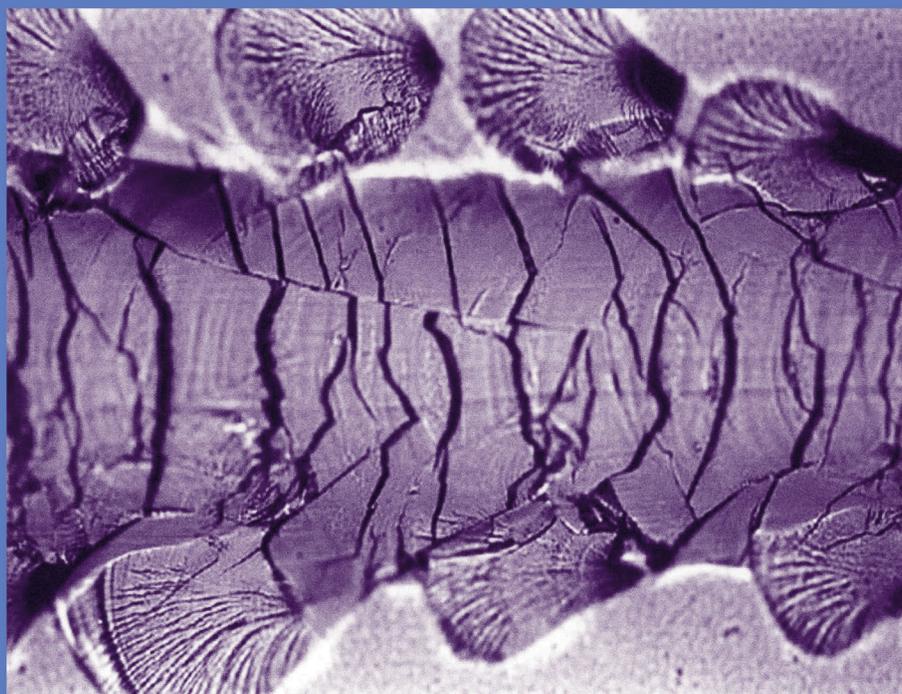




Hamid Zaïdi, Jean-Paul Rivière et Jean Frêne, Ed.

Lubrification et tribologie des revêtements minces



Lubrification et tribologie des revêtements minces

Les phénomènes de tribologie des surfaces sont complexes car ils sont le résultat de couplages entre propriétés mécaniques, physico-chimiques et topographiques des surfaces dans un contexte de sollicitations souvent multiples.

Les recherches dédiées au développement de nouveaux procédés ou de revêtements minces et nanométriques progressent aujourd'hui rapidement grâce à la puissance atteinte en termes de calculs de simulation. Cet ouvrage fait le point des connaissances actuelles au niveau international sur ces avancées et les résultats les plus récents obtenus en lubrification et tribologie des revêtements minces.

Ces actes de colloque des Journées Internationales Francophones de Tribologie s'adressent principalement à la communauté des chercheurs universitaires et industriels en lubrification et tribologie.



Actes des journées internationales
francophones de tribologie (JIFT 2007)

Presses polytechniques et universitaires romandes



Hamid Zaïdi, Jean-Paul Rivière et Jean Frêne, Ed.

Lubrification et tribologie des revêtements minces

Actes des journées internationales
francophones de tribologie (JIFT 2007)

Presses polytechniques et universitaires romandes

Cet ouvrage est une publication du Groupe Scientifique et Technique « Tribologie » coordonné par l'Association Française de Mécanique (AFM) avec les partenaires suivants :



LABORATOIRE
de MÉCANIQUE
de LILLE
UMR CNRS 8107



E.C. LILLE
E.N.S.A.M.
U.S.T.L.



Autres ouvrages disponibles aux Presses polytechniques et universitaires romandes en rapport avec la tribologie :

Les progrès en tribologie par l'ingénierie des matériaux et des surfaces

Jürgen Von Stebut, Franck Clément et Richard Kouitat, Ed.

Actes des Journées internationales francophones de tribologie – Nancy mai 2003

Tribologie et conception mécanique

Francois Robbe-Valloire et René Gras, Ed.

Actes des Journées internationales francophones de tribologie 2004

Tribologie dans les transports

Jean Denape, Jean-Yves Paris, Philippe Stempflié, Ed.

Actes des Journées internationales francophones de tribologie 2005

Tribologie et couplages multiphysiques

Gérard Degallaix, Yannick Desplanques

Actes des Journées internationales francophones de tribologie 2006

Analyse et technologie des surfaces

Hans Jörg Mathieu, Erich Bergmann et René Gras

Traité des matériaux vol. 4 (2003) 514 pages, ISBN 2-88074-454-7

Matériaux et contacts : une approche tribologique

Gérard Zambelli et Léo Vincent (sous la dir. de)

Les Presses polytechniques et universitaires romandes sont une fondation scientifique dont le but est principalement la diffusion des travaux de l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne et d'autres universités et écoles d'ingénieurs francophones. Le catalogue de leurs publications peut être obtenu par courrier aux Presses polytechniques et universitaires romandes, EPFL – Centre Midi, CH-1015 Lausanne, par E-Mail à ppur@epfl.ch, par téléphone au (0)21 693 41 40, ou par fax au (0)21 693 40 27.

www.ppur.org

Première édition

© Presses polytechniques et universitaires romandes, 2010

CH – 1015 Lausanne

ISBN 978-2-88074-834-0

Tous droits réservés.

Reproduction, même partielle, sous quelque forme ou sur quelque support que ce soit, interdite sans l'accord écrit de l'éditeur.

Imprimé en Italie

PRÉFACE

Les Journées Internationales Francophones de Tribologie 2007, organisées à l'Université de Poitiers, sous l'égide du Groupe Scientifique et Technique Tribologie de l'Association Française de Mécanique, ont porté essentiellement sur des axes de recherche des Laboratoires Poitevins concernant les thématiques Lubrification et revêtements minces.

L'objectif de ce colloque était de faire le point au niveau international, sur les résultats les plus récents obtenus en matière de lubrification (lubrification hydrodynamique, aérodynamique, lubrifiants solides...) et sur les avancées en tribologie des revêtements minces ; par ailleurs, les problèmes de fretting ont aussi fait l'objet de plusieurs communications. Ces journées avaient aussi pour but d'établir un échange constructif et fructueux entre les chercheurs des laboratoires et les ingénieurs des entreprises industrielles.

En lubrification, la conférence invitée du Professeur M. Pascovici de l'Université « Politehnica » de Bucarest en Roumanie, a porté sur les problèmes de lubrification que l'on rencontre dans des joints et des couches compressibles poreuses imbibées d'un liquide. Un nouveau modèle général d'écoulement a été présenté qui peut s'appliquer soit à des problèmes naturels comme le cartilage articulaire, soit à des situations plus techniques : contact sphère-plan (roulement) et impact sur un disque circulaire pour estimer l'écrasement. L'endommagement des surfaces par effet de cavitation dans des paliers a permis de souligner que ce type d'usure pouvait être à l'origine de certains types de défaillances et que des mesures préventives pouvaient être prises par un bon choix des matériaux ou lors de la conception des dispositifs. Les résultats remarquables d'un nouveau système tribologique glycérol-DLC à très faible coefficient de frottement ($<0,01$) ont aussi été présentés. Les analyses fines de surface ont permis de comprendre l'origine de cette super-lubrification qui pourrait permettre une réduction de la consommation de carburant et de l'émission de CO_2 par les moteurs d'automobiles. D'autres contributions ont porté sur la lubrification par un fluide pseudo-plastique qui concerne les matériaux métalliques déformés à chaud lors du tréfilage et les revêtements biologiques intelligents que sont les multicouches lipidiques et dont les performances tribologiques sont remarquables.

En lubrification mixte, le Professeur K. Tonder de l'Université de Trondheim en Norvège, a présenté au cours d'une conférence invitée, des résultats obtenus dans l'analyse de la lubrification hydrodynamique des surfaces rugueuses ou texturées. L'effet de la rugosité sur les contraintes dans la zone de contact lors de chargements alternés a été présenté dans le cadre d'un nouveau modèle. Un thème original a été abordé avec une nouvelle approche d'un modèle de frottement des surfaces textiles de pilosité dense et régulière qui montre la grande importance de la flexion des poils dans le contact doigt-tissu. La présentation du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (LCPC) s'est intéressée à la modélisation du polissage des revêtements de chaussée soumis au trafic routier. Une autre communication de cette session traitait de l'usure des éléments coupants dans un poinçon pour la découpe des circuits électroniques. La méthode originale de mesure *in situ* consiste à activer les surfaces par un faisceau de particules puis à mesurer l'activité résiduelle. La dernière présentation orale se plaçait dans le contexte de l'amélioration du système chemise-piston des moteurs diesel.

En tribologie des revêtements minces, la session a débuté par la communication invitée du Professeur C. Donnet du laboratoire Hubert Curien de St-Etienne, sur les propriétés tribologiques des revêtements DLC ; l'introduction d'hétéroatomes permet de réduire le

coefficient de frottement en atmosphère humide ainsi que le niveau de contraintes. Dans une autre intervention, les résultats d'une étude tribologique de revêtements DLC de différents types et provenant de plusieurs fabricants ont été présentés. Les essais ont été réalisés en conditions de lubrification mixte avec une huile paraffinée ou polyglycol sur des contacts acier/revêtement. Il en résulte que la préparation du substrat, un possible traitement de nitruration et le choix du procédé sont essentiels pour obtenir une durée de vie élevée du revêtement. Les autres contributions de cette session portaient sur :

- l'amélioration de la résistance à l'usure de TA6V par un traitement duplex : nitruration plasma et revêtement nanocomposite ncTiN/Ni ;
- l'influence de la chimie des surfaces sur le comportement tribologique des couples graphite/silicium ;
- l'analyse thermique d'un secteur fixe en appui sur un disque tournant revêtu ;
- l'influence du courant électrique et de sa polarité sur la nature des films d'oxydes formés à l'interface du contact électrodynamique sec tournant cuivre/acier ;
- le choix du contact et des actionneurs piézoélectriques dédiés au concept de lubrification électroactive.

La dernière session de présentations orales a porté essentiellement sur les problèmes de fretting, leur traitement et les revêtements antifretting. Les résultats d'une étude sur le comportement en environnement cryogénique de revêtements réalisée pour l'amélioration des propriétés tribologiques de l'alliage TA6V ont été présentés. La comparaison avec les solutions actuelles semble intéressante pour les applications industrielles futures. Une nouvelle approche expérimentale a été présentée pour l'étude *in situ* du fretting qui consiste à utiliser la technique d'émission acoustique (EA) lors d'un essai de fretting ; l'objectif étant d'apporter une meilleure compréhension et caractérisation des phénomènes d'endommagement liés au frottement. L'analyse des signaux d'EA a montré la présence successive de trois phases distinctes dans le contact et donne un outil puissant pour l'étude des processus observés entre deux surfaces en contact.

