp. 81–97.
- [19] Cole, J.A., Hughes, C.H., 1957, *Visual Study of Film Extend in Dynamically Loaded Complete Journal Bearing*, Proc. ImechE Lubrication and Wear Conference, pp.147-149.
- [20] Coyne, J.C., Elrod, H.G. Jr., 1970, *Conditions for the Rupture of a Lubricating Film Part I: Theoretical Model*, Journal of Lubrication Technology, Volume 92, 451- 456.
- [21] Coyne, J.C., Elrod, H.G., Jr., 1971, *Conditions for the Rupture of a Lubricating Film - Part II: New Boundary Conditions for Reynolds Equation*, Journal of Lubrication Technology, Vol. 93, pp. 156-167.
- [22] Dai, X., Shen, Z., Wei, H., 2001, *On the Vibration of Rotor-Bearing System with Squeeze Film Damper in an Energy Storage Flywheel*, International Journal of Mechanical Sciences, 43, pp .2525–2540.

- [23] Diaz, S.E., San Andrés, L.A., 1999a, *Reduction of the Dynamic Load Capacity in a Squeeze Film Damper Operating With a Bubbly Lubricant*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 121, pp. 703–709.
- [24] Diaz, S.E., San Andrés, L.A., 2001, *A Model for Squeeze Film Dampers Operating With Air Entrainment and Validation with Experiments*, Journal of Tribology, 123, pp. 125–133.
- [25] Diaz, S.E., San Andrés, L., 1999b, *A Method for Identification of Bearing Force Coefficients and its Application to a Squeeze Film Damper with a Bubbly Lubricant*, STLE Tribology Transactions, Vol. 42, 4, pp. 739-746.
- [26] Diaz, S., San Andrés L., 1998, *Measurements of Pressure in a Squeeze Film Damper with an Air/Oil Bubbly Mixture*, STLE Tribology Transactions, Vol. 41, 2, pp. 282-288.
- [27] Dowson, D., Higginson, R.G., 1977, *Elasto-hydrodynamic Lubrication*, 2<sup>nd</sup> Ed. Oxford: Pergamon Press, 235pp.
- [28] Dowson, D., Taylor, C.M., 1975, *Fundamental Aspects of Cavitation in Bearings*, Proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, Cavitation and Related Phenomena in Lubrication, Mechanical Engineering Publications Limited, New York, pp. 15-28.
- [29] Dowson, D., Taylor, C.M., 1979, *Cavitation in Bearings*, Annual Reviews of Fluid Mechanics, Annual Reviews, Palo Alto, pp. 35-66.
- [30] Dowson, D., Taylor, C.M., Miranda, A.A.S., 1985, *The Prediction of Liquid Film Journal Bearing Performance with a Consideration of Lubricant Film Reformation, Part I: Theoretical Results*, Proc. Inst. Mech. Eng. C – Mech. Eng. Sci., 199, pp. 95-102.
- [31] Dyer, D., Reason, B.R., 1976, *A Study of Tensile Stresses in a Journal-Bearing Oil Film*, J. Mech. Eng. Sci., 46-52.
- [32] Elrod, H.G., Adams, M.L., 1975, *A Computer Program for Cavitation and Starvation Problems*, Cavitation and Related Phenomena in Lubrication, Proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, pp. 37-41.
- [33] Elrod, H.G., 1981, *A Cavitation Algorithm*, Journal of Lubrication Technology, Vol. 103, pp. 350-354.
- [34] Estion, I., Ludwig, L.P., 1982, *Observation of Pressure Variation in The Cavitation Region of Submerged Journal Bearing*, Journal of Lubrication Technology, Vol. 104, pp. 157-163.
- [35] Feng, N.S., Hahn, E.J., 1987, *Effects of Gas Entrainment on Squeeze Film Damper Performance*, Journal of Tribology, 109, pp. 149–154.

- [36] Findlay, J.A., 1968, *Cavitation in mechanical face seals*, J. Lubrication Technology, 90, 356-364.
- [37] Floberg, L., 1965, *On hydrodynamic lubrication with special reference to subcavity pressures and number of streamers in cavitation regions*, Acta Poly. Scand., Mech. Eng., series 19, Stockholm.
- [38] Frêne, J., Nicolas, D., Degueurce, B., Berthe, D., Godet, M., *Lubrification hydrodynamique – Paliers et Butées*, Collection de la DER EDF, Eyrolles, 1990.
- [39] Garner, D.R., James, R.D., Warriner, J.F., 1980, *Cavitation Erosion Damage in Engine Bearing: Theory and practice*, Journal of Engineering Power, 102, pp. 847-857.
- [40] Garnier, T., 1997, *Etude élastohydrodynamique de la liaison carter/ vilebrequin d'un moteur thermique à quatre cylindres en ligne*, Thèse de Doctorat ès Science, Université de Poitiers.
- [41] Goenka, P.K., 1984, *Dynamically Loaded Journal Bearing: Finite Element Method Analysis*, Journal of Tribology, Vol. 106, pp. 429-439.
- [42] Gümbel, L., 1921, *Vergleich Der Ergebnisse Der rechnerischen Behandlung des Lagerschmierungsproblem mit neuen Versuchsergebnissen*, Monatsblätter d. Berlin, Bezirks D.DI., 125-8.
- [43] Hajjam, M., Bonneau, D., 2007, *A transient finite element cavitation algorithm with application to radial lip seals*, Tribology International (40), 1258-1269.
- [44] Hamrock, B.J., Schmid, S.R., Jacobson, Bo.O., *Fundamentals of fluid film lubrication*, (2nd Ed.), (Mechanical engineering series, Vol. 169), Ed. Lavoisier, 2004.
- [45] Hashemi, S.M.R., Roylance, B.J., 1989, *Analysis of an Oscillatory Oil Squeeze Film Including Effects of Fluid Inertia*, Tribology Transaction, Vol. 32, 4, 461-468.
- [46] Hays, D. F., Feiten, J. B. , 1964, *Cavities Between Moving Parallel Plates*, Cavitation in Real Liquids, R. Davies, ed., Elsevier Publishing Company, New York, N.Y., pp. 122–137.
- [47] Heshmat, H., 1991, *The Mechanism of Cavitation in Hydrodynamic Lubrication*, Tribology Transactions, Volume 34, 2, pp. 177-186.
- [48] Heshmat, H., Pinkus, O., 1986, *Mixing Inlet Temperatures in Hydrodynamic Bearings*, Journal of Tribology, Vol. 108, pp. 231-248.
- [49] Hibner, D., Bansal, P., 1979, *Effects of Fluid Compressibility on Viscous Damper Characteristics*, Proc. Conf. Stability and Dynamic Response of Rotors with Squeeze Film Bearings, University of Virginia, pp. 116-132.

- [50] Hibner, D.H., Bansal, P.N., 1978, *Experimental and Analytical Investigation of Squeeze Film Bearing Damper Forces Induced by offset Circular Whirl Orbits*, ASME J. Mech, Des. , 100, pp. 549-557.
- [51] Holst, T.L., Ballhaus, W.F., 1979, *Fast Conservative Schemes for the Full Potential Equation Applied to Transonic Flows*, AIAA Journal, Vol. 17, No. 2, pp. 145-152.
- [52] Jacobson, B., 1990a, *Cavitation in journal bearing and squeeze film dampers: experimental*, Current research in cavitating fluid films, Part I: fundamental and Experimental Observation, NASA technical Memorandum 103184.
- [53] Jacobson, B., 1990b, *Cavitation in journal bearings and squeeze film dampers: analytical*, Current research in cavitating fluid films, Part II: theoretical modelling and performance, NASA technical Memorandum 103184.
- [54] Jacobson, B.O., Hamrock, B.J., 1983a, *Vapor Cavitation in Dynamically Loaded Journal Bearings*, Proc. Inst. Mech. Eng. London, C206, 133-140.
- [55] Jacobson, B.O., Hamrock, B.J., 1983b, *High-Speed Motion Picture Camera Experiments of Cavitation in Dynamically Loaded Journal Bearings*, Journal of Lubrication Technology, Vol. 105, pp. 446-452.
- [56] Jakobsson, B., Floberg, L., 1957, *The Finite Journal Bearing, Considering Vaporization*, Transactions of Chalmers University of Technology, Göteborg, 190, Sweden.
- [57] Jameson, A., 1983, *Transonic Flow Calculation Of Aircraft*, Numerical Methods of Fluid Mechanics, Lectures Notes in MATHEMATICS, 1127, Springer-Verlag.
- [58] Jones, G.J., 1982, *Crankshaft bearings: oil film history*, Proceeding of the 9<sup>th</sup> Leeds Lyon Symposium on Tribology.
- [59] Jung, S.Y., San Andrés, L.A., Vance, J.M., 1991a, *Measurements of Pressure Distributions and Force Coefficients in a Squeeze Film Damper Part I: Fully Open Ended Configuration*, Tribology Transactions, 34, pp. 375–382.
- [60] Jung, S.Y., San Andrés, L.A., Vance, J.M., 1991b, *Measurements of Pressure Distributions and Force Coefficients in a Squeeze Film Damper Part II: Partially Sealed Configuration*, Tribology Transactions, 34, pp. 383–388.
- [61] Kang, J., Anfeng, Li., Lee, T. S., Shu, C., Junmei, W., 2004, *Operator-splitting method for the analysis of cavitation in liquid-lubricated herringbone grooved journal bearing*, International journal for Numerical Methods in Fluids, 44: 765-775.
- [62] Kauzlarich, J.J., 1972, *Hydraulic Squeeze Bearing*, ASLE transaction, 15, 37-44.

- [63] Khonsari, M. M., Booser, R. E., 2001, *Applied Tribology Bearing Design and Lubrication*, John Wiley & Sons, Inc. New York, NY, pp. 204.
- [64] Khonsari, M. M., Beaman, J.J., 1986, *Thermodynamic Analysis of laminar Incompressible Journal bearings*, ASLE Transactions, Vol. 29(2), pp.141-150.
- [65] Knight, J.D., Niewiarowsky, A.J., 1990, *Effects of Two Film Rupture Models on the Thermal Analysis of a Journal Bearing*, Journal of Tribology, Vol. 112, pp. 183-188.
- [66] Kumar, A., Booker, J.F., 1991a, *A finite element cavitation algorithm*, Journal of Tribology, Vol.113, pp. 276-286.
- [67] Kumar, A., Booker, J.F., 1991b, *A Finite Element Cavitation Algorithm: Application/Validation*, Journal of Tribology, Volume 113, pp. 255-261.
- [68] Kuroda, S., Hori, Y., 1978, *An experimental study on cavitation and tensile Stress in a Squeeze film*, J. Jpn. Soc. Lub. Eng., 23, 436-442.
- [69] LaBouff, G. A., Booker, J. F., 1985, *Dynamically Loaded Journal Bearings: A Finite Element Treatment for Rigid and Elastic Surfaces*, Journal of Tribology, Vol. 107, pp.505-515.
- [70] Lemaître, F., Berker, A., 1995, *Non-Newtonian cavitation analysis in journal bearing*, J. of. Non-Newtonian Fluid mechanics, 59 31-48.
- [71] Lundholm, G., 1969, *The Circumferential-Groove Journal Bearing, Considering Cavitation and Dynamic Instability*, Acta Poly. Scand., Mech. Eng. Series, Stockholm, Vol. 12.
- [72] Marsh, H., 1974, *Cavitation in Dynamically Loaded Journal Bearings*, Proceedings of the 1st Leeds-Lyon Symposium on Tribology, University of Leeds, England, pp. 91-95.
- [73] Miranda, A.A.S, 1983, *Cavitation and Film Reformation in Journal Bearings Including Interactive Computer-Aided Design Study*, Ph.D. Thesis, Univ. Of Leeds, U.K.
- [74] Mistry, K., Biswas, S., Athre, K., 1997, *A new theoretical model for analysis of the fluid film in the cavitation zone of a journal bearing*, Journal of Tribology, Vol. 119, pp. 741-746.
- [75] Murty, K. G., 1974, *Note on a Bard-type Scheme for Solving the Complementarity Problems*, Opsearch, Vol. 11, pp. 123-130.
- [76] Nakahara, T., Terasawa, T., Aoki, H., 1985, *Transition phenomena of gaseous cavitation in thin Oil film between Non-parallel surfaces*, Proc. JSLE. Intern. Tribology. Conf., Vol. 3, Elsevier, NY, 1097-1102.

- [77] Nakai, M., Kazamaki, T., Hatake, T., 1982, *Study on pressure distribution in the range of negative pressure in sliding bearings (1st report) – the relation between the behavior and cavities and the pressure distribution curve*, 27, 837-844.
- [78] Natsumeda, S., Someya, T., 1988, *Negative Pressures in statically and dynamically loaded journal bearings*, Fluid Film Lubrication – Osborne Reynolds Centenary, D. Dowson, C.M. Taylor, M. Godet, D. Berthe, Eds Elsevier, New York, 65-72.
- [79] Nelson, F.C., 2002, *A Review of the Origins and Current Status of Rotor Dynamics*, In IFTOMM Sixth International Conference on Rotor Dynamics, Sydney, pages p745–751.
- [80] Nicolas, D., 1972, *Les Paliers Hydrodynamiques Soumis à un Torseur de Forces Quelconques*, Thèse de docteur Ingénieur, INSA Lyon.
- [81] Nosov, V.R., Gomez-Mancilla, J., 2004, *On the appearance of lubricant film rupture in cylindrical journal bearings*, Tribology transactions, 47, 233-238.
- [82] Oh, K.P., Goenka, P.K., 1985, *The Elastohydrodynamic Solution Of Journal Bearing Under Dynamic Loading*, Transaction of the ASME Journal Of Tribology, Vol. 107, pp. 389-395.
- [83] Olsson, K.O., 1965, *Cavitation in Dynamically Loaded Bearings*, No. 26, 308, Institute of Machine Elements, Göteborg.
- [84] Olsson, K.O., 1974, *On Hydrodynamic Lubrication with Special Reference to Nonstationary Cavitation*, Transactions of Chalmers University of Technology, Chalmers University of Technology, Göteborg.
- [85] Optasanu, V., Bonneau D., 2000, *Finite element masse-conserving cavitation algorithm in pure squeeze motion. Validation/Application to a connecting-Rod Small End Bearing*, Journal of Tribology, Vol.122, pp. 162-169.
- [86] Pan, C.H.T., Ibrahim R.A., 1981, *Cavitation in a Short Bearing With Pressurized Lubricant Supply*, Journal of Lubrication Technology, 103, pp. 337–349.
- [87] Pan, C.H.T., 1980, *An Improved Short Bearing Analysis for the Submerged Operation of Plain Journal Bearings and Dampers*, ASME Journal of Lubrication Technology, Vol. 102, pp. 320-332.
- [88] Pan, C.H.T., 1983, *Dynamic Analysis of Rupture in Thin Fluid Films. Part I: A Noninertial Theory*, Journal of Lubrication Technology, Vol. 105, pp. 96-104.
- [89] Pan, C.H.T., Perlman, A., Li, W., 1987, *A New Numerical Technique for the Analysis of Lubricating Films. Part I: Incompressible, Isoviscous Lubricant*, Proceedings of the

- 13th Leeds-Lyon Symposium on Tribology, England, September 1986, (Elsevier Science Publishers, New York, NY), pp 427-430.
- [90] Paranjpe, R.S., Goenka, P.K., 1990, *Analysis of Crankshaft Bearings Using a Mass Conserving Algorithm*, STLE Tribology Transactions, Vol. 33, No. 3, pp. 333-344.
- [91] Parkins, D.W., 1990, *Categorization of cavitation type and onset conditions*, Current research in cavitating fluid films, Part I: fundamental and Experimental Observation, NASA technical Memorandum 103184.
- [92] Parkins, D.W., May-Miller, R., 1984, *Cavitation in an oscillatory oil squeeze film*, Journal of Tribology, Vol.106, 360-367.
- [93] Parkins, D.W., Stanley, W.T., 1982, *Characteristics of an Oil Squeeze Film*, Journal of Lubrication Technology, Vol.104, 497-503.
- [94] Parkins, D.W., Woollam, J.H., 1986, *Behavior of an oscillating oil squeeze film*, Journal of Tribology, Vol.108, 639-644.
- [95] Parkins, D.W., Kahangwa, B., 1980, *Forces Generated By an Oil Squeeze Film*, ASME paper 80-C-2 Lub-39.
- [96] Pascovici, M.D., Rădulescu, Al.V., 1987, *The grease squeeze film*, WEAR 116, ISSN 0043-1648, pp. 261-266.
- [97] Payvar, P., Salant, R.F., 1992, *A Computational Method for Cavitation in a Wavy Mechanical Seal*, Journal of Tribology, 114, pp. 199–204.
- [98] Piffeteau, S., Souchet, D., Bonneau, D., 2000, *Influence of thermal and elastic deformations on connecting-rod Big end bearing lubrication under Dynamic loading*, ASME Journal of Tribology, Vol. 122, pp. 181-192.
- [99] Qi A., Yinsheng Z., Yongxin Q., 1997, *Study on the Viscosity Properties of Bubbly Oil and the Static Characteristics of Journal Bearings Lubricated With Bubbly Oil*, Wear, 213, pp. 159–164.
- [100] Rădulescu, Al.V., 2002, *Grease Squeeze Film between Circular Compliant Surfaces*, 13<sup>th</sup> International Colloquium Tribology, Esslingen, Vol. II, ISBN 3-924813-48-5, pp. 949-954.
- [101] Rădulescu, Al.V., 2006, *Non-Newtonian Squeeze Films with Slip Boundary Conditions*, TRIBOLOGIA, Nr. 3 (207), ISSN 0208-7774, pp. 163-173.
- [102] Rădulescu, Al.V., 2008, *Theoretical Researches concerning the Lubrication of the Textured Surfaces with Slip Boundary Conditions*, 16<sup>th</sup> International Colloquium Tribology, Esslingen, ISBN 3-924813-73-6, pp. 86.

- [103] Reynolds, O., 1886, *On the Theory of Lubrication and Its Application to Mr. Beauchamp Tower's Experiments, Including an Experimental Determination of the Viscosity of Olive Oil*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, Vol. 177, p. 157.
- [104] Rodrigues, A. N., 1970, *An Analysis of Cavitation in a Circular Squeeze Film and Correlation with Experimental Results*, Ph. D. thesis, Cornell University, Ithaca, NY.
- [105] Rodrigues, F. A., 2003, *Etude de la dynamique non linéaire d'amortisseurs du type Squeeze Film*, Thèse de Doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- [106] Sahlin, F., Almqvist, A., Larsson, R., Glavatskih, S., 2007, *A cavitation algorithm for arbitrary lubricant compressibility*, Tribology International, (40) 294-300.
- [107] Sakakida, H., Sato, Y., Fujino, H., Hisa, S., 1991, *Stability Characteristics of a Journal Bearing Mounted in an Uncentralized Squeeze Film Damper*, Journal of Tribology, 113, pp. 584–589.
- [108] San Andrés, L., Diaz, S.E., 2002, *Flow visualisation and forces from a squeeze film damper operating with natural air entrainment*, Proceedings of ASME/STLE joint International Tribology Conference, Mexico, pp.27-30.
- [109] San Andrés, L.A., Tao, L., Diaz, S., Rajagopal, K.R., 2000, *Analysis of Squeeze Film Dampers Operating With Bubbly Lubricants*, Journal of Tribology, 122, pp. 205–210.
- [110] San Andrés, 2006, *Cavitation in liquid film bearings*, Notes de cours de San Andrés, [http://phn.tamu.edu/me626/Notes\\_pdf/Notes06\\_Liquid\\_cavitation\\_model.pdf](http://phn.tamu.edu/me626/Notes_pdf/Notes06_Liquid_cavitation_model.pdf).
- [111] San Andrés, L., Diaz, S.E., 2003, *Flow Visualization and Forces From a Squeeze Film Damper Operating With Natural Air Entrainment*, Journal of Lubrication Technology, Volume 125, pp. 325-333 (ASME paper 2002-TRIB-81).
- [112] Sawicki, J. T., Rao, T. V. V. N., 2004, *Cavitation effects on the stability of a submerged journal bearing*, International Journal of Rotating Machinery, 10(3):227-232.
- [113] Smith E.H., 1980, *The Influence of Surface Tension on Bearings With Bubbly Liquids*, Journal of Lubrication Technology, 102, pp. 91–96.
- [114] Sommerfeld, A., 1904, *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, p. 150.
- [115] Stanley, W.T., 1981, *Dynamic Characteristics of an Oil Squeeze Film*, MSc Thesis, Cranfield Institute Of Technology.
- [116] Stieber, W., 1933, *Das Schwimmlager*, Verein Deutscher Ingenieure, Berlin.

- [117] Sun, D. C., Brewe, D. E., 1991, *A High Speed Photography Study of Cavitation in a Dynamically Loaded Journal Bearing*, ASME Journal of Tribology, Vol. 113, pp. 287-294.
- [118] Sun, D. C., Brewe, D. E., 1992, *Two Reference Time Scales for Studying the Dynamic Cavitation of liquid Films*, ASME Journal of Tribology, Vol. 114, pp. 612-615.
- [119] Sun, D. C., Brewe, D. E., Abel, P.B., 1993, *Simultaneous Pressure Measurement and High-Speed Photography Study of Cavitation in a Dynamically Loaded Journal Bearing*, ASME Journal of Tribology, Vol. 115, pp. 88-95.
- [120] Swift, H.W., 1931, *The Stability of Lubricating Films in Journal Bearings*, Proceedings of the Institute of Civil Engineers, Volume 233, pp. 267-288.
- [121] Tichy, J.A., 1987, *A Study of the Effect of Fluid Inertia and End Leakage in the Finite Squeeze Film Damper*, Journal of Tribology, 109, pp. 54–59.
- [122] Vaidyanathan, K., Keith, T.G., 1989, *Numerical Prediction of Cavitation in Noncircular Journal Bearings*, STLE Tribology Transactions, 32, 2, pp. 215-224.
- [123] Vance, J.M., *Rotordynamics of Turbomachinery*, John Wiley & Sons, 1988.
- [124] Vijayaraghavan, D., Brewe, D.E., 1992, *Frequency effects on the stability of a journal bearing for periodic loading*, ASME Journal of Tribology, 114:107–115.
- [125] Vijayaraghavan, D., Keith, T.G., 1990, *An Efficient, robust and Time Accurate Numerical Scheme Applied To Cavitation Algorithm*, ASME Journal of Tribology, Vol. 112, pp. 44-51.
- [126] Vijayaraghavan, D., Keith, T.G., 1989, *Development and Evaluation of a Cavitation Algorithm*, Tribology Transactions, Vol. 32, pp. 225-233.
- [127] Vincent, B., 1995, *Modélisation de la rupture et de la reformation du film en lubrification hydrodynamique stationnaire et instationnaire*, Thèse de Doctorat, Université de Poitiers.
- [128] Walton, J., Walowit, E., Zorzi, E., Schrand, J., 1987, *Experimental Observation of Cavitating Squeeze Film Dampers*, ASME Journal of Tribology, 109, pp. 290-295.
- [129] White, D.C., 1970, *Squeeze Film Journal Bearings*, Ph.D. Dissertation, Cambridge University.
- [130] Yang, Q., Keith, T.G., 1995, *An Elastohydrodynamic Cavitation Algorithm for Piston Ring Lubrication*, Tribology Transactions, Vol. 38, 1, 97-107.
- [131] Yu, Q., Keith, T.G., 1995, *Prediction of Cavitation in Journal Bearings Using a Boundary Element Method*, Journal of Tribology, Volume 117, pp. 411-421.

- [132] Zeidan, F., Vance, J.M., 1990c, *A Density Correlation for a Two-Phase Lubricant and its Effect on the Pressure Distribution*, Tribology Transactions, 33, pp. 641–647.
- [133] Zeidan, F. Y., Vance, J. M., 1989a, *Experimental Investigation of Cavitation Effects on The Squeeze Film Force Coefficients*, Rotating Machinery Dynamics, DE-vol. 18-1, ASME Conference on Mechanical Vibration and Noise, pp. 237-242.
- [134] Zeidan, F. Y., Vance, J. M., 1989b, *Cavitation Leading to a Two Phase Fluid in a Squeeze Film Damper*, STLE Tribology Transactions, Vol. 32, 1, pp. 100-104.
- [135] Zeidan, F. Y., Vance, J. M., 1990a, *Cavitation Regimes in Squeeze Film Dampers and Their Effect on the Pressure Distribution*, STLE Tribology Transactions, Vol. 33, pp.447-453.
- [136] Zeidan, F. Y., Vance, J. M., 1990b, *Cavitation and Air Entrainment Effects on the Response of Squeeze Film Supported Rotors*, ASME Journal of Tribology, Vol. 112, pp. 347 - 353.
- [137] Zeidan, F., San Andrés, L., Vance, J.M., 1996, *Design and Application of Squeeze Film Dampers in Rotating Machinery*, Proc. of the 25th Turbomachinery Symposium, Texas A&M University, September, pp. 169-188.

---

## Chapitre II

---

### EQUATIONS GENERALES ET METHODES DE RESOLUTION NUMERIQUES

#### II.1. Introduction

En lubrification hydrodynamique, la portance peut caractériser la performance d'un contact lubrifié. Elle est déterminée via l'intégration du champ de pression obtenu en résolvant l'équation de Reynolds qui régit son comportement. En cas de rupture de film, la présence de zones actives et inactives rend l'équation de Reynolds caduque et impose la résolution simultanée de deux formes de l'équation de Reynolds. En 1981, Elrod [33] propose un algorithme ingénieux qui permet d'unifier ces deux formes de l'équation en une seule valable dans les deux zones. Au début de ce chapitre, nous présenterons l'équation de Reynolds adaptée au cas d'un film soumis uniquement à une action d'écrasement/arrachement, ainsi que les conditions initiales et aux limites associées. Ces équations sont utilisées ensuite pour étudier le comportement d'un film écrasé périodiquement entre deux surfaces solides parallèles. Pour considérer le phénomène de rupture, deux formes de l'algorithme d'Elrod sont adoptées. Ces deux versions sont détaillées et les équations ainsi obtenues sont discrétisées en différences finies et en éléments finis. Enfin, les résultats obtenus dans trois types de contact lubrifié sont présentés et comparés.

#### II.2. Equations générales du problème d'écrasement

Considérons deux surfaces (1) et (2) séparées par un film fluide de faible épaisseur et un système d'axes de référence orthogonal, avec comme origine le point O positionné sur l'une des surfaces. Les axes  $Ox$  et  $Oz$  de ce système de référence sont situés sur la même surface (figure II.1).

L'épaisseur  $h$  du film, mesurée dans la direction  $Oy$ , est fonction des coordonnées spatiales et du temps :

$$h = h(x, z, t).$$

L'équation de base utilisée en lubrification est l'équation des films minces visqueux. Elle est déduite de la théorie des milieux continus, en tenant compte de quelques hypothèses propres aux problèmes de lubrification. Les hypothèses généralement acceptées pour la modélisation théorique de la lubrification sont les suivantes :

- l'épaisseur du film  $h$  est faible devant son étendue  $\ell$  :  $\frac{h}{\ell} \approx O(10^{-3})$ .
- la courbure des surfaces peut être négligée,
- le fluide est newtonien,
- les forces d'inertie et de pesanteur sont négligeables,

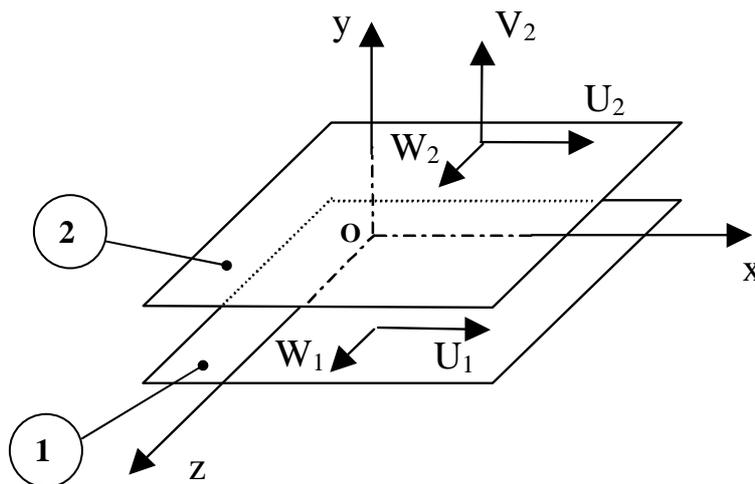


Figure II.1: Position du problème et système de coordonnées

- l'écoulement est laminaire,
- Le fluide adhère parfaitement aux parois (pas de mouvement relatif (translation) au niveau de la frontière solide/fluide),
- Les surfaces sont lisses et rigides,

Soit  $(U_1, V_1, W_1)$  et  $(U_2, V_2, W_2)$  les composantes de la vitesse respectivement des surfaces (1) et (2) dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ . En considérant que la surface (1) qui contient l'origine O,

possède un mouvement plan tangent à tous les points de sa superficie. Cette condition est équivalent à la condition :

$$V_1 = 0$$

- La masse volumique  $\mu$  et la viscosité dynamique  $\rho$  du fluide lubrifiant sont constantes à travers l'épaisseur du film, autrement dit :

$$\rho = \rho(x, z, t) ; \mu = \mu(x, z, t)$$

- La pression hydrodynamique  $p$  du fluide lubrifiant est constante à travers l'épaisseur du film :

$$p(x, z, t) = p,$$

- Les composantes de la vitesse dans les directions  $x$  et  $z$  sont :

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} y(y-h) + U_1 \frac{h-y}{h} + U_2 \frac{y}{h},$$

$$w = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} y(y-h)u + W_1 \frac{h-y}{h} + W_2 \frac{y}{h}.$$

En prenant pour hypothèses un régime isotherme et un lubrifiant isovisqueux, l'équation généralisée de la mécanique des films minces visqueux se réduit alors à l'équation de Reynolds qui, dans un repère cartésien, prend la forme suivante [38] :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho h^3}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\rho(U_1 - U_2) \frac{\partial h}{\partial x} + 6\rho(W_1 - W_2) \frac{\partial h}{\partial z}$$

$$+ 6h \frac{\partial}{\partial x} [\rho(U_1 + U_2)] + 6h \frac{\partial}{\partial z} [\rho(W_1 + W_2)] + 12\rho V_2 + 12h \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

Dans le cas de notre étude, l'origine O du repère est placée sur la surface inférieure (1). Cette surface est immobile tandis, que la surface supérieure (2) est animée d'un mouvement d'oscillations périodiques normal aux parois du contact lubrifié. Les conditions aux limites sur la vitesse du fluide sont :

sur la frontière de (1) ( $y = 0$ ) nous avons :  $U_1 = V_1 = W_1 = 0$ ,

sur la frontière (2) ( $y = h$ ) nous avons :  $U_2 = W_2 = 0$  et  $V_2 = v$ .

En introduisant les conditions aux limites sur la vitesse, l'équation de Reynolds simplifiée devient :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \quad (\text{II.1})$$

Cette équation n'est qu'une forme particulière du principe de conservation de la masse pour un fluide incompressible soumis uniquement à une action d'écrasement (Annexe I). Dans cette équation, la pression en chaque point de coordonnées  $(x, z, t)$  est généralement l'inconnue à déterminer tandis, que l'épaisseur du film  $(h)$ , la viscosité et la masse volumique du fluide  $(\mu)$  sont souvent supposées connues. Si le fluide est compressible, une relation entre la masse volumique et la pression peut être utilisée  $(\rho = \rho(p))$ .

Les deux termes situés à droite de l'équation (II.1) représentent les débits induits par la pression (écoulement de Poiseuille) dans les directions  $x$  et  $z$ , tandis que le terme situé à gauche représente le terme d'écrasement.

### II.3. Conditions aux limites

Pour pouvoir résoudre cette équation, il faut définir les conditions aux limites et la condition initiale du problème à traiter. Comme le film lubrifiant aux bords des deux plaques est exposé à l'ambiance extérieure (atmosphère), la pression du film aux limites du contact lubrifié est ainsi prise égale à la pression ambiante  $P_{\text{amb}}$ . Ainsi, pour une plaque carrée de côté  $\ell$ , nous avons :

$$p_{\text{aux limites}} = p\left(-\frac{\ell}{2}, z, t\right) = p\left(\frac{\ell}{2}, z, t\right) = p\left(x, -\frac{\ell}{2}, t\right) = p\left(x, \frac{\ell}{2}, t\right) = p_{\text{amb}}. \quad (\text{II. 2})$$

Etant donné que les deux plaques sont immergées dans un bain d'huile, les conditions initiales appliquées au film lubrifiant sur tout l'étendue du contact lubrifié se résument à :

$$p(x, z, 0) = p_{\text{amb}}. \quad (\text{II. 3})$$

### II.4. Equations régissant le comportement d'un film écrasé périodiquement entre deux plaques solides parallèles

La figure II.2 illustre, dans le plan  $(x, y)$ , un film d'huile contenu entre deux plaques carrées, planes, lisses, indéformables et constamment parallèles. Ces deux plaques sont considérées

submergées dans un bain de lubrifiant. La plaque inférieure est fixe, tandis que la plaque supérieure de carrée (50\*50) est animée d'un mouvement oscillatoire selon l'axe (y). L'épaisseur du film d'huile est supposée très petite comparée aux autres dimensions du contact lubrifié. Mesurée dans la direction (Oy), elle s'écrit en tout point M(x, y=0, z) :

$$h(t) = h_0 + h_1 \cos(2\pi ft) \quad (\text{II.4})$$

Avec  $h_0$  désigne l'épaisseur moyenne du film d'huile.  $h_1$  ( $h_1 < h_0$ ) et  $f$  sont respectivement l'amplitude et la fréquence des oscillations (pulsation). Selon l'équation (II.4), si  $h_0$  et  $h_1$  sont fixées, l'épaisseur du film  $h$  dépend uniquement du temps. Par ailleurs, on suppose que la masse volumique et la viscosité du fluide sont constantes.

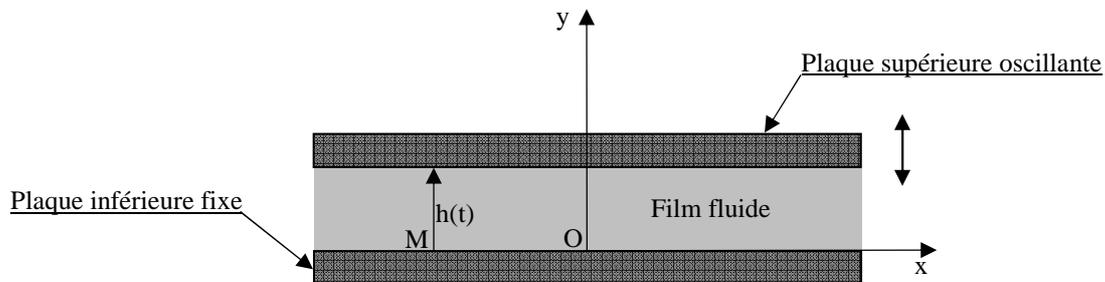


Figure II.2 : Schéma d'un film écrasé entre deux plaques solides parallèles

Lors de la phase d'approche de la plaque supérieure ( $dh/dt < 0$ , squeeze positif), la pression à l'intérieur du film monte et le liquide est repoussé vers l'extérieur. La portance hydrodynamique qui en résulte est fonction du temps. Lors de la phase de recul ou d'arrachement ( $dh/dt > 0$ , squeeze négatif), la pression du film chute et peut atteindre des valeurs inférieures à la pression ambiante, conduisant ainsi à la rupture par séparation et/ou à la rupture par cavitation du film lubrifiant.

Ce mécanisme a été très bien décrit par Optasanu et Bonneau [85] qui ont analysé en détail la zone de rupture de film (zone inactive). Les frontières du film et les différentes zones sont schématisées sur la figure II.3 où  $\ell$  représente la largeur des plaques et où  $x_r$  et  $x_f$  délimitent la frontière de la zone de rupture en mouvement.

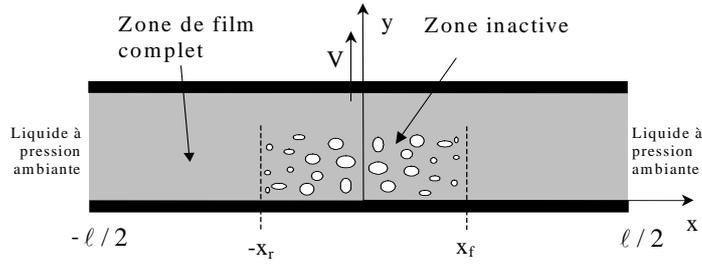


Figure II.3 : Vue en coupe des plaques, zones de rupture et de reformation du film lubrifiant

L'équation de Reynolds simplifiée pour un fluide soumis uniquement à une action d'écrasement entre deux plaques lisses parallèles est :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = \frac{h^3}{12\mu} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \rho \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho \frac{\partial p}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{II.5})$$

Si  $p$  est constante, l'équation (II.5) se réduit à :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.6})$$

Lorsque la rupture de film fluide se produit, le domaine lubrifié se divise en deux zones : la zone du film complet ou continu (zone dite active) et la zone de rupture et/ou de cavitation du film (zone dite inactive). Pour les zones actives, l'équation (II.5) est valable. Dans les zones inactives (dites zones en rupture ou en cavitation), la pression qui y règne est constante et égale soit à la pression atmosphérique  $P_{\text{amb}}$  dans le cas de la rupture par séparation du film, soit à la pression de vapeur saturante  $P_{\text{cav}}$  dans le cas de la rupture par cavitation. Dans ce cas, l'écoulement de Poiseuille dans la direction  $x$  et  $z$  disparaît, et l'équation (II.5) se réduit pour donner l'équation (II.6) où  $\rho$  représente la masse volumique du mélange lubrifiant-gaz dû à la rupture du film lubrifiant.

La détermination du champ de pression au sein du film consiste donc à résoudre deux équations selon qu'il s'agit d'une zone active ou d'une zone inactive du film. Afin d'unifier les équations (II.5) et (II.6) en une seule équation valable dans les deux zones, Elrod [33]

reformule le problème en introduisant de nouvelles variables, tout en conservant la masse à l'intérieur du domaine entier de l'écoulement.

Pour calculer le champ de pression, cette équation est résolue numériquement par la méthode des différences finies et par la méthode des éléments finis. La portance dynamique du film exercée sur la plaque écrasante est fonction du temps. Elle est calculée par intégration numérique du champ de pression sur tout le domaine du contact lubrifié. Cette intégrale est de la forme :

$$W(t) = \int_0^{\ell_x} \int_0^{\ell_z} p dx dz$$

Les résultats de ces deux formulations seront confrontés. En chapitre IV, la formulation retenue sera validée expérimentalement.

#### ***II.4.1. L'algorithme d'Elrod***

Prime abord, Elrod [33] considère que le liquide possède une *compressibilité finie*. De ce fait, la masse volumique du liquide  $\rho$  et la pression  $p$  sont liées par l'expression :

$$\beta = \rho \frac{\partial p}{\partial \rho} \quad (\text{II.7})$$

où  $\beta$  est le *module de compressibilité* du liquide.

Ensuite, il introduit une variable adimensionnée «  $\theta$  ». Cette variable possède une double interprétation, selon qu'il s'agit d'une zone active ou d'une zone inactive du contact lubrifié. Dans les zones actives,  $\theta$  représente le rapport entre la masse volumique instantanée du liquide et la masse volumique du liquide à la pression de rupture. Autrement dit:

$$\theta = \frac{\rho}{\rho_c} \quad (\text{II.8})$$

avec :  $\rho$  est la masse volumique du liquide à la pression  $p$ .  
 $\rho_c$  est la masse volumique du liquide à la pression de rupture  $p_{cav}$ .

Dans les zones inactives,  $\theta$  définit la fraction du film liquide par rapport au volume total :

$$\theta = V_{\text{liquide}}/V_{\text{totale}} \quad (\text{II.9})$$

En considérant la masse volumique à la pression de rupture comme référence,  $\theta$  est toujours supérieure ou égale à 1 ( $\theta \geq 1$ ) dans les zones actives. Dans les zone inactives, elle est strictement inférieure à 1 ( $\theta < 1$ ). Dans cette dernière zone,  $(1-\theta)$  représente la fraction du vide.

