



N° d'ordre 02AGUY0077

Année 2002

Thèse de Doctorat de l'Université des Antilles et de la Guyane

Discipline : Physique

Présentée par

Isabelle JUBAULT

pour obtenir le grade de Docteur.

**APPLICATION DE LA MICROSPECTROMETRIE RAMAN AUX MESURES
IN SITU DANS LES CONTACTS DYNAMIQUES.**

CONTRIBUTION A L'ETUDE DU CONTACT ELASTOHYDRODYNAMIQUE.

Soutenue le 18 avril 2002 devant la Commission d'Examen :

Jury	Mme L. ROMANA, Maître de Conférence, GTSI, UAG	
	MM. J.P. BUISSON, Chargé de Recherche CNRS, LPC, Nantes	Rapporteur
	A.A. LUBRECHT, Professeur, LMC, INSA de Lyon	
	J.L. MANSOT, Professeur, GTSI, UAG	
	D. MAZUYER, Professeur, LTDS, Ecole Centrale de Lyon	Rapporteur
	P. VERGNE, Chargé de Recherche CNRS, LMC, INSA de Lyon	

Cette thèse a été préparée au sein du Groupe de Technologie des Surfaces et des Interfaces de l'Université des Antilles et de la Guyane.

Remerciements

L'étude présentée dans ce mémoire a été réalisée au sein du Groupe de Technologie des Surfaces et des Interfaces (GTSI) de l'Université des Antilles et de la Guyane, en collaboration avec le Laboratoire de Physique Cristalline (LPC) de l'Institut des Matériaux Jean Rouxel de Nantes, le Laboratoire de Mécanique des Contacts (LMC) de l'INSA de Lyon où a été effectué l'essentiel des travaux expérimentaux, ainsi qu'avec le Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes de l'Ecole Centrale de Lyon. Cette thèse n'aurait pu aboutir dans d'aussi bonnes conditions sans ces collaborations. Je tiens donc à remercier les directeurs de ces différents laboratoires : Serge LEFRANT, Louis FLAMAND et Philippe KAPSA.

Je remercie mon directeur de thèse, le Professeur Jean-Louis MANSOT, pour m'avoir permis d'entreprendre cette recherche, ainsi que pour la confiance et la liberté qu'il m'a accordées.

Je suis tout particulièrement reconnaissante à Philippe VERGNE pour m'avoir accueillie dans son équipe, pour avoir participé activement à ce travail et pour avoir toujours répondu avec efficacité à mes innombrables questions. J'ai apprécié sa rigueur, sa disponibilité et j'ai eu grand plaisir à travailler avec lui. Ses relectures et ses corrections concernant ce mémoire m'ont été d'une aide précieuse.

Je remercie très sincèrement le Professeur Ton LUBRECHT pour s'être intéressé à ce travail et pour y avoir apporté sa contribution et son expérience dans le domaine numérique, qui ont permis d'enrichir cette étude. Je le remercie également pour ses critiques pertinentes et pour me faire l'honneur de faire partie de mon jury.

J'exprime ma plus profonde gratitude à Jean-Pierre BUISSON pour les connaissances théoriques qu'ils m'a apportées, pour sa collaboration à cette étude et pour avoir accepté d'être rapporteur. Ses compétences scientifiques lors de nos discussions ont été très constructives.

Je suis très reconnaissante au Professeur Denis MAZUYER d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail et de faire partie du jury. Je tiens également à le remercier pour le prêt du tribomètre grâce auquel j'ai pu réaliser les premières expériences, ainsi que pour les brèves mais fructueuses discussions que nous avons eues.

Je remercie vivement Jérôme MOLIMARD pour sa contribution précieuse à ce travail, ses conseils, ses réponses à mes questions et sa gentillesse. Sans lui, toute la partie concernant l'interférométrie optique ne serait pas ce qu'elle est.

Je remercie Laurence ROMANA pour son soutien, sa générosité et pour sa présence dans le jury.