Les autres présentations de cette session portaient sur la prédiction de la cinétique d'usure générée en fretting sous hautes températures et l'utilisation de l'imagerie par AFM en mode de torsion fréquentiel pour la caractérisation des propriétés mécaniques de surface.

Les résultats les plus originaux concernent la super-lubrification. En effet les résultats obtenus avec le système tribologique glycerol-DLC à très faible coefficient de frottement ($<0,01$) sont particulièrement remarquables. Bien entendu ces résultats intéressent le secteur automobile puisque cette super-lubrification pourrait permettre une réduction de consommation de carburant et de l'émission de CO₂ par les moteurs d'automobiles. Les conditions dans lesquelles ces coefficients de frottement extrêmement faibles ont été obtenus correspondent au frottement ta-C/ta-C en présence de glycérol ; où ta-C est un DLC bien particulier constitué de carbone amorphe avec un ordre à courte distance de type tétraédrique (liaisons sp³) et non hydrogéné. Les études fines pour comprendre l'origine de cette super-lubrification suggèrent qu'elle résulte d'interactions non covalentes entre les molécules de glycérol et/ou les groupes OH en surface qui maintiennent, sur de longues périodes en cours de glissement, la présence de une à deux couches de glycérol en surface. Il y a eu au niveau européen divers projets de type COST sur les « Low friction coatings », cependant les résultats remarquables obtenus avec les revêtements ta-C et en utilisant du glycérol comme lubrifiant semblent particulièrement prometteurs.

Dans un autre domaine à caractère plus technique, le développement en cours d'une nouvelle approche adaptée à l'étude *in situ* de la dégradation du contact frottant reposant sur l'enregistrement d'un signal d'Emission Acoustique (EA) pour suivre un essai de fretting est aussi très originale et ouvre de nouvelles perspectives. Une parfaite corrélation a été mise en évidence entre la valeur de l'amplitude de déplacement en cours d'essai et l'énergie d'EA. Cette recherche pourrait permettre de réaliser à moyen terme un équipement spécifique dédié aux essais de fretting.

La Tribologie est une science pluridisciplinaire qui requiert des compétences multiples en mécanique, physico-chimie, sciences des matériaux, méthodes de simulation numérique. L'étude des phénomènes « de surface » dans les contacts a fortement progressé grâce à des approches pluridisciplinaires et elle a permis une augmentation importante de la puissance massique et de la durée de vie des machines. Néanmoins, la zone de contact, lubrifiée ou non, reste encore une région critique susceptible de limiter l'accroissement des performances demandées par l'évolution des technologies. L'utilisation de nouveaux types de lubrifiants comme le glycérol associé à des revêtements ta-C ou l'emploi de bio-lubrifiants, devraient à court terme déboucher sur des solutions permettant de limiter l'usure et la consommation d'énergie et de mieux préserver l'environnement.

Les traitements et revêtements de surface deviennent de plus en plus performants ; il convient de souligner les performances remarquables que l'on peut obtenir avec des traitements qualifiés de « duplex » qui associent une succession de traitements et/ou de dépôts (ex : grenailage + dépôt dur ou nitruration + dépôt). Les revêtements nanocomposites permettent de combiner des propriétés antagonistes comme dureté élevée et ténacité élevée ce qui pourrait déboucher sur un nouveau concept de revêtements anti-usure.

D'une façon générale, les recherches dans le domaine de la tribologie sont très soutenues et les avancées sont en progression constante car la tribologie intéresse non seulement les chercheurs des laboratoires mais aussi les ingénieurs de l'industrie, aussi les collaborations entre ces deux communautés sont très nombreuses.

La participation aux Journées Internationales Francophones de Tribologie 2007 a été très forte (88 participants) avec un total de 47 contributions présentées soit oralement soit au cours des séances d'affiches. La manifestation a largement traité de problèmes industriels ; elle avait un caractère international remarqué avec la participation de chercheurs de onze pays différents. Cette manifestation a aussi contribué au renforcement des relations déjà largement établies dans le domaine de la tribologie, entre chercheurs et industriels.

Ces journées ont bénéficié du soutien de l'Université de Poitiers, du Centre National de la Recherche Scientifique, de la Faculté des Sciences, de la région Poitou-Charentes, de la Direction Générale de l'Armement et de l'Association Française de Mécanique. Nous tenons à remercier vivement ces différents établissements et organismes pour leur contribution. Les personnels des Laboratoires de Mécanique des Solides et de Phymat, co-organisateurs de ces journées, ont contribué largement à la réussite de cette manifestation et nous tenons également à les remercier chaleureusement.

Jean Frêne
Président du GST Tribologie
Association Française
de Mécanique

Jean-Paul Rivière
Laboratoire Phymat
Université de Poitiers

Hamid Zaïdi
Laboratoire de Mécanique
des Solides
Université de Poitiers

TABLE DES MATIÈRES

CONTENT

Préface	V
---------------	---

PARTIE 1

LUBRIFICATION HYDRODYNAMIQUE

Lubrification Processes in Highly Compressible, Porous Layers <i>Processus de lubrification dans les couches poreuses fortement compressibles</i> M. D. Pascovici.....	3
Effets et méthodes de calcul de la lubrification hydrodynamique des surfaces texturées. <i>Analysis and Effects of the Hydrodynamic Lubrication of Rough or Textured Surfaces</i> K. Tønder.....	13
Influence de la répartition des textures sur les performances d'un palier lisse <i>Influence of the Textures Repartition on the Performances of the Journal Bearing</i> N. Tala-ighil, P. Maspeyrot, M. Fillon, A. Bounif.....	21
Effets des déplacements mécaniques sur les caractéristiques des butées hydrodynamiques à géométrie fixe : influence de l'épaisseur du collet <i>Effects of Mechanical Displacements on the Characteristics of Hydrodynamic Fixed Geometry Thrust Bearings: Influence of the Runner Thickness</i> S. A. Ahmed, M. Fillon.....	31
Butées à patins oscillants lubrifiées par un fluide de Bingham <i>Tilting-pads Thrust Bearing Lubricated with a Bingham Fluid</i> Dominique Souchet, Fatima Bouyahia, Mohamed El Khlifi.....	41
Apport de la description statistique des microgéométries pour la détermination des facteurs découlement décrivant la lubrification mixte <i>Contribution of Microgeometry Statistical Description for the Analysis of the Flow Factors Characterising the Mixed Lubrication</i> R. Dragomir, P. Ragot, F. Robbe-Valloire, D. Bonneau.....	49

PARTIE 2

LUBRIFICATION À FLUIDE NON NEWTONIEN

Lubrification à haute température : application pour le laminage à chaud <i>Lubrication at High Temperature: Application for Hot Rolling Process</i> C. Richard, M. Marzouki, C. Kowandy.....	61
---	----

Analyse de la lubrification par un fluide pseudo-plastique application au trefilage <i>Analysis of the Lubrication by a Pseudo-plastic Fluid. Application to Wire Drawing</i> E. Felder, C. Levrau.....	73
Efficient Tribology Testing of Oils and Greases <i>Essais tribologiques efficaces des huiles et graisses</i> N. Gitis, C. Dubegny.....	83
Analyses des écoulements des huiles lourdes dans les pipe-lines avec prise en compte des effets de parois <i>Analyses of the heavy oil flows in the pipelines with taking into account of the wall effects</i> M. Meriem Benziane, B. Bou-Saïd, O. Bonneau, A. Liazid.....	87

PARTIE 3

TRIBOLOGIE DES REVÊTEMENTS

Tribology of Diamond-like Carbon Films <i>Tribologie des films de diamond-like carbon</i> C. Donnet, J. Fontaine, A. Erdemir.....	97
Couches minces à base de carbone lubrifiées sous fortes contraintes hertziennes en roulement <i>Carbon Based Coatings Lubricated under High Hertzian Pressures in Rolling</i> C-A Manier, D. Spaltmann, G. Theiler, M. Woydt.....	107
Wear Resistance Improvement of Ti-6Al-4V by a «Duplex» Treatment: Plasma Nitriding and TiN-Ni Nanocomposite Coating <i>Amélioration de la résistance à l'usure de Ti-6Al-4V par un traitement « Duplex » nitruration plasma et revêtement nanocomposite TiN-Ni</i> Akbari, J. P. Rivière, C. Templier.....	117
Propriétés mécaniques de films MINCES Fe-Cr élaborés par pulvérisation ionique <i>Mechanical Properties of Fe-Cr Thin Films Deposited by Ion Beam Sputtering</i> W. Al Khoury, E. Le Bourhis, J.-P. Eymery, P. Goudeau.....	127
Advanced Mechanical Testing of Thin Films and Coatings <i>Essais mécaniques avancés de revêtements et couches minces</i> N. Gitis, C. Dubegny.....	137
Développement d'une méthodologie rapide de choix de dépôts pour une application de connectique <i>Fast Methodology to Quantify Electrical Contact Behaviour under Fretting Loading Conditions</i> P. Jedrzejczyk, S. Fouvry, P. Chalandon.....	147
Studies on the Tribological Behavior of the Laser Nitrided Biomedical Ti and its Alloys <i>Etudes du comportement tribologique du titane et de ses alliages traités par nitruration Laser pour applications biomédicales</i> S. Sathish, N.D Pandey, C. Richard, M. Geetha, R. Asokamani.....	159

Influence of Roughness on the Stress Tensor: Contact Between a Rough and Smooth Tooth in a spur gearing application <i>Influence de la rugosité sur le tenseur des contraintes : Application au contact d'une dent rugueuse contre une dent lisse d'un engrenage à denture droite</i> A. Fabre, L. Barrallier, M. Desvignes, H.P. Evans, M.P. Alanou.....	167
---	-----

PARTIE 4

CONTACT SOUS SOLLICITATION DE FRETTING

Influence d'une imprégnation sur le comportement tribologique d'un palier lisse au sein d'un contact sec en fretting soumis à des sollicitations thermo-vibratoires <i>Influence of Impregnation on the Tribological Behaviour of a Bearing Within a Dry Fretting Contact Subjected to Thermo-vibratory Solicitations</i> F. Doyen, H. Zaïdi, A. Djamaï, J-P. Rivière, B. Leclercq, J. Rochi.....	179
Comportement en fretting-usure d'un contact inox sous températures variables <i>Fretting Wear Response of a Stainless Steel Contact under Variable Temperatures</i> R. Rybiak, S. Fouvry, B. Bonnet.....	189
Caractérisation en environnement cryogénique de revêtement antifretting sur Ti6Al4V <i>Characterisation of Antifretting Coatings for Ti6al4v in Cryogenic Environment</i> N. Isac, I. Caron, T. Ganne, R. Gras.....	201
Identification inverse des propriétés élastoplastiques de revêtements antifretting pour des alliages de titane <i>Inverse Identification of the Elastoplastic Properties for Antifretting Coatings Applied on Titanium Alloys</i> T. Da Silva Botelho, I. Caron, N. Isac, R. Proгри.....	211