Pour unifier ces deux équations, il considère une fonction bascule «  $g$  » qui permet d'annuler tout débit (écoulement) dans les zones inactives. Cette fonction dépend donc de la valeur de  $\theta$ . Elle est définie par :

$$g = \begin{cases} 1 & \rightarrow \text{dans la zone active } (\theta \geq 1) \\ 0 & \rightarrow \text{dans la zone inactive } (0 < \theta < 1) \end{cases} \quad (\text{II.10})$$

Par ailleurs, la pression  $p$ , la masse volumique adimensionnée  $\theta$  et la fonction bascule  $g$  sont liées par la relation :

$$g\beta = \rho \frac{\partial p}{\partial \rho} = \theta \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (\text{II.11})$$

Après intégration, nous obtenons l'expression suivante :

$$p = p_{cav} + g\beta \ln \theta \quad (\text{II.12})$$

En incorporant l'expression ci-dessus dans l'équation (II.5), nous parvenons à l'équation suivante :

$$\frac{h^3\beta}{12\mu} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( g \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( g \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) \right] = \frac{\partial (h\theta)}{\partial t} \quad (\text{II.13})$$

Pour la dérivée suivant x de la fonction bascule  $g$ , nous pouvons écrire:

$$g \frac{\partial \theta}{\partial x} = g \frac{\partial(\theta-1)}{\partial x} = \frac{\partial g(\theta-1)}{\partial x} - (\theta-1) \frac{\partial g}{\partial x}$$

Le dernier terme de cette équation s'annule car la dérivée spatiale de  $g$  s'annule pour toutes les valeurs de  $\theta$  sauf pour  $\theta = 1$ ; toutefois, en ce point, évidemment le terme  $(\theta - 1)$  est nul.

Donc, nous avons :

$$g \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial g(\theta-1)}{\partial x} \quad (\text{II.14})$$

De même, on peut écrire dans la direction  $z$  :

$$g \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{\partial g(\theta-1)}{\partial z} \quad (\text{II.15})$$

En considérant l'équation (II.14) et (II.15), l'équation qui régira l'écoulement d'un film fluide soumis à une action d'écrasement s'écrit donc :

$$\frac{h^3 \beta}{12\mu} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial g(\theta-1)}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial g(\theta-1)}{\partial z} \right) \right] = \frac{\partial(h\theta)}{\partial t}$$

D'où

$$\frac{h^3 \beta}{12\mu} \left[ \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial z^2} \right] = \frac{\partial(h\theta)}{\partial t} \quad (\text{II.16})$$

Dans les zones actives ( $g = 1$  car  $\theta \geq 1$ ), la résolution de l'équation (II.16) détermine le champ de  $\theta$  qui permet, par le biais de l'équation (II.12) d'accéder au champ de pression au sein du film. Dans les zones inactives,  $g$  s'annule (car  $\theta < 1$ ). De ce fait, les écoulements dans les directions  $x$  et  $z$  disparaissent dans ces zones. L'équation (II.16) se réduit donc à :

$$\frac{\partial(h\theta)}{\partial t} = 0 \quad (\text{II.17})$$

Par ailleurs, le terme d'écrasement peut être écrit :

$$\frac{\partial(\theta h)}{\partial t} = \theta \frac{\partial h}{\partial t} + h \frac{\partial \theta}{\partial t} = \theta v + h \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (\text{II.18})$$

où  $v = \frac{\partial h}{\partial t}$  représente la vitesse d'écrasement/arrachement du film.

La pression du film aux bords du contact lubrifié est égale à la pression ambiante ( $P_{\text{amb}}$ ) :

$$P_{\text{aux limites}} = P_{\text{amb}} \quad (\text{II.19})$$

Pour la valeur du taux de mixture  $\theta$  aux limites, elle est déduite de la relation (II.12) :

$$\theta_{\text{aux limites}} = e^{((P_{\text{amb}} - P_{\text{cav}}) / \beta)} \quad (\text{II.20})$$

Etant donné que les deux plaques sont constamment immergées dans un bain d'huile, les conditions initiales du film lubrifiant sur tout l'étendue du contact se résument à:

$$\begin{cases} p = p_{\text{amb}}; \\ \theta = e^{((P_{\text{amb}} - P_{\text{cav}}) / \beta)}; \\ g = 1. \end{cases} \quad (\text{II.21})$$

### a) Adimensionnement des équations

$$\text{Soit : } X = \frac{x}{l_x}, \quad Z = \frac{z}{l_z}, \quad H = \frac{h}{h_0}, \quad T = ft, \quad \varepsilon = \frac{h_1}{h_0}$$

où  $l_x$  et  $l_z$  représentent les dimensions du contact lubrifié respectivement dans les directions  $x$  et  $z$ .  $H$  désigne l'épaisseur adimensionnée du film et s'écrit :

$$H = 1 + \varepsilon \cos(2\pi T)$$

avec  $\varepsilon$  l'amplitude adimensionnée des oscillations.

Après adimensionnement de (II.16), l'expression obtenue est la suivante :

$$\frac{h_0^3 H^3 \beta}{12\mu} \left[ \left( \frac{1}{lx^2} \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial X^2} \right) + \left( \frac{1}{lz^2} \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial Z^2} \right) \right] = (fh_0) \frac{\partial(\theta H)}{\partial T}$$

Soit :  $CX = \frac{1}{lx^2}$ ,  $CZ = \frac{1}{lz^2}$  et  $CT = \frac{12\mu f}{\beta h_0^2}$

Nous obtenons donc :

$$CX \left( \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial X^2} \right) + CZ \left( \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial Z^2} \right) = \frac{CT}{H^3} \frac{\partial(\theta H)}{\partial T} \quad (\text{II.22})$$

**b) Discrétisation par la méthode des différences finies ADI (Alternate Directions Implicit Method)**

Cette dernière équation est résolue en utilisant la méthode implicite des directions alternées souvent mentionnée dans la littérature sous le vocable ADI (*Alternate Directions Implicit*). Selon cette méthode, la résolution de l'équation se déroule en deux étapes successives. Au début du pas de temps, nous allons appliquer à l'équation (II.22) une formulation implicite dans la direction  $x$  et une formulation explicite dans la direction  $z$ . Une solution intermédiaire  $\theta^*$  est alors obtenue. Cette solution intermédiaire est prise comme point de départ pour résoudre l'équation discrétisée cette fois selon une formulation explicite dans la direction  $x$  et une formulation implicite dans la direction  $z$ . Cette deuxième résolution permet d'obtenir les approximations ultimes de  $\theta$  (Annexe II).

Les valeurs intermédiaires de  $\theta$  sont obtenues via la résolution du système d'équations suivant :

$$\theta_{i,j}^* = TBX \theta_{i-1,j}^* + TCX \theta_{i+1,j}^* + TDX \quad (\text{II. 23})$$

avec:  $TBX = \frac{C_1 g_{i-1,j}^*}{C_4 + 2C_1 g_{ij}^*},$

$$TCX = \frac{C_1 g_{i+1,j}^*}{C_4 + 2C_1 g_{ij}^*},$$

$$TDX = \frac{[C_2 (g_{ij-1}^n \theta_{ij-1}^n + g_{ij+1}^n \theta_{ij+1}^n) - (2C_2 g_{ij}^n + C_3) \theta_{ij}^n]}{C_4 + 2C_1 g_{ij}^*}.$$

En suivant la même démarche, nous obtenons le deuxième système d'équations :

$$\theta_{i,j}^{n+1} = TBZ \theta_{i,j-1}^{n+1} + TCZ \theta_{i,j+1}^{n+1} + TDZ \quad (\text{II.24})$$

avec :  $TBZ = \frac{C_2 g_{ij-1}^{n+1}}{C_4 + 2C_2 g_{ij}^{n+1}} ;$

$$TCZ = \frac{C_2 g_{ij+1}^{n+1}}{C_4 + 2C_2 g_{ij}^{n+1}} ;$$

$$TDZ = \frac{[C_1 (g_{i-1,j}^* \theta_{i-1,j}^* + g_{i+1,j}^* \theta_{i+1,j}^*) - (2C_1 g_{ij}^* + C_3) \theta_{ij}^*]}{C_4 + 2C_2 g_{ij}^{n+1}}.$$

et :  $C_1 = \frac{CX}{\Delta X^2}, C_2 = \frac{CZ}{\Delta Z^2}, C_3 = \frac{CT}{(H_{ij}^n)^3} \left( V_{ij}^n - \frac{2H_{ij}^n}{\Delta T} \right)$  et  $C_4 = \frac{2CT}{(H_{ij}^n)^2 \Delta T}.$

Aux bords du domaine d'étude, les deux systèmes d'équations (II. 23) et (II.24) prennent des formes particulières. Ces deux systèmes vont être résolus successivement par la méthode itérative de Gauss Seidel surrelaxée. Un premier code en Matlab 3.5 est développé pour mettre en œuvre cette formulation.

#### **II.4.2. L'Algorithme d'Elrod modifié**

Considérons l'équation de Reynolds modifiée (II.5) régissant l'écoulement d'un fluide soumis uniquement à une action d'écrasement entre deux plaques parallèles solides.

Cette équation est valide dans la zone active (zone sous pression). Dans la zone inactive, cette équation (II.5) se réduit à (II.6) du moment que la pression dans cette zone est égale à  $P_{cav}$ .

En définissant le remplissage  $r$  par :  $r = \rho_c h / \rho$

$\rho_c$  et  $\rho$  représentent respectivement la masse volumique de la mixture huile-gaz due à la rupture du film et la masse volumique du lubrifiant. Nous obtenons donc pour (II.6) une équation de la forme :

$$\frac{\partial(r)}{\partial t} = 0. \quad (II.25)$$

Dans le but de traiter simultanément les équations (II.5) et (II.25), elles sont regroupées ensemble grâce à l'utilisation d'une variable universelle  $D$ . Ainsi, nous avons :

$$F \left[ \frac{h^3}{12\mu} \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial D}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial D}{\partial z} \right) \right) \right] = \frac{\partial(h)}{\partial t} + (1-F) \frac{\partial D}{\partial t} \quad (II.26)$$

C'est dans les zones actives que la pression s'établit et que l'équilibre avec la charge appliquée se réalise. Dans les zones inactives, il y aura conservation du débit massique. Nous avons donc :

$$\text{Dans les zones actives : } \begin{cases} D = p; \\ F = 1. \end{cases} \quad (II.27)$$

En considérant la pression de rupture (cavitation) comme référence, nous aurons  $D \geq 0$  dans les zones actives.

$$\text{Dans les zones inactives : } \begin{cases} D = r - h; \\ F = 0. \end{cases} \quad (II.28)$$

Comme la masse volumique du mélange dans les zones inactives est toujours strictement inférieure à  $\rho$ , nous aurons  $D < 0$ .

Pour tout point du film lubrifiant, la compatibilité entre les valeurs de D et l'état supposé (actif ou inactif) du film lubrifiant en ce point doit être vérifiée.

Par ailleurs, F est une fonction bascule strictement positive. L'équation (II.26) peut donc s'écrire :

$$\frac{h^3}{12\mu} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial(FD)}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial(FD)}{\partial z} \right) \right] = \frac{\partial(h)}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial t} - \frac{\partial(FD)}{\partial t} \quad (\text{II.29})$$

Etant donné que D est une pression, la valeur de D aux limites du contact lubrifié est égale à la pression ambiante ( $P_{amb}$ ) :

$$D_{\text{aux limites}} = p_{amb} \quad (\text{II.30})$$

Comme les deux plaques sont constamment immergées dans un bain d'huile, les conditions initiales du film lubrifiant pour D et F sur toute l'étendue du contact se résument à :

$$\begin{cases} D = p_{amb}; \\ F = 1. \end{cases} \quad (\text{II.31})$$

### a) Adimensionnement des équations

En utilisant les mêmes paramètres que précédemment, l'expression obtenue est la suivante :

$$\frac{h_0^3 H^3}{12\mu} \left[ \left( \frac{1}{lx^2} \frac{\partial^2(FD)}{\partial X^2} \right) + \left( \frac{1}{lz^2} \frac{\partial^2(FD)}{\partial Z^2} \right) \right] = f \left( h_0 \frac{\partial(H)}{\partial T} + \frac{\partial D}{\partial T} - \frac{\partial(FD)}{\partial T} \right) \quad (\text{II.32})$$

Nous posons :  $CX = \frac{1}{lx^2}$ ,  $CZ = \frac{1}{lz^2}$ ,  $CT = \frac{12\mu f}{h_0^3}$  et  $CTH = \frac{12\mu f}{h_0^2}$

Nous obtenons donc l'équation:

$$CX \left( \frac{\partial^2(FD)}{\partial X^2} \right) + CZ \left( \frac{\partial^2(FD)}{\partial Z^2} \right) = \frac{1}{H^3} \left( CTH \frac{\partial(H)}{\partial T} + CT \left( \frac{\partial D}{\partial T} - \frac{\partial(FD)}{\partial T} \right) \right) \quad (\text{II.33})$$

**b) Discrétisation par la méthode des différences finies ADI**

Cette dernière équation est discrétisée selon la méthode implicite des directions alternées (I.D.A). Cette méthode consiste à faire la résolution en deux étapes (Annexe III). La première étape nous permet d'obtenir des valeurs intermédiaires de D via la résolution du système d'équation suivant :

$$D_{i,j}^* = TBXD_{i-1,j}^* + TCXD_{i+1,j}^* + TDX \quad (\text{II.34})$$

avec :

$$TBX = \frac{C_1 F_{i-1,j}^*}{(1 - F_{ij}^*)C_3 + 2C_1 F_{ij}^*} ;$$

$$TCX = \frac{C_1 F_{i+1,j}^*}{(1 - F_{ij}^*)C_3 + 2C_1 F_{ij}^*} ;$$

$$TDX = \frac{C_2 [F_{ij-1}^n D_{ij-1}^n + F_{ij+1}^n D_{ij+1}^n] + [(1 - F_{ij}^n)C_3 - 2C_2 F_{ij}^n] D_{ij}^n - C_4}{(1 - F_{ij}^*)C_3 + 2C_1 F_{ij}^*} .$$

Ces valeurs intermédiaires constitueront les valeurs de départ (initiales), tandis que les valeurs finales de D sont obtenues via la résolution du deuxième système d'équation :

$$D_{i,j}^{n+1} = TBZD_{i,j-1}^{n+1} + TCZD_{i,j+1}^{n+1} + TDZ \quad (\text{II.35})$$

avec :

$$TBZ = \frac{C_2 F_{ij-1}^{n+1}}{(1 - F_{ij}^{n+1})C_3 + 2C_2 F_{ij}^{n+1}} ;$$

$$TCZ = \frac{C_2 F_{ij+1}^{n+1}}{(1 - F_{ij}^{n+1})C_3 + 2C_2 F_{ij}^{n+1}} ;$$

$$TDZ = \frac{C_1 [F_{i-1,j}^* D_{i-1,j}^* + F_{i+1,j}^* D_{i+1,j}^*] + [(1 - F_{ij}^*)C_3 - 2C_1 F_{ij}^*] D_{ij}^* - C_4}{(1 - F_{ij}^{n+1})C_3 + 2C_2 F_{ij}^{n+1}} .$$

et:

$$C_1 = \frac{CX}{\Delta X^2} , C_2 = \frac{CZ}{\Delta Z^2} , C_3 = \frac{2CT}{\Delta T (H_{ij}^n)^3} \text{ et } C_4 = \frac{CTH}{(H_{ij}^n)^3} V_{ij}^n .$$

Aux bords du domaine d'étude, les deux systèmes d'équations (II.34) et (II.35) prennent des formes particulières. Ces deux systèmes vont être résolus successivement, comme

précédemment, par la méthode itérative de Gauss Seidel surrelaxée. Ce deuxième code de calcul est également développé en Matlab 3.5.

### ***II.4.3. Discrétisation par la méthode des éléments finis***

En 2001, Bonneau et Hajjam [8] et en 2007 Hajjam et Bonneau [43] ont publié un algorithme en éléments finis basé sur la formulation faible de Galerkin, qui traite finement le phénomène transitoire de rupture et de reformation du film lubrifiant. En effet, cet algorithme utilise le modèle de JFO et détermine avec une très grande précision les étendues des zones actives et inactives, ainsi que toutes les caractéristiques hydrodynamiques ou élastohydrodynamiques ou encore thermoélastohydrodynamiques des contacts lubrifiés. Il a été validé en le comparant aux résultats de la littérature internationale. Nous avons adapté cet algorithme à notre cas. Nous en exposons ci-après quelques éléments de base.

#### **a) Mise en équation**

Compte tenu du problème que nous avons à traiter, les équations nécessaires pour gérer les zones de rupture et de reformation du film lubrifiant sont l'équation (II.1) et l'équation (II.6) déjà citées.

L'équation (II.1) doit être vérifiée pour les zones actives (zones sous pression) et l'équation (II.6) dans les zones inactives (dites zones en rupture ou en cavitation). Ces deux équations ont été regroupées dans l'équation ci-dessous :

$$F \left[ \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial D}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial D}{\partial z} \right) \right) \right] = \frac{\partial(h)}{\partial t} + (1-F) \frac{\partial D}{\partial t} \quad (\text{II.36})$$

avec  $\begin{cases} D = p; \\ F = 1. \end{cases}$  dans les zones actives.

et  $\begin{cases} D = r - h; \\ F = 0. \end{cases}$  dans les zones inactives.

En considérant la pression de rupture (cavitation) comme référence, nous aurons  $D$  supérieure ou égale à zéro ( $D \geq 0$ ) dans les zones actives. Dans les zones inactives, comme la masse volumique du mélange est toujours strictement inférieure à  $\rho$ , nous aurons  $D < 0$ .

Pour tout point du film, on devra vérifier la compatibilité entre le signe de  $D$  et l'état supposé, actif ou inactif, du film en ce point.

### b) Conditions aux limites

Les conditions aux limites utilisées pour la résolution de cette équation de Reynolds modifiée sont basées sur la séparation des zones actives et inactives.

Soit le domaine d'étude proposé sur la figure II.4. Il comprend une zone inactive  $\Omega_0$  et une zone active  $\Omega$  séparées par une frontière  $\partial\Omega$ .  $x_r$  et  $x_f$  sont respectivement la frontière de rupture et la frontière de reformation du film. Elles varient dans le temps.

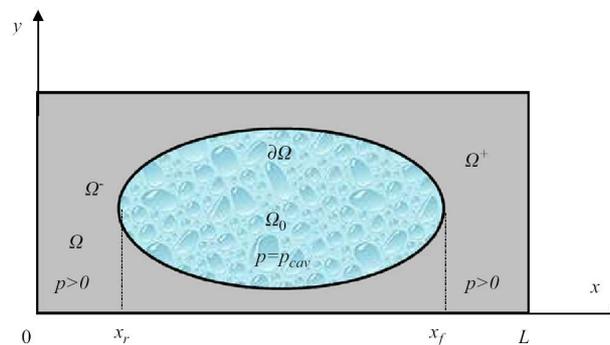


Figure II.4 :  $\Omega$  domaine d'étude,  $\Omega_0$  zone inactive.

Les conditions aux limites que doit satisfaire l'équation de Reynolds modifiée sont :

- sur les frontières extérieures :  $p = p_{\text{amb}}$  donc  $D = p_{\text{amb}}$

où  $p_{\text{amb}}$  représente la pression extérieure ambiante,

- sur la frontière de rupture  $\Omega^-$  (ou de cavitation) :

$$p = p_{cav} ; \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=x_r}^- = 0$$

- sur la frontière de reformation  $\Omega^+$  :  $p = p_{cav}$

Ces deux conditions sont désignées par « conditions de Reynolds ».

De plus, elles doivent être complétées par des équations qui assurent la conservation du débit massique entre les différentes zones en présence [8].

### c) Formulation éléments finis

D'une manière générale, les équations d'un problème HD sont l'équation de Reynolds et les équations d'équilibre de la charge. La non connaissance a priori de la localisation des zones actives et inactives du film conduit donc à la définition de deux problèmes distincts qui seront résolus alternativement :

Problème 1 : l'épaisseur du film est connue : on recherche les frontières des zones actives et inactives ;

Problème 2 : les zones actives et inactives sont connues : on recherche le champ de pression et le champ d'épaisseur qui vérifient l'équation de Reynolds.

Ces deux problèmes s'insèrent dans un problème plus général dans le cas non stationnaire ; ils devront dans ce cas être résolus à chaque pas de temps.

La solution du problème 1 est donnée par la résolution de l'équation de Reynolds modifiée (II.36). Le problème 2 sera résolu en considérant l'équation de Reynolds (II.1). En raison de la similitude entre ces équations, les développements qui conduisent à la discrétisation par la méthode des éléments finis ont été principalement présentés par les auteurs pour l'équation de Reynolds modifiée.

En considérant la forme intégrale suivante (II-37) :

$$E^*(D) = \int_{\Omega} W^* F \left( -\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial D}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial D}{\partial y} \right) + \left( \frac{\partial h}{\partial t} \right) - (1-F) \left( \frac{\partial D}{\partial t} \right) \right) d\Omega \quad (\text{II.37})$$

où  $W^*$  est une fonction suffisamment différentiable définie sur  $\Omega$ .

Une intégration par parties de certains termes, puis l'addition d'intégrales complémentaires définies sur les frontières de transition entre zones actives et inactives permettent, d'une part de réduire l'ordre de dérivabilité des fonctions (formulation faible) et d'autre part de rendre naturelles les conditions aux limites de rupture et de reformation du film nécessaires au traitement du problème 1 [8] :

$$E(D) = \int_{\Omega} \left( F \frac{h^3}{12\mu} \left( \frac{\partial W}{\partial x} \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial y} \frac{\partial D}{\partial y} \right) + W \left( \frac{\partial h}{\partial t} \right) \right) d\Omega - \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} (1-F)WD d\Omega \quad (\text{II.38})$$

Afin de ne pas faire apparaître les termes complémentaires de l'intégration par parties, les fonctions  $W$  sont choisies nulles sur la frontière  $\partial\Omega$ .

La solution du problème 1 est obtenue en recherchant les fonctions  $D$  qui satisfont aux conditions aux limites sur les frontières extérieures  $\partial\Omega$  du film et telles que  $E(D) = 0$ . La résolution de cette équation permettra d'obtenir la localisation des zones actives et inactives du film.

Pour la discrétisation des équations de Reynolds et de Reynolds modifiée, ils ont utilisé les éléments quadratiques à 8 nœuds. Le domaine  $\Omega$  est divisé en éléments finis isoparamétriques à huit nœuds. Le caractère particulier de l'équation de Reynolds modifiée, lorsqu'elle s'applique aux zones inactives (équation hyperbolique), rend nécessaire l'usage d'éléments linéaires à quatre nœuds pour sa discrétisation. Chaque élément à 8 nœuds est donc subdivisé en quatre éléments quadrangulaires à quatre nœuds. Selon qu'il s'agit du problème 1 ou 2, la discrétisation fait appel à l'un ou l'autre maillage, la valeur des paramètres au nœud central est si nécessaire obtenues par interpolation.

Les fonctions d'interpolation choisies, linéaires ou quadratiques selon le cas, permettent d'interpoler à la fois les variables géométriques et les différentes grandeurs caractéristiques du contact étudié.

#### **d) Algorithme numérique**

L'algorithme présenté ci-dessous est une adaptation de celui proposé par [43] à un problème HD non stationnaire.

*Lecture des données : géométrie, viscosité, vitesse, ...*

*Initialisation du problème : on donne  $h(x, z, t)$  et on calcule le premier champ de pression*

*Pour chaque pas de temps*

*Tant que partition( $\Omega$ ), épaisseur  $h$ , pression  $p$  non stables*

*Tant que partition( $\Omega$ ) est non stable*

*Problème de type 1 :*

*Calcul de  $D$  (équation de Reynolds modifiée)*

*Mise à jour de la partition :*

*Si  $D < 0$  le nœud est éventuellement passé à l'état inactif*

*Si  $D \geq 0$  le nœud est éventuellement passé à l'état actif*

*Fin*

*Tant que les résidus( $h, p$ )  $> \underline{eps}$  (méthode de Newton-Raphson)*

*Calcul des résidus des équations (Reynolds et charge appliquée)*

*Calcul et triangularisation du Jacobien*

*Résolution du système obtenu*

*Correction de la pression  $p$*

*Fin*

*Fin*

*Ecriture des résultats : pression, charge, épaisseur du film, ...*

*Fin*

*Fin de l'algorithme*

Pour chaque pas de temps, la recherche de la partition du domaine en zones actives et inactives se fait par la résolution successive de problèmes de type 1 et 2 jusqu'à convergence. Bonneau et Hajjam signalent que la convergence de ce processus nécessite un maillage très fin ou un pas de temps très petit par rapport à la période du mouvement d'écrasement [43]. Le code de calcul éléments finis est développé en Fortran.

## II.5. Résultats et analyse

Dans cette partie, les prévisions numériques données par les trois codes développés précédemment de la portance et de la rupture générées dans les différents types de contacts sont comparées.

### II.5.1. Contact plan/plan

Dans ce contact plan carré (50\*50), l'évolution temporelle de la portance prédite par les trois codes avant rupture du film pour  $f=0.93$  Hz,  $h_1=0.328$  mm,  $h_0=0.5$  mm et  $\mu=158.25$  mPa.s est présentée sur la figure II.5.

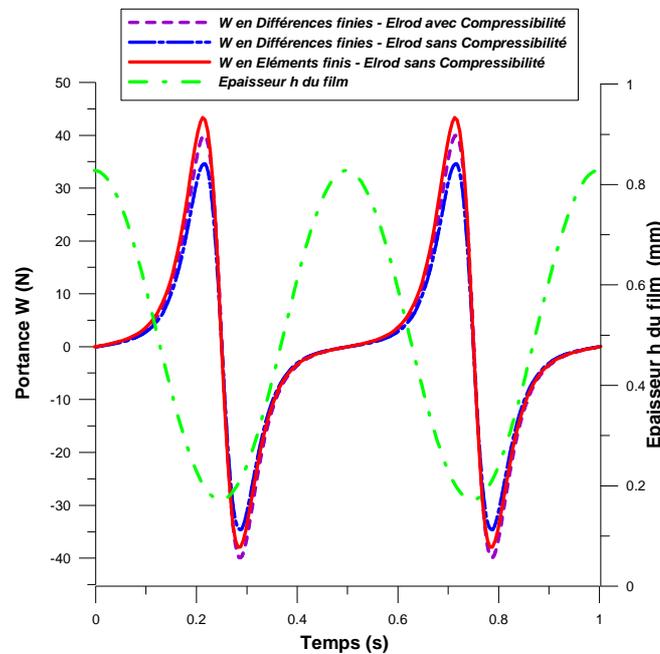


Figure II.5 : Evolution temporelle de la portance  $W$  et de l'épaisseur du film  $h$  dans un contact plan/plan pour  $f=0.93$  Hz,  $h_1=0.328$  mm,  $h_0=0.5$  mm et  $\mu=158.25$  mPa.s.

En examinant ces graphes, nous remarquons que la portance prédite selon la formulation différences finies est toujours symétrique tandis que celle obtenue par éléments finis présente un extremum positif (écrasement) plus élevé que son équivalent négatif (arrachement). Les écarts entre les extremums de la portance calculée par les différentes méthodes varient. Pour étudier l'évolution de cette variation et pouvoir comparer les différentes formulations, nous

allons examiner les effets de l'épaisseur moyenne  $h_0$ , de la fréquence  $f$  et de l'amplitude  $h_1$  des oscillations sur la portance du film.

**a) Effet de la fréquence  $f$**

La figure II.6 présente l'effet de la variation de la fréquence  $f$  des oscillations sur la portance calculée par les trois formulations pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=148.14$  mPa.s.

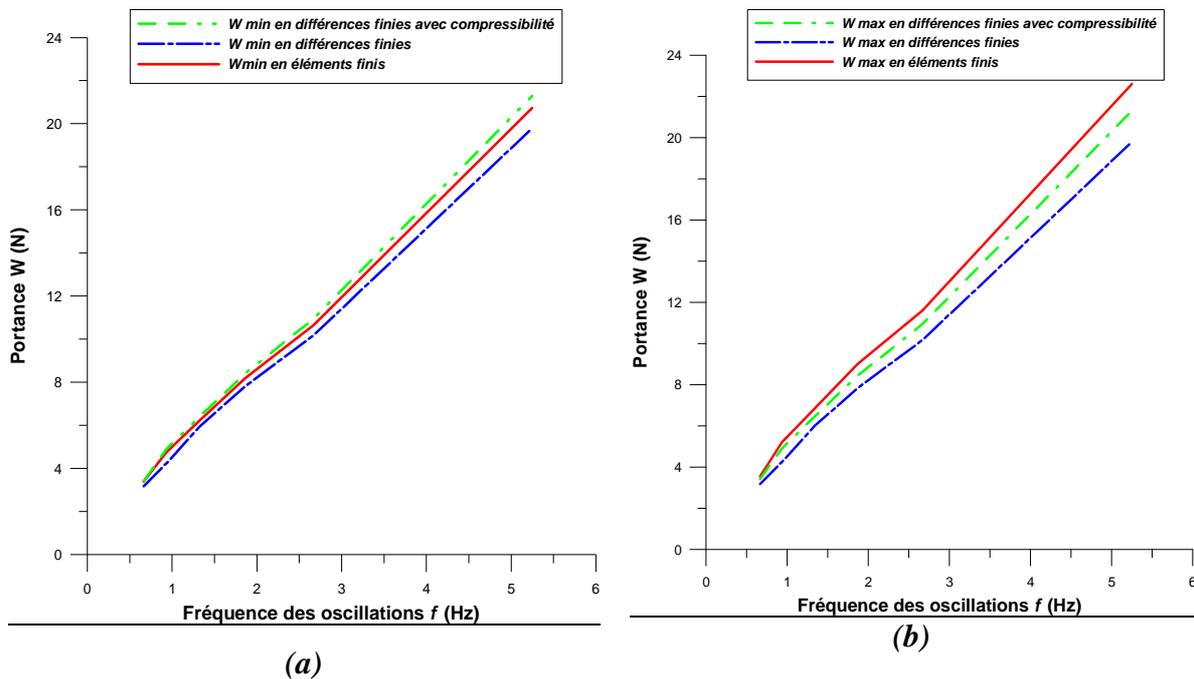


Figure II.6 : Effet de la variation de la fréquence sur les extremums de la portance  $W$  calculée pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=148.14$  mPa.s.

(a) Arrachement (b) Ecrasement

Cette figure montre que la portance du film est proportionnelle à la fréquence des oscillations. Les résultats de la formulation éléments finis s'accordent parfaitement à ceux de la formulation différences finie qui suppose la compressibilité du film. Cependant, un écart est relevé par rapport à la portance prédite par la deuxième formulation différence finie (sans compressibilité). Cet écart s'accroît lorsque la fréquence des oscillations augmente. Précisons cependant que ces écarts restent faibles et sont de l'ordre de 1.5 N pour les phases d'arrachement et de 3 N pour celles de l'écrasement.

### b) Effet de l'épaisseur moyenne $h_0$

L'effet de la variation de l'épaisseur moyenne  $h_0$  sur la portance d'un film assujéti à des oscillations de 0.93 Hz est présenté sur la figure II.7.

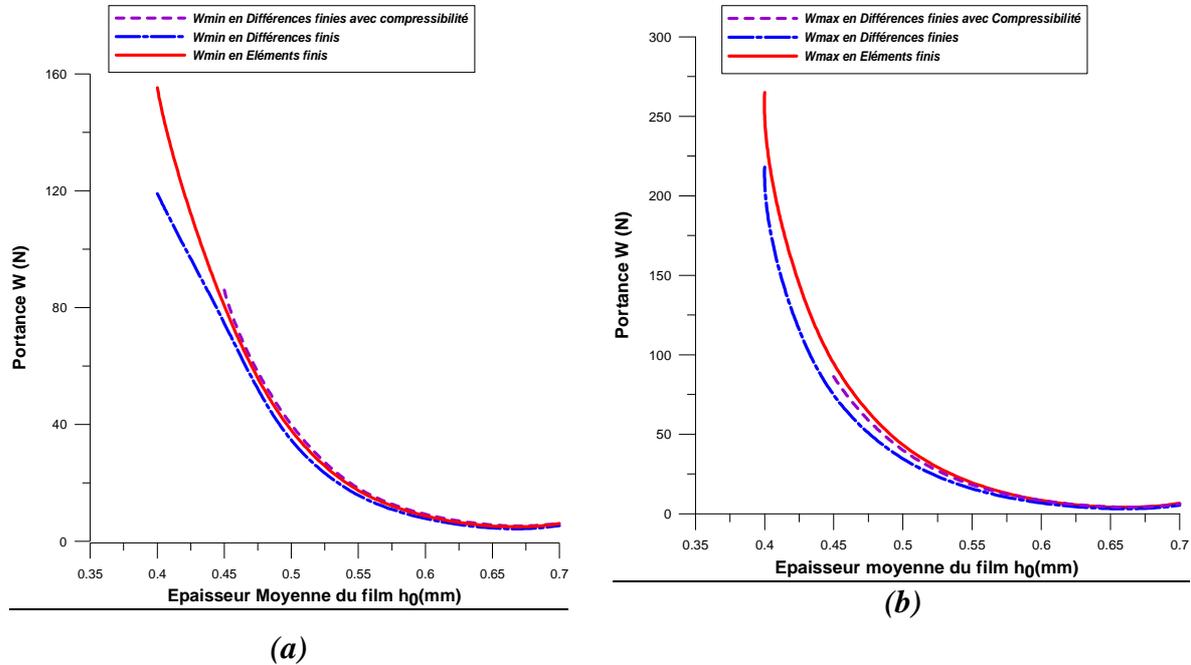


Figure II.7 : Effet de la variation de l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film sur les extremums de la portance  $W$  calculée pour  $f=0.93$  Hz. (a) Arrachement (b) Ecrasement

Sur ces graphes, la portance prédite est inversement proportionnelle à l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film. L'effet de la variation de  $h_0$  sur la portance devient considérable lorsque cette dernière est inférieure à 0.55mm.

Par ailleurs, un écart est constaté entre les deux extremums de la portance calculée en arrachement (négatifs) par le code éléments finis et par celui en différences finies sans compressibilité. Diminuer l'épaisseur moyenne du film en deçà de 0.45 mm provoque une augmentation de cet écart. Ceci dit, les résultats obtenus par les trois méthodes restent très proches.

**c) Effet de l'amplitude adimensionnée  $\epsilon$**

Les figures II.8 présente l'évolutions temporelle de la portance et de l'épaisseur du film calculées pour deux amplitudes adimensionnées  $\epsilon$ , 0.5 et 0.6, et deux fréquences d'oscillation  $f$ , 0.93 et 1.333 Hz.

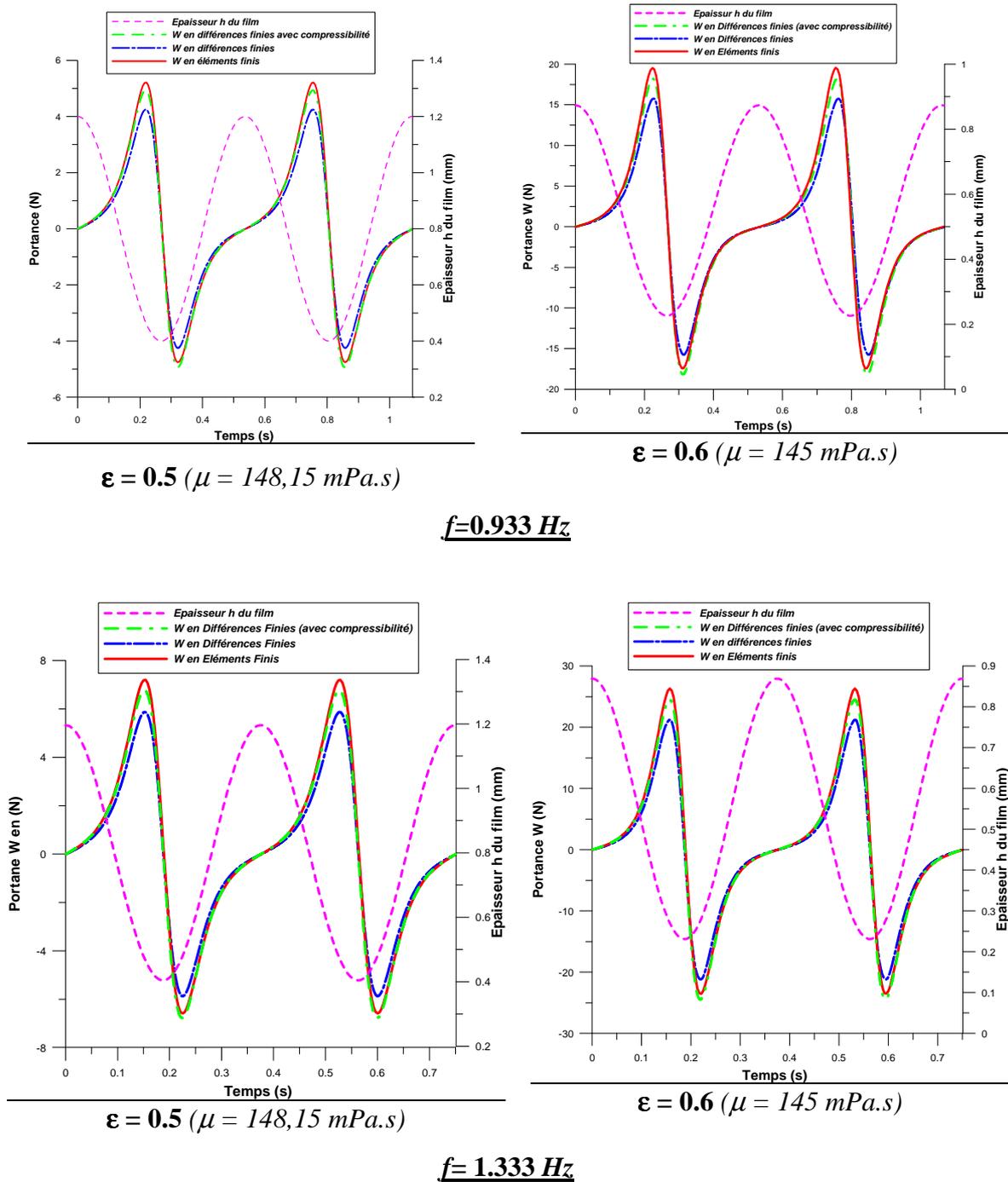


Figure II.8 : Evolution temporelle de la portance  $W$  et de l'épaisseur  $h$  du film calculées dans un contact plan/plan

Cette figure montre que, pour une fréquence donnée, la portance augmente lorsqu'on augmente l'amplitude adimensionnée  $\epsilon$ . Elle montre également un écart entre la portance calculée en éléments finis et celle prédite en différences finies. Cet écart atteint sa valeur maximale au niveau des extremums. Pour des amplitudes adimensionnées relativement petites, cet écart n'est pas influencé par la variation de la fréquence et reste plus au moins constant. A titre d'exemple, lorsque  $\epsilon = 0.5$ , l'écart relatif est estimé à 11% entre les extremums négatifs et 18% entre les extremums positifs pour les deux fréquences. Pour des amplitudes  $\epsilon$  élevées, une augmentation de la fréquence provoque un accroissement de cet écart.

Lors de l'examen de l'effet de la fréquence  $f$  et de l'épaisseur moyenne  $h_0$  sur la portance, le code de calcul issu de la formulation différences finies qui suppose la compressibilité du film, a présenté quelques problèmes de convergence notamment lorsque la fréquence est grande ou/et l'épaisseur moyenne du film est faible. En effet, la nécessité d'utiliser des modules de compressibilité artificiels pour résoudre les systèmes d'équation entrave la convergence vers la solution attendue. Ses limitations rendent le code inadapté pour examiner, par exemple, l'effet de la rupture du film qui apparaît pour des fréquences élevées. Par conséquent, ce code a été abandonné tandis que les deux autres ont été retenus pour mener la suite de l'étude.