Un grand merci à Yves BERCIION et à Georges ROCHE pour leur aide technique incomparable.

Je remercie également Jean-Yves MEVELLEC et Michel QUERRY.

Enfin, je voudrais remercier toute la petite "famille" du GTSI : Thierry, Lolotte, Yves, Robert, David, les Philippes, Vanyna et Penny, pour leur soutien et leur bonne humeur.

Sommaire

NOTATIONS	9
INTRODUCTION GENERALE	13
<hr/>	
CHAPITRE I. POSITION DU PROBLEME ET APPROCHE ADOPTEE	17
<hr/>	
I.1 Position du problème.....	19
I.1.1- Présentation d'un contact.....	19
I.1.2- Caractéristiques géométriques et conditions de sollicitation de l'interface tribologique	20
I.1.3- Intérêt de l'étude in situ de l'interface tribologique.....	22
I.1.4- Conclusion.....	26
I.2 Potentiel de la microspectrométrie Raman pour l'étude in situ de l'interface	29
I.3 Objectifs de l'étude et démarche suivie.....	32
I.3.1- Objectifs de l'étude.....	32
I.3.2- Choix d'un contact modèle.....	32
I.3.3- Démarche expérimentale.....	36
I.4 Conclusion.....	37
CHAPITRE II. CONTEXTE TRIBOLOGIQUE : LE CONTACT ELASTOHYDRODYNAMIQUE	39
<hr/>	
II.1 Présentation.....	41
II.1.1- Généralités.....	41
II.1.2- Distribution de pression et géométrie du film lubrifiant.....	41
II.1.3- Cinématique.....	43
II.2 Théorie de la lubrification EHD.....	44
II.2.1- Le contact élastique non lubrifié : théorie de Hertz.....	44
II.2.2- Equations de base de la lubrification EHD.....	46
II.2.3- Solutions.....	50
II.2.4- Prise en compte des effets thermiques et des effets non newtoniens.....	55
II.3 Etat de l'art des travaux expérimentaux.....	58
II.3.1- Mesures d'épaisseur de film.....	58
II.3.2- Mesures de pression.....	64
II.3.3- Mesures de température.....	70
II.3.4- Conclusion sur les méthodes de mesure in situ.....	72
II.4 Conclusion.....	75

**CHAPITRE III. APPLICATION DE LA SPECTROMETRIE RAMAN AUX
MESURES IN SITU DANS UN CONTACT EHD** **77**

III.1 Principe de la mesure de contraintes par spectrométrie Raman.....	79
III.1.1- La diffusion Raman.....	79
III.1.2- Influence d'une force extérieure sur la fréquence de vibration d'une molécule diatomique.....	81
III.1.3- Application à la mesure de pression.....	90
III.2 Mise en œuvre expérimentale.....	95
III.2.1- Choix d'un lubrifiant modèle.....	95
III.2.2- Couplage microspectromètre Raman-tribomètre EHD.....	100
III.3 Résolution des mesures.....	106
III.3.1- Résolution en pression.....	106
III.3.2- Résolution latérale.....	106
III.3.3- Profondeur d'analyse : résolution axiale.....	108
III.4 Conclusion.....	109