PARTIE 5

TRIBOLOGIE SOUS CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

Influence du courant électrique et sa polarité sur la nature des films d'oxydes formés à l'interface du contact électrodynamique sec tournant cuivre-acier : conséquences sur le comportement tribologique <i>Influence of Electrical Current and its Polarity on the Nature of Oxide Films Formed at the Interface of the Dry Electrodynamic Turning Contact Copper-steel: Consequences on the Tribological Behavior</i> A. Bouchoucha, Y. Mouadji, H. Zaidi.....	223
Magnéto-tribologie du couple acier ferromagnétique / acier ferromagnétique en glissement dans différents environnements gazeux <i>Magnetotribology of the Steel Ferromagnetic / Steel Ferromagnetic Couple in Sliding Under Different Gas Environments</i> M. Amirat, H. Zaïdi, J. Frêne.....	233

Influence du champ magnétique sur un couple dynamique de matériaux non ferromagnétique/ferromagnétique <i>Influence of the Magnetic Field on a Dynamic Materials Couples Ferromagnetic/No-Ferromagnetic</i> A. Mekroud, M. Amirat, A. Bouchoucha, H. Zaidi, D. Necib.....	241
Choix du contact et actionneurs piézoélectriques dédiés au concept de lubrification électroactive <i>Choice of Contact and Specific Piezoelectric Actuators Dedicate to Electroactive Lubrication Concept</i> C. Cénac-Morthé, J-F. Rouchon.....	251

PARTIE 6

MÉTHODOLOGIE ET CARACTÉRISATION TRIBOLOGIQUE

Influence de la chimie de surface sur le comportement tribologique des couples graphites/silicium <i>Influence of the Superficial Chemistry on the tribological behaviour of the graphites/silicon couples</i> K. Jradi, S. Boumaza, M. Schmitt, S. Bistac.....	265
Characterization of the Friction Stir 6056-t78 Aluminium Alloys Using Instrumented Indentation <i>Caractérisation d'un joint soudé par friction malaxage de l'alliage d'aluminium 6056-T78 à partir d'essais d'indentation instrumentés</i> I. Picas, Z. Ayadi, F. Cleymand, J. Steinmetz, A. Denquin.....	275
Mesure <i>in situ</i> de l'usure d'un poinçon de découpe par activation superficielle sélective <i>In Situ Punch Wear Measurement</i> G. Monteil, F. Gréban, X. Roizard	285
Etudes physico-chimique et tribologique de dépôts d'Al ₂ O ₃ par ablation laser et pulvérisation cathodique à magnétron <i>Tribological and Physico-Chemical Studies of PLD and MS AL₂O₃ Coatings</i> A. Fabre, H. Pelletier, L. Barrallier, S. Grigorescu, J. Faerber, G. Schmerber, G. Versini, A. Carradò.....	297
Effet de taille d'indentation sur la dureté des fontes grises utilisées pour les chemises de moteurs diesel <i>Hardness Indentation Size Effect of Cast Iron Used for Cylinder Liners of Diesel Engines</i> M. Mendas, S. Benayoun, A. Benamar.....	309
Approche d'un modèle de frottement des surfaces textiles de pilosité dense et régulière <i>Approach of a Friction Model for Textile Fabrics with Dense and Regular Hairiness</i> M-A. Bueno, J-M. Praëne, Ph. Blondel.....	321
Modélisation du polissage des revêtements de chaussée soumis au trafic routier M. Kane, M.T. Do, Z.Z. Tang	331

PARTIE 1

LUBRIFICATION HYDRODYNAMIQUE

LUBRICATION PROCESSES IN HIGHLY COMPRESSIBLE, POROUS LAYERS

PROCESSUS DE LUBRIFICATION DANS LES COUCHES POREUSES FORTEMENT COMPRESSIBLES

Mircea D. Pascovici¹

¹ Machine Elements and Tribology Department, University POLITEHNICA of Bucharest, Splaiul Independentei 313, 060042, Bucharest, Romania

Abstract

In nature as well in technology, there are various cases when lubrication proceeds in joints with highly compressible, porous layers. If the elastic forces generated by the deformation of the solid structure are negligible compared with the hydrodynamic forces, then, the process can be modeled using Brinkman equation. Reynolds equation of the process is derived accepting Kozeny-Carman law for the variation of permeability with porosity. This equation allows study of pressure distribution in the layer and corresponding load capacity. The load capacity is analyzed for different joint configurations with tangential motion (wedge effect) or normal motion (squeeze effect). The advantages of this type of lubrication, (named ex-poro-hydrodynamic–XPHD) and its applications are finally evidenced.

Résumé

Dans la nature ou dans la technique on trouve des situations quand la lubrification se produit en contacts avec couches poreuses fortement compressibles. Si les forces élastiques produites par la déformation de la structure solide sont négligeables par rapport aux forces hydrodynamiques, le processus de lubrification peut être modélisé en utilisant l'équation de Brinkman. L'équation Reynolds du processus a été obtenue utilisant la loi de Kozeny-Carman pour la variation de la perméabilité avec la porosité. Cette équation permet d'étudier la distribution de pression dans la couche et la capacité portante. La capacité portante est analysée pour des contacts de différentes configurations avec mouvement tangentiel (effet de coin) ou normal (effet d'écrasement). Les avantages de ce type de lubrification (nommé ex-poro-hydrodynamique – XPHD) et ses applications sont mises en évidence.

1. INTRODUCTION

During the last 10-15 years a new lubrication mechanism applicable to highly compressible porous layers acting as self-sustained films has been developed [1-4]. The existing papers or conferences published in this area belong to professors Weinbaum and Pascovici who worked independently. This new type of lubrication implies „that the normal forces generated by elastic compression of the fibers comprising the solid phase are negligible compared to the pressure forces generated within the porous layer” [2]. This structure could be represented by:

- the unwoven textile materials, as felt, or similar materials used as wash-cloth;
- the endothelial surface glycocalyx that uniformly coats the mammals microvessels [5,6];
- the articular cartilage [10,11];

- the fresh powder snow.

This paper analyzes the load capacity of this new type of lubrication for different configurations, with sliding motion (wedge effect) or normal motion (squeeze effect).

This type of lubrication is strongly dependent on porosity variation and consequently on permeability hence, the name **ex-poro-hydrodynamic-XPHD lubrication** was proposed.

2. GENERAL ANALYTICAL MODEL FOR SELF-SUSTAINED XPHD LAYERS

The momentum equation of a fluid in such a structure/medium is described by the Brinkman equation [7].

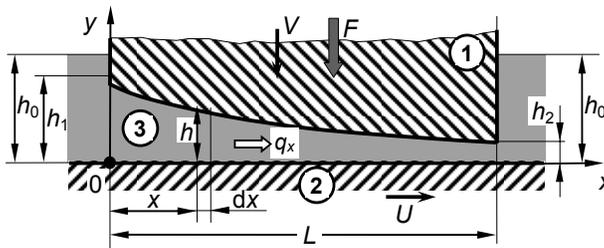
$$\nabla p = \mu \left(\nabla^2 - \frac{1}{\phi} \right) u_m \quad (1)$$

where u_m is the mean fluid velocity through „the channels in porous media”.

For low permeability, ϕ , this equation becomes an alternative of Darcy law [7]:

$$\nabla p = - \frac{\mu q_p}{\phi h} \quad (2)$$

where $q_p = u_m h$ is the rate of flow in porous media.



1 & 2 - rigid parts;
3 - porous and highly compressible layer imbibed with fluid/lubricant fixed on part 2

Fig. 1 Geometry of XPHD film,
Géométrie du XPHD film.

Figure 1 shows a friction joint of the analyzed type. The geometry and the kinematics determine a variation in space and time of the thickness and porosity of compressible layer, which implies a variation of permeability, also in space and time. These variations are related essentially with the occurrence of self-sustained pressure distribution.

The analytical modeling of this self-sustained film requires the following assumptions:

1. The fluid imbibed in the porous layer is Newtonian and the flow is laminar and isothermal/isoviscous.

2. The porous layer is thin and the pressure across its thickness is constant.

3. The local deformation is produced only on the normal direction of the porous layer.

The solid mass is conserved throughout the layer deformation process. This assumption was used in all the papers on this problem. For the sake of clarity the term of *local compacticity*, σ , is introduced, i.e. the instantaneous solid fraction. Consequently the compacticity is related to porosity, ε . $\sigma = 1 - \varepsilon$ and:

$$\sigma h = \sigma_0 h_0 \quad (3)$$

where σ_0 and h_0 are the uncompressed compacticity (solid fraction) and layer thickness.

4. In the previous papers published by Pascovici [3] as well in the present analysis, the local permeability is related to porosity according to Kozeny-Carman law [7]:

$$\phi = \frac{D\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \quad (4)$$

where $D = d^2/16k$ and $k = 5 \div 10$.

The validity of this law was recently proved for 2D porous structures [8] and the conclusions could be extended for 3D structures.

For the geometry of a sliding bearing, (Fig. 1), the total flow rate in x direction, q_x is:

$$q_x = q_{tr} + q_p \quad (5)$$

where q_{tr} means the flow rate transported in the pores of compressible layer.

If the velocity in the expression of this flow component is assumed constant across the layer thickness, then equation (5) becomes:

$$q_x = Uh\varepsilon - \frac{\phi h}{\mu} \cdot \frac{dp}{dx} \quad (6)$$

If normal velocity V is superposed, from the total flow conservation, we have:

$$\frac{d}{dx} \left(\phi h \frac{dp}{dx} \right) = \mu \left(U \frac{d(h\varepsilon)}{dx} - V\varepsilon \right) \quad (7)$$

In fact, equation (7) represents the Reynolds equation for 1-D problems, under a complex motion (sliding and squeezing) of a thin porous and very compressible layer imbibed with a liquid. The liquid flows by transportation and by dislocation from porous layer because of local and temporal variation of thickness.

Successive solutions for Reynolds equation (7) for sliding and squeeze-film bearings with different geometries and loading conditions will be presented. Only the load carrying capacity problem will be analyzed.

3. SLIDER BEARINGS

3.1 Parallel-step slider

In the case of a 1-D step-gap, from the flow equation (6) we have (see Fig. 2):

$$q_x = Uh_0\varepsilon_0 - \frac{\phi_0 h_0}{\mu} \frac{dp}{dx} \Big|_{x=0, L_1} = Uh_2\varepsilon_2 - \frac{\phi_2 h_2}{\mu} \frac{dp}{dx} \Big|_{x=L_1, L} \quad (8)$$

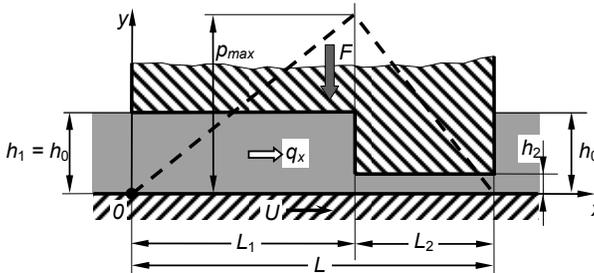


Fig. 2 The geometry of a parallel-step slider bearing¹,
Géométrie du patin à plans parallèles.