#### **d) Effets de la rupture du film**

Pour simuler la rupture du film, des fréquences d'oscillations plus grandes ( $> 20$  Hz) sont testées. Numériquement, la rupture d'un film d'huile d'épaisseur initiale  $h_0 = 0.8$  mm et de viscosité  $\mu = 158.25$  mPa.s soumis à des oscillations d'amplitude  $h_1 = 0.4$  mm, est obtenue à des fréquences supérieures ou égales à 25 Hz. Pour une fréquence de 25 Hz, nous avons présenté, sur la figure II.9, l'évolution temporelle de la portance du film rompu. Indépendamment de la formulation utilisée, cette portance présente un extremum négatif plus petit en valeur absolue que son équivalent positif. Cette dissymétrie est plus marquée pour la méthode des éléments finis. Toutefois, un écart est constaté entre les courbes de portance prédites par les deux méthodes. Cet écart est maximal au niveau des extremums.

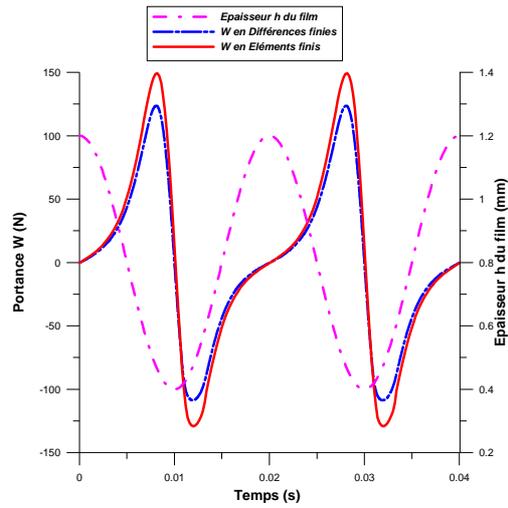


Figure II.9 : Evolution de la portance et de l'épaisseur calculées du film dans un plan /plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 25$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm,  $\mu = 158$  mPa.s

La figure II.10 montre les évolutions temporelles du champ de pression et du champ de remplissage du film à 25 Hz.

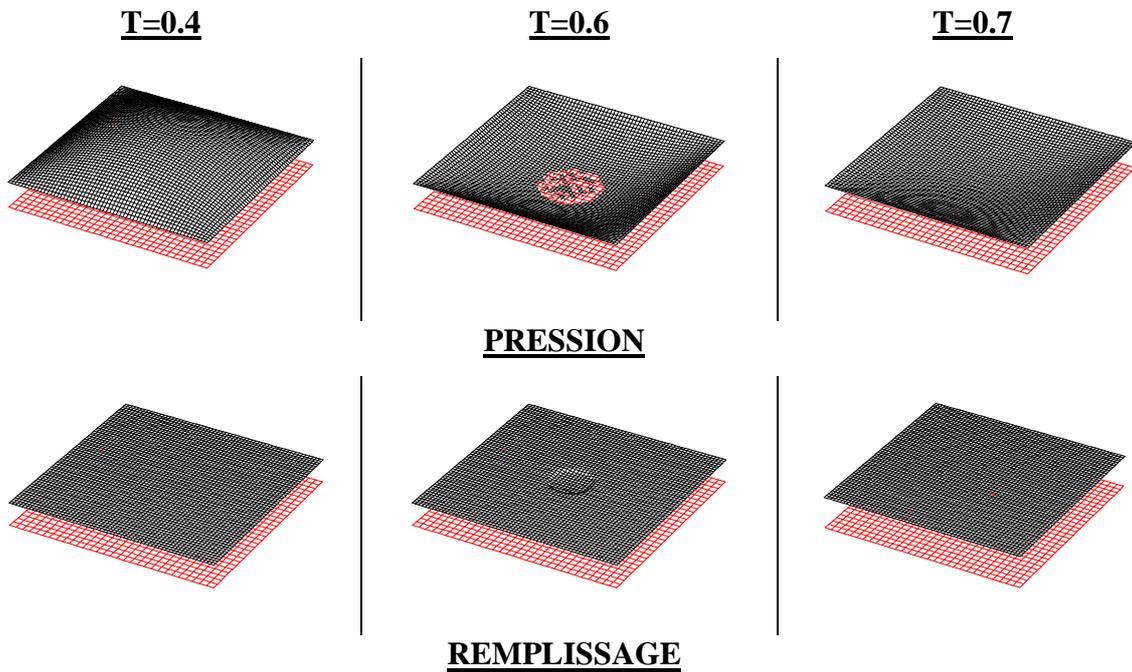


Figure II.10 : Evolution du champ de pression et du champ de remplissage du film dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 25$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 158$  mPa.s

Cette figure confirme la rupture en phase d'arrachement ( $T=0.6$ ) du film. Pour étudier l'impact de la fréquence des oscillations sur la portance du film rompu, nous avons présenté, sur la figure II.11, l'évolution temporelle de la portance calculée à 30 Hz.

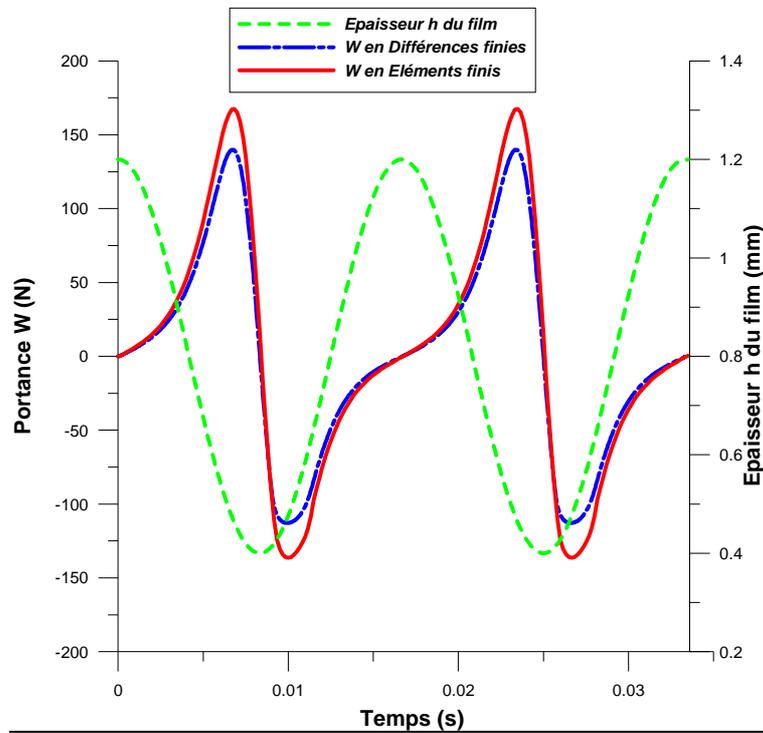


Figure II.11 : Evolution de la portance et de l'épaisseur calculées du film dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 30$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 148$  mPa.s

En comparant les extremums de la portance obtenues à 30 Hz à ceux calculée à 25 Hz, Nous avons constaté que :

- Les écarts entre les extremums positifs et entre les extremums négatifs de la portance calculée par la méthode des éléments finis et celle obtenue en différences finies sont presque identiques.
- L'augmentation de la fréquence des oscillations provoque un accroissement de l'extremum positif de la portance tandis que l'extremum négatif reste plus ou moins constant.

Les évolutions du champ de pression et du champ de remplissage du film dans un contact plan/plan et pour une fréquence de 30 Hz sont présentées sur la figure II.12.

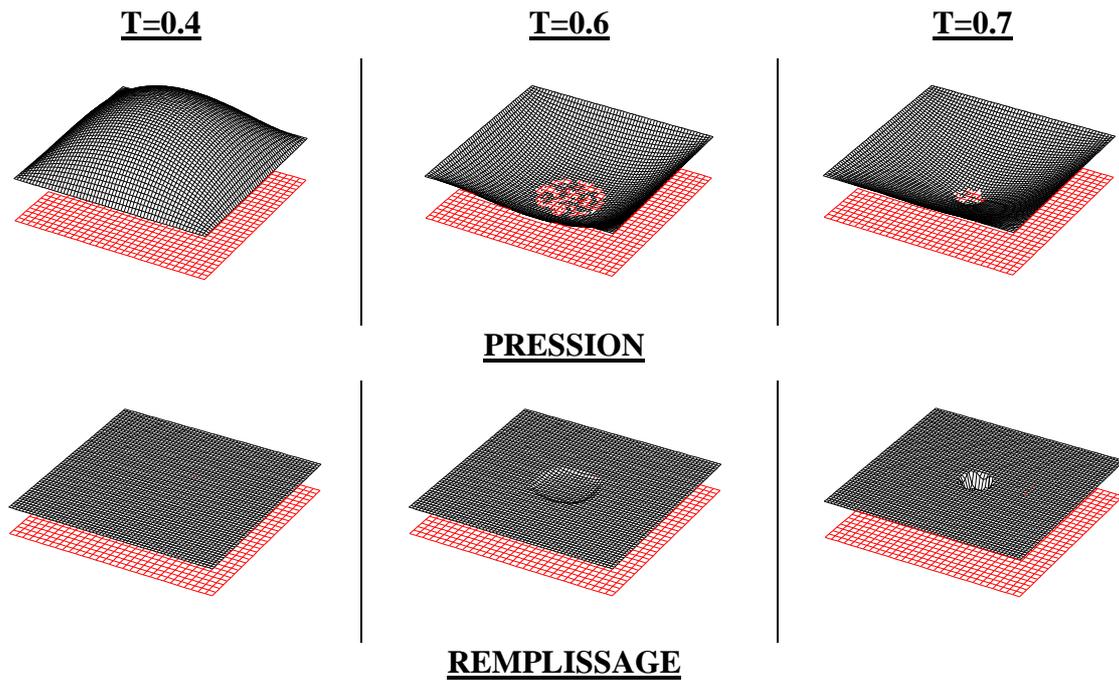


Figure II.12 : Champ de pression et de remplissage du film calculés dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 30$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 148$  mPa.s

Enfin, pour montrer l'évolution de l'étendue et de la durée de la rupture du film en fonction de la fréquence, nous avons présenté, en figure II.13, les variations du champ de pression et de remplissage du film obtenues au cours du temps à 100 Hz. Tout d'abord, nous distinguons la forme carrée de la zone de rupture.

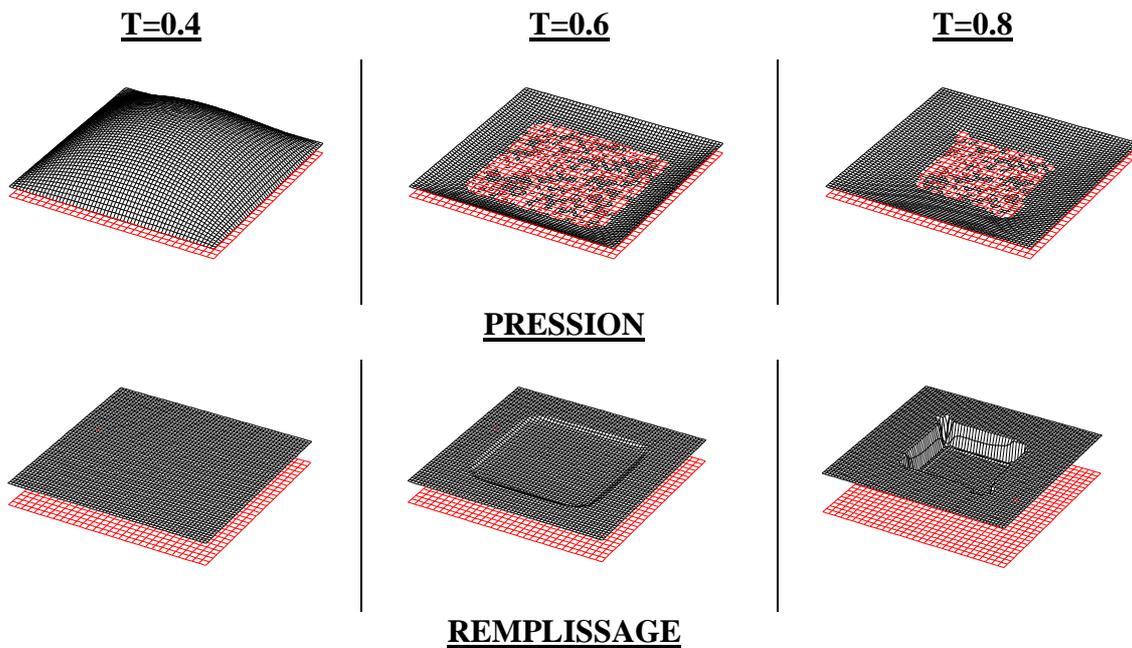


Figure II.13 : Champ de pression et de remplissage du film calculés dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 100$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 158$  mPa.s

En comparant ensuite l'étendue spatiotemporelle de la rupture du film obtenue à 25, 30 et 100 Hz, nous constatons que la zone de rupture et sa durée d'apparition augmentent en fonction de la fréquence des oscillations dans ce contact plan/plan (voir annexe VI page 165).

Pour traiter dans cette étude le contact sphère/plan et le contact cylindre/plan, le code éléments finis est exclusivement adapté. Le choix de ce code est dû essentiellement à sa rapidité de convergence (Annexe IV). De plus, ce code traite facilement des configurations géométriques complexes. Ce fait peut être particulièrement utile pour aborder ultérieurement l'étude de l'écrasement de film par des surfaces creuses par exemple.

### II.5.2 Contact sphère/plan

La figure II.14a montre la périodicité de la portance prédite avant rupture du film dans un contact sphère/plan de rayon 196.1 mm pendant plusieurs oscillations avec  $h_0=0.55$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f = 1.33$  Hz et  $\mu=133$  mPa.s. Le rayon de la forme sphérique équivaut à 196.1 mm.

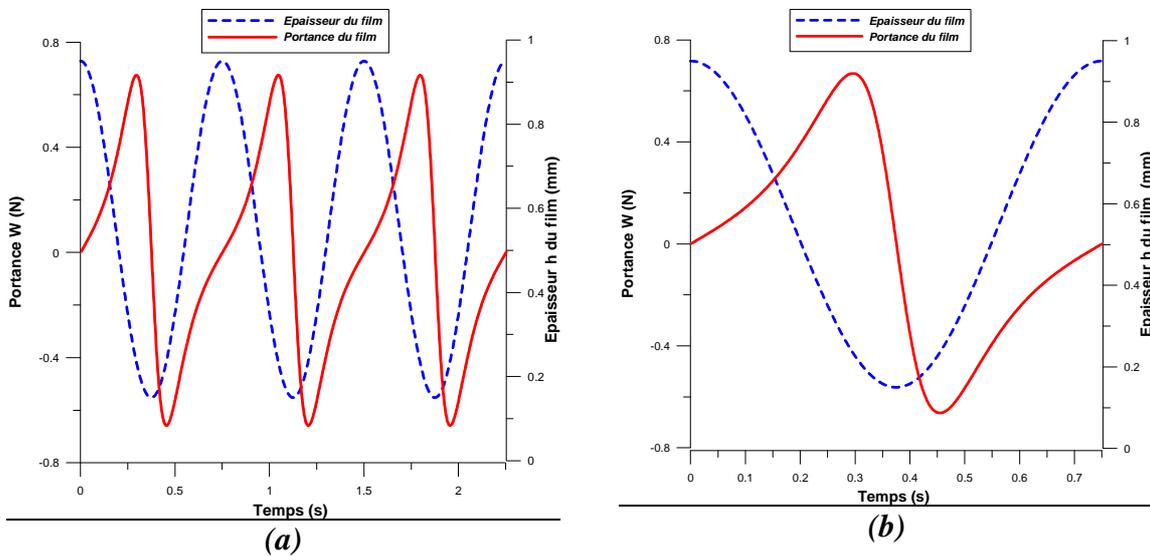


Figure II.14 : Evolution temporelle de la portance du film d'huile prédite dans un contact sphère/plan ( $R=196.1$  mm) pour  $h_0=0.55$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f = 1.33$  Hz et  $\mu=133$  mPa.s.

Quant à la figure II.14b, elle montre que, contrairement au contact plan/plan, la portance est symétrique. En effet, les extremums de la portance dans le contact sphère/plan sont égaux (en valeur absolue) et la durée de la phase d'écrasement et celle d'arrachement sont identiques.

Pour provoquer numériquement la rupture dans ce contact, nous avons simulé le comportement du film à 30 Hz. L'évolution temporelle de la portance à cette fréquence est présentée sur la figure II.15.

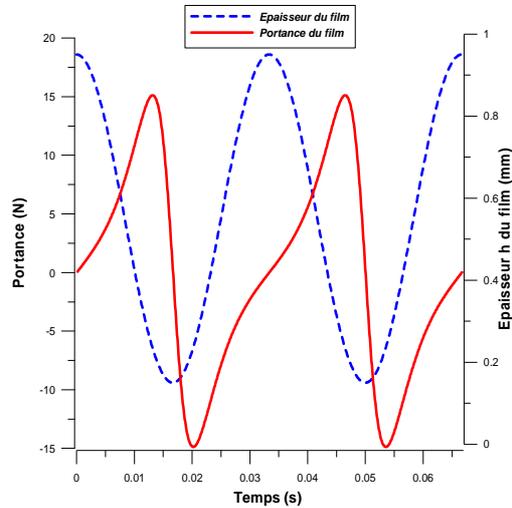


Figure II.15 : Evolution de la portance et de l'épaisseur du film calculées dans un contact sphère/plan pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $f = 30$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s

Cette figure montre que la portance du film à 30 Hz est presque symétrique. Ceci est un signe révélateur de la non rupture du film. En effet, les évolutions temporelles du champ de pression et du champ de remplissage présentées sur la figure II.16 confirment ce constat.

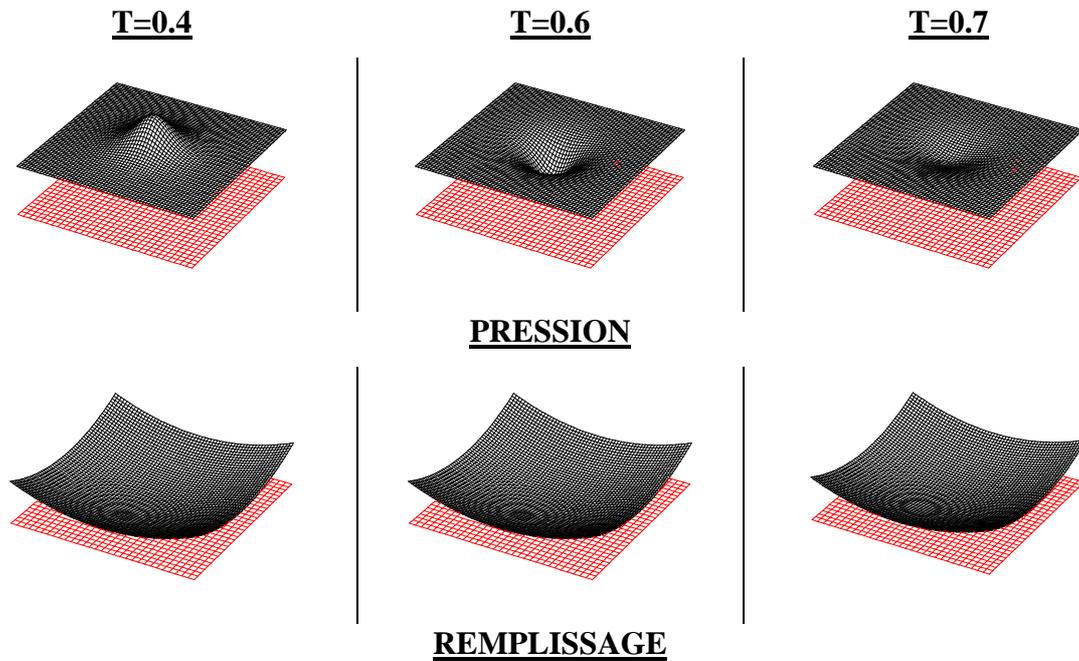


Figure II.16 : Champ de pression et champ de remplissage du film calculées dans un contact sphère/plan pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $f = 30$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s

Pour provoquer numériquement la rupture du film, il a fallu donc simuler une fréquence égale ou supérieure 50 Hz. La figure II.17 donne, à titre d'exemple, l'allure de la courbe de portance du film rompu à 50 et 100 Hz. Pour ces deux fréquences, la portance du film devient asymétrique avec un extremum négatif plus petit en valeur absolue que son équivalent positif.

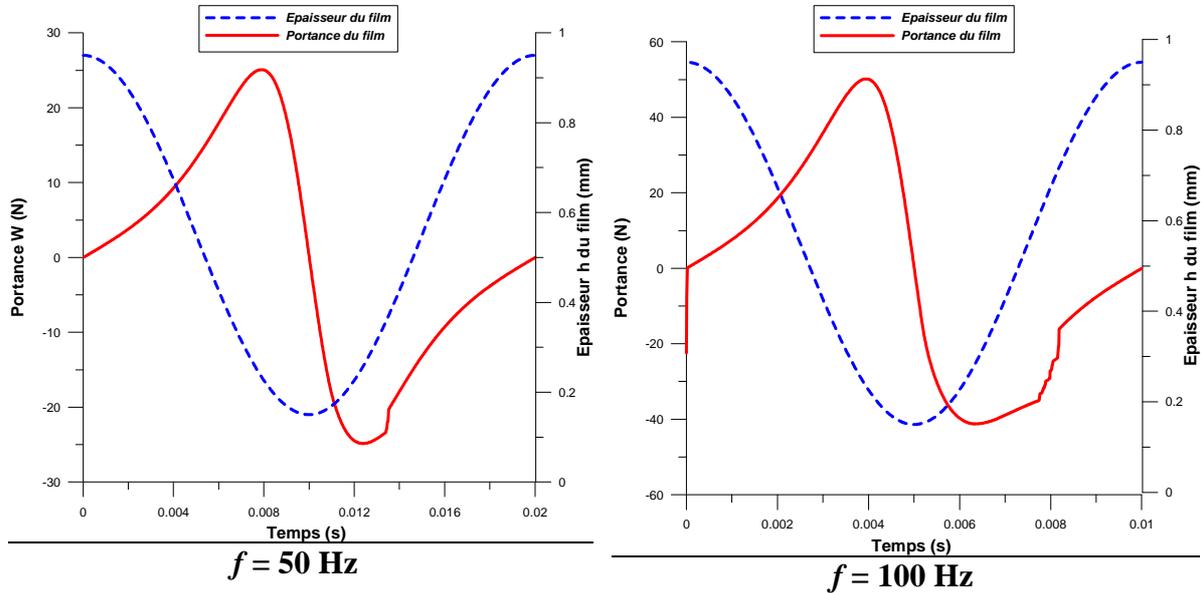


Figure II.17: Evolution de la portance et de l'épaisseur du film calculées dans un contact sphère/plan ( $R=196.1$  mm) pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s

Pour ces mêmes fréquences, les figures 11. 18 et II.19 présentent le champ de pression et le champ de remplissage obtenus dans ce contact.

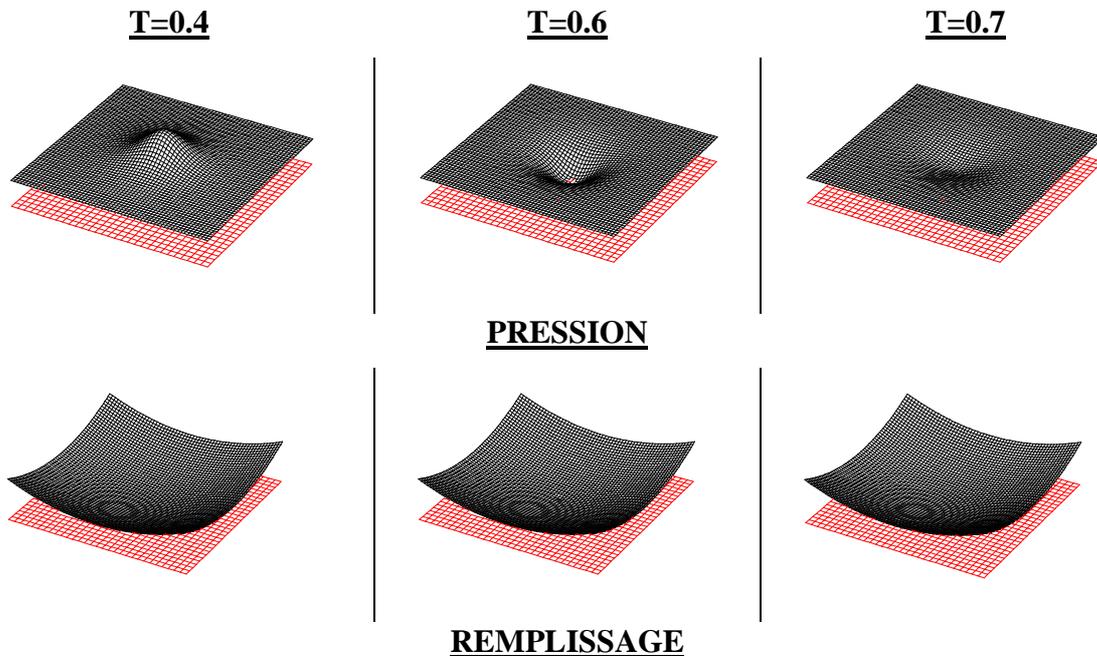


Figure II.18 : Champ de pression et champ de remplissage du film dans un contact sphère/plan ( $R=196.1$  mm) pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $f = 50$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s

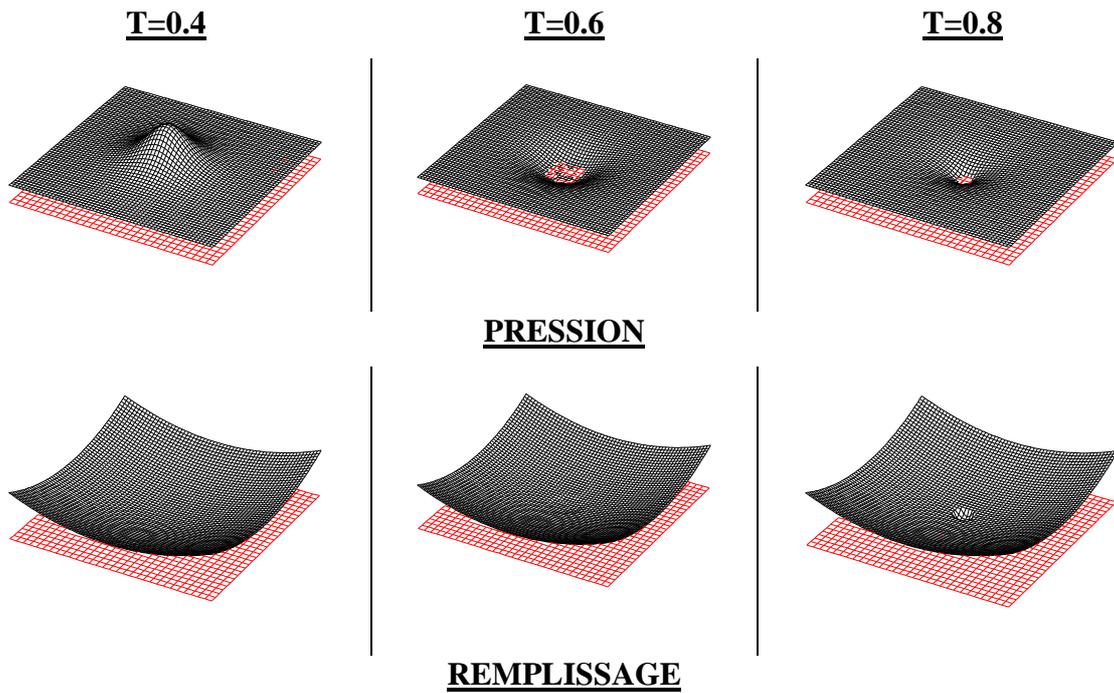


Figure II.19 : Champ de pression et champ de remplissage du film dans un contact sphère/plan ( $R=196.1$  mm) pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $f = 100$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s

Dans cette configuration géométrique, l'aire de contact entre le solide en mouvement de translation alternative et le film lubrifiant est circulaire et ses dimensions dépendent de l'épaisseur du film d'huile  $h(t)$ . Dans les phases d'arrachement ( $dh/dt > 0$ , squeeze négatif), la pression dans le film peut chuter brutalement avec la diminution de l'aire de contact. Aussi, le comportement du film lubrifiant et la portance hydrodynamique sont-ils fortement influencés par cette diminution de l'aire de contact. Cette influence est d'autant plus marquée lorsque la fréquence des oscillations croît. En effet, on note une variation instantanée de la portance lors de cette phase d'arrachement. Ce saut dans l'évolution de la portance est de l'ordre de 5 N pour une fréquence de 50 Hz et dépasse les 20 N pour des fréquences de 100 Hz. Notons aussi que la zone de rupture est de forme circulaire et que l'augmentation de la fréquence augmente l'étendue et la durée de la rupture du film.

### II.5. 3 Contact cylindre/plan

La figure II.20a présente l'évolution temporelle périodique de la portance prédite dans un contact cylindre/plan de rayon égale à 101.2 mm et de longueur équivalent à 50 mm pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 1.33$  Hz et  $\mu = 120$  mPa.s. La forme cylindrique est de 50 mm de

longueur et de rayon égal à 101.2 mm. Similairement au contact sphère/plan, la portance calculée dans ce contact est symétrique (figure II.20b).

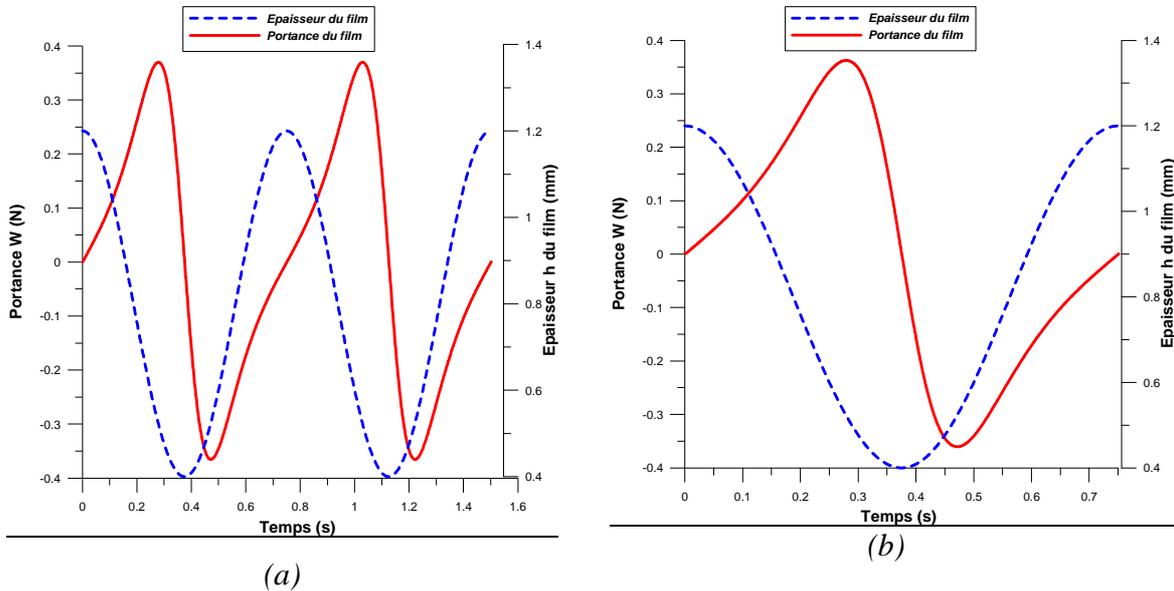


Figure II.20 : Evolution temporelle de la portance calculée dans un contact cylindre/plan avec  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=1.33$  Hz et  $\mu=120$  mPa.s.

Dans ce contact, la rupture du film est obtenue numériquement lorsque la fréquence est au-delà de 170 Hz. La figure II.21 donne, à titre d'exemple, l'allure de la portance du film obtenue à 170 Hz pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=160$  mPa.s.

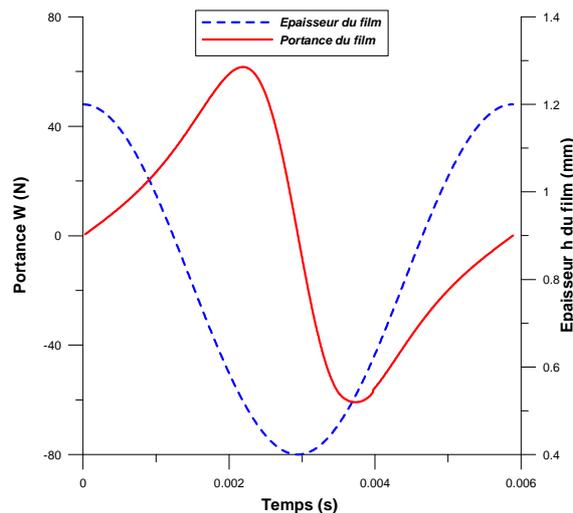


Figure II.21 : Evolution temporelle de la portance calculée dans un contact cylindre/plan avec  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=170$  Hz et  $\mu=160$  mPa.s.

Cette figure montre, de manière identique au contact sphère/plan, une asymétrie de l'évolution de la portance. Pour visualiser la forme de la zone de rupture, nous avons tracé, en

figure II.22, les évolutions du champ de pression et de remplissage dans ce contact en fonction du temps adimensionné pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f= 300$  Hz et  $\mu=120$  mPa.s.

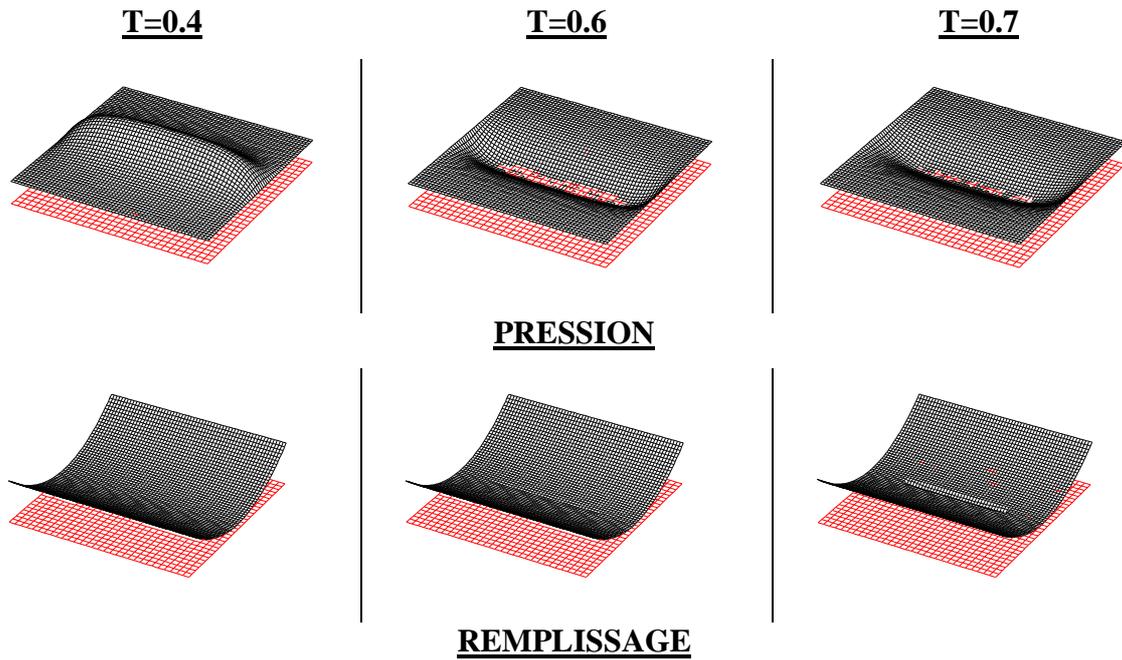


Figure II.22: Evolution du champ de pression et du champ de remplissage dans un contact cylindre/plan avec  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f= 300$  Hz et  $\mu=120$  mPa.s.

Dans ce contact, la zone de rupture est de forme elliptique (ovale) localisée et disposée symétriquement par rapport à la génératrice inférieure du cylindre.

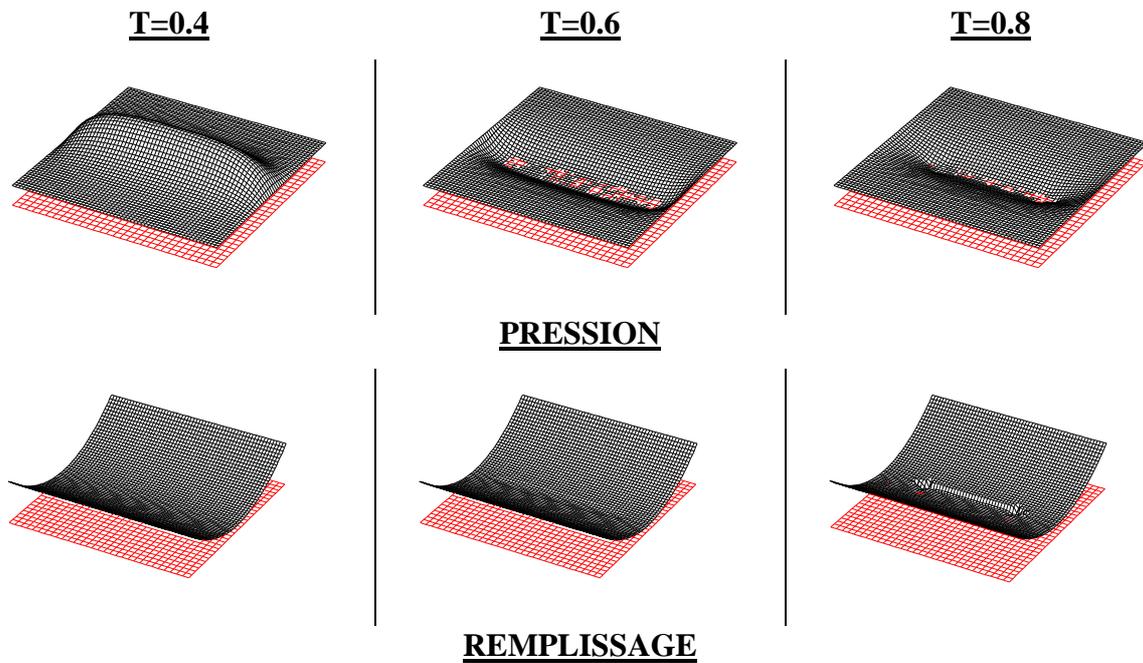


Figure II.23: Evolution du champ de pression et du champ de remplissage dans un contact cylindre/plan ( $R=101.2$ mm) avec  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f= 400$  Hz et  $\mu=120$  mPa.s.

En comparant l'évolution spatiotemporelle de la rupture du film à 300 Hz à celle obtenue à 400 Hz présentée en figure II.23, nous remarquons que l'étendue de la zone de rupture et sa durée augmentent quand la fréquence augmente. Notons ici aussi que la variation de l'aire de contact nécessite des fréquences élevées pour faire apparaître la rupture dans le film.

## II.6. Conclusion

Ce chapitre présente les équations de base qui régissent le comportement d'un film écrasé périodiquement entre deux surfaces. Pour considérer la rupture et la reformation du film lubrifiant, deux versions de l'algorithme d'Elrod ont été adoptées. La première suppose la compressibilité du lubrifiant. La seconde introduit la notion de remplissage. Les équations issues de ces deux versions sont discrétisées en différences finies et en éléments finis. Pour la formulation en différences finies, nous avons opté pour la méthode ADI pour garantir la stabilité. Les systèmes d'équations algébriques ainsi obtenus sont résolus par la méthode itérative de Gauss Seidel. Pour la formulation éléments finis, la discrétisation est réalisée par des éléments quadratiques à 8 nœuds subdivisés en quatre éléments quadrangulaires à quatre nœuds pour la gestion des zones de rupture. Ainsi, trois codes de calcul ont été développés.

Dans un contact plan/plan, les résultats de ces trois codes s'accordent sur l'impact de l'épaisseur initiale du film  $h_0$ , de la fréquence  $f$  et de l'amplitude adimensionnée  $\epsilon$  des oscillations sur la portance hydrodynamique de film d'huile (continu). En effet, ils montrent que cette portance est proportionnelle à la fréquence et évolue inversement avec l'amplitude adimensionnée  $\epsilon$  et avec l'épaisseur initiale du film. Toutefois, les codes en différences finies prévoient une portance symétrique, tandis que celle calculée par le code éléments finis présente un extremum négatif inférieur en valeur absolue à son équivalent positif. Ce fait génère un écart entre la portance calculée par les trois codes. Cet écart est maximal au niveau des extremums et il est essentiellement conditionné par l'effet combiné de la fréquence et de l'amplitude adimensionnée. Ceci dit, les résultats numériques donnés par les trois formulations restent très proches.

Lors de l'examen de l'impact de  $h_0$ ,  $f$  et  $\epsilon$  le code en différence finies, qui suppose la compressibilité du film, a posé quelques problèmes de convergence, notamment lorsque la

fréquence est élevée ou/et l'épaisseur moyenne du film est faible. Ces limitations rendent ce code inapproprié pour simuler la rupture du film. Pour traiter ensuite la portance et la rupture de film dans un contact sphère/plan ou cylindre/plan, le code éléments finis a été retenu. Le choix de ce code est dû essentiellement à sa rapidité de convergence.

La simulation numérique de la rupture dans un contact plan/plan a mis en exergue l'asymétrie de la portance du film rompu. En effet, ce dernier génère une portance dont l'extremum négatif est en valeur absolue plus grand que son équivalent positif. L'étude a également montré qu'une augmentation de la fréquence accentue cette asymétrie. Cet effet a été aussi obtenu dans le contact sphère/plan et le contact cylindre/plan.

De même, l'examen de la fréquence de rupture dans les contacts étudiés a révélé une prédisposition des films à être rompu plus facilement dans un contact plan/plan (25 Hz) que dans un contact sphère/plan (50 Hz) ou encore un contact cylindre/plan (170 Hz). Cette sensibilité à la fréquence est plus marquée par la variation des aires de contact du solide en oscillation avec le film lubrifiant.

Par ailleurs, l'examen du champ de pression et de remplissage de film dans les trois contacts révèle l'impact de la fréquence sur l'étendue et la durée de la rupture. Effectivement, les exemples étudiés montrent que l'étendue et la durée de la rupture dans les trois contacts augmentent lorsque la fréquence des oscillations croît. Il montre également une variation de la forme de la zone de rupture en fonction de la géométrie de la surface écrasante. Ainsi, la zone de rupture exhibe une forme carrée dans un contact plan/plan, circulaire dans un contact sphère/plan et elliptique dans un contact cylindre/plan.

Dans le dernier chapitre, nous allons comparer, pour de faibles fréquences, les résultats numériques à ceux expérimentaux obtenus sur notre banc d'essais.

---

---

## Chapitre III

---

### MISE EN ŒUVRE EXPERIMENTALE

#### III.1. Introduction

Dans un contact lubrifié, la portance hydrodynamique du film est conditionnée par les caractéristiques rhéologiques du lubrifiant et géométriques et cinématiques des surfaces englobantes. Pour réaliser une mesure quantitative de l'effet de chacun de ces paramètres sur la portance et les formes de rupture du film, un banc d'essai est conçu et réalisé. Sur ce banc, la géométrie du contact, l'épaisseur moyenne du film, l'amplitude et la fréquence des oscillations peuvent être variées. La portance et l'épaisseur du film sont simultanément mesurées et les formes de rupture sont continûment observées et filmées.

Au début de ce chapitre, nous décrirons en détail le banc d'essai réalisé. Nous donnerons ensuite les paramètres d'essai, la procédure expérimentale et les dispositions et précautions prises pour effectuer des mesures fines et garantir la fiabilité de l'étude. Des exemples d'évolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans différentes configurations de contacts seront présentés et commentés.

#### III.2. Dispositif d'essai et procédure expérimentale

Pour analyser le comportement d'un film d'huile mince soumis à une action d'écrasement périodique entre deux surfaces, un banc d'essai a été conçu et réalisé au Laboratoire de

Mécanique des Solides (LMS) de Poitiers. Son schéma de principe et la photographie du banc sont présentés dans les figures III.1.

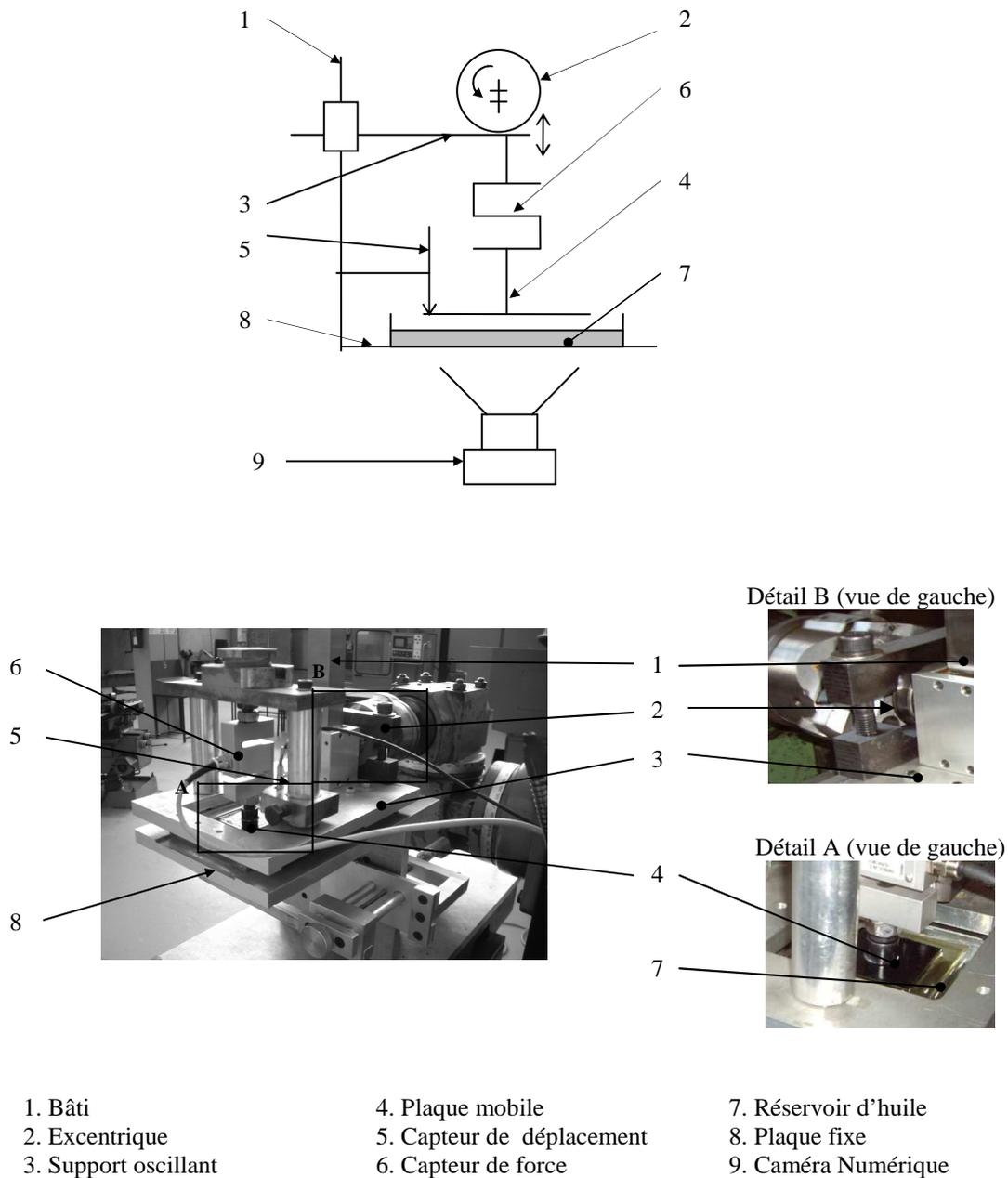


Figure III.1: Schéma de principe et photos du banc d'essai

### III.2.1. Dispositif d'essai

Le banc comprend un réservoir d'huile (7) contenu entre une plaque supérieure mobile (4) et une plaque inférieure (8) fixée au bâti (1). La plaque supérieure (4) est solidaire d'un support

(3) qui effectue des oscillations normales aux parois du contact lubrifié. Afin de supprimer tout autre mouvement parasite et assurer le parallélisme permanent des plaques, ce support est guidé en translation par rapport au bâti. L'ensemble a été fixé sur la table d'une machine-outil (une fraiseuse). Les oscillations sont alors obtenues par la transformation du mouvement de rotation continu de la broche via un système à excentrique (2). Le mouvement de translation oscillatoire imposé par l'excentrique est transmis à la plaque mobile (4). La variation de l'excentricité et de la vitesse de la broche permet de faire varier respectivement l'amplitude ( $h_1$ ) et la fréquence ( $f$ ) des oscillations.

Le fluide utilisé est une huile **10W40** (Hélix +) pour moteurs thermiques. Elle constitue, en réservoir, un bain dont l'épaisseur est de 4 mm. Le réglage de la distance entre les deux surfaces du contact permet d'ajuster l'épaisseur moyenne ( $h_0$ ) du film. Ce réglage est obtenu via le déplacement vertical de la table de la machine-outil. Le positionnement vertical relatif des surfaces écrasantes est réalisé avec une précision de l'ordre de 15  $\mu\text{m}$ .

Le banc permet de mesurer en temps réel la portance hydrodynamique du film et de relever le déplacement du support oscillant. Pour ce faire, un capteur de force (6) a été intercalé entre ce support et la plaque écrasante. La mesure de l'amplitude et de la fréquence des oscillations a été réalisée à l'aide d'un capteur de déplacement inductif (5), qui a été aussi fixé sur le support oscillant puis mis en contact avec le bord du réservoir (figure III.2). L'examen de la courbe de déplacement du support assure un contrôle continu de l'amplitude des oscillations. Toute déformation de ce graphe est révélatrice d'un dysfonctionnement du banc : déformation des pièces, défauts dus à l'excentrique, ...etc.). Une carte d'acquisition pilotée par le logiciel LABVIEW<sup>TM</sup> permet d'enregistrer continûment ces grandeurs pendant les essais.

La plaque inférieure est réalisée en plexiglas transparent. A travers cette plaque, les zones de ruptures et de reformation produites sont observées directement via un miroir et filmées grâce à une caméra numérique (9). La plaque supérieure peut être soit en plexiglas soit en aluminium. La rigidité de l'ensemble des pièces nous semble suffisante pour ne pas altérer les phénomènes locaux étudiés.



Figure III.2: Instrumentation du banc

### III.2.2. Paramètres de l'étude

Sur le banc d'essai, nous pouvons étudier l'influence des épaisseurs moyennes du film, de l'amplitude, de la fréquence des oscillations et de la géométrie du contact. Pour cette dernière, nous proposons trois formes pour la surface supérieure (écrasante) : plane, cylindrique ou sphérique. Pour la forme plane, deux sections sont étudiées : carrée ou circulaire. En associant chacune de ces formes à la surface plane de la plaque inférieure, nous obtenons donc quatre types de contact : plan/plan (a), disque/plan (b), sphère/plan (c) et cylindre/plan (d) (figure III.3).

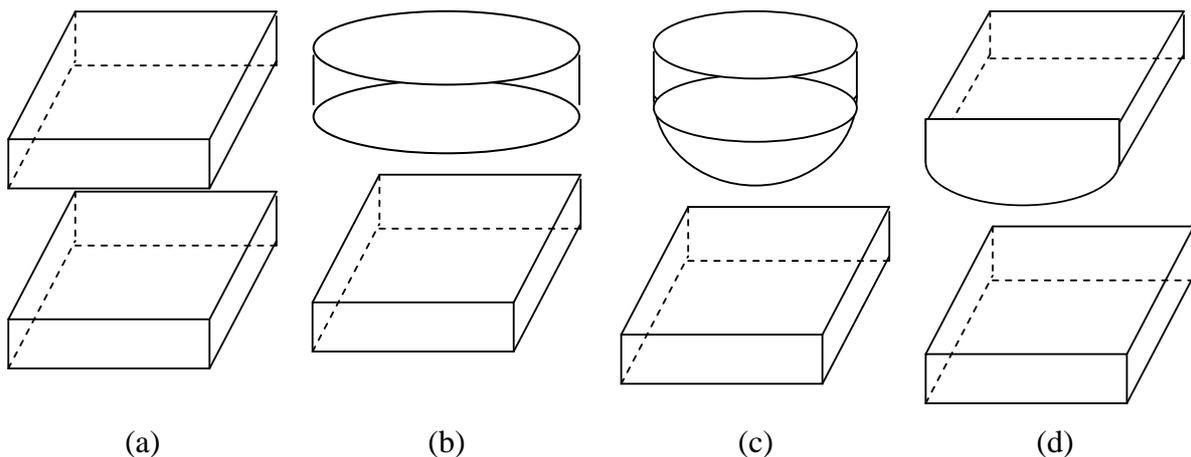


Figure III. 3: Géométries du contact lubrifié

Avant chaque essai, la température de l'huile est relevée pour déterminer sa viscosité et sa densité. Le réservoir d'huile étant exposé à l'atmosphère, sa température est prise égale à la

température ambiante. Cette dernière est mesurée à l'aide d'un thermomètre à mercure. Par ailleurs, la relation qui relie la viscosité à la température a été établie par des tests préalables sur un échantillon d'huile via un viscosimètre à Couette. Nous avons remarqué que la température du film entre deux essais successifs ou espacés peut varier. Toutefois, cette variation n'a pas dépassé deux degrés. Compte tenu des caractéristiques rhéologiques de l'huile 10W40, cette variation ne peut engendrer un écart significatif au niveau de la portance mesurée du film.

La caractérisation de cette huile est réalisée à l'aide d'un viscosimètre de type Couette de marque HAAKI™ (Annexe V). Nous avons adopté la formule établie par Roeland (1966) [44] pour établir la relation qui permet d'exprimer la viscosité en fonction de la température. Cette relation est :

$$\mu(t) = 10^{3.87*10^{-0.86*\log(1+(t/135)) - 1.20}}$$

En utilisant cette équation, nous avons pu tracer, en figure III.4, la courbe d'évolution de la viscosité dynamique en fonction de la température.

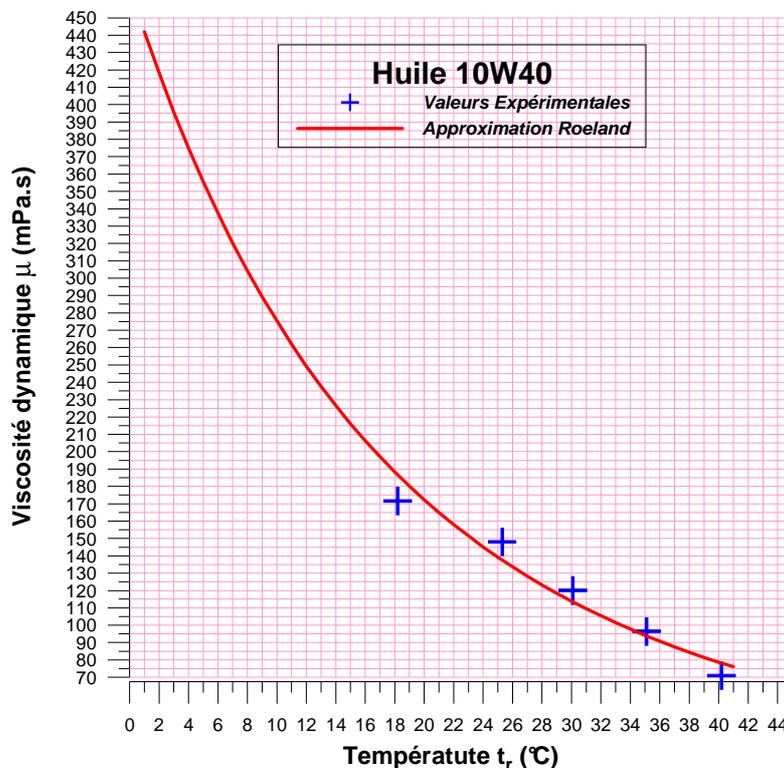


Figure III.4 : Variation de la viscosité dynamique avec la température pour une huile minérale 10W40 (Hélix+)

Cette figure montre que la viscosité diminue lorsque la température augmente. L'allure de la courbe de variation de la viscosité dynamique de l'huile 10W40 avec la température est en accord avec les données expérimentales.

Le tableau III.1 résume les caractéristiques de cette huile et donne les paramètres géométriques et cinématiques utilisés durant les tests.

| <b>Paramètres géométriques</b>       |                                                          |
|--------------------------------------|----------------------------------------------------------|
| Type de contact                      | Plan/plan<br>Disque/plan<br>Cylindre/plan<br>Sphère/plan |
| <b>Caractéristiques de l'huile</b>   |                                                          |
| Type d'huile                         | 10W40 (HELIX +)                                          |
| Viscosité de l'huile (à 22°C)        | 145 mPa.s                                                |
| Densité de l'huile                   | 866 Kg/m <sup>3</sup>                                    |
| Profondeur du bain d'huile           | 4 mm                                                     |
| <b>Paramètres cinématiques</b>       |                                                          |
| Fréquences des oscillations          | 0.666 à 30 Hz                                            |
| Amplitudes des oscillations          | 0.36 et 0.4 mm                                           |
| Epaisseurs initiales de film d'huile | 0.4 à 0.8                                                |

Tableau III.1: Paramètres de l'étude expérimentale

### ***III.2.3. Précision des mesures***

Pour garantir l'exactitude des mesures, un certain nombre de dispositions et de précautions (réglages et vérifications) ont été prises. Elles concernent l'étalonnage des capteurs, la suppression des oscillations parasites des supports, la réduction du défaut de parallélisme, ainsi que la déformation des plaques écrasantes et le dégazage de la couche d'huile.

### a) L'étalonnage des capteurs

Le capteur de déplacement est destiné à la mesure d'un déplacement maximal de  $\pm 1$  mm. Quant au capteur de force, la charge maximale mesurée est limitée à 50 N. Le capteur de déplacement est fourni avec un certificat d'étalonnage, tandis que le capteur de force a été étalonné par nos soins.

### b) Oscillations parasites des supports

Dans la conception initiale du banc, les supports inférieur et supérieur étaient en porte-à-faux. Pour améliorer la rigidité du support supérieur et réduire, voire supprimer, les oscillations parasites relevées à son extrémité, sa longueur a été réduite. Cette solution facilite également l'accès au réservoir. Les oscillations parasites du support inférieur dans la direction verticale ont été supprimées par l'ajout d'un support d'appui (figure III.5).



Figure III.5 : Forme des supports après modification

En phase de recul de la plaque supérieure (arrachement du film d'huile), quatre ressorts en appui sur le support inférieur fixe permettaient de rappeler la position initiale du support supérieur et maintenir ainsi le contact permanent avec l'excentrique. Lorsqu'on augmentait la fréquence, le comportement dynamique des ressorts était perturbé. Ceci affectait le mouvement périodique du support oscillant. Pour y remédier, ces ressorts ont été supprimés et une solution plus performante a été mise en place. Cette solution consiste à fixer sur le support supérieur une pièce sur laquelle une lumière (rainure) garantit un double contact avec l'excentrique. Grâce à ce double contact, l'action de l'excentrique provoque désormais seule le mouvement oscillatoire du support supérieur (figure III.6).

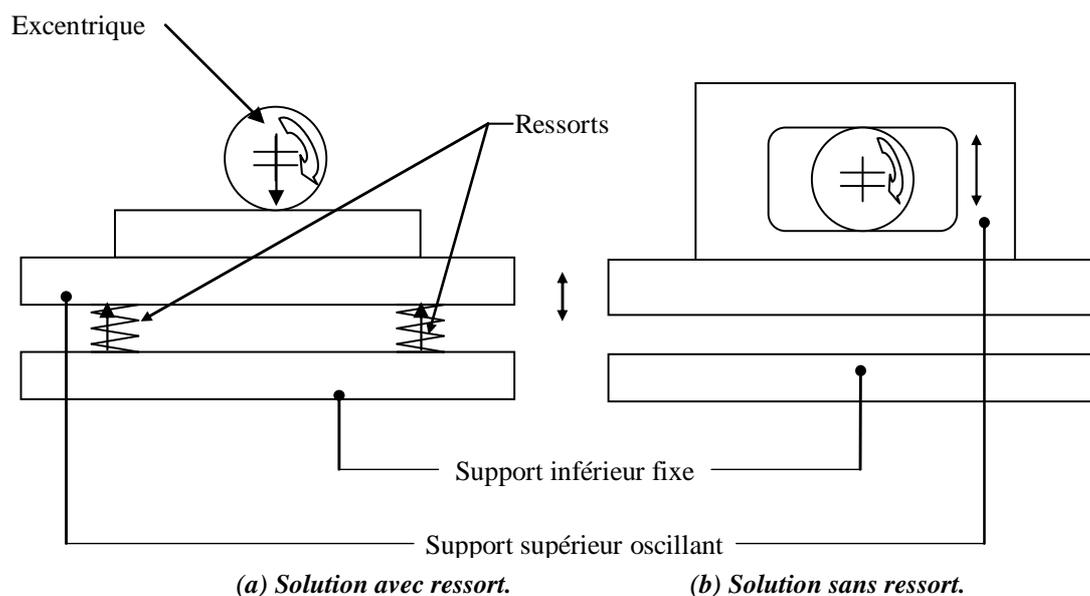


Figure III.6 : Solution mise en œuvre pour la substitution des ressorts

### c) Déformation des plaques écrasantes

La déformation des plaques (surfaces) écrasantes sous l'effet de la charge appliquée affecte considérablement l'évolution de l'épaisseur et la portance du film. Pour améliorer la rigidité des plaques, leurs épaisseurs ont été revues à la hausse. Désormais, les épaisseurs de la plaque inférieure et de la plaque supérieure sont respectivement égales à 20 mm et 10 mm. De plus, la plaque supérieure a été consolidée par un écrou de 16 mm d'épaisseur (figure III.5).

### d) Parallélisme des surfaces écrasantes

L'écrasement pur d'un film et les effets qu'il engendre ne peuvent être produits que si le mouvement d'oscillation est perpendiculaire au contact lubrifié et les deux surfaces écrasantes parfaitement parallèles. Etant donné la conception et la chaîne cinématique du banc, ces exigences sont fortement liées à la précision de positionnement et de guidage de ses éléments constitutifs. Pour y parvenir, quatre étapes ont été suivies :

- 1) La réalisation de la plaque inférieure fixe et de la plaque supérieure mobile a été sous traitée à un professionnel selon un cahier des charges établi par nos soins. Lors de la réception, le défaut de planéité et de parallélisme a été vérifié grâce à un contrôle au marbre.

- 2) Au montage, les défauts géométriques de position (perpendicularité de l'axe de guidage, le parallélisme du support oscillant par rapport au support fixe, ...etc.) entre les pièces composant le banc sont contrôlés au marbre et leur magnitude a été réduite via des cales de réglage.
- 3) Une liaison rotule a été conçue et réalisée puis intercalée entre le support supérieur et l'ensemble (capteur + plaque écrasante). Cette liaison a permis de rattraper le défaut de perpendicularité, subsistant après les réglages cités en (2), entre l'axe du capteur et le support fixe (figure III.2).
- 4) Une colle Epoxy est employée pour lier complètement la plaque écrasante au capteur de force. Si un défaut de parallélisme existe encore entre les surfaces écrasantes, il est compensé au niveau du joint de colle durant l'opération de collage.

#### **e) Dégazage du bain d'huile et reproductibilité des essais**

Les huiles minérales contiennent toujours de l'air dissous à pression ambiante. Le volume d'air présent affecte la portance et la rupture d'un film d'huile. Pour garantir la fiabilité de notre étude, le dégazage du bain d'huile s'est avéré donc nécessaire. Pour ce faire, l'huile en réservoir est en repos plusieurs heures afin de permettre une auto-évacuation des bulles d'air. L'évacuation des bulles peut être également obtenue en faisant subir au film d'huile des actions d'écrasement/arrachement de faible fréquence. Ceci dit, l'huile peut toujours contenir une quantité infime d'air. Dans tous les cas, nous avons observé une période de repos suffisamment longue avant et entre les essais pour s'assurer de l'absence de bulles d'airs. Enfin, des tests de reproductibilité des mesures ont été entrepris. Les résultats obtenus ont validé la procédure mise au point pour les essais expérimentaux.

### **III.3. Evolution temporelle de la portance et formes de rupture de film dans les trois contacts lubrifiés**

Pour illustrer nos propos, nous présentons quelques exemples de courbes d'évolution de la portance mesurées, ainsi que quelques formes de la zone de rupture du film d'huile observées dans les quatre types de contact étudiés. Notons seulement que les visualisations obtenues l'ont été à des fréquences supérieures à 20 Hz.

### III.3.1. Contact plan/plan

Le contact lubrifié est formé entre une plaque inférieure fixe et une plaque carrée (figure III.7).

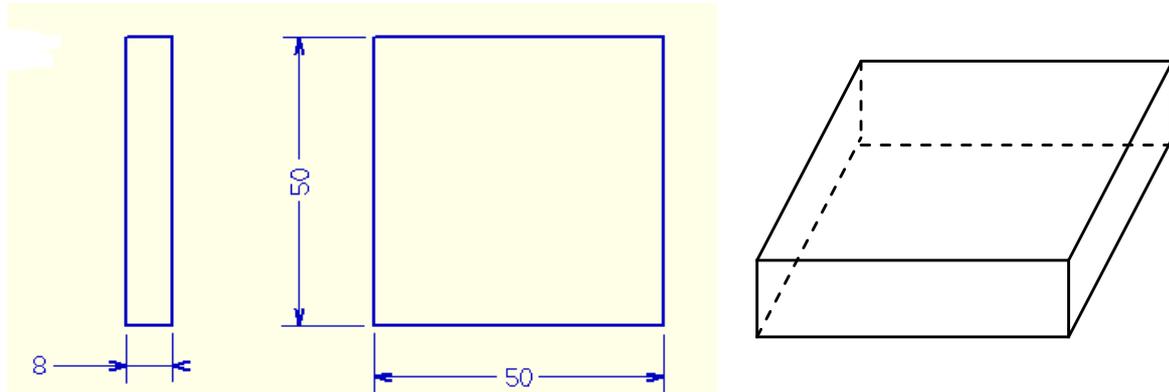


Figure III.7 : Caractéristiques géométriques de la plaque plane carrée

La figure III.8 présente l'évolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile mesurées dans ce contact.

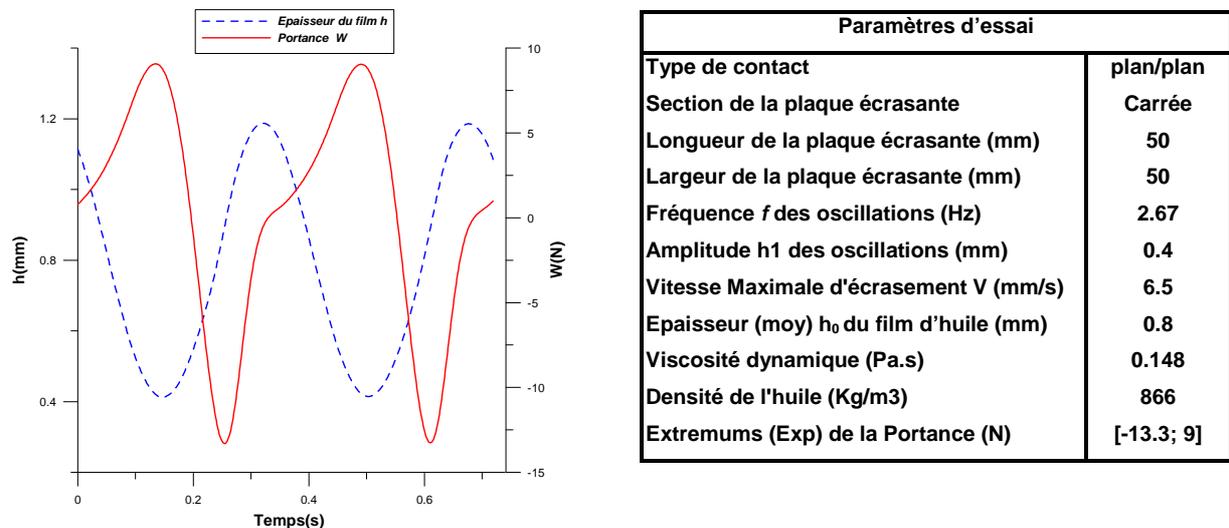


Figure III.8 : Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 2.67$  Hz et  $\mu = 148$  mPa.s

Cette figure montre une asymétrie de la courbe de portance. Cette asymétrie est caractérisée par :

- Un extremum négatif en valeur absolue plus grand que son équivalent positif.

- En phase d'écrasement, le temps nécessaire au film pour générer une portance positive dans ce contact est plus important que celui de la phase d'arrachement.

Ces écarts pourraient être attribués aux défauts de planéité des surfaces de contact et/ou à leur souplesse.

Dans ce contact, nous constatons également un déphasage entre le maximum de la portance et l'épaisseur minimale du film et entre le minimum de la portance et l'épaisseur maximale. Plusieurs auteurs évoquent cette asymétrie [45, 93] qui semble être une signature des contacts plans.

Quant à la rupture du film lubrifiant, elle peut se manifester par l'introduction de l'air ambiant sur un ou plusieurs côtés de la plaque écrasante, comme l'illustre bien la figure III.9.

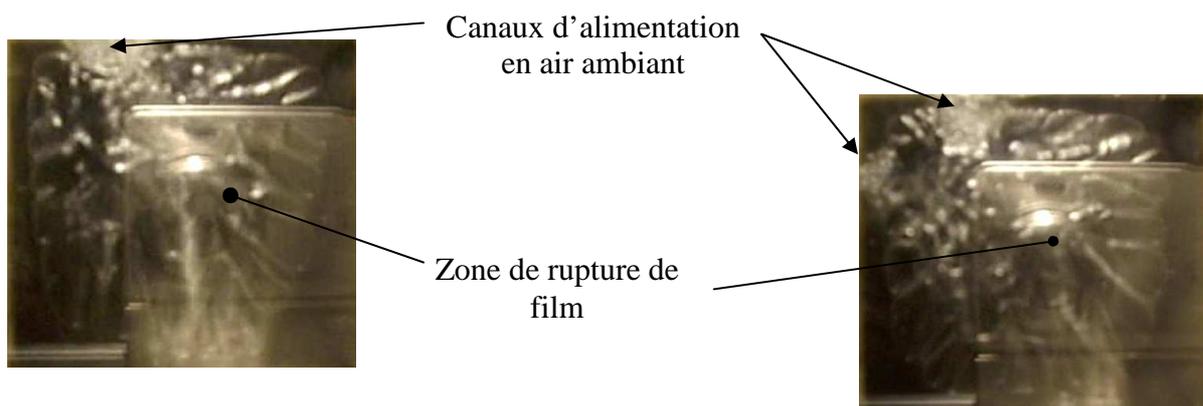


Figure III.9: Rupture de film dans un contact plan/plan

Une partie de l'air ingéré est expulsée vers l'extérieur, tandis que l'autre partie est emprisonnée à l'intérieur du film. L'air emprisonné forme plusieurs poches qui peuvent occuper jusqu'à 75% du contact.

### ***III.3.2. Contact disque/plan***

Pour former ce contact, le film d'huile est contenu entre la surface inférieure plane de la plaque écrasante de section circulaire (figure III.10) et la surface plane de la plaque inférieure.

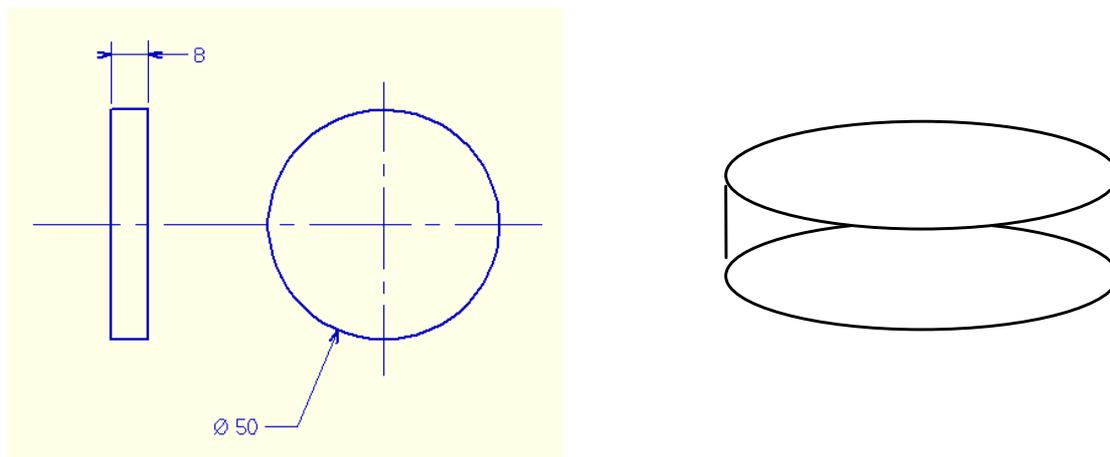
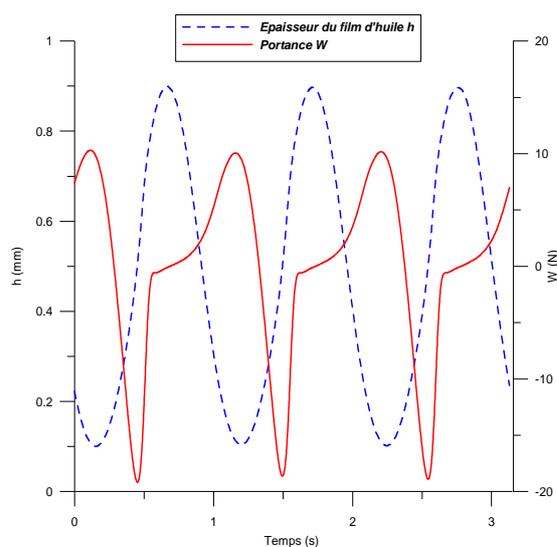


Figure III.10: Caractéristiques géométriques du disque

L'évolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile mesurées dans ce contact est présentée sur la figure III.11.



| Paramètres du test                         |               |
|--------------------------------------------|---------------|
| Type de contact                            | disque/plan   |
| Section de la plaque écrasante             | circulaire    |
| Rayon de la plaque écrasante (mm)          | 25            |
| Fréquence $f$ des oscillations (Hz)        | 0.93          |
| Amplitude $h_1$ des oscillations (mm)      | 0.4           |
| Vitesse Maximale d'écrasement $V$ (mm/s)   | 2.34          |
| Epaisseur (moy) $h_0$ du film d'huile (mm) | 0.5           |
| Viscosité dynamique (Pa.s)                 | 0.14          |
| Densité de l'huile (Kg/m <sup>3</sup> )    | 866           |
| Extremums (Exp) de la Portance (N)         | [-19.2; 10.3] |

Figure III.11: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile dans un contact disque/plan pour  $h_0=0.5$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu=140$  mPa.s

Similairement au contact plan/plan, un déphasage existe entre l'extremum positif de la portance et l'épaisseur minimale du film. Aussi, la courbe de portance possède un extremum positif inférieur à son équivalent négatif (en valeur absolue) et une phase d'écrasement plus étendue que la phase d'arrachement. Ces deux caractéristiques peuvent être dues au défaut de planéité et/ou à la souplesse des parois de contact.

Les visualisations que nous avons réalisées montrent que la rupture du film lubrifiant se manifeste de la même manière que dans un contact plan/plan (voir figure III.12).

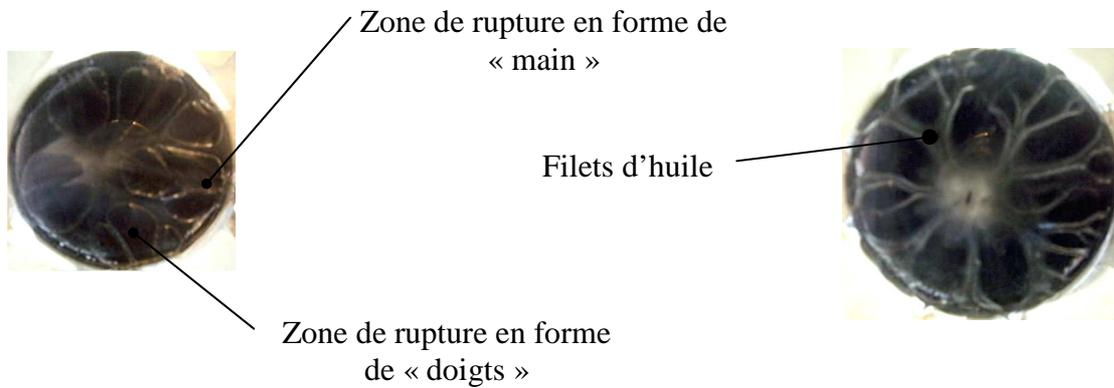


Figure III.12: Rupture de film dans un contact disque/plan

Néanmoins, les zones d'air dans le contact disque/plan sont séparées par des filets d'huile qui couvrent toute la superficie du contact.

### III.3.3. Contact sphère/plan

Le contact lubrifié est formé entre la surface sphérique de la plaque écrasante supérieure (figure III.13) et la surface plane de plaque inférieure.

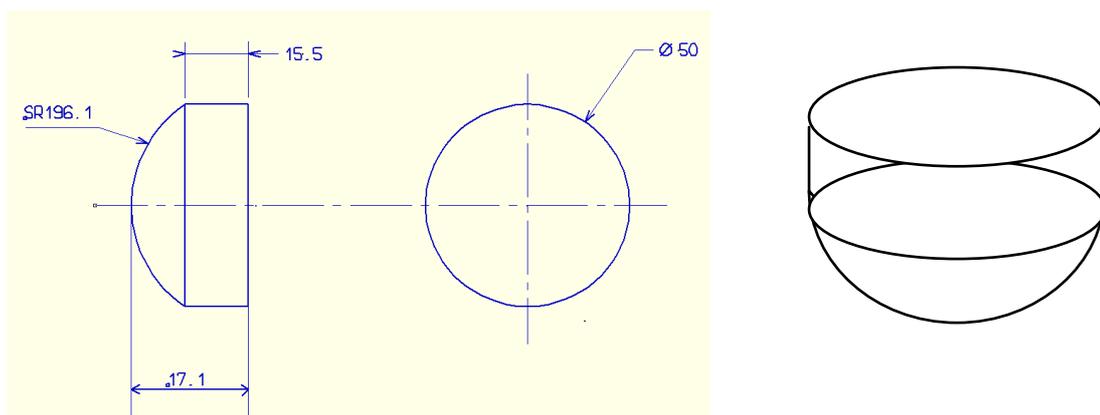
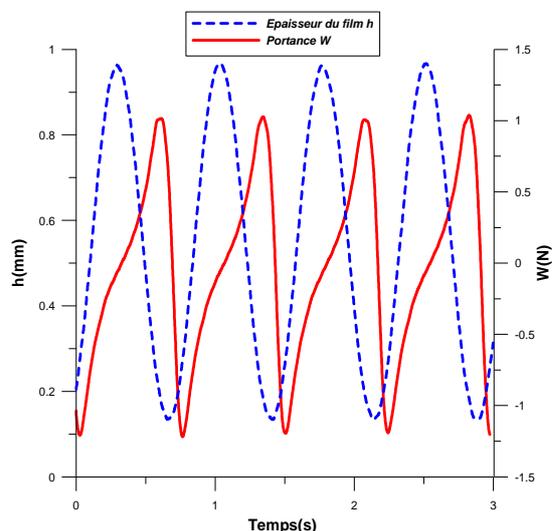


Figure III.13: Caractéristiques géométriques de la plaque sphérique

La Figure III.14 montre l'évolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile enregistrées dans ce contact sphère/plan. Contrairement à la portance mesurée dans un contact plan/plan ou disque/plan, la durée de la phase d'écrasement et celle de la phase d'arrachement

sont égales et l'écart entre l'extremum positif de la portance dans ce contact et son équivalent négatif (en valeur absolue) est plus faible. Ceci dit, un déphasage existe toujours entre l'extremum positif de la portance et la position où l'épaisseur est minimale. Ce déphasage est un retard lié à la réponse du lubrifiant à la sollicitation subie.



| Paramètres d'essai                         |             |
|--------------------------------------------|-------------|
| Type de contact                            | sphère/plan |
| Rayon de la sphère (mm)                    | 196.1       |
| Rayon de la plaque écrasante (mm)          | 25          |
| Fréquence $f$ des oscillations (Hz)        | 1.33        |
| Amplitude $h_1$ des oscillations (mm)      | 0.4         |
| Vitesse Maximale d'écrasement $V$ (mm/s)   | 3.35        |
| Epaisseur (moy) $h_0$ du film d'huile (mm) | 0.55        |
| Viscosité dynamique (Pa.s)                 | 0.180       |
| Densité de l'huile (Kg/m <sup>3</sup> )    | 866         |
| Extremums (Exp) de la Portance (N)         | [-1.22; 1]  |

Figure III.14: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile dans un contact sphère/plan pour  $h_0=0.55$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f = 1.33$  Hz et  $\mu=180$  mPa.s

Une forme de rupture de film lubrifiant obtenue dans le contact sphère/plan est présentée sur la figure III.15.