Because the thickness and the porosity of the layer is constant on each zone, the pressure gradient is also constant and from equations (4) and (8) using dimensionless notations results:

¹ For simplicity, the layer thickness in the entry zone was considered equal, with the thickness of the uncompressed layer, h_0 .

$$\bar{p}_{max} = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_2)(1 - \varepsilon_0)^2(1 - \varepsilon_2)^2(1 - \alpha)}{\varepsilon_0^3(1 - \varepsilon_2)^3(1 - \alpha) + \varepsilon_2^3(1 - \varepsilon_0)^3\alpha} \quad (9)$$

where

$$H = \frac{h_0}{h_2} = \frac{1 - \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_0} \quad \text{- acc. to equation (4);} \quad \bar{p}_{max} = \frac{D p_{max}}{\mu U L}; \quad \alpha = \frac{L_1}{L}$$

3.2 Fixed-incline slider

The equation for film thickness variations along x -axis is (see Fig. 3):

$$h = h_0 - \frac{h_0 - h_2}{L} x \quad (10)$$

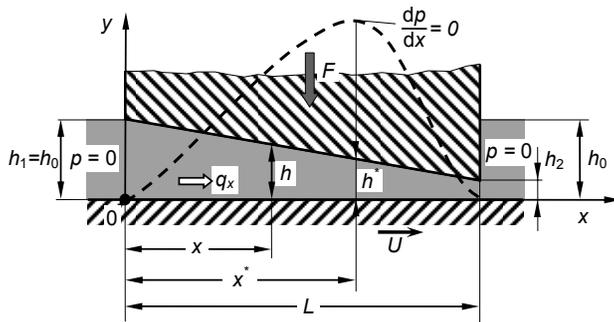


Fig. 3 The geometry of a fixed incline slider²,
Géométrie du patin à plan incliné.

Integrating equation (7) we get:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\mu U}{\phi} \left(\varepsilon - \frac{\varepsilon^* h^*}{h} \right) \quad \text{where, for: } x = x^*; \quad h = h^* \quad \varepsilon = \varepsilon^* \quad \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=x^*} = 0 \quad (11)$$

Using the dimensionless parameters:

$$\bar{x} = \frac{x}{L}; \quad \bar{h} = \frac{h}{h_2} = \frac{1 - \varepsilon_2}{1 - \varepsilon}; \quad \bar{p} = \frac{p D}{\mu U L},$$

and the Kozeny-Carman law (4), the equation (11) becomes:

$$\frac{d\bar{p}}{d\varepsilon} = \frac{(1 - \varepsilon_0)(1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_0 - \varepsilon_2)(1 - \varepsilon^*)} \left(-\frac{1}{\varepsilon^2} + \frac{\varepsilon^*}{\varepsilon^3} \right) \quad (12)$$

Integrating this ordinary differential equation and using the boundary limits: $p = 0$, for $\varepsilon = \varepsilon_0$ ($x = 0$) and $\varepsilon = \varepsilon_2$ ($x = L$) results:

$$\bar{p}_{max} = \frac{(1 - \varepsilon_0)(1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_0 - \varepsilon_2)}{4 \varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varepsilon_0 + \varepsilon_2 - 2 \varepsilon_0 \varepsilon_2)} \quad (13)$$

² For the same reasons as before, $h_1 = h_2$.

3.3 HD versus XPHD lubrication for tangential motion

It is interesting to compare the maximum pressures obtained with these two types of configuration (parallel-step and fixed-incline) in classical HD and analyzed XPHD conditions. The expressions of these maximum pressures are presented in Tab. 1. The expressions for maximum pressures in HD and XPHD regimes are similar, but also different. The uncompressed porosity, ε_0 , and the ratio $E = \varepsilon_0/\varepsilon_2$ appear in the maximum pressure expression for XPHD conditions.

The equations for the ratio of maximum pressures, \mathfrak{R} , of the considered types of configurations (parallel-step and fixed-incline) are very interesting. The two equations are structurally identical; the only one essential difference is the occurrence of EH product for XPHD regime instead of H for HD conditions.

From the analysis of these ratios, \mathfrak{R} , one can identify the values of geometrical and structural parameters when the parallel-step configuration gives a larger load capacity than the fixed-incline one. An interesting result regards the different thickness ratios, H , necessary to attain the previous mentioned condition. The thickness ratio, H , for XPHD regime is smaller than that for HD condition. For $\alpha = 0.6$, $\mathfrak{R} = 1$ is attained for $H = 3$ in HD condition, or for $H = 2.15$ in XPHD regime.

Using the presented models and equations, a comparison of load capacity for both lubrication types, HD and XPHD is performed. The geometry (see Fig. 4), the sliding speed and the lubricant are the same in both conditions.

The take off moment of the bearings was selected for the comparison in order to avoid other complications.

Tab. 1 Maximum pressure equations for different gap geometry and lubrication mode, Equation du maximum de pression pour différentes géométries et modes de lubrifications.

Gap geometry	Lubrication mode	
	HD	XPHD
Parallel step	$\bar{p}_{\max}^{HD} = \frac{6\alpha(1-\alpha)(H-1)}{H^3(1-\alpha)+\alpha}$ $H = \frac{h_0}{h_2}$	$\bar{p}_{\max}^{XPHD} = \frac{\alpha(1-\alpha)(EH)^2(E-1)(1-\varepsilon_0)}{(EH)^3(1-\alpha)+\alpha} \frac{1}{\varepsilon_0^2}$ $H = \frac{h_0}{h_2} = \frac{1-\varepsilon_2}{1-\varepsilon_0}; \quad E = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2}$
Plane inclined	$\bar{p}_{\max}^{HD} = \frac{1.5(H-1)}{H(H+1)}$	$\bar{p}_{\max}^{XPHD} = \frac{EH(E-1)(1-\varepsilon_0)}{4(EH+1)} \frac{1}{\varepsilon_0^2}$
Ratio of maximum pressures $\mathfrak{R} = \frac{\bar{p}_{\max}^{step}}{\bar{p}_{\max}^{inclined}}$	$\mathfrak{R}^{HD} = \frac{4\alpha(1-\alpha)H(H+1)}{H^3(1-\alpha)+\alpha}$ <p>for $H > 1$</p>	$\mathfrak{R}^{XPHD} = \frac{4\alpha(1-\alpha)EH(EH+1)}{(EH)^3(1-\alpha)+\alpha}$ <p>for $EH > 1$</p>
Dimensionless form of the pressure	$\bar{p}_{\max}^{HD} = \frac{\rho h_2^2}{\mu UL}$	$\bar{p}_{\max}^{XPHD} = \frac{\rho D}{\mu UL}$

The expressions for the take off necessary maximum pressure for HD [9] and XPHD conditions are presented in the following equations:

$$p_i^{HD} = \frac{6\mu UL_1}{h_1^2} \quad (14)$$

$$p_{\ell}^{XPHD} = \frac{\mu U L_1}{D} \left(\frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \right)^2 \tag{15}$$

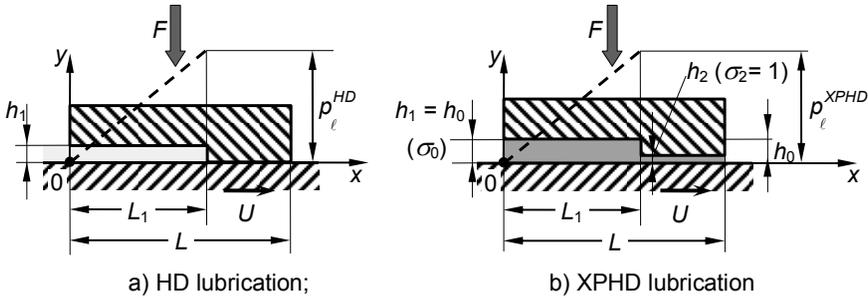


Fig. 4 The geometry of two parallel-step bearings in take of conditions, *Géométrie de deux patins à plans parallèles.*

The ratio of take off necessary maximum pressures (XPHD versus HD), using the expression of D parameter in the Kozeny-Carman equation (4), is:

$$\mathfrak{R} = \frac{p_{\ell}^{XPHD}}{p_{\ell}^{HD}} = \frac{8k}{3} \left(\frac{h_1}{d} \cdot \frac{\sigma_0}{\varepsilon_0} \right)^2 \tag{16}$$

For the values of uncompressed porosity/compacticity close to the values for articular cartilage $\sigma_0 = \varepsilon_0 = 0.5$, and possible values of ratio $h_1/d \approx 1 \div 10^2$, results $\mathfrak{R} = 20 \div 2000$

The load capacity in XPHD mode is roughly of 2 ÷ 3 orders of magnitude grater then the load capacity in classical HD mode, for the same geometry, speed and lubricant.

The professor Weinbaum team is more optimistic in their paper [4] estimating “*The lift forces in each case (red cell gliding and human snowboarding on fresh powder) are 4 orders of magnitude greater then classical lubrication theory*”.

4. SQUEEZE-FILM BEARINGS

4.1 Statically loaded spherical surfaces

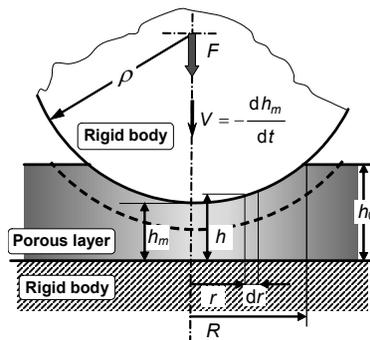


Fig. 5 Geometry of XPHD spherical contact in squeeze-film condition, *Géométrie du contact sphériques en condition d'écrasement.*

This problem, important in the biolubrication of hip joints, was modeled and published by Pascovici and Cicone in 2003, [10]. The flow rate conservation equation (9) for the

geometry of the contact given in Figure 5, after successive integration gives the load capacity:

$$F = - \frac{dh_m}{dt} \frac{\pi \mu \rho^2 h_0}{2D} \frac{\sigma_0^2}{(1-\sigma_0)^2} \frac{X^4}{(1-X^2)} \quad (17)$$

where $X = R/\sqrt{2\rho h_0}$

Integrating again equation (17) in function of time, assuming a constant force F , and using the condition that $h_m = h_0$ or $H_m = 1$, for $t = 0$, we have, in dimensionless form:

$$\tau = \frac{\sigma_0^2}{(1-\sigma_0)^2} \left(2H_m - \frac{H_m^2}{2} - \ln H_m - \frac{3}{2} \right) \quad (18)$$

$$\text{where, } \tau = \frac{2FDt}{\pi \mu \rho^2 h_0^2} .$$

Equation (18) gives in implicit form, the variation of the dimensionless minimum layer thickness H_m in function of the dimensionless time, τ . This equation describes the XPHD behavior of the contact, if the compacticity is $\sigma < 1$ (respectively the porosity is $\varepsilon > 0$) all over the porous layer domain,. The point where this condition is firstly unsatisfied is the point of minimum film thickness h_m (H_m in dimensionless form). Using equation (3) for these cases $H_m = \sigma_0$ and introducing this value in equation (18) we obtain the "geometric loci" for the moment τ_ℓ , when the validity of XPHD model ceases, as follows:

$$\tau_\ell = \frac{(\sigma_0 - 3)\sigma_0^2}{2(1-\sigma_0)} - \frac{\sigma_0^2 \ln \sigma_0}{(1-\sigma_0)^2} \quad (19)$$

Figure 6 shows, in dimensionless form, the variation of minimum film thickness in time, for different σ_0 values, under the limitation given by equation (19).

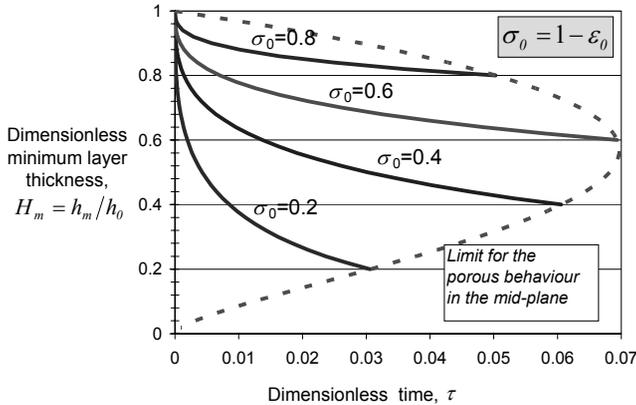


Fig. 6 Characteristic squeeze curves for XPHD spherical contact, *Courbes caractéristiques d'écrasement pour un contact sphérique.*

It is visible on Figure 6 that the longest squeeze in XPHD condition is attained for $\sigma_{0,opt} = 0.568$. This value is surprisingly close to the value $\sigma_0 = 0.59$, indicated by the McCutchen for the human articular cartilage [11].

4.2 Impact loaded parallel circular plate under squeeze effect

Adapting the model presented for Bowden and Tabor [12], for impact loaded circular contact in HD condition (see Fig. 7), the equation for energy conservation is:

$$M\delta V \cong -\delta t \int_0^R p 2\pi r dr \quad (20)$$

The left hand side of equation (20) is the change in momentum of the plate and the right hand side is the impulse created in the porous layer. The integral means the static load capacity and its expression is obtained from equation (17) for $\rho \rightarrow \infty$:

$$2\pi \int_0^R p r dr = -\frac{\pi \mu R^4 \sigma_0^2 dH}{8DH(H - \sigma_0)^2 dt} \quad (21)$$

From equations (20) and (21) after integration in function of V and H results the normal speed variation during the impact

$$V = V_0 - \frac{\pi \mu R^4}{8DM} \left[\ln \frac{H - \sigma_0}{H(1 - \sigma_0)} + \frac{\sigma_0(1 - H)}{(H - \sigma_0)(1 - \sigma_0)} \right] \quad (22)$$

The initial speed value V_0 is related with the height of fall of the mass M : $V_0 = \sqrt{2gh}$

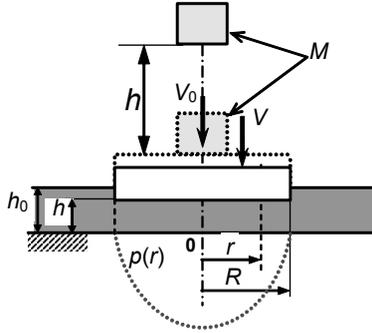


Fig. 7 Geometry of impact loaded plate lubricated in XPHD condition, *Géométrie d'une charge par impact sur deux plaques parallèles lubrifiées.*

Accepting that the squeeze load expression under impact / shock loading condition, F_s , is similar with the static load condition, respectively equation (21) then:

$$F_s = \frac{\pi \mu R^4 \sigma_0 V}{8DH(H - \sigma_0)^2 h_0} \quad (23)$$

From equations (22) and (24) results the dimensionless variation of load under impact in function with the thickness of deformed porous layer, H :

$$\bar{F}_s = \frac{\sigma_0^2}{H(H - \sigma_0)^2} \left\{ 1 - \frac{1}{M} \left[\ln \frac{H - \sigma_0}{H(1 - \sigma_0)} + \frac{\sigma_0(1 - H)}{(H - \sigma_0)(1 - \sigma_0)} \right] \right\} \quad (24)$$

where, $\bar{F}_s = \frac{8Dh_0 F_s}{\pi \mu R^4 V_0}$ - the impact load, and $\bar{M} = \frac{8DMV_0}{\pi \mu R^4}$ - the impact impulse.

Figure 8 shows the variation of impact load \bar{F}_s in function of thickness H , for $\bar{M} = 8$ and different values of uncompressed layer compacticity, σ_0 . One can remark the existence of a maximum force $\bar{F}_{s,max}$, for any σ_0 value, located at an H value close to the corresponding σ_0 . The maximum force $\bar{F}_{s,max}$ has a minimum value for a certain optimal compacticity, σ_0^* . For the considered \bar{M} value, yields $\sigma_0^* \approx 0.6$.

The squeeze effect under XPHD conditions could be applied to develop dampers and shock - absorbers, for different applications as in sport equipment.

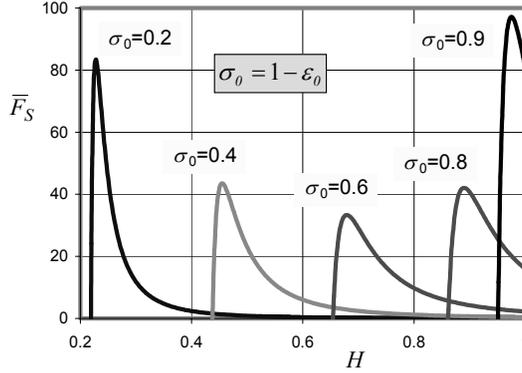


Fig. 8 Impact force vs. layer thickness,
Force d'impact en fonction de l'épaisseur du film.

4.3 HD versus XPHD lubrication for squeeze-effect

For the clarity, the analysis of these two modes is performed comparing the force by squeezing circular plates of the same geometry, with the same lubricant and speed. Using the well known expression for the force in HD mode [9] and the expression given by equation (21) for XPHD mode, the ratio of the forces is:

$$\Re = \frac{F_{XPHD}}{F_{HD}} = \frac{\frac{\pi \mu R^4 \sigma_0^2}{8DH(H-\sigma_0)^2} \cdot \frac{dH}{dt}}{\frac{3\pi \mu R^4}{2H^3 h_0^2} \cdot \frac{dH}{dt}} = \frac{1}{12D} \left(\frac{H h_0 \sigma_0}{H - \sigma_0} \right)^2 \quad (25)$$

If the analysis is performed close to the beginning of squeeze effect ($t = 0$) for $\sigma_0 = 0.5$ and introducing the expression of D factor (see equation (4)) we obtain:

$$\Re = \frac{4k}{3} \left(\frac{h_0}{d} \right)^3 \quad (26)$$

For $k = 5 \div 10$ and $h_0/d = 1 \div 10^2$ results: $\Re \cong 7 \div 10^5$

In conclusion this analysis gives roughly the same order of magnitude for load capacity increase in XPHD lubrication mode as shown in chapter 3.3 for parallel-step slider.

5. FINAL CONCLUSIONS

1. A new mode of lubrication, for porous and very compressible layers – named Ex-Poro- Hydrodynamic (XPHD) is analyzed in terms of load capacity for: **(a)** parallel-step and plane-incline bearings with sliding motion respectively, **(b)** spherical and circular plate contacts statically or respectively impact loaded under squeeze effect.

2. The results are interesting, even spectacular, in regard with the load capacity for all the analyzed cases. The XPHD mode of lubrication gives a load capacity of 2-4 orders of magnitude greater than the load capacity of HD mode. This conclusion is similar with that published by professor Weinbaum and co-workers[4].

3. The experimental validation of previous conclusion exists but not enough consistent. A main problem for technical applications is the durability of porous layer.

4. The friction problem for XPHD mode of lubrication misses in the present analysis. Many difficult questions arise in the given model for estimating the viscous and non-viscous shear stresses at the contact between porous layer and a solid mobile body.

NOMENCLATURE

D – complex constant of the porous layer
 d – fiber diameter from the solid matrix of porous and compressible layer
 F – load
 H – dimensionless layer/film thickness in XPHD mode respectively in HD mode
 h – layer/film thickness
 h – height of fall
 k – dimensionless constant in Kozeny-Carman equation
 M – mass of impact
 p – pressure
 q – unitary flow rate
 R – radius of an apparent/nominal area of a circle/disc

\mathfrak{R} – load ratios for XPHD versus HD modes
 r – radial coordinate
 t – time
 U – sliding/tangential velocity
 u – fluid velocity inside the layer
 V – squeeze/normal velocity
 X – dimensionless outlet radius,
 x – dimensionless radial coordinate
 α – length ratio
 ε – porosity
 Φ – permeability
 μ – viscosity
 ρ – radius
 σ – compacticity
 τ – dimensionless time

SUBSCRIPTS

0 – values for uncompressed porous layer or at entry section
 2 – values for compressed porous layer at minimum layer thickness

6. REFERENCES

- [1] Pascovici, M.D., 1994, « Procedure and device for pumping by fluid dislocation », *Romanian Patent*, 109469 (in Romanian).
- [2] Feng, J. and Weinbaum, S., 2000, « Lubrication theory in highly compressible porous media: the mechanics of skiing, from red cells to humans », *J. Fluid Mech.* Vol. 422, pp. 281-317.
- [3] Pascovici, M.D., 2001, « Lubrication by Dislocation: A New Mechanism for Load Carrying Capacity ». In: *Proceedings of 2nd World Tribology Congress, Vienna*, pp.41 (Paper on CD)
- [4] Wu, Q., Andreopoulos, Y. and Weinbaum, S., 2004, « From Red Cells to Snowboarding: A New Concept for a Train Track », *Phys. Review Letters*, Vol. 93, No 19, pp. 194501-1, 194501-4.
- [5] Han, Y., Weinbaum, S., Spaan, J.A.E. and Vink, H., 2006, « Large – deformation analysis of the elastic recoil of fiber layers in a Brinkman medium with application to the endothelial glycocalyx », *J. Fluid Mech.*, Vol. 554, pp. 217-235.
- [6] Pascovici, M.D., 2007, « Lubrication of red blood cells in narrow capillaries. A heuristic approach, » *2nd Vienna International Conference on Micro and Nano technology*, pp. 95-100.
- [7] Scheidegger, A.E., 1974, « *The physics of flow through porous media* », Third edition, University of Toronto Press.
- [8] Ghaddar, C.K., 1995, « On the Permeability of Unidirectional Fibrous Media. A Parallel Computational Approach », *Phys. Fluids*, 7, 11, pp. 2563-2586.
- [9] Khonsari, M.M. and Booser, E.R., 2001, « *Applied Tribology. Bearing Design and Lubrication* », John Wiley & Sons, New York.
- [10] Pascovici, M.D. and Cicone, T., 2003, « Squeeze-film of unconformal compliant and layered contacts », *Tribology International* 36, pp. 791-799.
- [11] McCutchen, C.W., 1962, « The frictional properties of animal joints », *Wear*, Vol. 5, pp. 1-17.
- [12] Bowden, F.P. and Tabor, D., 1950, « *The Friction and Lubrication of Solids* », Oxford, Clarendon Press, pp. 259-284.