Figure III.15: Rupture de film dans un contact sphère/plan

Cette rupture est caractérisée par l'introduction à l'intérieur du film de bulles d'air en forme de « doigts ». L'espace entre ces doigts est rempli d'huile sous forme de filets. Contrairement au contact plan/plan, ces doigts n'atteignent jamais le centre du contact. Nous avons distingué une autre forme de rupture de film visible au centre du contact. Il s'agit d'une bulle d'air à bordure ondulée qui naît et se développe au centre du contact.

### III.3.4. Contact cylindre/plan

Dans ce contact, la plaque supérieure est de section carrée et porte une calotte cylindrique (figure III.16).

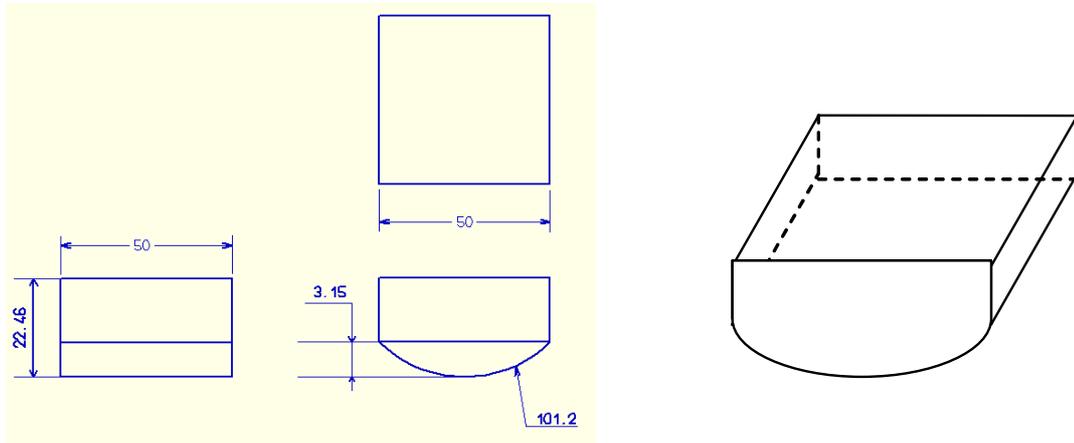


Figure III.16: Caractéristiques géométriques de la plaque cylindrique

Sur la courbe d'évolution temporelle de la portance mesurée dans ce contact (Figure III.17), nous remarquons que les durées de la phase d'écrasement et la phase d'arrachement sont identiques. Par ailleurs, un écart, bien que faible, existe entre leurs extremums positif et négatif. Aussi, l'extremum positif de la portance est, comme pour les contacts précédents, décalé de la position où l'épaisseur est minimale. Là aussi, un retard de réaction du fluide à la sollicitation est observé.

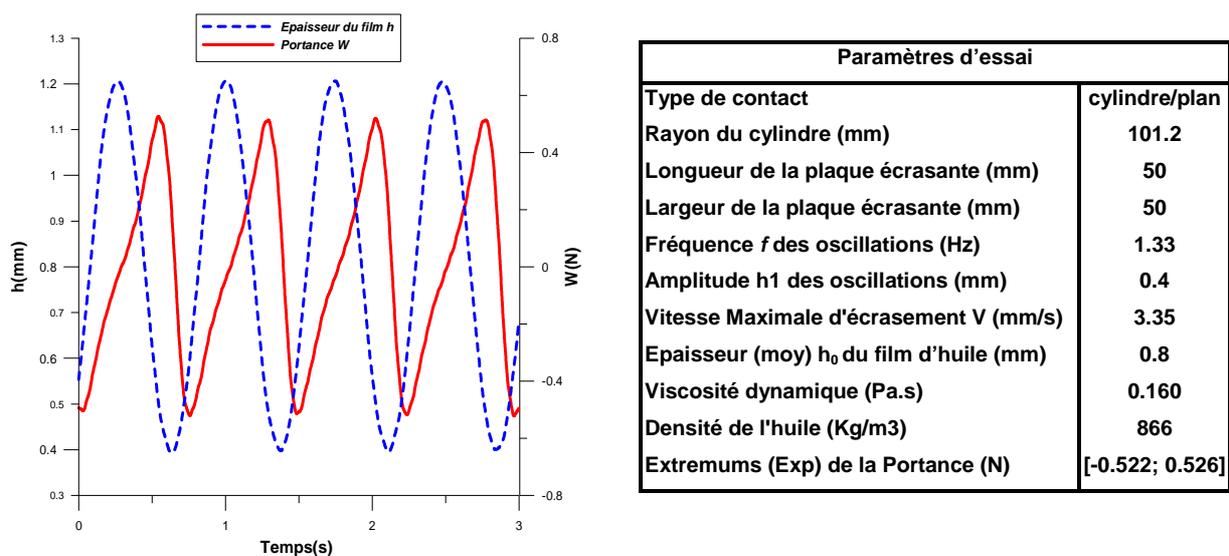


Figure III.17: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile dans un contact cylindre/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=1.33$  Hz et  $\mu=160$  mPa.s

Les visualisations réalisées montrent l'apparition de plusieurs zones de rupture de film dans ce contact cylindre/plan. Ces zones sont disposées symétriquement par rapport au centre du contact. Au cours du cycle cinématique, elles grandissent et progressent vers l'intérieur du contact (voir figure III.18).



Figure III.18: Rupture de film dans un contact cylindre/plan

#### III.4. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter le banc d'essai que nous avons conçu et réalisé pour étudier le comportement d'un film soumis à une action d'écrasement périodique entre deux surfaces conformes ou non. Le banc comprend un capteur de force et un capteur de déplacement dont les mesures sont synchronisées via un système DAQ et pilotées par le logiciel LABVIEW<sup>TM</sup>. Il comprend également une caméra numérique qui nous permet de capturer et visualiser les différentes formes de rupture de film. Plusieurs dispositions technologiques et techniques ont été prises pour garantir la précision et la reproductibilité des mesures.

Les courbes d'évolution temporelle de l'épaisseur du film montrent que le mouvement d'oscillation obtenu est parfaitement sinusoïdal. Pour les contacts non conformes soumis à ce mouvement, la portance observée est presque symétrique. A contrario, l'évolution de cette portance pour les contacts conformes montre une asymétrie prononcée. En effet, le film d'huile dans ce contact semble nécessiter plus de temps pour générer une portance positive et répondre ainsi à la sollicitation d'écrasement. De plus, l'extremum positif est inférieur à son

équivalent négatif. Cette asymétrie est probablement due à la non planéité des surfaces de contact ainsi qu'à la souplesse de la structure du banc d'essai.

Pour les trois contacts, un déphasage entre l'extremum positif de la portance et l'épaisseur minimale a été observé.

Les visualisations ont mis en exergue la spécificité de la rupture de film dans chaque type de contact. Une analyse plus fine de ces visualisations, ainsi qu'une exploitation des mesures figurent parmi les objectifs du prochain chapitre.

Enfin, nous ne pouvons conclure ce chapitre sans évoquer les difficultés rencontrées durant cette mise en œuvre expérimentale. Elles concernent plus particulièrement le réglage de l'épaisseur moyenne du film, la dérive de la température, ainsi que l'exploitation des visualisations.

Concernant le réglage de l'épaisseur moyenne du film, la précision de ce réglage au début de chaque essai est conditionnée par l'importance des défauts de planéité et de parallélisme des surfaces écrasantes. En effet, l'existence de ces défauts provoque une variation de l'épaisseur locale du film sur toute la superficie du contact. Ce fait induit une imprécision sur la valeur réglée de cette épaisseur. De plus, les défauts affectent de manière significative la portance mesurée du film.

Pour la température du bain, elle est fortement liée à la température ambiante. Notre souhait de garder une différence de température inférieure à 2 degrés entre les essais nous a amenés à interrompre ces essais pendant les périodes chaudes de l'année. Un dispositif de maîtrise de la température est, par conséquent, indispensable pour de futurs essais.

Quant à la visualisation, avec un appareil photo classique utilisé en mode caméra, nous sommes incapable d'analyser finement les phénomènes liés à la rupture du film qui se manifestent et évoluent pendant une durée très courte (quelques millisecondes). Néanmoins, les visualisations que nous avons obtenues nous ont permis de mieux comprendre qualitativement le comportement de chaque type de contact.

---

## Chapitre IV

---

### COMPARAISON DES RESULTATS NUMERIQUES ET EXPERIMENTAUX ET ANALYSE DES VISUALISATIONS

#### IV.1. Introduction

Le banc expérimental présenté au chapitre III nous a permis de mesurer la portance du film d'huile et de visualiser les formes de rupture dans un contact plan/plan, sphère/plan et un contact cylindre/plan.

Dans ce chapitre, nous analyserons l'évolution temporelle de la portance et de l'épaisseur dans chaque contact afin de comprendre le comportement du film en phase d'écrasement et en phase d'arrachement. Nous procéderons ensuite à la comparaison des résultats numériques et expérimentaux de la portance dans les trois types de contact. Cette comparaison se fera à travers l'étude de l'impact de l'épaisseur moyenne du film d'huile et de la fréquence sur la portance du film. L'étude comparative permettra de vérifier la concordance des résultats, d'expliquer les écarts observés et de relever les éléments à considérer pour les modèles afin d'améliorer leurs précisions de description

Enfin, nous examinerons les visualisations obtenues pour identifier les types de rupture, mettre en exergue les paramètres géométriques et cinématiques qui affectent leur mode d'apparition, leurs formes et leurs évolutions.

## IV.2. Etude de l'évolution de la portance et de l'épaisseur mesurées du film

Les expériences menées, les mesures effectuées et les calculs réalisés ont révélé un certain nombre de caractéristiques relatives au comportement du film d'huile soumis à une action d'écrasement périodique dans les trois types de contact. Dans ce premier paragraphe, les résultats numériques obtenus dans chaque type de contact pour des fréquences d'oscillation relativement faibles sont comparés aux données expérimentales.

### IV.2.1. Contact plan/plan

Nous présentons, en figure IV-1, une comparaison des résultats numériques et expérimentaux de l'évolution de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact plan/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu=148$  mPa.s.

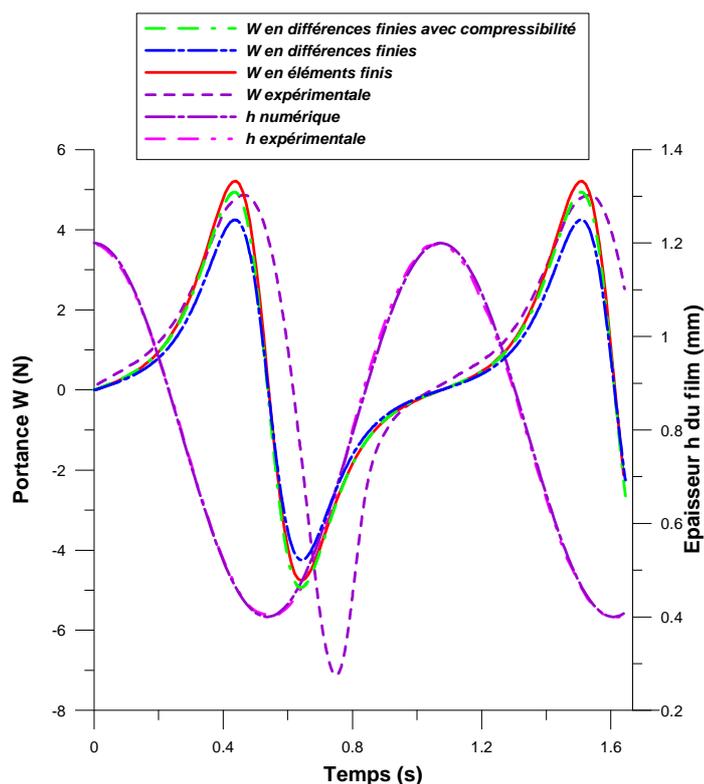


Figure IV.1 : Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 0.93$  Hz et  $\mu = 148$  mPa.s

Hormis un écart au niveau des extremums, les résultats donnés par les trois codes développés sont en assez bon accord entre eux. Toutefois, nous distinguons une différence de phase entre les extremums de la portance calculée et ceux de l'épaisseur du film. En comparant ces résultats à la mesure expérimentale, aucun de ces trois codes ne donne satisfaction.

Sur la figure IV.2, nous avons reporté l'évolution de l'épaisseur et de la portance d'un film mesurées dans un contact plan/plan pendant une période d'oscillation d'amplitude  $h_1=0.4$  mm et de fréquence  $f=0.93$  Hz avec  $h_0=0.8$  mm.

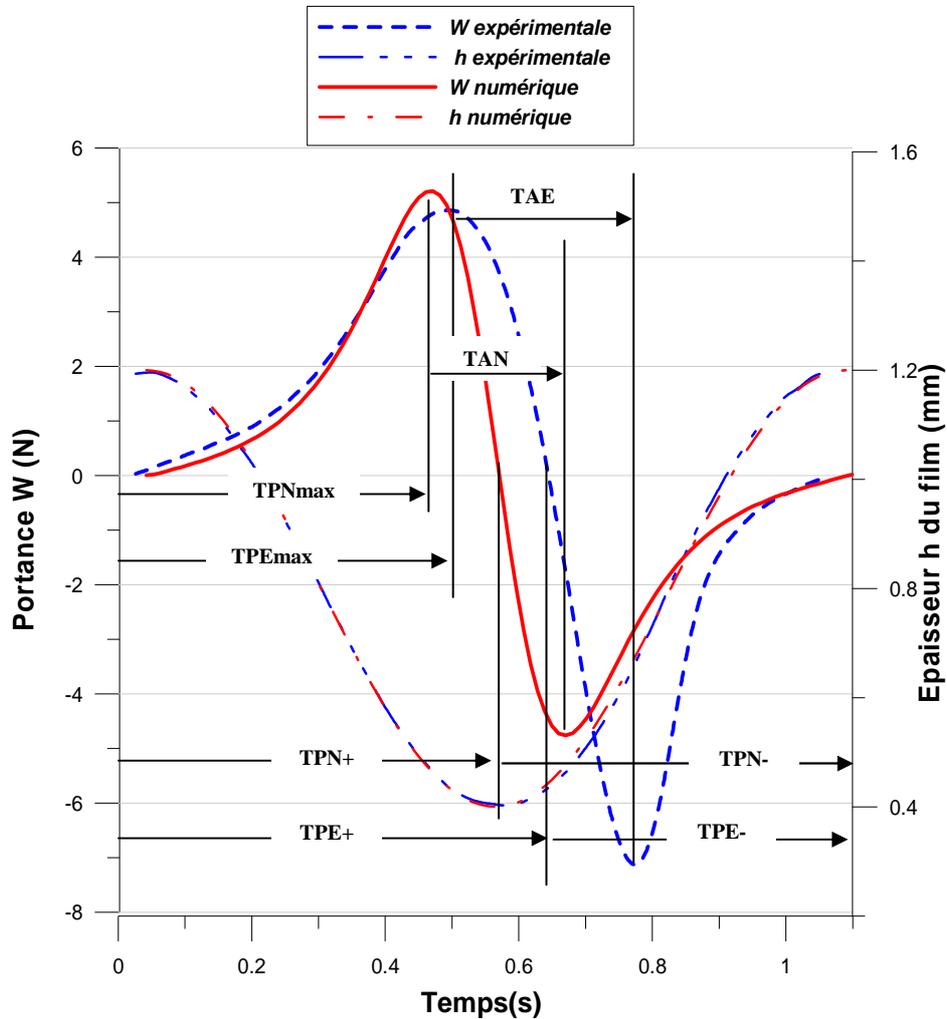


Figure IV.2 : Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact plan/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu = 148$  mPa.s

Cette figure montre que la portance numérique est symétrique (de moyenne nulle). En revanche, celle expérimentale présente deux alternances très différentes. En effet, le temps nécessaire au film pour générer une portance positive (TPE+) est supérieur à celui pour engendrer une portance négative (TPE-). Numériquement, ces deux temps (TPN+ et TPN-) sont identiques. Ce déphasage est lié au temps de réponse du dispositif expérimental à la sollicitation, comme le montre la différence entre le TPEmax et le TPNmaxi. A l'exception de ce déphasage, l'alternance positive de la portance expérimentale présente un extremum et une forme proches de ceux prédits numériquement. L'alternance négative, quant à elle, est totalement différente en intensité et en forme de celle calculée. D'autre part, les extremums négatifs sont inférieurs en valeurs absolues à leurs équivalents positifs dans les simulations numériques, alors que l'expérimentation indique le contraire.

De plus, la portance mesurée dans ce type de contact présente une forte asymétrie. Dans la littérature, des auteurs évoquent cette asymétrie et l'attribuent aux effets de l'inertie du fluide [45, 93]. Pour vérifier l'importance relative des forces d'inertie par rapport aux forces de viscosité du fluide, nous avons calculé le nombre de Reynolds modifié. Ce nombre est défini par :

$$\Re = \frac{\rho \cdot h^2 \cdot \omega}{\mu}$$

En considérant les données des essais, ce nombre est petit devant 1 ( $\Re=0.28$ ). Ceci signifie que les forces visqueuses du fluide dominant le comportement du film. Par conséquent, l'inertie du fluide ne peut justifier, dans notre cas, l'asymétrie de la portance expérimentale. D'autres causes sont à rechercher. Cela étant dit, la portance du film d'huile prédite numériquement et celle expérimentale sont en assez bon accord en phase d'écrasement du film jusqu'à TPNmax. Au delà, des écarts sont constatés entre les résultats expérimentaux et numériques. Ces écarts peuvent s'expliquer par les effets cumulés de plusieurs facteurs non considérés dans notre modélisation hydrodynamique, à savoir :

- Les défauts géométriques (planéité, parallélisme, voire les états de surfaces, ...etc.) des parois de contact ;
- La souplesse des structures du banc expérimental ;
- Les effets de bords ;
- ...etc.

En effet, tous ces aspects semblent avoir un impact significatif sur les positions relatives des extremums de l'épaisseur et de la portance du film.

Nous allons maintenant examiner les effets respectifs de l'épaisseur moyenne du film d'huile et de la fréquence des oscillations sur le comportement du fluide soumis à un écrasement périodique.

### IV.2.1.1. Influence de l'épaisseur moyenne du film d'huile

La figure IV.3 représente, à titre d'exemple, l'évolution temporelle de l'épaisseur et de la portance d'un film pour une épaisseur moyenne  $h_0$  égale à 0.72 mm et à 0.62 mm avec  $h_1=0.36$  mm et  $f=0.93$  Hz.

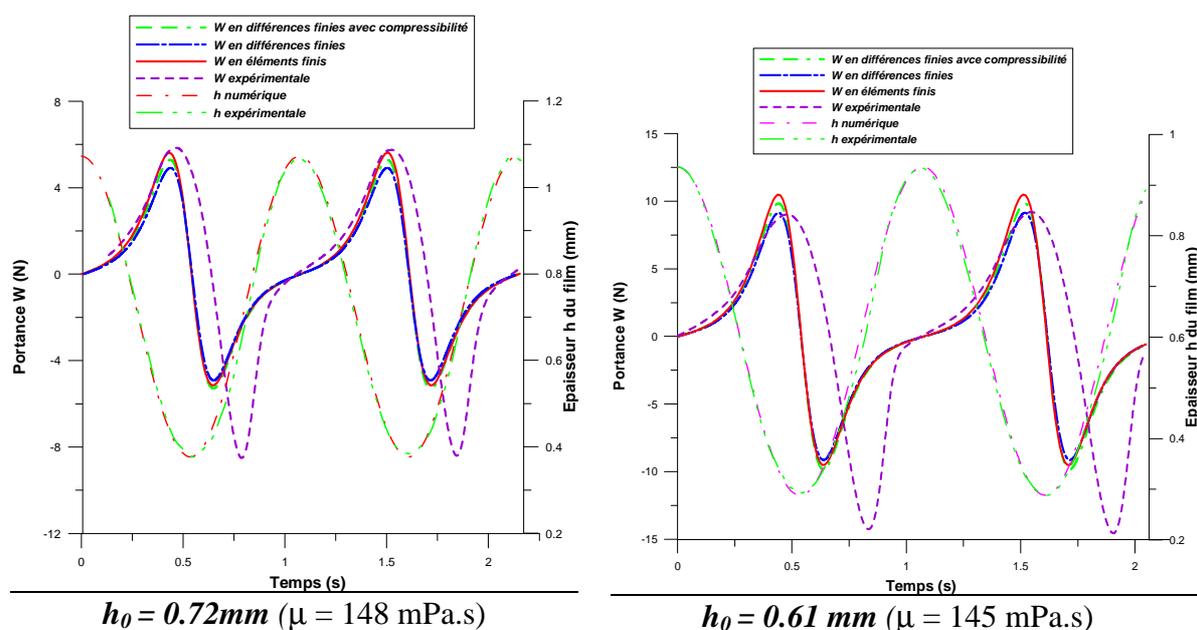


Figure IV.3 : Evolution temporelle de la portance  $W$  et de l'épaisseur du film  $h$  pour  $h_1 = 0.36$  mm,  $f = 0.93$  Hz

En phase d'arrachement, nous avons remarqué une légère différence de phase entre les épaisseurs mesurées et calculées. Ce petit déphasage peut s'expliquer par le fait que la mesure expérimentale porte sur le déplacement de la plaque supérieure et se situe à une distance d'environ 75 mm de la zone de film. La portance numérique, quant à elle, est en assez bon accord avec celle expérimentale en phase d'écrasement. En phase d'arrachement, les extremums négatifs sont différents en amplitude et en phase. L'écart en amplitude varie

lorsque l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film change. Sur la figure IV.4, nous présentons la variation des extremums de la portance en fonction de l'épaisseur moyenne du film pour  $h_1=0.36$  mm et  $f=0.93$  Hz. Cette figure montre que les extremums de la portance augmentent en valeur absolue quand l'épaisseur moyenne du film diminue. L'écart observé entre les extremums de la portance mesurée et celle numériquement calculée augmente significativement avec la diminution de cette épaisseur  $h_0$ .

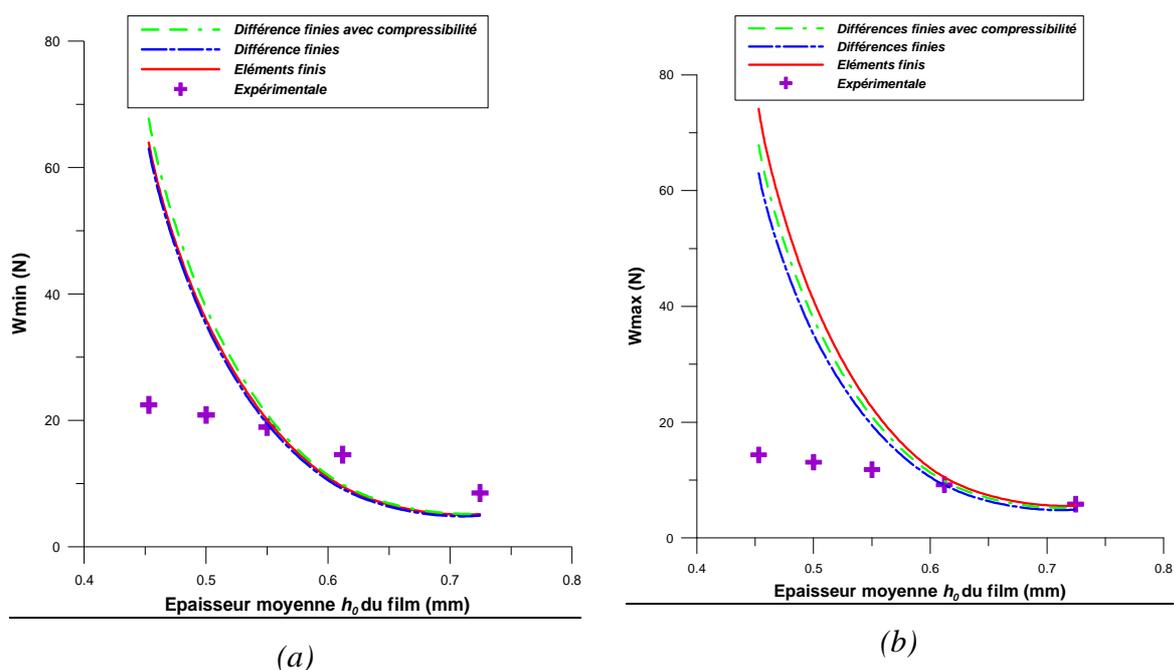


Figure IV.4 : Variation des extremums de la portance en fonction de l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film pour  $h_1 = 0.36$  mm et  $f = 0.93$  Hz (a) arrachement (b) écrasement

En effet, l'accord entre le calcul et l'expérience semble satisfaisant lorsque  $h_0$  est supérieur à 0.55 mm. En deçà de cette valeur, l'écart s'accroît et devient trop important pour être acceptable. Pour que la modélisation numérique soit en accord avec l'expérience dans un tel contact, nous devons sûrement intégrer les éléments tels que :

- La déformation des éléments constitutifs du banc
- Les défauts géométriques des parois de contact
- ...etc.

### IV.2.1.2. Influence de la fréquence des oscillations

La figure IV.5 représente l'évolution temporelle de la portance d'un film pour une fréquence d'oscillation allant de 0.67 à 2.67 Hz avec  $h_0=0.62$  mm et  $h_1=0.36$  mm.

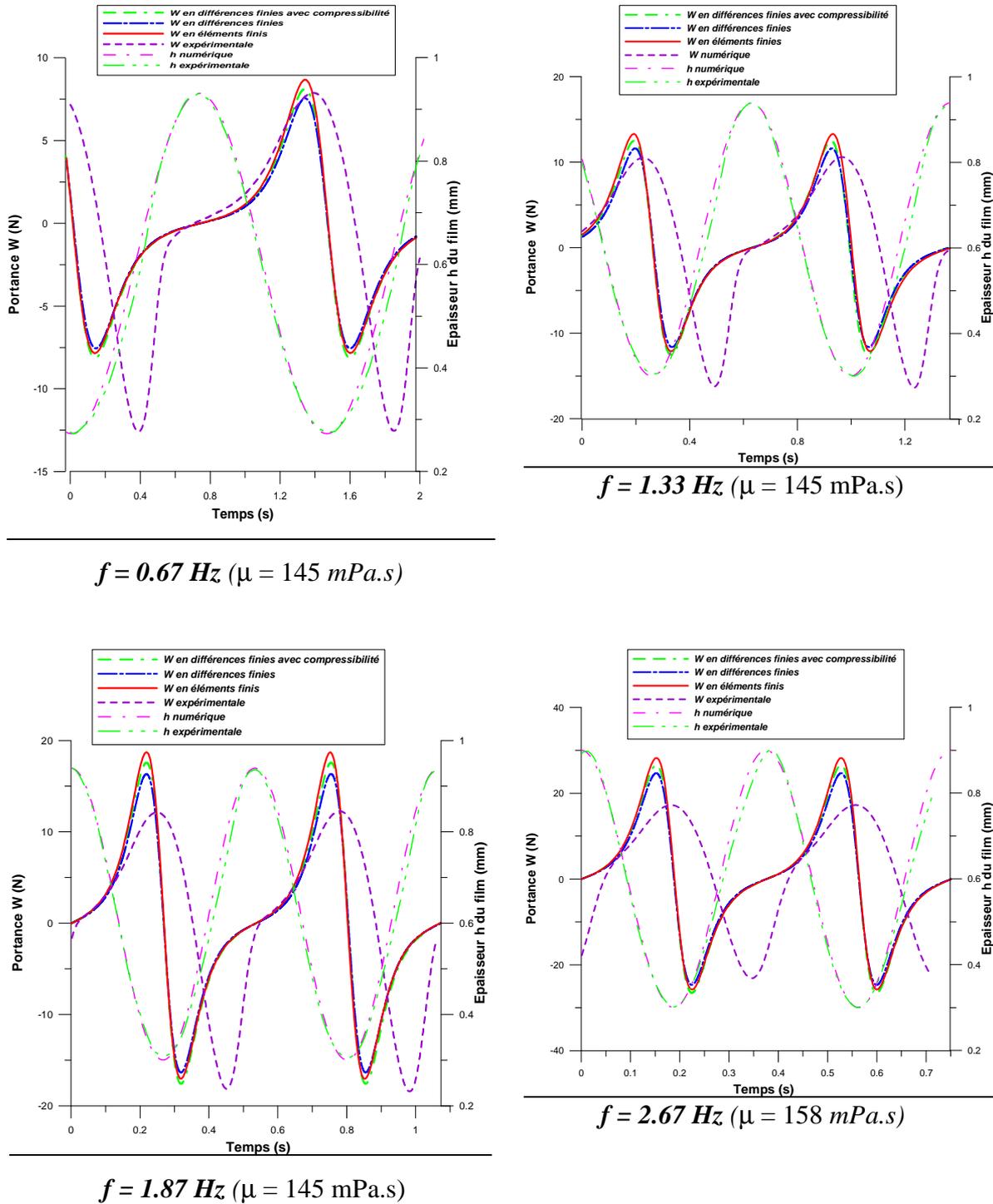


Figure IV.5 : Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.62$  mm et  $h_1 = 0.36$  mm

Lorsque la fréquence des oscillations augmente, nous constatons que les écarts entre les extremums des portances mesurées et prédites varient. Pour illustrer nos propos, nous présentons, sur la figure IV.6, la variation de ces extremums en fonction de la fréquence des oscillations pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=148$  mPa.s.

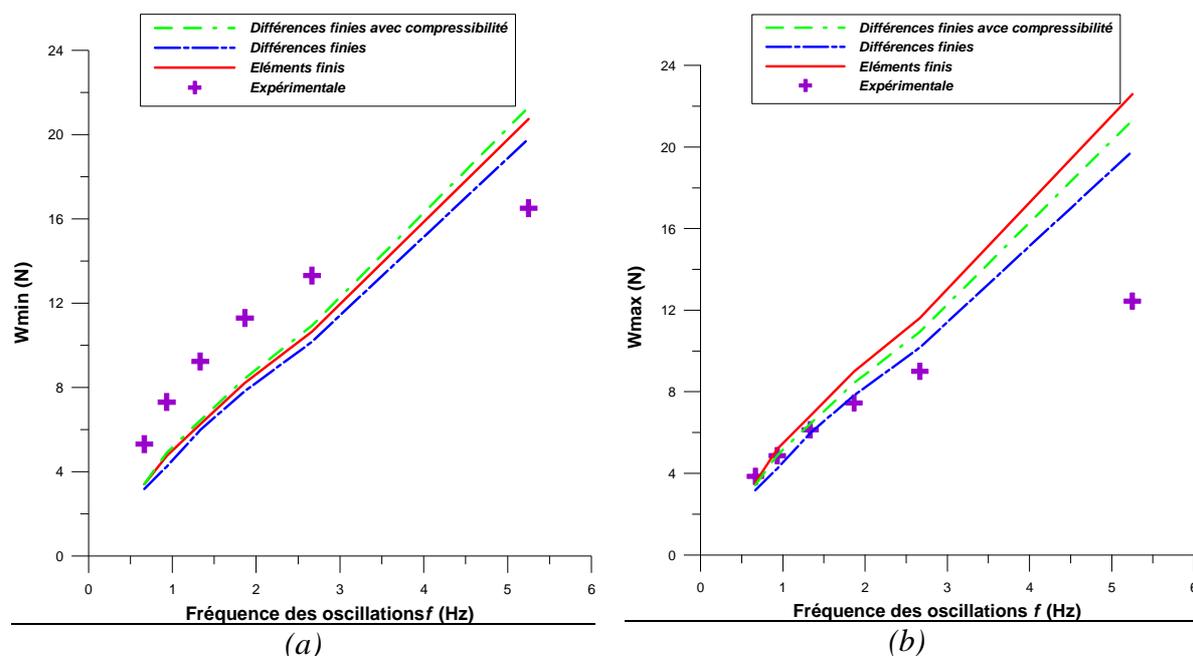


Figure IV.6 : Variation des extremums de la portance dans un contact plan/plan en fonction de la fréquence des oscillations pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $\mu=148$  mPa.s

(a) Arrachement (b) Ecrasement

Cette figure illustre bien l'augmentation quasi linéaire de la valeur absolue de la portance en fonction de la fréquence. Elle montre également la variation de l'écart entre les extremums de la portance prédite et celle mesurée. Les écarts observés confirment la difficulté que nous avons rencontrée pour effectuer des mesures expérimentales dans des conditions proches de celles de la modélisation numérique.

Aucun des codes développés et exposés au chapitre II ne semble donner entière satisfaction pour la modélisation des phénomènes observés expérimentalement dans ce type de contact. En revanche, tous les codes développés prédisent sensiblement les mêmes résultats numériques. Pour cette raison, seul le code en éléments finis a été adapté pour traiter le cas des surfaces non conformes.

**IV.2.2. Contact sphère /plan**

La figure IV.7 montre l'évolution pendant une ou plusieurs périodes de l'épaisseur et de la portance d'un film dans un contact sphère/plan avec  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu=180$  mPa.s.

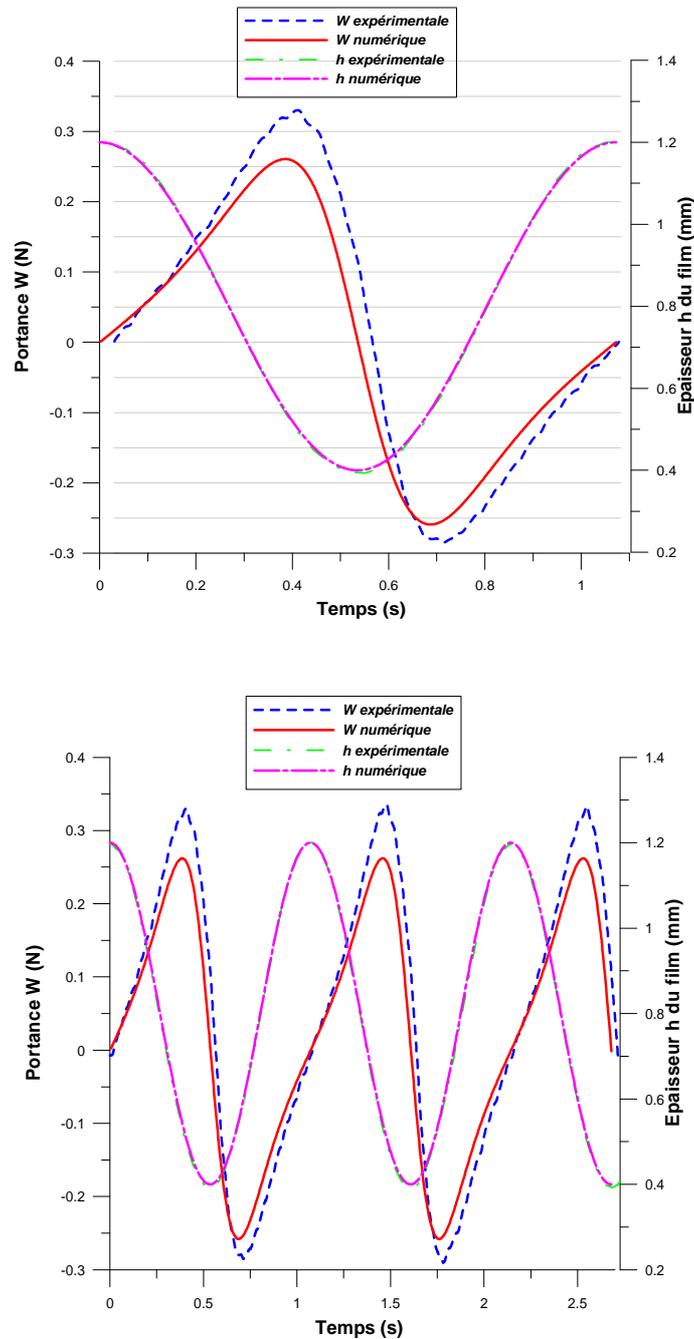
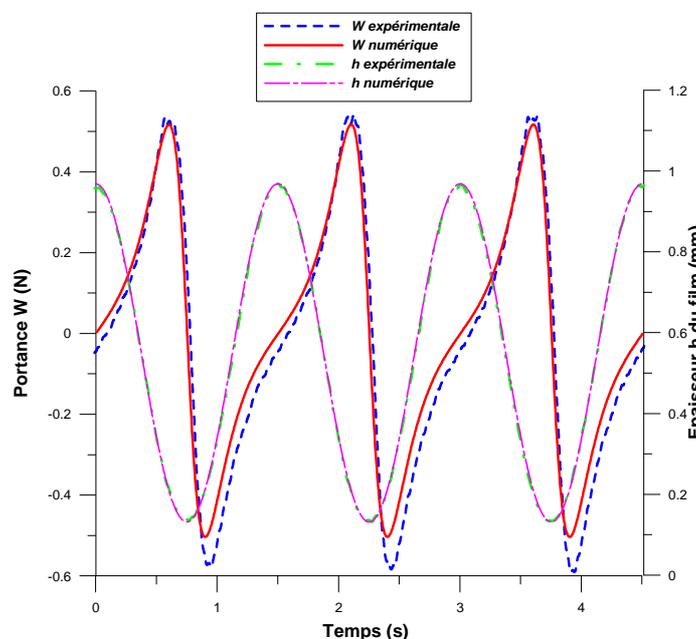
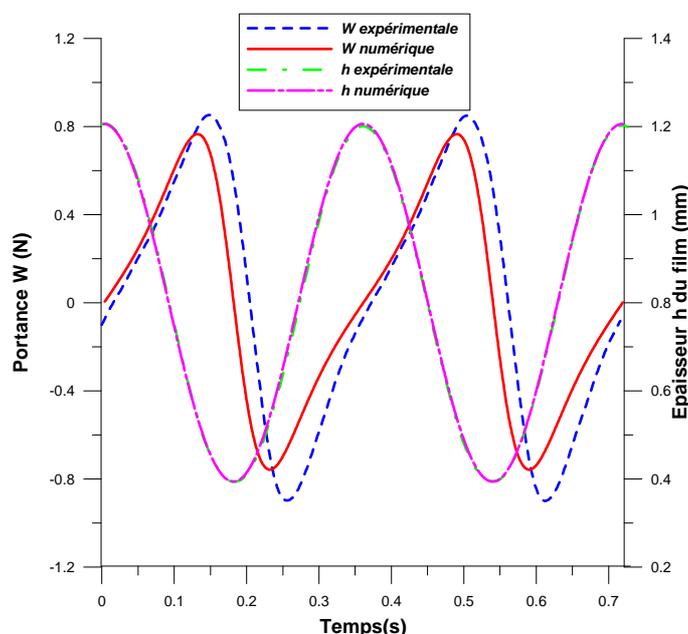


Figure IV.7 : Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact sphère/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu =180$  mPa.s

Contrairement au contact plan/plan, la portance mesurée dans le contact sphère/plan est symétrique et corrobore convenablement celle calculée et ce malgré le léger déphasage constaté. Cet accord reste acceptable quelles que soient les valeurs de  $h_0$  et  $f$  examinées, comme l'atteste la figure IV.8 ci-dessous.



$h_0=0.55 \text{ mm} - f = 0.67 \text{ Hz}$



$h_0=0.8 \text{ mm} - f = 2.67 \text{ Hz}$

Figure IV.8 : Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact sphère/plan pour  $h_1=0.4 \text{ mm}$  et  $\mu = 180 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

Il semble que, compte tenu des niveaux de portance obtenus dans ce contact, les parois du contact ne peuvent être sujettes à des déformations. Par conséquent, les écarts entre les extremums de la portance prédite et de celle mesurée peuvent être expliqués uniquement par les erreurs commises sur la mesure de la température et donc sur la viscosité du film d'huile. Quant au léger déphasage constaté entre les deux portances, il pourrait être la « signature » du dispositif expérimental.

#### IV.2.2.1. Influence de l'épaisseur moyenne du film

L'évolution de la valeur absolue des extremums positifs et négatifs de la portance dans un contact sphère/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu =180$  mPa.s en fonction de l'épaisseur moyenne du film est représentée sur la figure IV.9. Comme dans le cas du contact plan/plan, la portance générée dans ce type de contact diminue quand l'épaisseur moyenne  $h_0$  augmente.

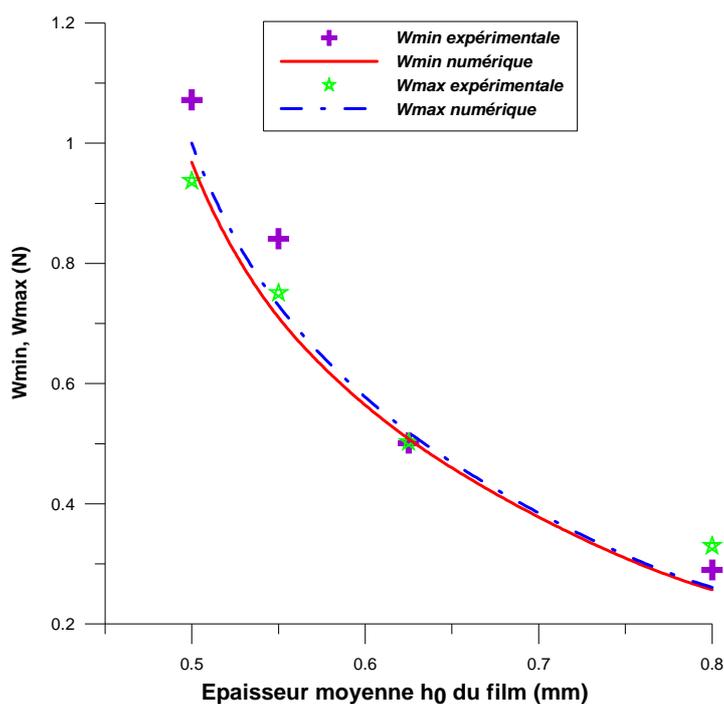


Figure IV.9 : Variation des extremums de la portance en fonction de l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film dans un contact sphère/plan pour  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu =180$  mPa.s

Cette figure confirme la bonne concordance des résultats numériques et expérimentaux. Les écarts relevés entre les extremums positifs et négatifs restent raisonnables.

### IV.2.2.2. Influence de la fréquence des oscillations

La figure IV.10 représente la variation des extremums de la portance en écrasement et en arrachement en fonction de la fréquence dans un contact sphère/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=180$  mPa.s.

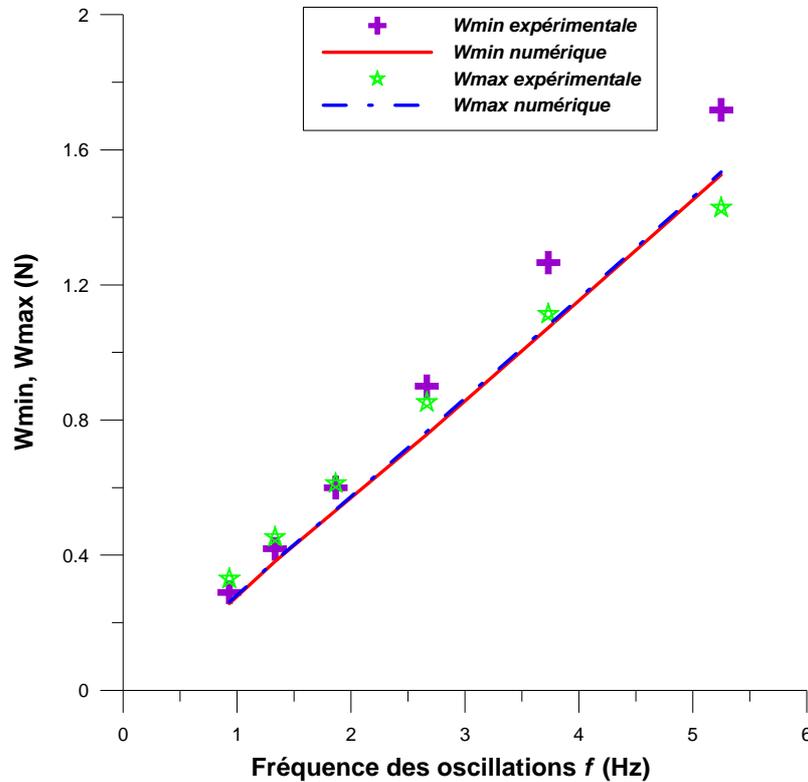


Figure IV.10 : Variation des extremums de la portance en fonction de la fréquence dans un contact sphère/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=180$  mPa.s

L'écart observé entre les extremums positifs de la portance calculée et de celle mesurée est faible. En ce qui concerne les extremums négatifs, cet écart est faible quand la fréquence est inférieure ou égale à 2 Hz. Au-delà de cette fréquence, il augmente légèrement tout en restant acceptable. Ainsi, le graphe exposé sur cette figure témoigne du bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux.

### IV.2.3. Contact cylindre /plan

La figure IV.11 montre l'évolution de l'épaisseur et de la portance numérique et expérimentale dans un contact cylindre/plan pendant une ou plusieurs périodes d'oscillation d'amplitude  $h_1=0.4$  mm et de fréquence  $f=0.93$  Hz pour  $h_0=0.8$  mm.

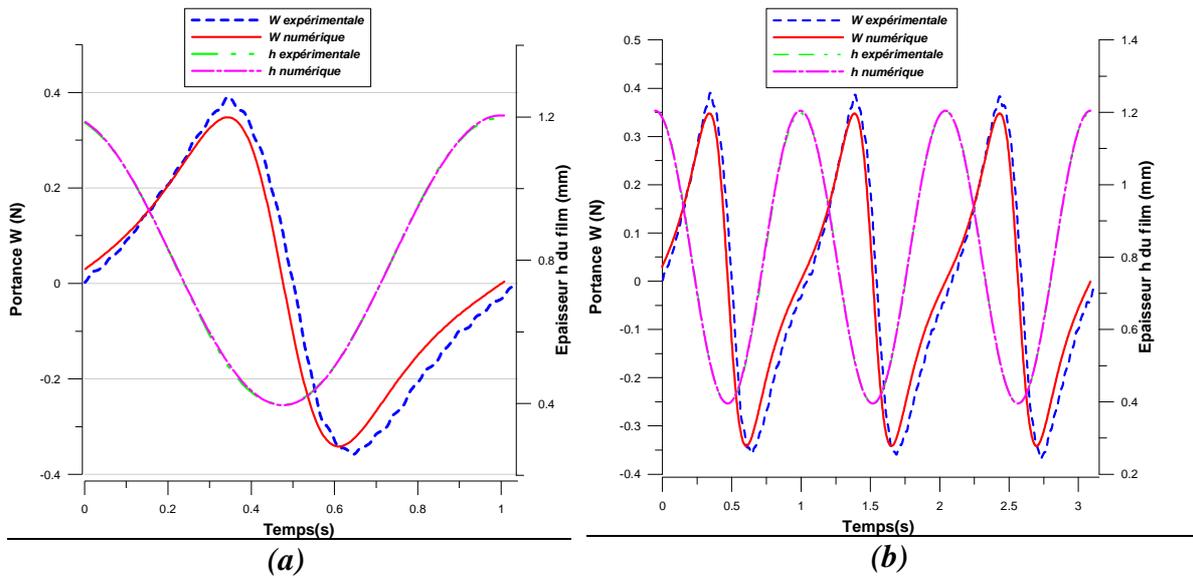


Figure IV.11 : Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact cylindre/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu=160$  mPa.s

Comme dans le cas du contact sphère/plan, la portance mesurée est symétrique et possède un léger déphasage par rapport à la portance calculée. Là aussi, nous avons un accord très satisfaisant entre les portances mesurées et calculées, même quand nous augmentons la fréquence, comme en témoigne la figure IV.12 ci-dessous.

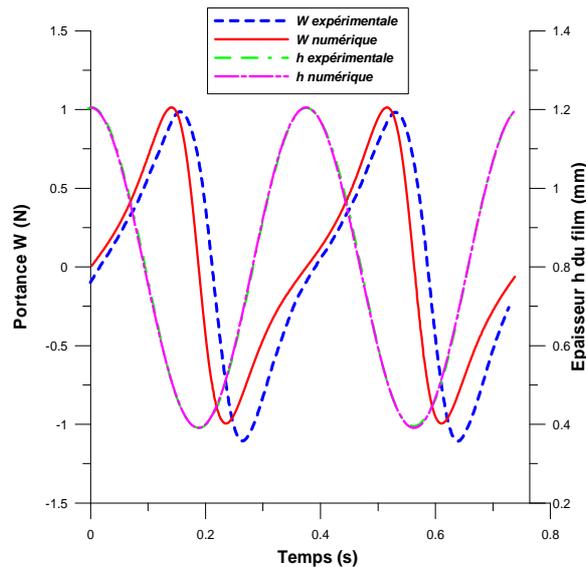


Figure IV.12 : Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film mesurées dans un contact cylindre/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=2.67$  Hz et  $\mu=160$  mPa.s

En effet, le déphasage augmente légèrement lorsque la fréquence augmente. Ceci dit, l'accord entre les mesures et les calculs reste très satisfaisant si nous le comparons au cas du contact plan/plan.

### IV.2.3.1. Influence de la fréquence des oscillations

La figure IV. 13 illustre la variation des extremums de la portance du film dans le contact cylindre/plan en fonction de la fréquence pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=160$  mPa.s.

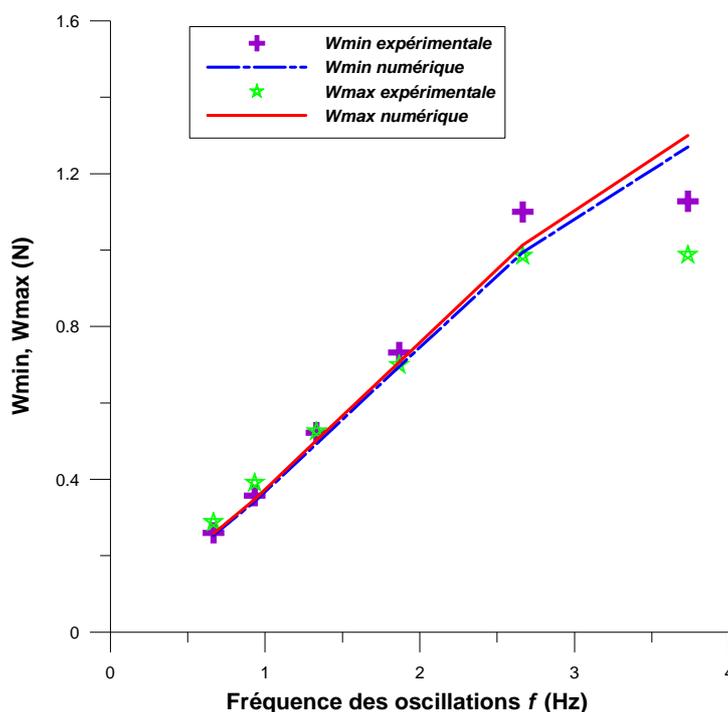


Figure IV.13 : Variation des extremums de la portance en fonction de la fréquence dans un contact cylindre/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=160$  mPa.s

Hormis les valeurs obtenues pour la fréquence voisine de 4 Hz, cette figure montre encore une fois le bon accord entre les portances mesurées et celles calculées dans ce type de contact.

En conclusion, si l'on exclut le cas du contact plan/plan, la modélisation numérique corrobore de manière satisfaisante les résultats expérimentaux. Lors du déroulement des essais expérimentaux, nous nous sommes aperçus qu'au delà d'une fréquence de 20 HZ, des poches d'air de formes très particulières naissent dans le contact. Nous nous sommes donc intéressés à ces formes au travers l'analyse des visualisations que nous avons obtenues.

### **IV.3. Analyse des différents modes de rupture observés**

Nous présentons dans ce paragraphe les différents modes de rupture que nous avons réussis à visualiser, en indiquant l'influence de paramètres tels que la géométrie des surfaces, la fréquence des oscillations et la hauteur du film d'huile. Les différents modes se distinguent par la forme et l'évolution de la zone de rupture du film d'huile. Il est important de noter que toutes les formes de rupture visualisées ont été obtenues à des fréquences d'oscillation dépassant 20 Hz. A cette fréquence, il n'était plus possible pour nous de mesurer la portance, car la limite de mesure du capteur de force ( $\pm 50$  Newtons) était largement dépassée. Par conséquent, nous n'avons pas pu examiner l'impact des types de rupture observés sur la portance mesurée.

#### ***IV.3.1. Visualisation de la rupture de film***

Lorsque la fréquence des oscillations est suffisamment grande ( $> 20$  Hz), plusieurs formes de rupture du film d'huile ont été identifiées. Ces formes peuvent être classées en deux types : rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant et rupture par séparation gazeuse.

##### **IV.3.1.1. Rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant**

Pendant la montée de la plaque oscillante, l'air ambiant s'introduit à l'intérieur du film via les frontières du contact. En phase de descente, une partie de l'air ingéré est expulsée vers l'extérieur, tandis que l'autre partie est emprisonnée à l'intérieur du contact. L'expulsion de l'air provoque la projection d'une quantité d'huile en dehors du bain. Ce phénomène diminue l'épaisseur de la couche d'huile, facilitant ainsi l'introduction de nouvelles quantités d'air et la formation de nouvelles zones de rupture. Lors de l'opération de « succion » d'air ambiant, un bruit audible similaire au bruit d'éclatement lors d'une opération de soudure à l'arc électrique est émis. Selon la géométrie du contact, cette rupture peut prendre plusieurs formes.

###### ***a) Contact plan /plan***

Dans ce contact, la rupture se manifeste par la formation d'un « doigt » d'alimentation en air ambiant sur un côté de la plaque écrasante. L'air introduit constitue une zone (poche) qui peut prendre plusieurs formes comme le montre la figure IV.14. Nous avons remarqué aussi un

écoulement occasionnel du lubrifiant en direction de ce « doigt ». Cet écoulement semble combler le manque en lubrifiant pour amorcer la reformation du film dans cette zone.

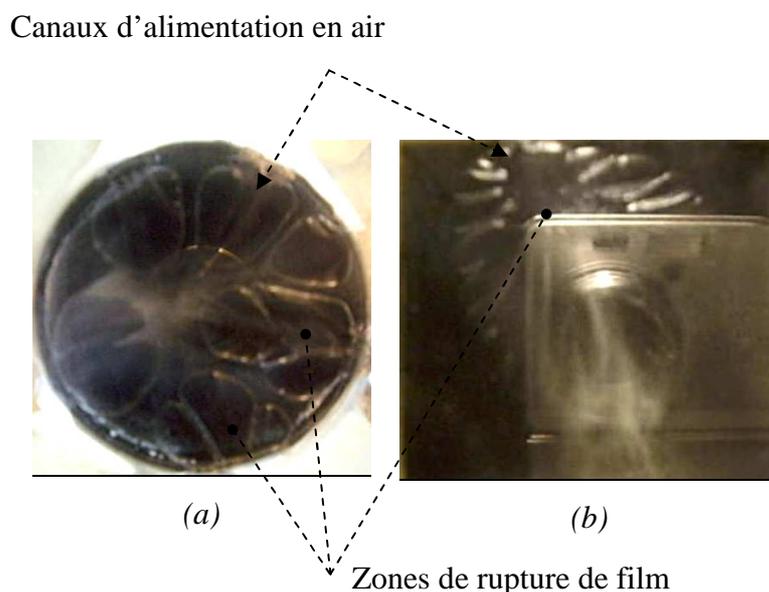


Figure IV.14 : Formes de la zone de rupture de film dans un contact plan/plan  
 (a) contact disque/plan (b) contact plan/plan.

Au fur et à mesure que le nombre de cycle augmente, la quantité d'air emprisonné augmente progressivement. Dans le cas d'un contact plan/plan, l'air emprisonné peut occuper jusqu'à 75% du contact. La figure IV.15 donne un exemple d'évolution de la zone de rupture due à l'introduction de l'air ambiant dans un contact plan/plan. En effet, cette figure montre que la zone prend une forme initiale en (a), se développe en (b) et atteint une taille maximale en (c).

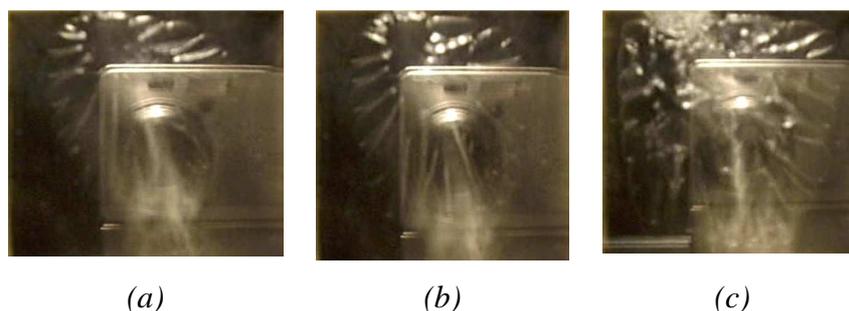


Figure IV.15 : Evolution de la zone de rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant dans un contact plan /plan. (a)taille initiale (b) taille intermédiaire (c) taille finale.

Par ailleurs, les zones de rupture obtenues dans le cas d'un contact disque/plan sont séparées par des filets d'huile et occupent toute la superficie du contact (voir figure IV.16).



Figure IV.16 : Zone de rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant dans un contact disque /plan.

Comme nous l'avons déjà évoqué, l'huile projetée sous forme de gouttelettes en dehors du bain favorise l'ingérence de l'air à travers de nouveaux canaux d'alimentation. Cet air alimente les zones de rupture déjà existantes et/ou contribue à l'apparition de nouvelles zones de rupture. La figure IV.17 montre, à titre d'exemple, une zone de rupture de film d'huile alimentée en air ambiant à travers deux canaux dans un contact plan/plan.

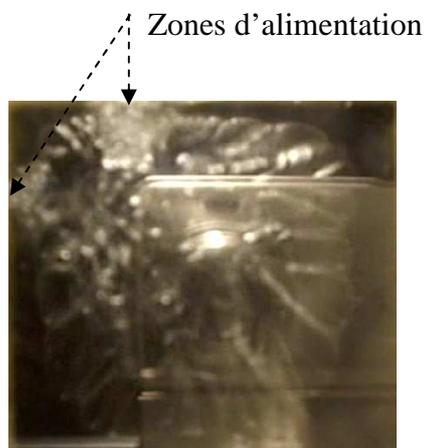


Figure IV.17 : Les canaux d'alimentation de la zone de rupture de film en air ambiant

Dans le cas du contact disque/plan, les zones de ruptures prennent plusieurs formes, comme le montre la figure IV.18.

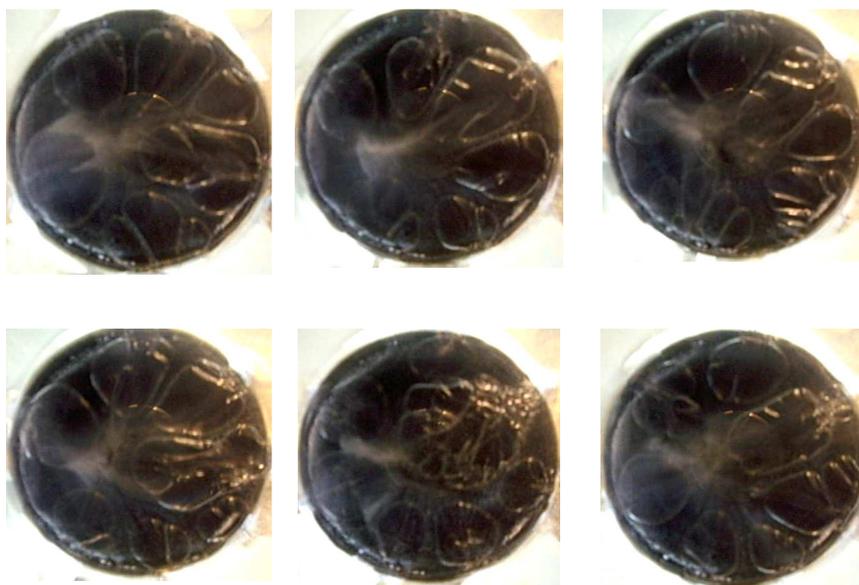


Figure IV.18 : Evolution de la zone de rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant dans un contact disque /plan

Sur cette figure, les zones de rupture de film présentées sont extraites de diverses visualisations. Elles sont similaires mais présentent des formes de poches d'air variées.

***b) Contact cylindre/plan***

Au début, le film lubrifiant est complet (figure IV.19a). Ensuite, nous pouvons compter jusqu'à six zones de rupture de film (figure IV.19b) disposées symétriquement par rapport au centre du contact. Au fur et à mesure que le nombre de cycle augmente, la taille de ces zones augmente progressivement, sans jamais atteindre le milieu du contact (figure IV.19 c et d).

Plan de symétrie  
du cylindre

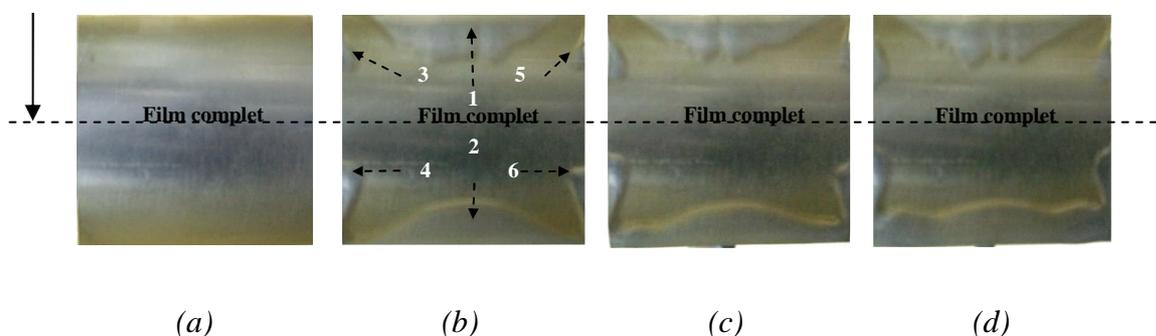


Figure IV.19 : Evolution au cours de plusieurs cycles de la zone de rupture par séparation due à l'air ambiant dans un contact cylindre/plan

Cette forme de rupture par séparation dans le contact cylindre/plan est obtenue expérimentalement à 30 Hz. Les calculs et les visualisations numériques ne prévoient pas l'apparition de cette forme de rupture à la même fréquence. En effet, cette rupture est obtenue numériquement à des fréquences supérieures ou égales à 170 Hz. De plus, elle est localisée le long de la génératrice inférieure du cylindre.

### *c) Contact sphère /plan*

Dans ce type de contact, une première rupture de film par séparation due à l'air ambiant est observée à 21 Hz. En effet, l'air ambiant s'introduit par les bords du contact et forme une bande (un anneau) circulaire symétrique par rapport au centre de contact, comme illustré par la figure IV.20.



Figure IV.20 : Visualisation de la zone de rupture par séparation obtenue à 21 Hz dans un contact sphère/plan.

Lorsque la fréquence atteint 30 Hz, des bulles d'air en forme de « doigt » s'introduisent à l'intérieur du film lubrifiant. Le film d'huile reste continu (complet) au centre du contact et prend la forme de filets dans l'espace situé entre les doigts d'air. Dans ce contact, un jet d'huile presque continu du bain accentue la rupture et contribue à la multiplication du nombre de doigts. La figure IV.21 montre l'évolution de la zone de rupture de film obtenue au cours de plusieurs cycles d'écrasement à 30 Hz.

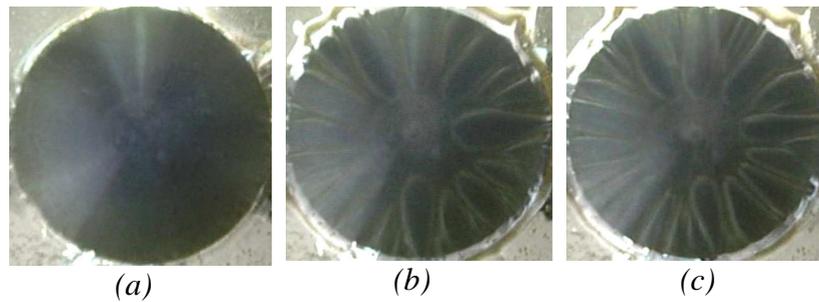


Figure IV.21 : Evolution de la zone de rupture par séparation obtenue à 30 Hz dans un contact sphère/plan

Les trois visualisations proposées montrent, l'état de repos du contact (a), un état (c) du contact au bout d'un nombre de cycle supérieur à celui du cas (b). Cette figure montre également l'augmentation du nombre de doigts d'air qui, contrairement au contact plan/plan, n'atteignent jamais le centre du contact. Dans le paragraphe suivant, nous allons examiner les différentes formes de rupture de film par séparation des gaz saturés obtenues dans les différents types de contacts.

#### IV.3.1.2. Rupture de film par séparation des gaz saturés

Elle se manifeste par la formation de bulles macroscopiques dont le nombre augmente progressivement au cours du cycle. Ces bulles sont formées par séparation de l'air dissous à pression ambiante. Elles s'accumulent ensuite sur le bord de la plaque écrasante. Dans un contact disque/plan, les bulles sont formées à l'intérieur du contact (figure IV.22b). Ces bulles coalescent tout en oscillant entre le bord de la plaque écrasante et une position proche du centre du contact (figure IV.22c). Quand des bulles atteignent une taille maximale, elles s'effondrent et forment ensuite de nouvelles bulles (figure IV.22d).

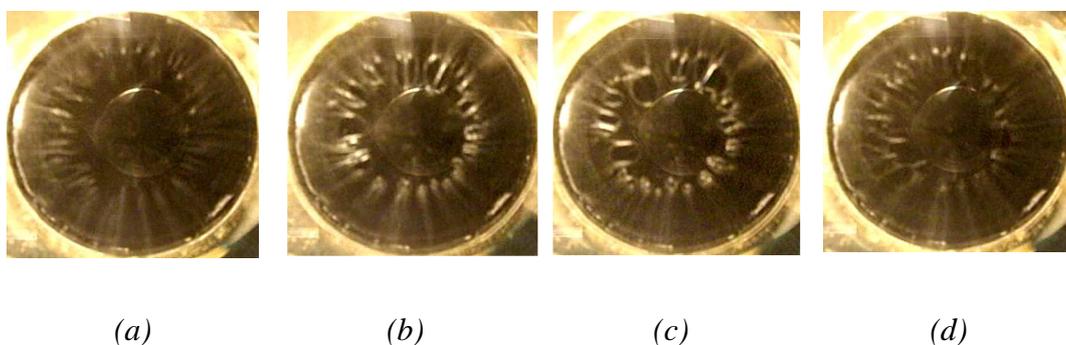


Figure IV.22 : Evolution de la zone de rupture par séparation due à l'air ambiant dans un contact disque/plan

L'analyse des enregistrements vidéos a permis d'identifier une autre forme de rupture par séparation gazeuse. Localisée au centre du contact, la zone de rupture se présente sous forme d'une bulle à bordure ondulée (Voir figure IV.23).

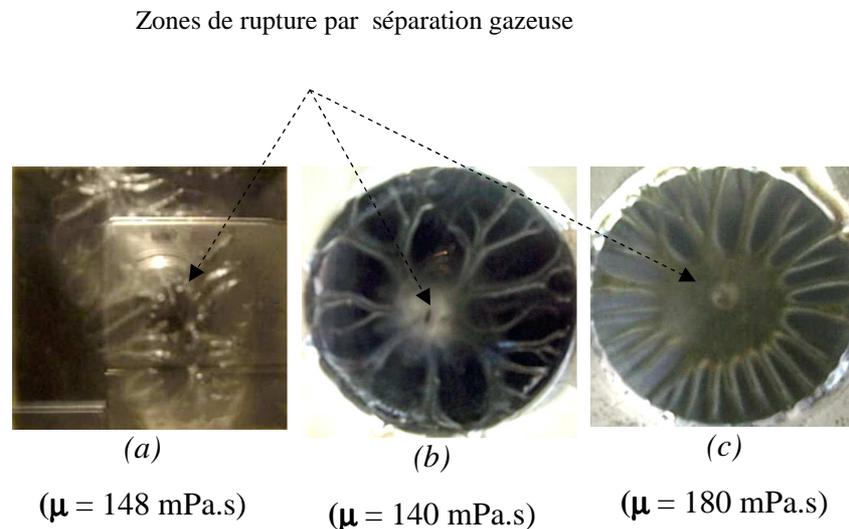


Figure IV.23 : Formes de rupture par séparation gazeuse obtenue pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$ mm,  $f=30$  Hz.

(a) Contact plan/plan (b) Contact disque/plan (c) contact sphère/plan

Dans le contact plan/plan, la rupture par séparation gazeuse est identifiée à 30 Hz avec  $h_0=0.8$ mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=148$  mPa.s. Selon ces paramètres et même si les conditions aux limites ne sont pas similaires, le calcul numérique prédit une zone de rupture semblable (figure II.12 du chapitre II).

Pour le contact sphère/plan et compte tenu des défauts du banc, la rupture par séparation gazeuse est obtenue à 30 Hz pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1= 0.4$  mm et  $\mu= 180$  mPa.s. Cette rupture est observée au centre du contact. Numériquement, aucune forme de rupture du film n'est apparue à cette fréquence.

Dans toutes les visualisations réalisées, la rupture du film par séparation des gaz saturés se produit simultanément avec celle due à l'introduction de l'air ambiant. A titre d'exemple, la figure IV.24a montre une bulle de gaz située au centre du contact sphère/plan, ainsi que des doigts d'air tout au long du périmètre du contact.

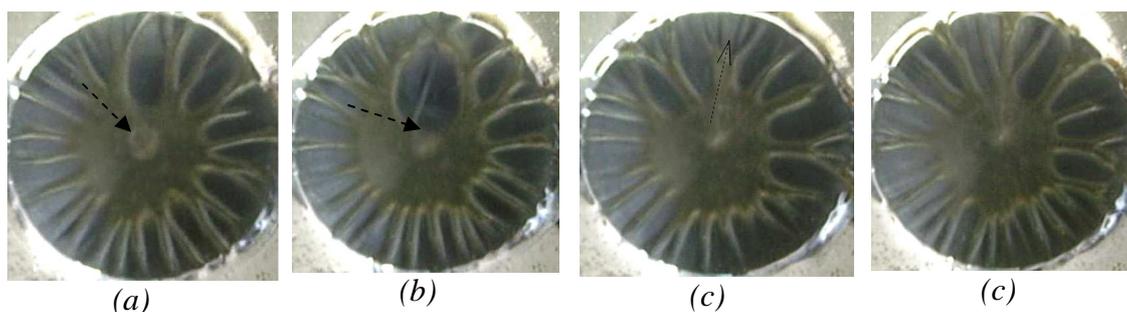


Figure IV.24 : Exemple d'effondrement d'une bulle de gaz dans un contact sphère/plan.  
 (a) formation de la bulle gazeuse (b) communication de la bulle gazeuse avec un doigt d'air  
 (c) effondrement de la bulle gazeuse (d) reformation de film

Au moment où la bulle de gaz communique avec un doigt d'air (figure IV.24b), elle s'effondre et relâche son contenu gazeux qui s'échappe après avoir atteint l'extrémité du contact (figure IV.24c). Nous avons ensuite un réarrangement du film d'huile dans cette zone (figure IV.24d). Ce phénomène a été également observé dans le contact plan/plan.

Quelle que soit la fréquence appliquée, aucune forme de rupture par séparation gazeuse n'a été obtenue dans le contact cylindre/plan.

### IV.3.2. Influence de la fréquence des oscillations

La fréquence des oscillations conditionne le type et la forme de la rupture du film. En effet, les trois types de rupture identifiés sont produits à une fréquence supérieure à 20 Hz. Pour chaque type de contact, la rupture change de forme en fonction de la fréquence. Les figures IV.25a et IV.25b représentent l'influence de la fréquence des oscillations sur la forme de rupture par séparation pour deux types de contact.



Figure IV.25a: Influence de la fréquence des oscillations sur la forme de rupture par séparation dans un contact disque/plan (a) 21 Hz (b) 30 Hz



Figure IV.25b: Influence de la fréquence des oscillations sur la forme de rupture par séparation dans un contact sphère/plan (a) 21 Hz (b) 30 Hz

Qu'il s'agisse d'un contact plan/plan ou sphère/plan, l'air ambiant dissous se sépare de l'huile ou s'introduit à travers les frontières du contact lorsque la fréquence atteint 21 Hz. Ces deux phénomènes persistent à 30 Hz. Quant à la rupture par séparation gazeuse produite au centre du contact, elle se manifeste exclusivement à 30 Hz.

### ***IV.3.3. Influence de la hauteur du bain***

Pour tous les tests, la hauteur du bain est égale à 4 mm. En fonction du type de contact, le volume d'huile nécessaire pour garantir cette hauteur a été soigneusement calculé. Lorsqu'une rupture par séparation est produite, l'huile projetée en dehors du bain est non récupérée. Ceci provoque une diminution de la hauteur du bain, facilitant ainsi l'introduction de l'air ambiant à travers les frontières du contact. La figure IV.26 montre la forme des zones de rupture avant et après la projection d'huile pour deux types de contact.

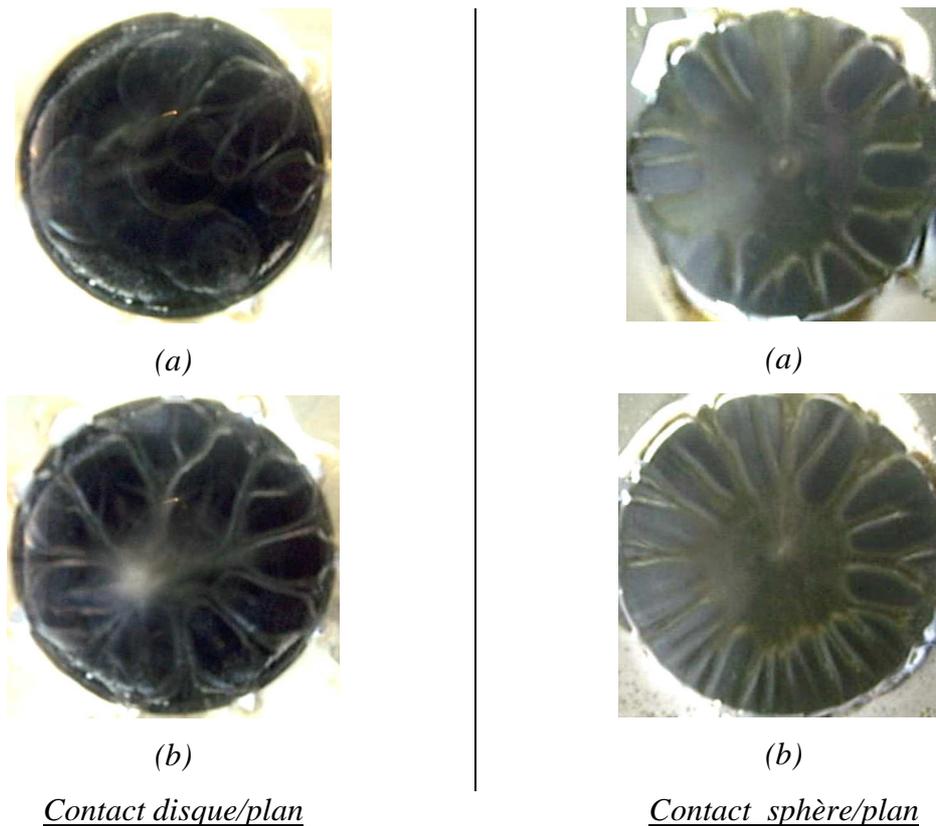


Figure IV.26: Influence de la hauteur du bain d'huile sur la forme de rupture par séparation pour  $f = 30$  Hz. (a) avant projection de l'huile (b) après projection de l'huile.

En effet, nous pouvons remarquer qu'après diminution du niveau d'huile dans le réservoir, nous avons une augmentation des poches d'air et un réarrangement différent.

#### ***IV.3.4. Influence de la géométrie du contact***

Pour les trois types de contact, une rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant a été identifiée. La géométrie du contact (pièce écrasante) influence à la fois la forme et la rapidité avec laquelle cette rupture peut avoir lieu. La figure IV.27 représente l'influence de la géométrie du contact sur la forme de ce type de rupture.

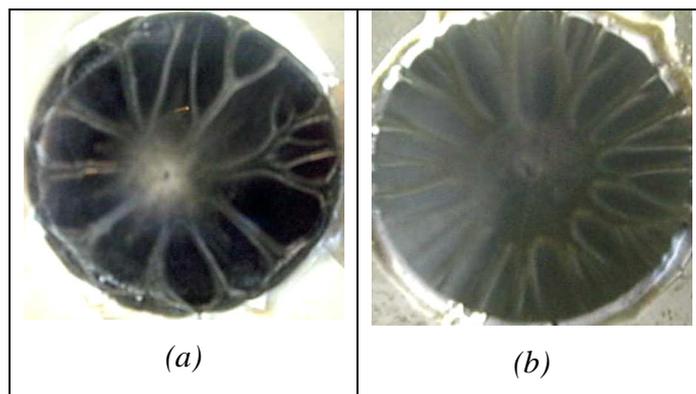


Figure IV.27 : Influence de la géométrie de la surface écrasante sur la forme de rupture par séparation pour  $f = 30$  Hz. (a) *contact disque/plan* (b) *contact sphère/plan*

Pour le contact plan/plan, l'air ambiant s'introduit à l'intérieur du film via un canal formé sur un côté de la plaque écrasante. L'air introduit prend plusieurs formes particulières, comme le montre la figure IV.14. Les zones de rupture (zones d'air) sont séparées par des filets d'huile et peuvent couvrir une grande surface du contact.

Quant au contact sphère/plan, l'air s'introduit sous forme de doigts. L'espace entre ces doigts est rempli d'huile sous forme de filets. La zone de rupture occupe la bordure du contact, tandis que le film continu (complet) occupe son centre. Contrairement au contact plan/plan, ces doigts n'atteignent jamais le centre.

Par ailleurs, nous avons constaté une manifestation tardive de la rupture du film par séparation dans le cas d'un contact plan/plan, comparé au contact sphère/plan ou cylindre/plan.