Lubrification et tribologie des revêtements minces

22-23 mai 2007 – Poitiers – France

EFFETS ET MÉTHODES DE CALCUL DE LA LUBRIFICATION HYDRODYNAMIQUE DES SURFACES TEXTURÉES

ANALYSIS AND EFFECTS OF THE HYDRODYNAMIC LUBRICATION OF ROUGH OR TEXTURED SURFACES

Kristian Tønder

Norwegian Univ. Science and Technology
Dpt. Machine Design and Materials Technology
Rich. Birkelandsv. 2B; N-7491, Trondheim, Norway

Résumé

L'article présente un exposé des résultats obtenus dans l'analyse de la lubrification hydrodynamique des surfaces rugueuses ou texturées. Les fonctions statiques –augmentation ou diminution de charge portable, d'écoulement et de frottement des paliers et des butées – sont traitées en détail tandis que le traitement des fonctions dynamiques est limité aux butées. L'interaction des géométries macro et micro est discutée.

Les méthodes principales de calcul utilisées pour traiter ces problèmes sont présentées : le traitement analytique des sillons parallèles, le traitement numérique des environnements locaux, l'homogénéisation et le calcul approximatif de limites.

Abstract

The article presents the results obtained in the analysis of the hydrodynamic lubrication of rough or textured surfaces. The static functions - increase or decrease of load capacity, flow and friction bearings and thrust bearings - are covered in detail while the dynamic processing functions is limited to thrust bearings. The interaction of macro and micro geometries is discussed.

The main methods of calculation used to treat these problems are presented: The analytical processing parallel striation, numerical processing of local environments, and homogenization and approximate calculation of limits.

1. INTRODUCTION

Les surfaces de paliers et butées ne sont jamais lisses. Évidemment, on s'approche d'une telle situation dans le cas des surfaces des disques durs des ordinateurs modernes, mais même dans ces cas-là il y a des monts, des vallées, des sillons, etc. Il est bien clair qu'avec les films assez larges, le problème de rugosité est négligeable. Il est aussi clair qu'à présent les exigences posées aux appareils lubrifiés mènent à des films de plus en plus minces, ce qui augmente l'importance des détails de surface.

Avec les surfaces lisses on peut calculer les quantités importantes : charge, frottement, écoulement etc, en employant l'équation de Reynolds ou celles de Navier; la première ne pose pas trop de problèmes tandis les seconds sont beaucoup plus difficiles à résoudre. En principe, ces calculs sont possibles également dans le cas des surfaces rugueuses, mais les méthodes numériques dont on a besoin exigent des réseaux de valeurs du film entre les surfaces très denses.

Même avec des ordinateurs modernes, cela n'est pas pratique, en particulier en ce qui concerne les équations de Navier. Voilà pourquoi les problèmes des effets de rugosités et de texture ont reçu beaucoup d'attention récemment, comme en témoignent les références bibliographiques [1] à [7].

Pour des raisons pratiques, la suite se limitera à l'étude de l'équation Reynolds :

$$\frac{\partial}{\partial x} (h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \rho) + \frac{\partial}{\partial y} (h^3 \frac{\partial p}{\partial y} \rho) = 6\eta U \frac{\partial (h\rho)}{\partial x} + 12\eta V \quad (1)$$

Même cette équation simple ne permet pas un calcul facile des effets des rugosités et de la texture. La solution évidente de ce problème sont les statistiques : Il faut trouver un champ de pression qui exprime les tendances plutôt que les effets locaux : autrement dit, on cherche un champ de pression aux profils lisses qui, combiné avec les ondulations locales, reconstituent la forme originale. Aussi, pour éviter le traitement des détails des rugosités ou de la texture, on a besoin de quantités statistiques de celles-ci en outre la forme lisse du film lubrifiant. Il s'agit donc d'établir des équations qui relient deux fonctions lisses, celle de la pression et celle de l'épaisseur du film.

Ceci crée un autre problème : comment définir les fonctions lisses ? L'analyse n'est pas évidente tandis que la synthèse l'est. Définissons les opérateurs E et e , ainsi :

$$F = E[F] + e[F]$$

où E est la partie lisse de la fonction, et e la partie oscillante ; E donné par

$$E[F(x, y)] = \frac{1}{4 \delta x \cdot \delta y} \int_{-\delta y}^{\delta y} \int_{-\delta x}^{\delta x} F(x, y) dx dy \quad (2)$$

Malheureusement, ceci ne définit pas E d'une façon unique. L'élément de surface, $4dx dy$, doit être suffisamment large pour inclure les statistiques des oscillations ou des fonctions « rapides » et suffisamment petit pour ne pas masquer le comportement général de la fonction F . Ceci exige que les oscillations soient très rapides, en fait que la densité de sommets et vallées s'approche de l'infini. L'auteur a prouvé que ceci donne des solutions suffisamment précises, en particulier à cause du fait que les amplitudes des oscillations de pression décroissent quand leur densité augmente [5].

Par définition on a,

$$\begin{aligned} E[E[F]] &= E[F] & E[e[F]] &= 0 \\ e[e[F]] &= e[F] & e[E[F]] &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Ceci mène à

$$\begin{aligned} E[E[F_1] \cdot E[F_2]] &= E[F_1] \cdot E[F_2] \\ E[(F_1 \cdot F_2)] &= E[F_1] \cdot E[F_2] \end{aligned} \quad (4)$$

En général, on trouve :

$$E[F_1 \cdot F_2] = E[F_1] \cdot E[F_2] + E[(e[F_1] e[F_2])] \neq E[F_1] \cdot E[F_2] \quad (5)$$

La barre remplace souvent la notation []. Ceci est adopté dans la suite. Les premières équations différentielles des rugosités sont celles de Tønder [1] décrivant les effets des sillons parallèles dans la direction du mouvement (cas longitudinal) ou à 90 degrés à cette direction, cas transversal. Ces résultats ont été publiés par Christensen [2].

L'écoulement dans la direction du mouvement est donné par

$$q_x = \frac{Uh}{2} - \frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (6)$$

Pour des raisons de symétrie, dans le cas transversal, dans la direction x, l'écoulement n'a pas de composant rapide, donc on peut écrire :

$$\frac{Uh^{-2}}{2} - \frac{1}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} = q_x h^{-3} \quad (7)$$

Prenant la moyenne de chaque terme et par réarrangement, on obtient :

$$\bar{q}_x = \frac{U \bar{h}^{-2}}{2} - \frac{1}{12\eta} \frac{1}{\bar{h}^{-3}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (8)$$

De façon semblable, dans la direction des sillons, dans le cas transversal, l'écoulement n'a pas de composant rapide. Cela donne comme résultat :

$$\bar{q}_y = - \frac{\bar{h}^3}{12\eta} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \quad (9)$$

On combine les équations (5) et (6) et on obtient, en observant le principe de continuité :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial x} / \bar{h}^{-3} \rho \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \bar{h}^3 \rho \right) = 6\eta U \frac{\partial (\rho \bar{h}^{-2} / \bar{h}^{-3})}{\partial x} + 12\eta \rho V \quad (10)$$

Traitant les composants de l'écoulement du cas longitudinal de la même façon, on arrive à l'équation de ce type de texture :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \bar{h}^3 \rho \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \bar{h}^{-3} \rho \right) = 6\eta U \frac{\partial (\rho \bar{h})}{\partial x} + 12\eta \rho V \quad (11)$$

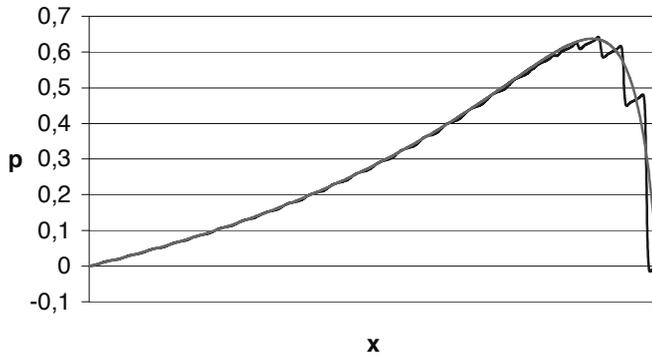


Fig. 1 Comparaison de pressions: Reynolds (bleue) et Tønder (rouge) ($N = 25$).
Pressure comparison: Reynolds (blue), Tønder (red).

La figure 1 montre la pression calculée d'un patin plat de butée, à texture transversale, trouvée en utilisant l'équation de l'auteur, équation (2), comparée à une pression calculée de l'équation Reynolds (1). La figure 2 montre la différence entre les deux.

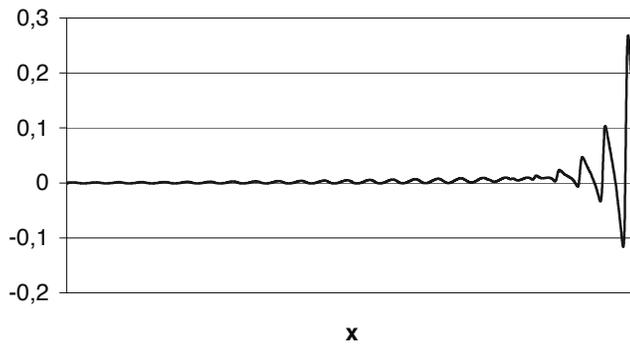


Fig. 2 Différence de pressions.
Pressure difference.

Les hauteurs maximale et minimale sont 1,5 et 0,5 et le nombre de sillons, N , est 25.

On observe que les amplitudes sont faibles et que les parties négatives et positives sont presque identiques.