#### IV.4. Conclusion et perspectives

L'étude comparative de l'évolution temporelle de la portance et de l'épaisseur mesurées et calculées du film montre que, à l'exception du contact plan/plan, les résultats des modèles numériques sont en assez bon accord avec ceux expérimentaux. Les différences constatées dans le cas du contact plan/plan peuvent s'expliquer principalement par les effets cumulés des imperfections géométriques et de la souplesse des structures du dispositif expérimental non considérés dans notre modélisation hydrodynamique. En effet, ces aspects semblent avoir un impact significatif sur les positions relatives des extremums de l'épaisseur et de la portance du film.

Cette étude nous a permis également de constater un déphasage entre les extremums de la portance et ceux de l'épaisseur minimale du film dans les trois types de contact. Un écart est également observé entre l'extremum de la portance en écrasement et son équivalent en arrachement. Il semble que ces écarts soient une réaction typique des films d'huile assujettis à une action d'écrasement/arrachement périodique.

Par ailleurs, il a été établi à travers cette étude que la portance hydrodynamique du film d'huile augmente en valeur absolue lorsque la fréquence  $f$  croît ou l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film diminue.

L'analyse des visualisations a permis de distinguer deux modes de rupture de film: la rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant et la rupture par séparation des gaz saturés. La fréquence des oscillations conditionne la rupture et affecte son mode et sa forme, tandis que la hauteur du bain d'huile et la géométrie des parois de contact influencent son mode d'apparition et son évolution. En effet, la rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant se manifeste dans les trois contacts lorsque la fréquence des oscillations dépasse 20 Hz. Cette rupture se déclenche par l'introduction de l'air à travers les bords du contact sous forme de bulles ou de poches. Dans le contact plan/plan, des poches d'air séparées par des filets d'huile apparaissent et peuvent occuper presque la totalité du contact. Par contre, l'air s'introduit sous forme de doigts ou de bulles d'air respectivement dans le contact sphère/plan ou cylindre/plan et occupe la bordure du contact sans jamais atteindre le centre. Quant à la rupture par séparation des gaz saturés, elle se manifeste uniquement à 30 Hz sous forme d'une bulle à bordure ondulée localisée au centre du contact plan/plan et du contact sphère/plan. A cause de la limite du champ de mesure du capteur de force, la portance du film rompu n'a pas été relevée et, par conséquent, l'impact de chaque mode de rupture sur cette portance n'a pas été examiné.

Afin d'affiner davantage la modélisation de la rupture de film lubrifiant dans tous les contacts, il conviendrait d'intégrer la modélisation de la rupture due à l'introduction ou à la séparation de l'air ambiant en considérant, par exemple, les effets de la tension interfaciale et/ou superficielle et probablement l'état de surface des contacts. L'ensemble des visualisations exposées dans ce chapitre pourra constituer une source d'informations précieuses pour fournir

les ingrédients nécessaires au développement et à la mise au point de modèles numériques plus performants.

---

## CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Le travail entrepris dans le cadre de cette thèse consiste à développer et à valider un code de calcul numérique capable de prédire toutes les caractéristiques hydrodynamiques d'un film lubrifiant soumis à une action périodique d'écrasement entre surfaces conformes ou non conformes.

Pour ce faire, trois codes basés sur la théorie de JFO ont été développés. Le premier suppose la compressibilité du lubrifiant, tandis que le deuxième utilise la notion de remplissage. Les équations issues de ces deux formulations sont discrétisées en différences finies avec la méthode ADI. Les systèmes d'équations algébriques ainsi obtenus sont résolus par la méthode itérative de Gauss Seidel surrelaxée. En parallèle, un troisième code en éléments finis a été élaboré. Pour ce dernier, nous avons utilisé une discrétisation à base d'éléments isoparamétriques à 8 nœuds subdivisés en quatre éléments linéaires à quatre nœuds pour traiter finement les zones inactives.

Pour le contact plan/plan, les résultats de ces trois codes s'accordent sur l'impact de l'épaisseur moyenne  $h_0$ , de l'amplitude et de la fréquence  $f$  des oscillations sur la portance hydrodynamique de film d'huile. En effet, ils montrent que cette portance est proportionnelle à la fréquence et l'amplitude des oscillations et inversement proportionnelle à l'épaisseur moyenne du film augmente. Les résultats obtenus par les trois codes de calcul numériques dans ce contact sont très proches. Par ailleurs, notre simulation numérique a mis en exergue l'asymétrie de la portance lors de la rupture de film lubrifiant. Elle a également montré qu'une augmentation de la fréquence accentue cette asymétrie. Cet effet a été aussi observé dans les contacts sphère/plan et cylindre/plan. De plus, compte tenu de la géométrie des contacts étudiés et pour les mêmes données, l'examen de la fréquence de rupture a révélé une prédisposition des films à être rompus plus facilement dans un contact plan/plan (25 Hz) que dans un contact sphère/plan (50 Hz) ou encore un contact cylindre/plan (170 Hz).

En visualisant numériquement les champs de pression et de remplissage de film lubrifiant, nous avons montré que la fréquence impacte l'étendue et la durée de la rupture dans les trois types de contacts. En effet, les cas étudiés prouvent que ces deux grandeurs augmentent lorsque la fréquence des oscillations croît. Nous avons remarqué aussi une variation de la forme de la zone de rupture en fonction de la géométrie de la surface écrasante. Ainsi, cette zone prend une forme carrée dans un contact plan/plan, circulaire dans un contact sphère/plan et elliptique dans un contact cylindre/plan.

Les trois codes de calcul développés dans le cadre de cette thèse simulent de manière très satisfaisante le comportement d'un film d'huile écrasé périodiquement à faibles fréquences. L'étude menée pour déterminer, pour chaque code, le champ de validité et les paramètres qui garantissent la précision optimale des résultats a révélé les limites du code basé sur la compressibilité du lubrifiant. Par ailleurs, elle a permis de déterminer le maillage et le pas du temps les mieux adaptés pour garantir les prédictions des codes en éléments finis et en différences finies basés sur la notion de remplissage.

Pour la validation expérimentale de nos codes, un banc d'essai est conçu et réalisé. Ce banc comprend un capteur de force et un capteur de déplacement dont les mesures sont synchronisées via un système DAQ pilotées par le logiciel LABVIEW<sup>TM</sup>. Pour une épaisseur moyenne du film, une amplitude et une fréquence d'oscillations données, le banc permet la mesure de la portance et la visualisation des formes de rupture du film d'huile obtenues dans les trois types de contacts considérés. Plusieurs dispositions technologiques et mesures techniques ont été prises pour garantir la précision et la reproductibilité des mesures. Les courbes d'évolution temporelle de l'épaisseur du film montrent que le mouvement d'oscillation obtenu est parfaitement sinusoïdal.

Hormis le cas plan/plan, les résultats des modèles numériques sont en bon accord avec ceux expérimentaux. Les différences constatées dans le cas du contact plan/plan sont dues aux imperfections géométriques et à la souplesse des structures du dispositif expérimental. Ces deux aspects, non pris en compte par notre modélisation, semblent avoir un impact significatif sur les positions relatives des extremums de l'épaisseur et de la portance du film.

La simulation numérique et l'étude expérimentale s'accordent non seulement sur l'effet de l'épaisseur moyenne  $h_0$  et de la fréquence  $f$  des oscillations sur la portance hydrodynamique du film lubrifiant, mais aussi sur le déphasage observé entre les extremums de la portance et ceux de l'épaisseur dans les trois types de contacts. Ce déphasage semble être une réaction typique des films d'huile assujettis à une action périodique d'écrasement/arrachement.

Sur le plan expérimental, l'analyse des visualisations nous a permis de distinguer deux modes de rupture de film, à savoir la rupture par séparation des gaz saturés et la rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant. Ce dernier mode se manifeste dans les trois types de contacts lorsque la fréquence des oscillations dépasse 20 Hz. La forme obtenue pour la zone de rupture due à l'introduction de l'air ambiant dépend de la fréquence, de la hauteur du bain d'huile et de la géométrie du contact (pièce écrasante). En effet, l'air s'introduit à travers les bords du contact et forme des bulles ou des poches. Dans le cas du contact plan/plan, les poches d'air formées sont séparées par des filets d'huile et peuvent occuper presque la totalité du contact. Par contre, dans le contact sphère/plan ou le contact cylindre/plan, l'air s'introduit sous forme respectivement de doigts ou de bulles et occupe la bordure du contact sans jamais atteindre le centre. Quant à la rupture par séparation des gaz saturés, elle s'est manifestée dans le contact plan/plan et sphère/plan à partir de 30 Hz. Elle se caractérise par une bulle à bordure ondulée localisée au centre du contact. Pour le contact cylindre/plan, quelle que soit la fréquence testée, ce dernier mode de rupture n'a pas été observé.

Durant cette mise en œuvre expérimentale, plusieurs difficultés ont été rencontrées. Elles concernent plus particulièrement le réglage de l'épaisseur moyenne, la détermination de la viscosité réelle du lubrifiant contenu dans le réservoir et la visualisation de la rupture du film. En effet, les défauts de planéité et de parallélisme des surfaces écrasantes provoquent une variation des épaisseurs locales du film. Ceci diminue la précision sur la valeur ajustée de l'épaisseur moyenne du film. De même, la viscosité du film dépend de la température de l'ambiance qui varie avec le temps. Cette variation engendre une imprécision au niveau de l'estimation de la viscosité réelle du film lubrifiant. Ces imprécisions cumulées sur l'épaisseur et la viscosité affectent de manière importante la portance mesurée du film. Quant à la visualisation, l'utilisation d'un appareil photo classique rend impossible l'identification de la rupture du film par cavitation qui se manifeste et évolue en quelques millisecondes.

Plusieurs perspectives peuvent être proposées pour compléter, améliorer et étendre l'étude expérimentale et la simulation numérique. En effet, le mouvement oscillatoire peut être obtenu directement par un vibreur électromagnétique ou un excitateur ultrasonique. Ce dispositif simplifiera la structure et la chaîne cinématique du banc. De plus, son association possible à un accouplement réglable permettra d'ajuster plus facilement l'épaisseur moyenne du film.

Par ailleurs, tous les modes de rupture ont été obtenus à une fréquence dépassant 20 Hz. La limite du champ de mesure du capteur de force nous a empêchés d'examiner leur impact sur le comportement du film lubrifiant soumis à une action d'écrasement périodique. Une solution consiste à remplacer le capteur de force par plusieurs capteurs de pression positionnés judicieusement sur la surface inférieure du contact. Les mesures de ces capteurs permettront de distinguer le niveau de la pression dans le contact étudié. Grâce à la synchronisation de la mesure de pression, du déplacement et de l'enregistrement des séquences vidéo, un lien entre la pression, l'épaisseur du film et les formes de rupture visualisées peut être établi et une interprétation plus précise peut être fournie. Lorsque la fréquence atteint 30 Hz, la rupture par cavitation, la rupture par séparation des gaz saturés et celle due à l'introduction de l'air ambiant peuvent simultanément avoir lieu. Les poches ou les bulles d'air qui s'introduisent par les frontières du contact risquent de masquer les phénomènes liés aux deux autres modes de rupture. Pour supprimer l'éventualité d'une ingérence de l'air ambiant par les frontières du contact et pouvoir étudier uniquement la rupture de film par séparation des gaz saturés et la rupture par cavitation, le bain doit être plus épais, le réservoir plus profond et isolé de l'environnement extérieur. Cette disposition permettra également d'épargner, pendant les essais, la projection de l'huile en dehors du contact et pouvoir travailler à volume constant. De plus, la température du bain d'huile doit être maîtrisée afin d'éviter les variations de la viscosité au cours des essais. Pour suivre l'évolution spatio-temporelle de chaque mode de rupture obtenu et permettre une interprétation plus détaillée des visualisations, une caméra numérique ultra-rapide (1000 prises/seconde au minimum) peut être envisagée. Enfin, il conviendrait de réduire les défauts géométriques (planéité, parallélisme, état de surface,...etc.), d'améliorer la rigidité des parois de contact et de recourir à des techniques de mesure sans contact de l'épaisseur du film.

De plus, l'étude expérimentale peut explorer les effets du gradient de la température, du comportement non newtonien du lubrifiant, de l'inertie, de la tension interfaciale et/ou

superficielle sur le comportement du film lubrifiant soumis à une action d'écrasement périodique. De même, les effets de l'état de surface des contacts et plus précisément ceux de la texturation (partielle ou totale) peuvent également être envisagés expérimentalement.

Quant aux perspectives de l'étude numérique, elles concernent la prise en compte de facteurs susceptibles d'influencer le comportement du film d'huile. En effet, il est indispensable d'intégrer les déformations élastiques des parois de contact, les défauts géométriques susceptibles d'exister quel que soient les soins apportés à leur réalisation, la non linéarité des lubrifiants, ...etc.

## LISTE DES TABLEAUX

### CHAPITRE I

Tableau III.1 : Paramètres de l'étude expérimentale

## LISTE DES FIGURES

### CHAPITRE I

- Figure I.1: Schéma d'un palier cylindrique  
Figure I.2: Schéma d'un contact cylindre /plan  
Figure I.3: Forme de rupture observée à faible vitesse  
Figure I.4: Forme de rupture observée à vitesse modérée  
Figure I.5: Forme de rupture observée à vitesse élevée  
Figure I.6: Palier lisse soumis à un chargement statique  
Figure I.7: Une configuration typique d'un AFFE  
Figure I.8: Schématisation des types de rupture (cavitation) dans un AFFE  
Figure I.9: Les modèles de rupture de film

### CHAPITRE II

- Figure II.1: Position du problème et système de coordonnées  
Figure II.2: Schéma d'un film écrasé entre deux plaques solides parallèles  
Figure II.3: Vue en coupe des plaques, zones de rupture et de reformation du film lubrifiant  
Figure II.4: Domaine d'étude :  $\Omega_0$  zone inactive et  $\Omega$  zone active  
Figure II.5: Evolution temporelle de la portance  $\mathbf{W}$  et de l'épaisseur du film  $h$  dans un contact plan/plan pour  $f=0.93$  Hz,  $h_1=0.328$  mm,  $h_0=0.5$  mm et  $\mu=158.25$ .  
Figure II.6: Effet de la variation de la fréquence sur les extremums de la portance  $\mathbf{W}$  calculée pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=148.14$  mPa.s (a) Arrachement (b) Ecrasement  
Figure II.7: Effet de la variation de l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film sur les extremums de la portance  $\mathbf{W}$  calculée pour  $f=0.93$  Hz (a) Arrachement (b) Ecrasement  
Figure II.8: Evolution temporelle de la portance  $\mathbf{W}$  et de l'épaisseur  $h$  du film calculées dans un contact plan/plan

- Figure II.9: Evolution de la portance et de l'épaisseur calculées du film dans un contact Plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 25$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm,  $\mu = 158.25$  mPa.s
- Figure II.10: Evolution du champ de pression et du champ de remplissage du film dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 25$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 158.25$  mPa.s
- Figure II. 11: Evolution de la portance et de l'épaisseur calculées du film dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 30$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 148.15$  mPa.s
- Figure II. 12: Champ de pression et de remplissage du film calculées dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 30$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 148.15$  mPa.s
- Figure II. 13: Champ de pression et de remplissage du film calculées dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $f = 100$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 158.25$  mPa.s
- Figure II.14: Evolution temporelle de la portance du film d'huile prédite dans un contact sphère/plan ( $R = 196.1$  mm) pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 1.33$  Hz et  $\mu = 133$  mPa.s
- Figure II.15: Evolution de la portance et de l'épaisseur calculées du film dans un contact sphère/plan pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $f = 30$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s
- Figure II.16: Champ de pression et champ de remplissage du film calculées dans un contact sphère/plan pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $f = 30$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s
- Figure II.17: Evolution de la portance et de l'épaisseur calculées du film dans un contact sphère/plan ( $R = 196.1$  mm) pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s
- Figure II.18: Champ de pression et champ de remplissage du film dans un contact sphère/plan ( $R = 196.1$  mm) pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $f = 50$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s
- Figure II.19: Champ de pression et champ de remplissage du film dans un contact sphère/plan ( $R = 196.1$  mm) pour  $h_0 = 0.55$  mm,  $f = 100$  Hz,  $h_1 = 0.4$  mm et  $\mu = 133$  mPa.s
- Figure II.20: Evolution temporelle de la portance calculée dans un contact cylindre/plan avec  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 1.33$  Hz et  $\mu = 120$  mPa.s
- Figure II.21: Evolution temporelle de la portance calculée dans un contact cylindre/plan avec  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 170$  Hz et  $\mu = 160$  mPa.s
- Figure II.22: Evolution du champ de pression et du champ de remplissage dans un contact cylindre/plan avec  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 300$  Hz et  $\mu = 120$  mPa.s

Figure II.23: Evolution du champ de pression et du champ de remplissage dans un contact cylindre/plan ( $R=101.2\text{mm}$ ) avec  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=400$  Hz et  $\mu=120\text{mPa.s}$

### CHAPITRE III

Figure III.1: Schéma de principe et photos du banc d'essai

Figure III.2: Instrumentation du banc

Figure III.3: Géométries du contact lubrifié

Figure III.4: Variation de la viscosité dynamique avec la température pour une huile minérale 10W40 (Hélix+)

Figure III.5: Forme des supports après modification

Figure III.6 : Solution mise en œuvre pour la substitution des ressorts

Figure III.7: Caractéristiques géométriques de la plaque plane carrée

Figure III.8: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f=2.67$  Hz et  $\mu=148$  mPa.s

Figure III.9: Rupture de film dans un contact plan/plan

Figure III.10: Caractéristiques géométriques de la plaque plane circulaire

Figure III.11: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile dans un contact disque/plan pour  $h_0=0.5$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu=139$  mPa.s

Figure III.12: Rupture de film dans un contact disque/plan

Figure III.13: Caractéristiques géométriques de la plaque sphérique

Figure III.14: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile dans un contact sphère/plan pour  $h_0=0.55$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=1.33$  Hz et  $\mu=180$  mPa.s

Figure III.15: Rupture de film dans un contact sphère/plan

Figure III.16: Caractéristiques géométriques de la plaque cylindrique

Figure III.17: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film d'huile dans un contact cylindre/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=1.33$  Hz et  $\mu=160$  mPa.s

Figure III.18: Rupture de film dans un contact cylindre/plan

### CHAPITRE IV

Figure IV.1: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact

plan/plan pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 0.93$  Hz et  $\mu = 148$  mPa.s

Figure IV.2: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact plan/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu = 148$  mPa.s

Figure IV.3: Evolution temporelle de la portance  $W$  et de l'épaisseur du film  $h$  pour  $h_1 = 0.36$  mm,  $f = 0.93$  Hz.

Figure IV.4: Variation des extremums de la portance en fonction de l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film pour  $h_1 = 0.36$  mm et  $f = 0.93$  Hz. (a) arrachement (b) écrasement

Figure IV.5: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact plan/plan pour  $h_0 = 0.62$  mm et  $h_1=0.36$  mm.

Figure IV.6: Variation des extremums de la portance dans un contact plan/plan en fonction de la fréquence des oscillations pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $\mu=148$  mPa.s (a) Arrachement (b) Ecrasement

Figure IV.7: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact sphère/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu = 180$  mPa.s

Figure IV.8: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact sphère/plan pour  $h_1=0.4$  mm et  $\mu = 180$  mPa.s

Figure IV.9: Variation des extremums de la portance en fonction de l'épaisseur moyenne  $h_0$  du film dans un contact sphère/plan pour  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu=180$ mPa.s

Figure IV.10: Variation des extremums de la portance en fonction de la fréquence dans un contact sphère/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu = 180$  mPa.s

Figure IV.11: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film dans un contact cylindre/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=0.93$  Hz et  $\mu=160$  mPa.s

Figure IV.12: Evolution temporelle de la portance et de l'épaisseur du film mesurées dans un contact cylindre/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f = 2.67$  Hz et  $\mu=160$ mPa.s

Figure IV.13: Variation des extremums de la portance en fonction de la fréquence dans un contact cylindre/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu = 160$  mPa.s

Figure IV.14: Formes de la zone de rupture de film dans un contact plan/plan (a) contact disque/plan (b) contact plan/plan.

Figure IV.15: Evolution de la zone de rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant dans un contact plan /plan. (a) taille initiale (b) taille intermédiaire (c) taille finale.

Figure IV.16: Zone de rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant dans un contact disque /plan.

Figure IV.17: Les canaux d'alimentation de la zone de rupture de film en air ambiant

Figure IV.18: Evolution de la zone de rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant dans un contact disque /plan

Figure IV.19: Evolution au cours de plusieurs cycles de la zone de rupture par séparation due à l'air ambiant dans un contact cylindre/plan

Figure IV.20: Visualisation de la zone de rupture par séparation obtenue à 21 Hz dans un contact sphère/plan.

Figure IV.21: Evolution de la zone de rupture par séparation obtenue à 30 Hz dans un contact sphère/plan

Figure IV.22: Evolution de la zone de rupture par séparation due à l'air ambiant dans un contact disque/plan

Figure IV.23: Formes de rupture par séparation gazeuse obtenue pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$ mm,  $f=30$  Hz. (a) Contact plan/plan (b) Contact disque/plan (c) contact sphère/plan

Figure IV.24: Exemple d'effondrement d'une bulle de gaz dans un contact sphère/plan  
(a) formation de la bulle gazeuse (b) communication de la bulle gazeuse avec un doigt d'air (c) effondrement de la bulle gazeuse (d) reformation de film

Figure IV.25: Influence de la fréquence des oscillations sur la forme de rupture par séparation  
(a) 21 Hz (b) 30 Hz

Figure IV.26: Influence de la hauteur du bain d'huile sur la forme de rupture par séparation pour  $f = 30$  Hz (a) avant projection de l'huile (b) après projection de l'huile.

Figure IV.27: Influence de la géométrie de la surface écrasante sur la formes de rupture par séparation pour  $f = 30$  Hz. (a) contact disque/plan (b) contact sphère/plan

## ANNEXES

## I. Equation de conservation de la masse

Considérons un volume parallélépipédique infinitésimalement petit rempli de fluide (figure AI.1). Les frontières supérieure et inférieure du volume sont situées sur les surfaces solides supposées imperméables, tandis que les frontières latérales sont fixes et perméables. Le volume total du fluide est exprimé par:

$$Vol = h(x, z, t)\Delta x\Delta z; \quad (AI.1)$$

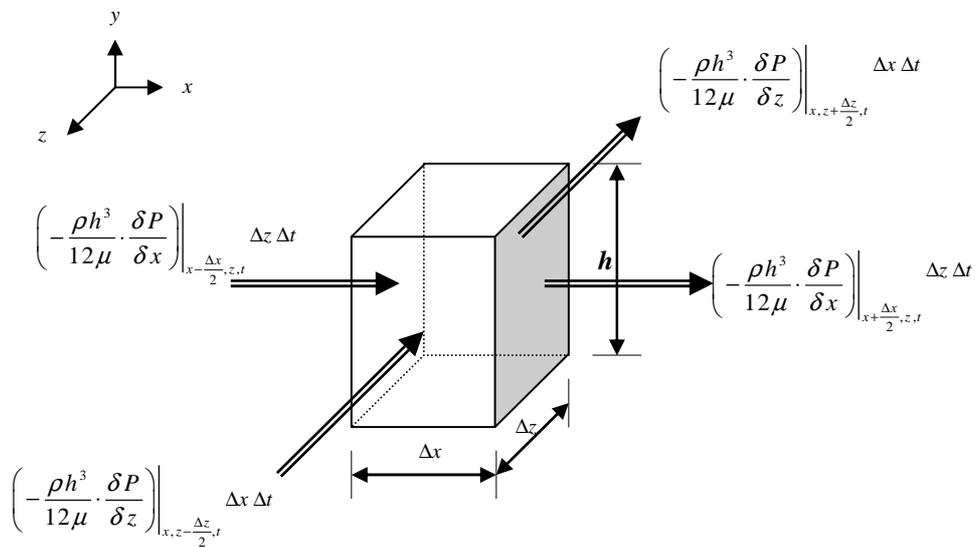


Figure AI.1 : Volume de contrôle

Le principe de conservation de la masse stipule que la masse du fluide accumulée dans le volume unitaire doit être égale à la somme (algébrique) du débit massique du fluide qui entre et sort du volume à travers ses surfaces frontières.

Indépendamment de la configuration géométrique des surfaces écrasantes, le déplacement de la plaque supérieure dans le sens perpendiculaire au contact lubrifié génère dans la couche mince du fluide un écoulement de type Poiseuille dans les directions  $x$  et  $z$ .

Considérons l'écoulement de Poiseuille dans la direction  $x$  (figure AI.2).

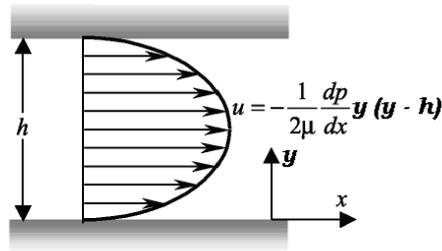


Figure AI.2 : Ecoulement de Poiseuille dans la direction  $x$

Le débit massique par unité de largeur correspondant à cet écoulement dans la direction  $x$  est :

$$\left( \dot{m}_x \right)_{poiseuille} = -\frac{\rho h}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (\text{AI.2})$$

De même, on peut écrire le débit massique par unité de largeur dans la direction  $z$  :

$$\left( \dot{m}_z \right)_{poiseuille} = -\frac{\rho h}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial z}. \quad (\text{AI.3})$$

Considérant l'intervalle du temps  $\left[ t - \frac{\Delta t}{2}, t + \frac{\Delta t}{2} \right]$  de longueur  $\Delta t$ , la masse du fluide accumulée dans le volume pendant cet intervalle de temps est :

$$(\rho h \Delta x \Delta z)_{x,z,t+\frac{\Delta t}{2}} - (\rho h \Delta x \Delta z)_{x,z,t-\frac{\Delta t}{2}}. \quad (\text{AI.4})$$

L'équilibre de débit massique pour le même volume de contrôle et dans le même intervalle de temps est :

$$\text{- Dans la direction } x : \left[ \left( \dot{m}_x \right)_{poiseuille} \Big|_{x-\frac{\Delta x}{2},z,t} - \left( \dot{m}_x \right)_{poiseuille} \Big|_{x+\frac{\Delta x}{2},z,t} \right] \cdot \Delta z \cdot \Delta t$$

- Dans la direction  $z$  :  $\left[ (\dot{m}_z)_{poiseuille} \Big|_{x,z-\frac{\Delta z}{2},t} - (\dot{m}_z)_{poiseuille} \Big|_{x,z+\frac{\Delta z}{2},t} \right] \cdot \Delta x \cdot \Delta t$

L'application du principe de conservation de la masse donne :

$$(\rho h \Delta x \Delta z)_{x,z,t+\frac{\Delta t}{2}} - (\rho h \Delta x \Delta z)_{x,z,t-\frac{\Delta t}{2}} = \Delta t \cdot \left( \begin{aligned} & \left[ (\dot{m}_x)_{poiseuille} \Big|_{x-\frac{\Delta x}{2},z,t} - (\dot{m}_x)_{poiseuille} \Big|_{x+\frac{\Delta x}{2},z,t} \right] \cdot \Delta z \\ & + \left[ (\dot{m}_z)_{poiseuille} \Big|_{x,z-\frac{\Delta z}{2},t} - (\dot{m}_z)_{poiseuille} \Big|_{x,z+\frac{\Delta z}{2},t} \right] \cdot \Delta x \end{aligned} \right) \quad (A1.5)$$

En remplaçant les termes relatifs aux débits massiques par unité de largeur par leurs expressions (A1.2) et (A1.3), on obtient l'équation (A1.6) :

$$(\rho h \Delta x \Delta z)_{x,z,t+\frac{\Delta t}{2}} - (\rho h \Delta x \Delta z)_{x,z,t-\frac{\Delta t}{2}} = \Delta t \cdot \left( \begin{aligned} & \left[ \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x+\frac{\Delta x}{2},z,t} - \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x-\frac{\Delta x}{2},z,t} \right] \Delta z \\ & + \left[ \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{x,z+\frac{\Delta z}{2},t} - \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{x,z-\frac{\Delta z}{2},t} \right] \Delta x \end{aligned} \right) \quad (A1.6)$$

Si on divise tous les termes de l'équation (A1.6) par  $\Delta x \cdot \Delta z \cdot \Delta t$ , nous obtenons l'équation (A1.7) suivante :

$$\frac{(\rho h)_{x,z,t+\frac{\Delta t}{2}} - (\rho h)_{x,z,t-\frac{\Delta t}{2}}}{\Delta t} = \frac{\left[ \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \right) \Big|_{x+\frac{\Delta x}{2},z,t} - \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \right) \Big|_{x-\frac{\Delta x}{2},z,t} \right]}{\Delta x} + \frac{\left[ \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) \Big|_{x,z+\frac{\Delta z}{2},t} - \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) \Big|_{x,z-\frac{\Delta z}{2},t} \right]}{\Delta z}$$

Quand  $\Delta x$ ,  $\Delta z$  et  $\Delta t$  tendent vers zéro, l'expression précédente devient :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) \quad (A1.8)$$

L'équation (AI.8) est la forme simplifiée de l'équation de Reynolds [38] adaptée au cas d'un film lubrifiant soumis uniquement à une action d'écrasement. Ceci confirme que l'équation de Reynolds n'est qu'une forme particulière du principe de conservation de la masse.

## II. La méthode Implicite des Directions Alternées (I.D.A) - L'algorithme D'Elrod

Dans le cas d'un film d'huile contenu entre deux plaques carrées, planes, lisses, indéformables et constamment parallèles (figure AII.1), l'épaisseur du film  $h$  ne dépend que du temps. Mesurée dans la direction (Oy), elle s'écrit :

$$h(t) = h_0 + h_1 \cos(2\pi ft) \quad (\text{AII.1})$$

avec  $h_0$  qui désigne l'épaisseur moyenne du film d'huile.  $h_1$  ( $h_1 < h_0$ ) et  $f$  que sont respectivement l'amplitude et la fréquence des oscillations (pulsation).

Après changement de variable, l'équation de Reynolds obtenue pour un fluide soumis uniquement à une action d'écrasement entre deux plaques parallèles est de la forme :

$$\frac{h^3 \beta}{12\mu} \left[ \frac{\partial^2 (g(\theta - 1))}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (g(\theta - 1))}{\partial z^2} \right] = \frac{\partial (h\theta)}{\partial t} \quad (\text{AII.2})$$

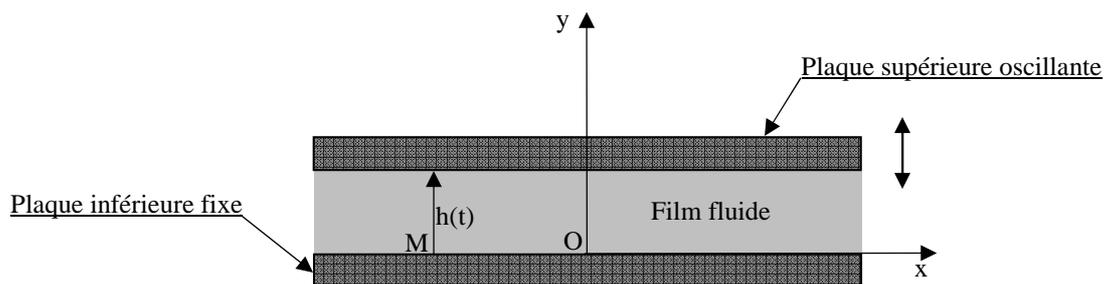


Figure AII.1 : Schéma d'un film écrasé entre deux plaques solides

Adimensionnement de l'équation (AII.2)

$$\text{Soit : } X = \frac{x}{lx}, \quad Z = \frac{z}{lz}, \quad H = \frac{h}{h_0}, \quad T = ft, \quad \varepsilon = \frac{h_1}{h_0}$$

où  $l_x$  et  $l_z$  représentent les dimensions du contact lubrifié respectivement dans les directions  $x$  et  $z$  et  $\varepsilon$  est l'amplitude adimensionnée.

L'épaisseur adimensionnée du film s'écrit donc :  $H = 1 + \varepsilon \cos(2\pi T)$

Après adimensionnement, l'expression obtenue est la suivante :

$$\frac{h_0^3 H^3 \beta}{12\mu} \left[ \left( \frac{1}{l_x^2} \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial X^2} \right) + \left( \frac{1}{l_z^2} \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial Z^2} \right) \right] = (f h_0) \frac{\partial(\theta H)}{\partial T}$$

Soit :  $CX = \frac{1}{l_x^2}$ ,  $CZ = \frac{1}{l_z^2}$  et  $CT = \frac{12\mu f}{\beta h_0^2}$

Nous obtenons donc :

$$CX \left( \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial X^2} \right) + CZ \left( \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial Z^2} \right) = \frac{CT}{H^3} \frac{\partial(\theta H)}{\partial T} \quad (\text{AII.3})$$

Cette équation est résolue en utilisant la méthode implicite des directions alternées. Selon cette méthode, souvent mentionnée dans la littérature sous le vocable ADI (*Alternate Directions Implicit*), la résolution de l'équation se déroule en deux étapes successives. Au début du pas de temps, nous allons appliquer à l'équation (AII.3) une formulation implicite dans la direction  $x$  et une formulation explicite dans la direction  $z$ . Une solution intermédiaire  $\theta^*$  est alors obtenue. Cette solution intermédiaire est prise comme point de départ pour résoudre l'équation discrétisée selon une formulation explicite dans la direction  $x$  et une formulation implicite dans la direction  $z$ . Cette deuxième résolution permet d'obtenir les approximations ultimes de  $\theta$ .

1<sup>ère</sup> étape

$$\rightarrow \frac{\partial^2 (g(\theta-1))}{\partial X^2} = \frac{g_{i-1,j}^*(\theta_{i-1,j}^* - 1) - 2g_{i,j}^*(\theta_{i,j}^* - 1) + g_{i+1,j}^*(\theta_{i+1,j}^* - 1)}{\Delta X^2}$$

$$\rightarrow \frac{\partial^2(g(\theta-1))}{\partial Z^2} = \frac{g_{i,j-1}^n(\theta_{i,j-1}^n - 1) - 2g_{i,j}^n(\theta_{i,j}^n - 1) + g_{i,j+1}^n(\theta_{i,j+1}^n - 1)}{\Delta Z^2}$$

$$\rightarrow \frac{\partial(\theta H)}{\partial T} = \theta_{ij}^n \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_{ij}^n + H_{ij}^n \left( \frac{\theta_{ij}^* - \theta_{ij}^n}{\Delta T / 2} \right) = \theta_{ij}^n V_{ij}^n + H_{ij}^n \left( \frac{\theta_{ij}^* - \theta_{ij}^n}{\Delta T / 2} \right)$$

Avec :

$$V_{ij}^n = \left( \frac{\partial H}{\partial T} \right)_{ij}^n = -2\pi\varepsilon \sin(2\pi T)$$

Nous obtenons donc :

$$\left[ \begin{array}{l} \frac{CX}{\Delta X^2} [g_{i-1,j}^*(\theta_{i-1,j}^* - 1) - 2g_{i,j}^*(\theta_{i,j}^* - 1) + g_{i+1,j}^*(\theta_{i+1,j}^* - 1)] \\ + \frac{CZ}{\Delta Z^2} [g_{i,j-1}^n(\theta_{i,j-1}^n - 1) - 2g_{i,j}^n(\theta_{i,j}^n - 1) + g_{i,j+1}^n(\theta_{i,j+1}^n - 1)] \end{array} \right] = \frac{CT}{(H_{ij}^n)^3} \left[ \theta_{ij}^n V_{ij}^n + H_{ij}^n \left( \frac{\theta_{ij}^* - \theta_{ij}^n}{\Delta T / 2} \right) \right]$$

Ce qui donne :

$$\left[ \begin{array}{l} \frac{CX}{\Delta X^2} [g_{i-1,j}^*(\theta_{i-1,j}^* - 1) - 2g_{i,j}^*(\theta_{i,j}^* - 1) + g_{i+1,j}^*(\theta_{i+1,j}^* - 1)] \\ + \frac{CZ}{\Delta Z^2} [g_{i,j-1}^n(\theta_{i,j-1}^n - 1) - 2g_{i,j}^n(\theta_{i,j}^n - 1) + g_{i,j+1}^n(\theta_{i,j+1}^n - 1)] \end{array} \right] = \frac{CT}{(H_{ij}^n)^3} \left[ \theta_{ij}^n V_{ij}^n + \frac{2H_{ij}^n (\theta_{ij}^* - \theta_{ij}^n)}{\Delta T} \right]$$

Ou encore :

$$\left[ \begin{array}{l} \frac{CZ}{\Delta Z^2} [g_{ij-1}^n \theta_{ij-1}^n + g_{ij+1}^n \theta_{ij+1}^n] \\ - 2 \frac{CZ}{\Delta Z^2} g_{ij}^n \theta_{ij}^n - \frac{CT}{(H_{ij}^n)^3} \left[ V_{ij}^n - \left( \frac{2H_{ij}^n}{\Delta T} \right) \right] \theta_{ij}^n \\ - \frac{CZ}{\Delta Z^2} (g_{ij-1}^n - 2g_{ij}^n + g_{ij+1}^n) \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{l} - \frac{CX}{\Delta X^2} [g_{i-1,j}^* \theta_{i-1,j}^* + g_{i+1,j}^* \theta_{i+1,j}^*] \\ + \frac{2CT}{(H_{ij}^n)^2 \Delta T} \theta_{ij}^* + 2 \frac{CX}{\Delta X^2} g_{i,j}^* \theta_{ij}^* \\ + \frac{CX}{\Delta X^2} (g_{i-1,j}^* - 2g_{i,j}^* + g_{i+1,j}^*) \end{array} \right]$$

Soit :

$$C_1 = \frac{CX}{\Delta X^2}, C_2 = \frac{CZ}{\Delta Z^2}, C_3 = \frac{CT}{(H_{ij}^n)^3} \left( V_{ij}^n - \frac{2H_{ij}^n}{\Delta T} \right) \text{ et } C_4 = \frac{2CT}{(H_{ij}^n)^2 \Delta T}.$$

L'expression obtenue est donc :

$$\left[ \begin{array}{l} C_2 [g_{ij-1}^n \theta_{ij-1}^n + g_{ij+1}^n \theta_{ij+1}^n] \\ - 2C_2 g_{ij}^n \theta_{ij}^n - C_3 \theta_{ij}^n \\ - C_2 (g_{ij-1}^n - 2g_{ij}^n + g_{ij+1}^n) \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{l} -C_1 [g_{i-1,j}^* \theta_{i-1,j}^* + g_{i+1,j}^* \theta_{i+1,j}^*] \\ + C_4 \theta_{ij}^* + 2C_1 g_{i,j}^* \theta_{ij}^* \\ + C_1 (g_{i-1,j}^* - 2g_{i,j}^* + g_{i+1,j}^*) \end{array} \right]$$

$$\text{Or : } g_{i-1,j}^n - 2g_{i,j}^n + g_{i+1,j}^n = \Delta X^2 \frac{(g_{i-1,j}^n - 2g_{i,j}^n + g_{i+1,j}^n)}{\Delta X^2} = \Delta X^2 \frac{\partial^2 g}{\partial X^2} = 0$$

$$\text{Car : } \frac{\partial^2 g}{\partial X^2} = 0.$$

$$\text{De même : } g_{i,j-1}^n - 2g_{i,j}^n + g_{i,j+1}^n = \Delta Z^2 \frac{(g_{i,j-1}^n - 2g_{i,j}^n + g_{i,j+1}^n)}{\Delta Z^2} = \Delta Z^2 \frac{\partial^2 g}{\partial Z^2} = 0$$

$$\text{Car : } \frac{\partial^2 g}{\partial Z^2} = 0.$$

Ceci est valable pour tout point (X, Z) à tout instant T.