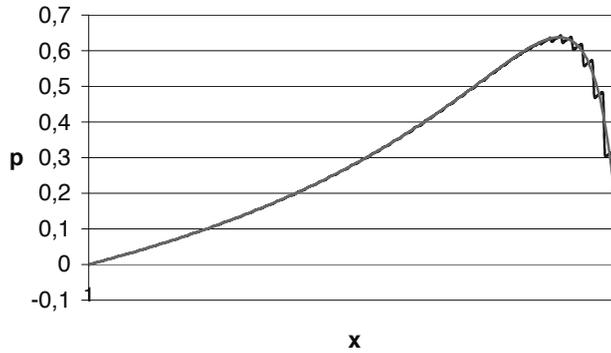


Fig. 3 Comparaison de pressions / $N = 50$.
Pressure comparison.

Quand le nombre de sillons augmente, les déviations deviennent encore plus petites (fig. 3). Ceci est en accord avec les résultats de l'auteur, qui a démontré que la différence tend vers zéro quand la densité des sommets et de creux augmente [5].

Les équations peuvent être combinées en une seule, avec un angle d'orientation quelconque des sillons.

Ces résultats sont satisfaisants dans une certaine mesure, mais le cas des sillons parallèles est le seul à être résolu de façon complètement analytique. La solution est d'utiliser des méthodes numériques pour d'autres microgéométries.

Pour cela, on choisit un petit élément de surface assez large pour exprimer les statistiques nécessaires et on calcule l'écoulement causé par un gradient de pression ainsi que le débit causé par un mouvement latéral. Répétant ce processus plusieurs fois, on peut former une moyenne locale des composants d'écoulement. Muni de ça, on peut former une équation Reynolds modifiée, Patir et Cheng [4]. Une forme équivalente est la suivante

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\phi_x \frac{\rho}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} h^3 \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\phi_y \frac{\rho}{\eta} \frac{\partial p}{\partial y} h^3 \right) = 6U \frac{\partial \phi_u \rho h}{\partial x} + 12 \frac{\partial \rho h}{\partial t} \quad (12)$$

On a obtenu de bons résultats avec cette méthode-ci. Il y a tout de même deux problèmes : celui des conditions de frontière et celui du nombre nécessaire de répétitions [8]. Malgré les difficultés théoriques posées par ces problèmes, la pratique a montré que les erreurs commises ne sont pas très graves.

On a fait remarquer le manque de rigueur des méthodes présentées. Ceci a mené à l'adaptation de l'homogénéisation. Ce sont des méthodes rigoureuses, évitant la définition de courbes ou champs moyennes [6, 7]. Mais elles exigent que les ondulations soient périodiques et que leur densité s'approche à l'infini. Ceci est parallèle aux conditions nécessaires déjà discutées. On peut aussi ajouter que si la texture consiste en éléments périodiques, le calcul n'exige pas les répétitions et les conditions de frontière sont celles de l'écoulement latéral bloqué.

Souvent, dans les cas des surfaces plus complexes, l'homogénéisation se sert de limites obtenues par d'autres méthodes, et la simplicité des équations différentielles est perdue. A part sa rigueur mathématique, cette méthode ne paraît pas offrir d'avantages sérieux sur les méthodes déjà décrites.

La question de limites est intéressante. Elrod [9] a prouvé qu'un choix quelconque d'isobares mène à un débit plus faible que le débit correct, tandis qu'un choix quelconque de lignes d'écoulement en donne une valeur trop élevée. Cela donne les inéquations suivantes, où les indices x et y réfèrent aux directions d'opération.

Pour l'écoulement de Poiseuille:

$$-\frac{1}{12\eta} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} E_y[1/E_x[h^{-3}]] \leq q_{xp} \quad -\frac{1}{12\eta} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} E_y[E_x[h^3]] \geq q_{xp} \quad (13)$$

Pour l'écoulement de Couette:

$$\frac{U}{2} E_y[E_x[h^{-2}]/E_x[h^{-3}]] \leq q_{xc} \quad \frac{U}{2} E_y[E_x[h]] \geq q_{xc} \quad (14)$$

Ces résultats permettent la construction de limites supérieure et inférieure. Les limites sont souvent très utiles, mais sont parfois trop différentes pour avoir des applications pratiques.

1. EFFETS

2.1 Effets généraux

Il est difficile d'écrire, en quelques lignes, les effets de texture/rugosités. Il faut retenir ici : Faciliter l'entrée de lubrifiant tend à augmenter la pression. Si la texture facilite l'échappement du lubrifiant, elle tend à réduire la pression. Ceci indique que les géométries micro et macro ont un effet l'une sur l'autre.

Voici des exemples :

- Les sillons longitudinaux des paliers ou butées très minces, créent une charge surpassant celle des paliers/butées lisses de la même géométrie générale, parce qu'ils tendent à empêcher l'écoulement par les côtés.
- Les sillons longitudinaux des paliers ou butées larges, où l'écoulement transversal est faible, diminuent la charge, par rapport aux paliers/butées lisses des mêmes dimensions générales, parce qu'ils facilitent l'écoulement dans le sens du mouvement.
- Toujours relatif au cas de surfaces lisses de la même géométrie générale, la texture crée toujours plus de frottement. Cependant, l'augmentation relative de la charge que peut porter une butée à surface rugueuse ou texturée, peut atteindre des valeurs au-dessus de l'accroissement du frottement. Une application soigneuse de texture peut donc donner un coefficient de frottement diminué.

La lubrification avec les gaz est aussi liée aux résultats obtenus pour les liquides. En effet, les facteurs Φ de l'équation de Reynolds modifiée sont valables pour les gaz aussi, [9]. Ceci permet une analyse des têtes de disques durs. Il apparaît que les textures micro et nano

peuvent donner aux têtes d'enregistrement des propriétés très favorables. Ceci est démontré par les exemples suivants.

Une tête d'enregistrement de forme générale très simple, mais possédant des sillons transversaux, peut avoir une raideur normale du film d'air comparable et même surpassant celle d'une tête de forme compliquée.

Combinés avec des changements modestes des dimensions générales, les sillons transversaux peuvent aussi assurer une raideur de pitch très élevée.

2.2 Effets dynamiques

Les principes que l'on vient de discuter sont aussi valables pour le mouvement d'écrasement. Ainsi, par exemple, les creux tendent à retenir l'écoulement et créent une charge plus importante que l'écoulement des surfaces lisses, quand le mouvement réduit l'épaisseur du film. Quand le mouvement est dans l'autre sens, les creux tendent à empêcher l'entrée du fluide. Ceci est, évidemment, un effet dynamique, mais il y en a d'autres.

Si une surface rugueuse ou texturée se déplace par rapport aux bords des patins d'une butée, les conditions de frontière et les phases changent tout le temps. Evidemment ceci entraîne des changements de pression. Il est évident que si la distance moyenne entre les traits de surface est courte, ces changements ne sont pas importants. Ces effets ont été discutés par l'auteur [10].

Un autre effet dynamique apparaît quand les deux surfaces possèdent des rugosités ou une texture. A part le cas des sillons longitudinaux, la géométrie combinée change constamment. En particulier, s'il s'agit de textures d'amplitudes larges et de la même fréquence spatiale, ces effets peuvent être importants [11].

Les effets causés par un mouvement parallèle aux surfaces peuvent donc produire des oscillations dans la direction orthogonale.

2.3 Discussion

On vient de décrire les méthodes normalement utilisées pour exprimer les effets de rugosités et texture sur la lubrification hydrodynamique. Dans ce contexte, il est important de se rendre compte que c'est l'effet sur l'écoulement des textures qui, par rapport aux surfaces lisses, crée le changement de pression des paliers et butées. Ainsi, la présence de cavitation derrière les sommets n'a qu'une très faible influence sur la pression.

Tous les résultats peuvent avoir une validité limitée à cause du fait qu'ils sont obtenus par l'équation de Reynolds. Récemment les ordinateurs ont permis des solutions des équations de Navier. Ceci a montré qu'un profil symétrique de texture ne donne pas toujours un profil de pression symétrique – l'amplitude de pression positive peut être plus grande que celle de la pression négative. Cependant, dans les cas normaux ou réalistes, cet effet n'est pas très important.

En principe, les résultats théoriques exigent que la distance moyenne des rugosités tende vers zéro. Évidemment, ceci n'arrive jamais. Ainsi la question est la suivante : les nombres trouvés sur les surfaces réelles, sont-ils suffisamment grands pour que les valeurs calculées

soient acceptables? Les figures 1 à 3 nous donnent une indication: même un nombre limité de sillons produit des erreurs de pressions modestes, mais une erreur presque négligeable de la charge. Il est clair qu'il n'y a pas de nombre général pour assurer un bon résultat. Le nombre exigé augmente avec la valeur relative des sommets ; quand l'épaisseur locale du film devient très fine comparée avec l'épaisseur moyenne, l'erreur augmente. Mais dans les cas réels le nombre de sommets et vallées est plutôt dans les centaines. Même dans le cas de passages ne mesurant que quelques pourcents de l'épaisseur moyenne, l'erreur de la charge calculée n'est que dans l'ordre de pourcent.

Évidemment, les pressions locales ne sont pas calculables par les équations Reynolds modifiées. Cependant, l'utilisation des pressions moyennes comme valeurs frontières permet des calculs locaux.

2. CONCLUSION

On a montré que les textures et même les rugosités ont des effets importants sur la lubrification hydrodynamique.

Les paliers et butées texturés ou rugueux peuvent avoir une performance supérieure aux surfaces lisses.

Les diverses méthodes de calcul ont des avantages et des désavantages. Elles mènent toutes à des solutions moyennes, c'est-à-dire que le champ de pression obtenu est lisse.

Les solutions obtenues apparaissent être très correctes.