Après simplification, nous obtenons :

$$\begin{bmatrix} C_2 (g_{ij-1}^n \theta_{ij-1}^n + g_{ij+1}^n \theta_{ij+1}^n) \\ -(2C_2 g_{ij}^n + C_3) \theta_{ij}^n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -C_1 (g_{i-1,j}^* \theta_{i-1,j}^* + g_{i+1,j}^* \theta_{i+1,j}^*) \\ + (C_4 + 2C_1 g_{ij}^*) \theta_{ij}^* \end{bmatrix}$$

$$\text{Soit : } TBX = \frac{C_1 g_{i-1,j}^*}{C_4 + 2C_1 g_{ij}^*},$$

$$TCX = \frac{C_1 g_{i+1,j}^*}{C_4 + 2C_1 g_{ij}^*},$$

$$TDX = \frac{[C_2 (g_{ij-1}^n \theta_{ij-1}^n + g_{ij+1}^n \theta_{ij+1}^n) - (2C_2 g_{ij}^n + C_3) \theta_{ij}^n]}{C_4 + 2C_1 g_{ij}^*}$$

En remplaçant chaque terme par son expression, nous obtenons le système d'équation suivant :

$$\theta_{i,j}^* = TBX \theta_{i-1,j}^* + TCX \theta_{i+1,j}^* + TDX \quad (\text{AII.4})$$

### Seconde étape

En suivant la même démarche, nous obtenons la deuxième équation :

$$\theta_{i,j}^{n+1} = TBZ\theta_{i,j-1}^{n+1} + TCZ\theta_{i,j+1}^{n+1} + TDZ \quad (\text{AII.5})$$

Avec :

$$TBZ = \frac{C_2 g_{ij-1}^{n+1}}{C_4 + 2C_2 g_{ij}^{n+1}} ;$$

$$TCZ = \frac{C_2 g_{ij+1}^{n+1}}{C_4 + 2C_2 g_{ij}^{n+1}} ;$$

$$TDZ = \frac{\left[ C_1 (g_{i-1j}^* \theta_{i-1j}^* + g_{i+1j}^* \theta_{i+1j}^*) - (2C_1 g_{ij}^* + C_3) \theta_{ij}^* \right]}{C_4 + 2C_2 g_{ij}^{n+1}} .$$

Aux bords du domaine d'étude, les deux systèmes d'équations (AII.4) et (AII.5) prennent des formes particulières. Ces deux systèmes vont être résolus successivement par la méthode itérative de Gauss Seidel surrelaxée.

### III. La méthode Implicite des Directions Alternées (I.D.A) - L'algorithme D'Elrod modifié

Après changement de variable, l'équation de Reynolds modifiée régissant l'écoulement d'un fluide écrasé entre deux plaques carrées parallèles est de la forme :

$$\frac{h^3}{12\mu} \left[ \frac{\partial^2(FD)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(FD)}{\partial z^2} \right] = \frac{\partial(h)}{\partial t} + \frac{\partial D}{\partial t} - \frac{\partial(FD)}{\partial t} \quad (\text{AIII.1})$$

Pour le terme d'écrasement, on peut écrire :

$$\frac{\partial(h)}{\partial t} = v$$

avec  $v$  la vitesse d'écrasement/arrachement du film.

L'équation (2.33) devient :

$$\frac{h^3}{12\mu} \left[ \frac{\partial^2(FD)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2(FD)}{\partial z^2} \right] = v + \frac{\partial D}{\partial t} - \frac{\partial(FD)}{\partial t} \quad (\text{AIII.2})$$

## Adimensionnement de l'équation (AIII.2)

$$\text{Soit : } X = \frac{x}{l_x}, \quad Z = \frac{z}{l_z}, \quad H = \frac{h}{h_0}, \quad T = ft, \quad \varepsilon = \frac{h_1}{h_0}$$

$$\text{L'épaisseur du film s'écrit donc : } H = 1 + \varepsilon \cos(2\pi T)$$

Après adimensionnement, l'expression obtenue est la suivante :

$$\frac{h_0^3 H^3}{12\mu} \left[ \left( \frac{1}{l_x^2} \frac{\partial^2(FD)}{\partial X^2} \right) + \left( \frac{1}{l_z^2} \frac{\partial^2(FD)}{\partial Z^2} \right) \right] = f \left( h_0 \frac{\partial(H)}{\partial T} + \frac{\partial D}{\partial T} - \frac{\partial(FD)}{\partial T} \right)$$

$$\text{Nous posons : } CX = \frac{1}{l_x^2}, \quad CZ = \frac{1}{l_z^2}, \quad CT = \frac{12\mu f}{h_0^3} \text{ et } CTH = \frac{12\mu f}{h_0^2}$$

Nous obtenons donc l'équation qui suit :

$$CX \left( \frac{\partial^2(FD)}{\partial X^2} \right) + CZ \left( \frac{\partial^2(FD)}{\partial Z^2} \right) = \frac{1}{H^3} \left( CTH \frac{\partial(H)}{\partial T} + CT \left( \frac{\partial D}{\partial T} - \frac{\partial(FD)}{\partial T} \right) \right) \quad (\text{AIII.3})$$

Cette méthode consiste à faire la résolution en deux étapes successives.

1<sup>ère</sup> étape

$$\rightarrow \frac{\partial^2(FD)}{\partial X^2} = \frac{F_{i-1,j}^* D_{i-1,j}^* - 2F_{i,j}^* D_{i,j}^* + F_{i+1,j}^* D_{i+1,j}^*}{\Delta X^2}$$

$$\rightarrow \frac{\partial^2(FD)}{\partial Z^2} = \frac{F_{i,j-1}^n D_{i,j-1}^n - 2.F_{i,j}^n D_{i,j}^n + F_{i,j+1}^n D_{i,j+1}^n}{\Delta Z^2}$$

$$\rightarrow \frac{\delta(FD)}{\delta T} = \frac{(FD)_{ij}^* - (FD)_{ij}^n}{\Delta T/2}$$

$$\rightarrow \frac{\delta D}{\delta T} = \frac{D_{ij}^* - D_{ij}^n}{\Delta T / 2}$$

$$\rightarrow \frac{\delta H}{\delta T} = V_{ij}^n = +2\pi\epsilon \sin(2\pi T)$$

L'équation AIII.3 s'écrit donc :

$$\left[ \begin{array}{l} \frac{CX}{\Delta X^2} [F_{i-1,j}^* D_{i-1,j}^* - 2F_{i,j}^* D_{i,j}^* + F_{i+1,j}^* D_{i+1,j}^*] \\ + \frac{CZ}{\Delta Z^2} [F_{i,j-1}^n D_{i,j-1}^n - 2F_{i,j}^n D_{i,j}^n + F_{i,j+1}^n D_{i,j+1}^n] \end{array} \right] = \frac{1}{(H_{ij}^n)^3} \left[ CTH(V)_{ij}^n + \frac{2CT}{\Delta T} ((D_{ij}^* - D_{ij}^n) - ((FD)_{ij}^* - (FD)_{ij}^n)) \right]$$

Ce qui donne :

$$\left[ \begin{array}{l} \frac{CX}{\Delta X^2} [F_{i-1,j}^* D_{i-1,j}^* - 2F_{i,j}^* D_{i,j}^* + F_{i+1,j}^* D_{i+1,j}^*] \\ + \frac{CZ}{\Delta Z^2} [F_{i,j-1}^n D_{i,j-1}^n - 2F_{i,j}^n D_{i,j}^n + F_{i,j+1}^n D_{i,j+1}^n] \end{array} \right] = \frac{1}{(H_{ij}^n)^3} \left[ CTH(V)_{ij}^n + \frac{2CT}{\Delta T} ((1-F_{ij}^*) D_{ij}^* - (1-F_{ij}^n) D_{ij}^n) \right]$$

Si nous posons :  $C_1 = \frac{CX}{\Delta X^2}$  ,  $C_2 = \frac{CZ}{\Delta Z^2}$  ,  $C_3 = \frac{2CT}{\Delta T (H_{ij}^n)^3}$  et  $C_4 = \frac{CTH}{(H_{ij}^n)^3} V_{ij}^n$  .

Nous obtenons l'expression :

$$\left[ \begin{array}{l} C_2 [F_{ij-1}^n D_{ij-1}^n + F_{ij+1}^n D_{ij+1}^n] \\ + [(1-F_{ij}^n) C_3 - 2C_2 F_{ij}^n] D_{ij}^n \end{array} \right] = \left[ \begin{array}{l} C_4 - C_1 [F_{i-1,j}^* D_{i-1,j}^* + F_{i+1,j}^* D_{i+1,j}^*] \\ + [(1-F_{ij}^*) C_3 + 2C_1 F_{ij}^*] D_{ij}^* \end{array} \right]$$

Soit :  $TBX = \frac{C_1 F_{i-1,j}^*}{(1-F_{ij}^*) C_3 + 2C_1 F_{ij}^*}$  ,

$$TCX = \frac{C_1 F_{i+1,j}^*}{(1-F_{ij}^*) C_3 + 2C_1 F_{ij}^*} ,$$

$$TDX = \frac{C_2 [F_{ij-1}^n D_{ij-1}^n + F_{ij+1}^n D_{ij+1}^n] + [(1-F_{ij}^n) C_3 - 2C_2 F_{ij}^n] D_{ij}^n - C_4}{(1-F_{ij}^*) C_3 + 2C_1 F_{ij}^*}$$

Nous obtenons le système d'équation suivant :

$$D_{i,j}^* = TBXD_{i-1,j}^* + TCXD_{i+1,j}^* + TDZ \quad (\text{AIII.4})$$

### Deuxième étape

En suivant la même démarche, nous obtenons la deuxième équation :

$$D_{i,j}^{n+1} = TBZD_{i,j-1}^{n+1} + TCZD_{i,j+1}^{n+1} + TDZ \quad (\text{AIII.5})$$

Avec :

$$TBZ = \frac{C_2 F_{ij-1}^{n+1}}{(1 - F_{ij}^{n+1})C_3 + 2C_2 F_{ij}^{n+1}} ;$$

$$TCZ = \frac{C_2 F_{ij+1}^{n+1}}{(1 - F_{ij}^{n+1})C_3 + 2C_2 F_{ij}^{n+1}} ;$$

$$TDZ = \frac{C_1 [F_{i-1j}^* D_{i-1j}^* + F_{i+1j}^* D_{i+1j}^*] + [(1 - F_{ij}^*)C_3 - 2C_1 F_{ij}^*] D_{ij}^* - C_4}{(1 - F_{ij}^{n+1})C_3 + 2C_2 F_{ij}^{n+1}} .$$

Comme pour (AII.4) et (AII.5), les deux systèmes d'équations (AIII.4) et (AIII.5) prennent, aux bords du domaine d'étude, des formes particulières. Ils vont être résolus successivement par la méthode itérative de Gauss Seidel surrelaxée.

## **IV. Comparaison des performances des trois codes de calcul**

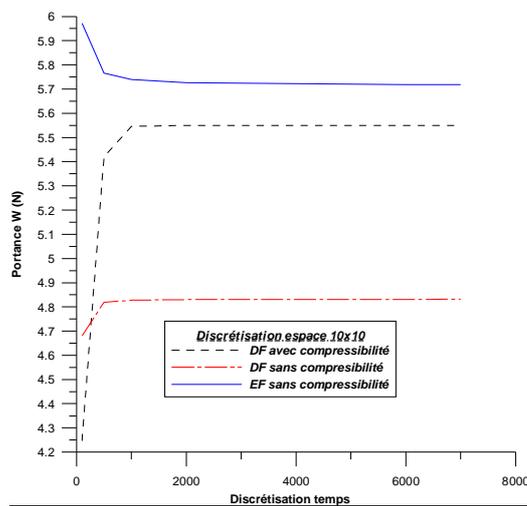
### ***IV.1 Introduction***

Cette annexe présente une comparaison des trois codes élaborés dans le cadre de cette thèse et qui calculent les champs de pression générés dans un film écrasé périodiquement entre deux surfaces planes. Il s'agit d'un code en éléments finis et de deux codes en différences finies, dont l'un considère la compressibilité du lubrifiant.

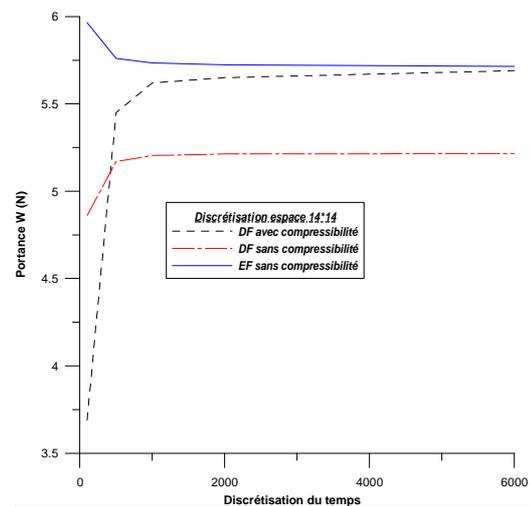
Nous allons faire varier le maillage et le pas de temps pour différentes fréquences d'oscillations. Nous observons ensuite les effets sur la capacité de gérer la rupture et la reformation de film, ainsi que le temps nécessaire à la convergence du calcul.

### IV.2 Influence du maillage et du pas de temps

Les figures IV.1 et IV.2 présentent la variation des extremums de la portance calculée dans un contact plan/plan pour  $h_0=0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=1$  Hz et  $\mu=158$  mPa.s en fonction du pas de discrétisation de l'espace et du pas de temps. Sur ces figures, quatre pas de discrétisation de l'espace et un pas de temps compris entre 100 et 6000 sont examinés.



Maillage de 10x10



Maillage de 14x14

Figure IV.1 : Variation des extremums de la portance en fonction du pas de discrétisation de l'espace et du temps pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1=0.4$  mm,  $f=1$  Hz et  $\mu=158$  mPa.s.

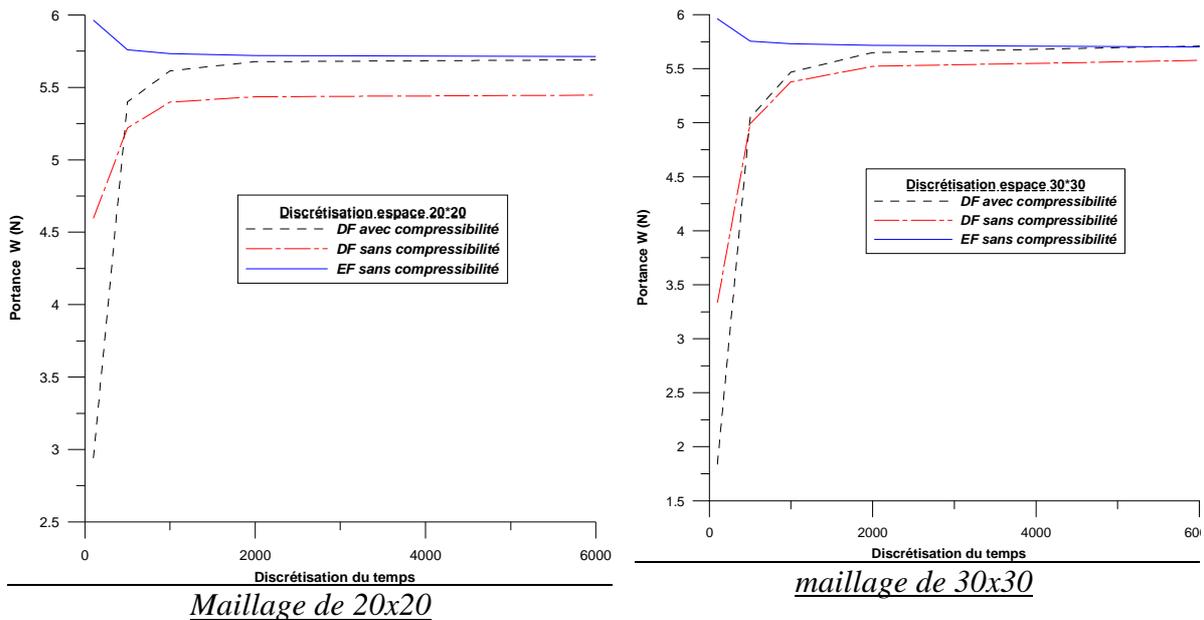


Figure IV.2 : Variation des extremums de la portance en fonction du pas de discrétisation de l'espace et du temps pour  $h_0 = 0.8$  mm,  $h_1 = 0.4$  mm,  $f = 1$  Hz et  $\mu = 158$  mPa.s.

Ces graphes montrent que, quelle que soit la discrétisation de l'espace examinée, lorsque le nombre de pas de temps est supérieur ou égal à 2000, les trois codes de calcul convergent vers une solution stable. L'écart entre les extremums positifs de la portance calculée par ces trois codes devient également constant et atteint sa valeur minimale quand le nombre de pas de temps est égal à 6000 et que la discrétisation de l'espace est égal à 30 suivant l'axe x et 30 suivant l'axe z (30x30). En utilisant cette dernière discrétisation, les résultats des trois codes pour des fréquences assez élevées ont été ensuite comparés, l'objectif étant d'examiner leur temps de convergence et leur capacité de gérer la rupture et la reformation de film.

### IV. 3 Temps de convergence

Pour un maillage de (30x30), un pas de temps de 6000 et des fréquences supérieures à 20 Hz, les deux codes en différences finis ne convergent pas. Ce même résultat a été aussi obtenu pour une discrétisation de l'espace de 20x20 et un pas de temps de 6000. Pour illustrer nos propos, le tableau IV.1 regroupe les résultats obtenus par les trois codes pour des fréquences d'oscillations de 15, 20, 25 et 30 Hz en utilisant une discrétisation de l'espace 20x20, un pas de temps de 6000 et une erreur relative de  $10^{-5}$ .

|      |       | 15 HZ   | 20 HZ    | 25 HZ              | 30 HZ   |
|------|-------|---------|----------|--------------------|---------|
| DFAC | Wmax  | 85.45   | 113.97   | Pas de convergence |         |
|      | Wmin  | -85.25  | -113.61  |                    |         |
|      | Temps | 2mn     | 2mn 35s  |                    |         |
| DFSC | Wmax  | 81.714  | 108.952  | Pas de convergence |         |
|      | Wmin  | -81.713 | -108.976 |                    |         |
|      | Temps | 3mn 25s | 9mn 15s  |                    |         |
| EF   | Wmax  | 85.53   | 114      | 143.25             | 171.32  |
|      | Wmin  | -85.66  | -114.21  | -131.83            | -142.83 |
|      | Temps | 4mn     | 4mn15s   | 4mn45s             | 5mn     |

DFAC : différences finies avec compressibilité, DFSC : différences finies sans compressibilité, EF : éléments fins

Tableau IV.1 : Résultats des codes de calcul obtenus avec un maillage de (20x20) et un nombre de pas de temps de 6000.

Ce tableau montre que, contrairement aux deux codes en différences finies, le code en éléments finis semble robuste et converge pour toutes les fréquences testées.

Pour examiner la convergence des codes en différences finies, nous avons examiné un maillage de (14x14) et un pas du temps de 6000. Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau IV.2 qui suit.

|      |       | 15 HZ   | 20 HZ   | 25 HZ              | 30 HZ   |
|------|-------|---------|---------|--------------------|---------|
| DFAC | Wmax  | 84.76   | 113.0   | Pas de convergence |         |
|      | Wmin  | -84.56  | -112.7  |                    |         |
|      | Temps | 1mn10s  | 1mn 15s |                    |         |
| DFSC | Wmax  | 78.24   | 104.326 | 130.41             | 156.5   |
|      | Wmin  | -78.24  | -104.33 | -126.0             | -138.9  |
|      | Temps | 1mn 30s | 3mn 13s | 7mn 8s             | 13mn    |
| EF   | Wmax  | 85.577  | 114 .1  | 132.124            | 171.41  |
|      | Wmin  | -85.705 | -114.27 | -142.84            | -142.81 |
|      | Temps | 1mn15s  | 1mn15s  | 1mn10s             | 1mn12s  |

Tableau IV.2 : Résultats des trois codes de calcul obtenus avec un maillage de (14x14) et pas de temps de 6000

Pour les fréquences testées et la discrétisation choisie, ce tableau montre que le code en différences finies avec compressibilité converge uniquement pour des fréquences inférieures à

20 Hz. Ce code ne peut traiter donc la rupture de film qui se manifeste à des niveaux de fréquence assez élevés. De ce fait, seuls le code en différences finies qui ne considère pas la compressibilité du lubrifiant et celui en éléments finis sont retenus pour la suite de l'étude. En comparant le temps de convergence de ces deux derniers codes, nous constatons que le code en éléments finis converge assez rapidement.

#### IV.4 Gestion de la rupture et de la reformation de film

La figure IV. 3 présente de la courbe d'évolution temporelle de la portance calculée par ce code en éléments finis, en utilisant un maillage de (20x0) et un pas de temps de 6000 avec  $h_0=0.8$ ,  $h_1=0.4$  mm,  $f=20$  Hz et  $\mu=158.25$  mPa.s.

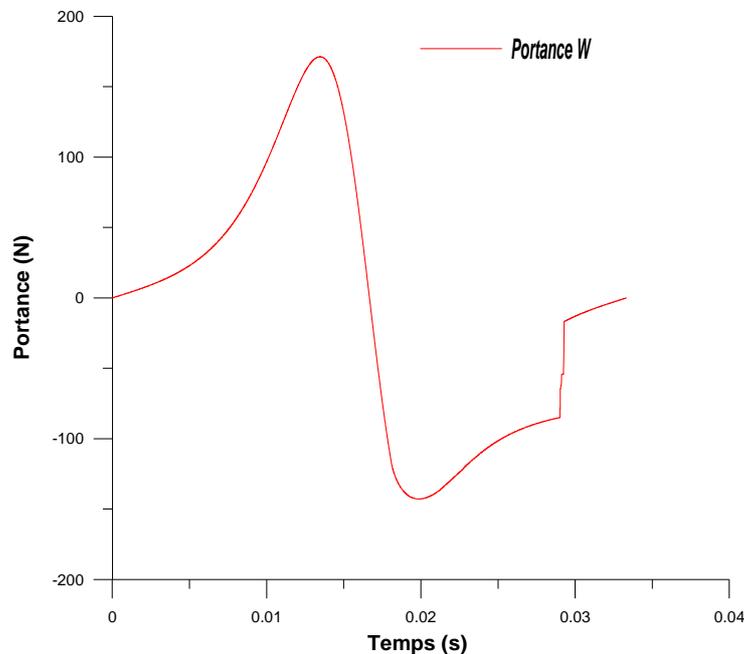


Figure IV.3: Evolution de la portance calculée en éléments finis avec un maillage de (20x20) et un nombre de pas de temps de 6000 pour  $h_0 = 0.8$ ,  $h_1=0.4$  mm,  $f=20$  Hz et  $\mu=158.25$  mPa.s.

Cette courbe révèle une discontinuité de la portance calculée en éléments finis en phase d'arrachement. Ceci montre que le maillage choisi ne permet pas au code éléments finis de bien gérer la rupture et la reformation de film. Après plusieurs tests, il apparaît que ce code gère mieux la rupture et la reformation du film avec un maillage de (30x30) et un pas de temps de 1000. En effet, la figure IV.4 présente la courbe d'évolution de la portance obtenue

par le code en éléments finis, en utilisant ce dernier maillage pour deux fréquences 25 Hz et 30 Hz.

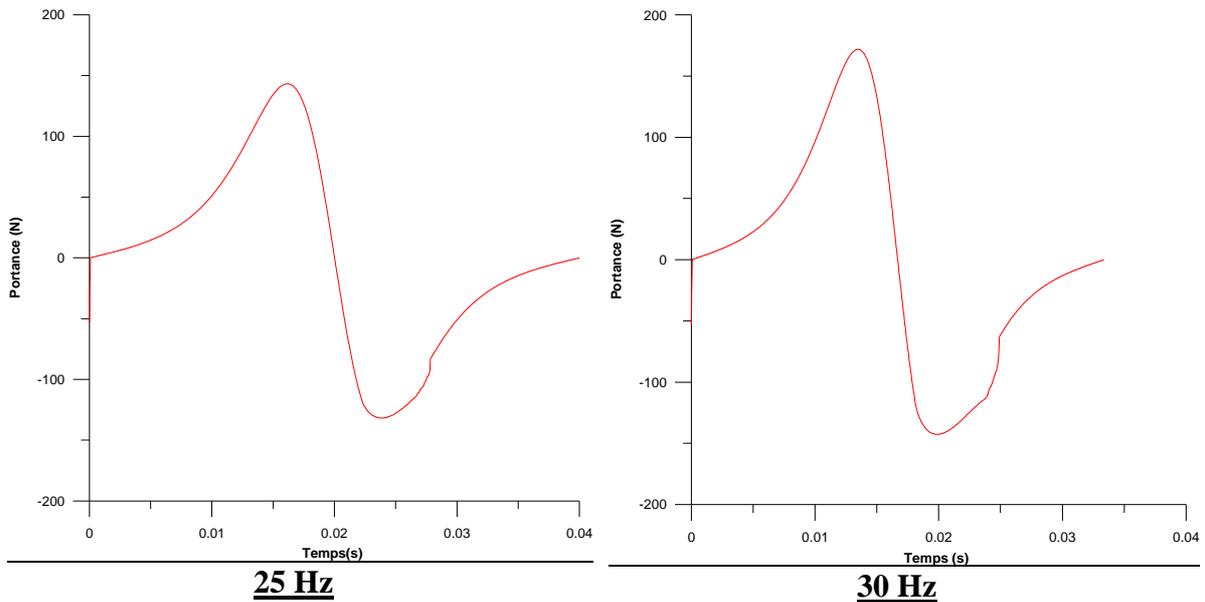


Figure IV.4 : Evolution temporelle de la portance calculée en éléments finis avec une discrétisation de 30x30 et un nombre de pas de temps de 1000 pour  $h_0 = 0.8$ ,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=158.25$  mPa.s.

De même, nous avons choisi pour le code en différences finies une discrétisation de l'espace de 14x14 et un pas de temps de 6000 qui conviennent pour gérer la rupture et la reformation de film lubrifiant comme l'illustre la figure IV.5.

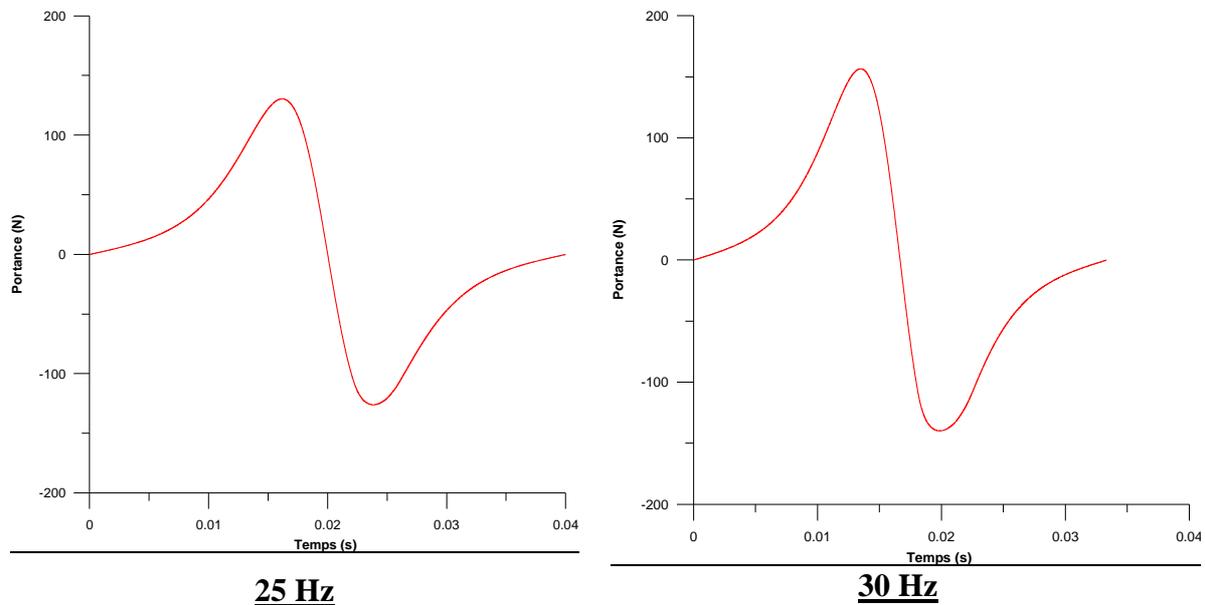


Figure IV.5: Evolution temporelle de la portance calculée en différences finies avec un maillage de (14x14) et un pas de temps de 6000 pour  $h_0 = 0.8$ ,  $h_1=0.4$  mm et  $\mu=158.25$  mPa.s.

## IV.5 Conclusion

Cette étude a permis de montrer que les trois codes développés conviennent pour l'étude numérique du comportement d'un film soumis à une action d'écrasement périodique de faible fréquence. Pour traiter la rupture, seuls le code en éléments finis et le code en différences finies qui ne considère pas la compressibilité du film sont valables.

## V. Procédure de caractérisation de l'huile 10W40

La caractérisation des huiles est réalisée à l'aide d'un viscosimètre de type couette de marque HAAKI™.

Après étalonnage de l'appareil, différentes mesures de la viscosité pour différentes températures ont été effectuées. Le tableau ci-dessous regroupe les valeurs utilisées pour réaliser cet étalonnage. Ces mesures concernent une huile moteur 10W40 (HELIX +). Les résultats obtenus sont récapitulés dans le tableau qui suit :

|                   |       |      |      |      |      |
|-------------------|-------|------|------|------|------|
| tr(°C)            | 18.2  | 25.3 | 30.1 | 35.1 | 40.2 |
| Viscosité (mPa.s) | 171.6 | 148  | 120  | 96.4 | 71   |

Tableau V.1 : Valeurs mesurées de la viscosité de l'huile moteur 10W40

Ces mesures expérimentales ont été utilisées pour déterminer la relation qui relie la viscosité de l'huile à la température. Nous avons adopté la formule établie par Roeland (1966) [43] pour fixer cette relation. Elle est de la forme :

$$\mu(t_r) = 10^{G_0 * 10^{-S_0 * \log(1+(t_r/135)) - 1.20}}$$

où «  $t_r$  » représente la température du film d'huile.

En utilisant les données du tableau V.1 ci-dessus, les valeurs de  $G_0$  et  $S_0$  ont été déterminées. La relation qui permet donc d'exprimer la viscosité en fonction de la température est :

$$\mu(t_r) = 10^{3.87 \cdot 10^{-0.86 \cdot \log(1+(t_r/135)) - 1.20}}$$

Cette relation a permis de tracer la courbe d'évolution de la viscosité dynamique en fonction de la température.

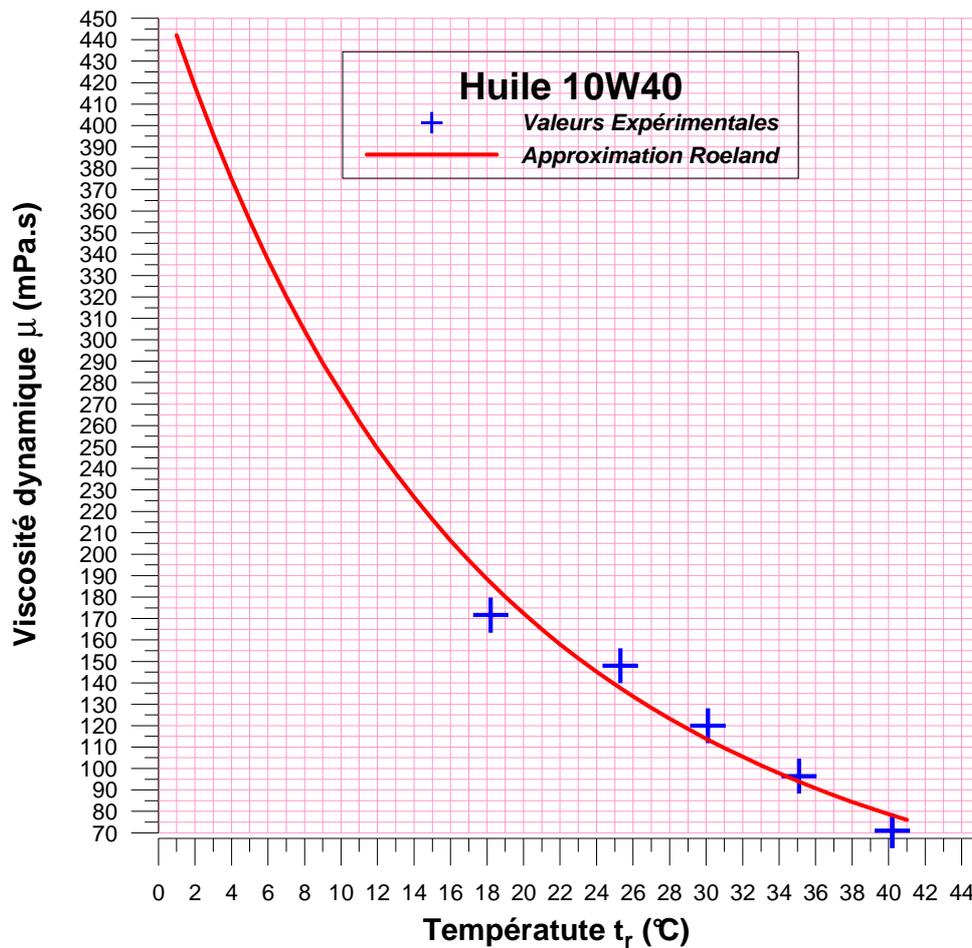


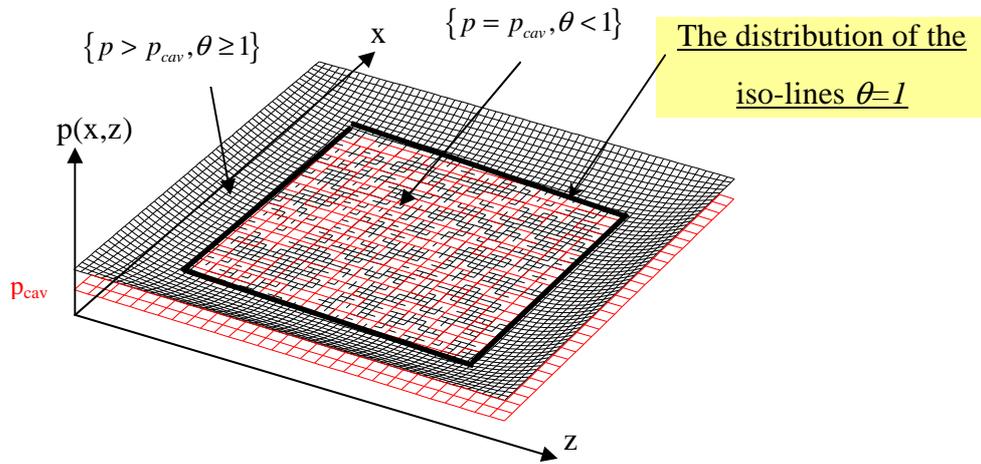
Figure V.2 : Variation de la viscosité dynamique de l'huile minérale 10W40 (Helix+) en fonction de la température

Le tableau V.2 donne quelques valeurs de la viscosité dynamique de l'huile 10W40 selon la formule de Roeland pour des températures comprises entre 16 et 41°C, couvrant ainsi la plage des températures de l'ensemble des essais.

| <b>Température (°C)</b> | <b>Viscosité dynamique (mPa.s)</b> |
|-------------------------|------------------------------------|
| <b>16</b>               | <b>206,355</b>                     |
| <b>17</b>               | <b>197,116</b>                     |
| <b>18</b>               | <b>188,395</b>                     |
| <b>19</b>               | <b>180,158</b>                     |
| <b>20</b>               | <b>172,374</b>                     |
| <b>21</b>               | <b>165,013</b>                     |
| <b>22</b>               | <b>158,048</b>                     |
| <b>23</b>               | <b>151,454</b>                     |
| <b>24</b>               | <b>145,208</b>                     |
| <b>25</b>               | <b>139,287</b>                     |
| <b>26</b>               | <b>133,673</b>                     |
| <b>27</b>               | <b>128,345</b>                     |
| <b>28</b>               | <b>123,286</b>                     |
| <b>29</b>               | <b>118,481</b>                     |
| <b>30</b>               | <b>113,915</b>                     |
| <b>31</b>               | <b>109,573</b>                     |
| <b>32</b>               | <b>105,441</b>                     |
| <b>33</b>               | <b>101,509</b>                     |
| <b>34</b>               | <b>97,765</b>                      |
| <b>35</b>               | <b>94,197</b>                      |
| <b>36</b>               | <b>90,796</b>                      |
| <b>37</b>               | <b>87,553</b>                      |
| <b>38</b>               | <b>84,459</b>                      |
| <b>39</b>               | <b>81,505</b>                      |
| <b>40</b>               | <b>78,684</b>                      |
| <b>41</b>               | <b>75,990</b>                      |

Figure V.2 : Abaque de la viscosité de l'Huile 10W40 (HELIX+) en fonction de la température.

## VI. Champ numérique de pression (selon les recommandations du M. C. Balan)

The X-Z pressure ( $p$ ) and ratio of mixture ( $\theta$ ) distribution.

## **Etude numérique et expérimentale du comportement d'un film lubrifiant soumis à un chargement périodique**

Le chargement dynamique des paliers hydrodynamiques et des amortisseurs à film fluide soumet le film lubrifiant à une action d'écrasement périodique. Cette sollicitation conditionne la portance du film lubrifiant et peut engendrer sa rupture, créant ainsi des conditions sévères de fonctionnement. L'étude approfondie, tant expérimentale que numérique du comportement du film soumis à une action d'écrasement périodique, s'avère donc indispensable pour pouvoir maîtriser les performances de ces dispositifs.

Pour ce faire, trois codes de calcul numérique sont développés dans le cadre de cette thèse. Ces codes sont basés sur la théorie de JFO. Les équations établies sont discrétisées en différences finies et en éléments finis. Pour un film d'huile écrasé périodiquement, à faibles fréquences, entre deux surfaces conformes, les prédictions numériques de ces trois codes sont très proches. Par ailleurs, les visualisations numériques de la rupture dans les différents types de contacts ont montré l'impact de la fréquence des oscillations sur l'étendue et la durée de la rupture de film.

L'étude expérimentale est conduite via un banc d'essai conçu puis réalisé. Deux modes de rupture de film sont identifiés : la rupture par séparation des gaz saturés et la rupture par séparation due à l'introduction de l'air ambiant. La visualisation de chaque mode est conditionnée par la fréquence des oscillations. La forme de la zone de rupture due à l'introduction de l'air ambiant dépend de la fréquence, de la hauteur du bain d'huile et de la géométrie du contact.

Pour les surfaces non conformes, les résultats des modèles numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les différences constatées dans le cas des surfaces conformes sont dues aux imperfections géométriques et à la souplesse des structures qui composent le dispositif expérimental.

**Mots clefs :** Lubrification Hydrodynamique, Cavitation, Ecoulement-Visualisation, Eléments Finis.

### **Numerical and experimental study of lubricant film behaviour subject to periodic loading**

Dynamic loading in hydrodynamic bearings and squeeze fluid film submits the film to periodic crash actions. These solicitations conditions the fluid film load carrying capacity and can lead to rupture thus creating severe operating conditions.

A thorough experimental and numerical study of the fluid film behaviour subjected to a periodic squeeze (crushing) action has thus to be carried out to control the performances of these devices. It is with this aim in view that three numerical codes based on JFO theory have been developed in this thesis. The equations have been solved using ADI and Finite Element Methods. For a film squeezed periodically at low frequencies between two conformal contacts, the hydrodynamic load carrying capacity numerical forecast of the three codes were very similar. In addition, digital visualizations of the breakdown in different types of contacts have shown the impact of the frequency of oscillations on the extent and duration of the film rupture.

The experimental study is conducted through a test rig designed and made. Two modes of film rupture were identified: rupture by separation of saturated gas and rupture due to separation by the introduction of ambient air. The display of each mode is determined by the frequency of oscillations. The visualisation of each mode is ruled by the oscillation frequency. The shape of the rupture zone due to the introduction of ambient air depends on the frequency, the height of the oil bath and geometry of the contact.

For non-conforming surfaces, the results of numerical models are in a very good agreement with experimental results. The discrepancies noticed when using conformal surfaces were due to the geometrical imperfections and the compliance of the test rig.

**Keywords:** Hydrodynamic Lubrication, Squeeze film, Finite Element, Cavitation