3. RÉFÉRENCES

- [1] H. Christensen and K. Tønder, "Tribology of Rough Surfaces: Stochastic Models of Hydrodynamic Lubrication", SINTEF Rep. 18-69/10, 1969.
- [2] H. Christensen, "Stochastic Models for Hydrodynamic Lubrication of Rough Surfaces". *Pro. Instn. Mech. Engrs.*, vol. 184, part 1, 1969-70, pp. 1013-1026.
- [3] G. Elrod, "Thin-Film Lubrication Theory for Newtonian Fluids with Surfaces Possessing Striated Roughness or Grooving", *Trans. ASME, J. Lubr. Techn.*, vol. 100, 1979, pp 484-489
- [4] N. Patir and H.S. Cheng, "An Average Flow Model for Determining Effects of Three-Dimensional Roughness on Partial Hydrodynamic Bearings". *Trans. of the ASME, Journal of Lubrication Technology*, vol. 100, 1978, pp. 12-17K.
- [5] K. Tønder, "Mathematical Verification of Applicability of Modified Reynolds Equations to Striated Rough Surfaces", *Wear*, 44, 2, 1977, pp. 329-343
- [6] G. Bayada, S. Ciuperca, M. Jai, "Homogenization of Variational Equations and Inequalities with Small Oscillating Parameters. Application to the Study of Thin Film Unstationary Lubrication Flow", *C. R. Acad. Sci. Paris, T 328, Series II*, 2000, pp. 819-824
- [7] A. Almqvist, J. Dasht, "The Homogenization Process of the Reynolds Equation Describing Compressible flow", *Tribology International*, vol. 39, 2006, pp. 994-1002
- [8] L. Lunde, K. Tønder, "Pressure and Shear Flow in a Rough Hydrodynamic Bearing, Flow Factor Calculation", *Trans. ASME, J. Tribology*, vol. 119, 3, 1997, pp. 549-555.
- [9] K. Tønder, "Theory of Effects of Striated Roughness on Gas Lubrication". *JSLE Intl. Tribology Conf., Proc.* 1985, pp. 761-766
- [10] K. Tønder, "Time-Varying Roughness Distributions": A Neglected Load-Carrying Mechanism". *Int. Tribology Conference, Yokohama, Japan*, 1995, pp. 999-1004
- [11] K. Tønder, "Dynamics of Rough Slider Bearings: Effects of One-Sided Roughness and Waviness", *Tribology International*, 1996, Vol. 29, 117-122.

INFLUENCE DE LA RÉPARTITION DES TEXTURES SUR LES PERFORMANCES D'UN PALIER LISSE

INFLUENCE OF THE TEXTURES REPARTITION ON THE PERFORMANCES OF THE JOURNAL BEARING

N. Tala-Ighil¹, P. Maspeyrot¹, M. Fillon¹, A. Bounif²

¹ Laboratoire de Mécanique des Solides, Université de Poitiers, UMR CNRS 6610, 86962 Futuroscope Chasseneuil, France

² Laboratoire de Carburants Gazeux et Environnement, Faculté de Génie Mécanique, Université d'Oran, 31000 Oran, Algérie

Résumé

Un intérêt progressif est accordé aux surfaces texturées dans les paliers lisses. L'utilisation de surfaces avec certaines géométries et dispositions de textures peut être une approche efficace pour améliorer la performance d'un palier hydrodynamique.

Cet article présente l'approche numérique utilisée pour analyser l'effet des textures de forme sphérique sur les caractéristiques d'un contact hydrodynamique. Les résultats obtenus montrent que les caractéristiques les plus importantes du contact comme l'épaisseur minimale du film, la pression maximale dans le contact, le débit axial et le couple de frottement peuvent être améliorées à travers un choix approprié de la répartition des textures sur la surface du contact.

Abstract

A progressive interest is granted to the textured surfaces in a journal bearing. The use of surfaces with some textures geometries and dispositions can be an efficient approach to improve the performance of a hydrodynamic bearing.

This paper presents the used numerical approach to analyze the effect of spherical shape textures on the characteristics of hydrodynamic contact. The gotten results show that the most important characteristics of a contact as the minimum film thickness, the maximum pressure in the contact, the axial flow and the friction torque can be improved through an appropriated choice of the textures distribution on the surface of contact.

1. INTRODUCTION

La texturation des surfaces est un domaine de plus en plus exploré et elle jouera un rôle important dans la conception des futurs paliers [1,2]. D'après des études expérimentales [3], il a été observé que la présence de textures sur la surface d'un contact hydrodynamique a un effet positif sur la capacité de charge de celui-ci. Le coefficient de frottement dans certaines applications et certains cas de chargement s'en trouve amélioré. Les mécanismes physiques responsables de l'augmentation de la capacité de charge sont les microcavitations, l'inertie convective et la piézo-viscosité.

Peu d'informations sont disponibles sur la résolution des problèmes de lubrification dans les contacts de type palier lisse hydrodynamique avec prise en compte des surfaces réelles [4-6]. Cela est dû à la difficulté qu'implique l'étude d'un contact où la surface

d'interaction est plus grande comparée à un problème de contact ponctuel. Des difficultés semblables existent pour l'analyse des paliers lisses lourdement chargés qui opèrent sous un régime de lubrification mixte [7]. L'analyse des surfaces, utilisées en lubrification hydrodynamique, exige des relevés détaillés de la surface; un maillage raffiné de celle-ci et une puissance de calcul importante.

Une approche numérique est utilisée afin de rendre compte de l'effet des textures sur les caractéristiques importantes d'un palier lisse hydrodynamique. A travers un choix judicieux de la disposition des textures sur l'une des surfaces du palier, les performances de celui-ci peuvent être améliorées.

2. FORMULATION DU PROBLÈME

En employant les hypothèses de la lubrification classique, il est posé que l'écoulement est laminaire et l'inertie est négligée. Le fluide est newtonien et incompressible. La densité et la viscosité du film fluide sont constantes. En coordonnées cartésiennes et pour l'épaisseur du film fluide suivant la direction y (fig. 1a), l'équation de Reynolds (1), dans le cas d'un palier lisse en régime de lubrification permanent, s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{12\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) = \frac{(u_2 - u_1)}{2} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (1)$$

Dans l'équation (1), P est la pression dans le film fluide, μ la viscosité dynamique, u_1 et u_2 les vitesses linéaires de l'arbre et du coussinet.

En posant $Z=z/L$, $\theta=x/R$ et $(\omega_2 - \omega_1) = (u_2 - u_1)/R$, l'équation de Reynold (1) devient :

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + \left(\frac{R}{L} \right)^2 \frac{\partial}{\partial Z} \left(h^3 \frac{\partial P}{\partial Z} \right) = 6\mu R^2 \left[(\omega_2 - \omega_1) \frac{\partial h}{\partial \theta} \right] \quad (2)$$

Tel que Z est la coordonnée axiale adimensionnelle, θ la coordonnée circonférentielle, R le rayon de l'arbre, L la longueur du palier et ω_1 , ω_2 les vitesses angulaires de l'arbre et du coussinet. P est l'inconnue à déterminer.

L'équation (3) décrit l'épaisseur du film lubrifiant h . Elle peut être approchée par :

$$h = C(1 + \varepsilon \cos \theta) + \Delta h(\theta, Z) \quad (3)$$

Dans l'équation ci-dessus, $\Delta h(\theta, Z)$ est la variation de l'épaisseur du film due à la présence de la texture, ε est l'excentricité relative de l'arbre et C le jeu radial du palier.

Les conditions aux limites, dites conditions aux limites de Reynolds, sont utilisées pour déterminer la zone de rupture du film. Ces conditions consistent à imposer $\partial P / \partial x = \partial P / \partial z = 0$ et $P = 0$ sur la limite de la zone de rupture du film. La pression hydrodynamique est nulle à l'entrée du film lubrifiant ($\theta = 0$).

Dans le cas de cette étude, le palier fonctionne en régime permanent; la charge appliquée F est constante et sa direction est verticale ($\psi = 0$). Les composantes W_X et W_Y de la charge hydrodynamique, dans le système de coordonnées globales (O_2, X, Y), sont calculées, la charge totale W supportée par le contact et l'angle de calage ϕ en sont déduits.

Le couple de frottement ζ est obtenu en intégrant la contrainte de cisaillement selon la surface de l'arbre ($y=h$) ou selon la surface du coussinet ($y=0$).

Enfin, le débit axial du fluide Q est obtenu par intégration de la vitesse du fluide suivant la direction axiale z , et à travers la section du film (fig. 1b).

Les caractéristiques citées ci-dessus sont calculées numériquement. Les détails des calculs sont rapportés dans [8].

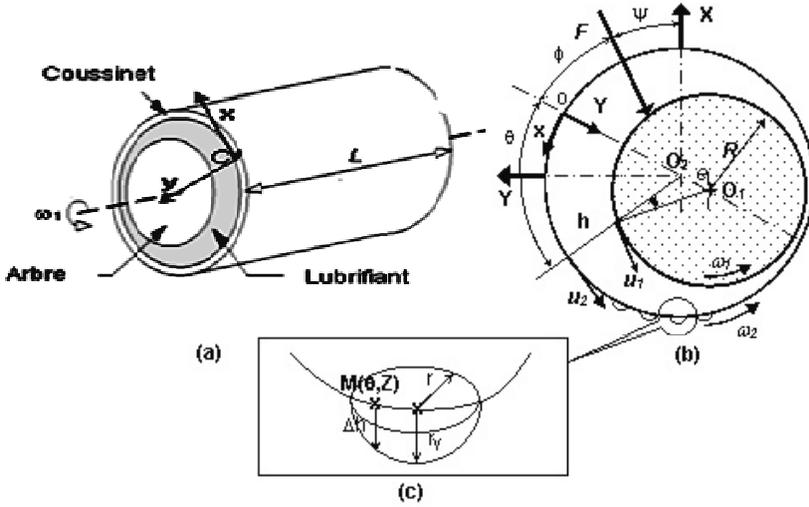


Fig. 1 Système du palier lisse : (a) géométrie du palier; (b) section droite du palier; (c) géométrie de la texture.

Journal bearing system (a) Bearing geometry; (b) Right section of the bearing; (c) Dimple geometry.

2.1 Géométrie de la texture

La géométrie elliptique de la texture est définie par :

$$\frac{(x - x_c)^2}{r_x^2} + \frac{(\Delta h - y_c)^2}{r_y^2} + \frac{(z - z_c)^2}{r_z^2} = 1 \quad (4)$$

où r_x , r_y et r_z sont les rayons de la texture, respectivement suivant les directions x , y et z . Dans le cas d'une géométrie sphérique $r_x = r_z = r$ où r est le rayon du cercle sur la surface de coussinet. Δh est la profondeur calculée d'un point $M(\theta, Z)$ situé sur la texture (fig. 1c). (x_c, y_c, z_c) sont les coordonnées du centre de la texture. Le centre de la texture est situé sur la surface du coussinet, alors $y_c = 0$. Finalement, la profondeur d'un point M de la surface du contact situé sur la texture est définie par :

$$\Delta h = \frac{r_y}{r} \sqrt{r^2 - (x - x_c)^2 - (z - z_c)^2} \quad (5)$$

2.2 Schéma de résolution

La détermination du champ de pression dans le film lubrifiant consiste en la résolution numérique de l'équation (2) en utilisant la MDF (Méthode des Différences Finies). La méthode de résolution habituellement utilisée est celle de Christopherson [9]. La résolution du système linéaire obtenu après discrétisation se fait par la méthode itérative de Gauss-Seidel. L'utilisation d'une méthode itérative est justifiée par l'application des conditions aux limites de Reynolds. La seule inconnue du problème est la pression.

La procédure de calcul consiste à donner une valeur initiale à l'excentricité e . Le champ de pression dans le contact sous chargement externe F (fig. 1b) est obtenu après vérification du critère de convergence sur la pression (équation 6) en chaque nœud i du maillage.

$$|\Delta P_i| / |P_i| \leq \varepsilon_p \quad (6)$$