CHAPITRE IV. ETUDE DU CONTACT EHD EN ROULEMENT PUR **111**

IV.1 Mesures de pression par spectrométrie Raman.....	113
IV.1.1- Présentation des essais.....	113
IV.1.2- Résultats et première discussion qualitative.....	117
IV.1.3- Evolution de l'intensité du pic de pression : rapport p_c/p_{pic}	122
IV.1.4- Cartographies de pression.....	125
IV.1.5- Conclusion.....	128
IV.2 Mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique.....	129
IV.2.1- Principe de la méthode de mesure, dispositif expérimental et conditions d'essais	129
IV.2.2- Comparaison entre les épaisseurs mesurées et les modèles EHD.....	131
IV.2.3- Conclusion sur le comportement du 5P4E dans le contact à 50°C.....	139
IV.3 Relation entre la pression et l'épaisseur de film.....	141
IV.3.1- Relation entre le rapport p_c/p_{pic} et le rapport h_c/h_{min}	141
IV.3.2- Calcul du champ de pression à partir du champ d'épaisseur mesuré.....	142
IV.3.3- Conclusion.....	144
IV.4 Comparaison entre les pressions mesurées par spectrométrie Raman et les solutions numériques du problème EHD.....	145
IV.4.1- Principe de la résolution numérique.....	145
IV.4.2- Résultats.....	146
IV.4.3- Discussion sur l'intensité du pic de pression. Influence de la taille de sonde.....	148
IV.4.4- Interprétation des écarts observés entre les profils de pression expérimentaux et numériques.....	149
IV.4.5- Conclusion.....	154
IV.5 Conclusion.....	155

CHAPITRE V. ETUDE DU CONTACT EHD EN ROULEMENT-GLISSEMENT 159

V.1 Etude préalable : influence du cisaillement sur la fréquence des modes de vibration.....	161
V.1.1- Hypothèse de départ.....	161
V.1.2- Influence du cisaillement sur la mesure de pression.....	162
V.1.3- Mesure de la contrainte de cisaillement dans le contact.....	164
V.1.4- Conclusion.....	165
V.2 Etude expérimentale du contact EHD en roulement-glisement.....	166
V.2.1- Etude par spectrométrie Raman.....	166
V.2.2- Etude complémentaire par interférométrie optique.....	172
V.2.3- Conclusion.....	177
V.3 Interprétation des modifications des champs de pression et d'épaisseur sous l'effet du glissement.....	179
V.3.1- Comparaison avec d'autres études expérimentales.....	179
V.3.2- Explications proposées.....	182
V.3.3- Influence des effets thermiques sur la forme des champs de pression et d'épaisseur.....	183
V.3.4- Conclusion.....	189
V.4 Hypothèses expliquant la contribution négligeable du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré.....	191
V.4.1- Hypothèse d'une force d'élongation trop faible.....	191
V.4.2- Hypothèse d'un cisaillement non uniforme.....	192
V.4.3- Conclusion.....	193
V.5 Conclusion.....	195

CONCLUSION ET PERSPECTIVES 197

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 201

ANNEXES 213

Annexe 1	Les différents régimes de lubrification.....	215
Annexe 2	Principe théorique de la diffusion Raman.....	217
Annexe 3	Formules d'épaisseur de film.....	221
Annexe 4	Coefficient de réduction thermique.....	223
Annexe 5	Détermination de la taille de sonde.....	225
Annexe 6	Evolution des interférogrammes en fonction du taux de glissement.....	229

Notations

Contact

a Rayon de contact de Hertz (m),

$$a = \sqrt[3]{(3wR')/(2E')}$$

E_1, E_2 Modules d'Young des solides 1 et 2 (Pa)

E' Module d'Young équivalent (Pa),

$$2/E' = (1-\nu_1^2)/E_1 + (1-\nu_2^2)/E_2$$

F_T Force tangentielle (N)

G Paramètre matériaux sans dimension (Hamrock et Dowson),

$$G = \alpha E'$$

h_c Epaisseur centrale du film lubrifiant (m)

h_{\min} Epaisseur minimale du film lubrifiant (m)

H Epaisseur de film sans dimension

k_f Conductivité thermique du lubrifiant (W/mK)

L Paramètre matériaux sans dimension (Moes),

$$L = G(2U)^{1/4}$$

M Paramètre charge sans dimension (Moes),

$$M = W(2U)^{-3/4}$$

p Pression (Pa)

p_0 Pression maximale de Hertz (Pa),

$$p_0 = \sqrt[3]{(3wE'^2)/(2\pi^3 R'^2)}$$

p_c Pression au centre du contact (Pa)

p_{pic} Intensité du pic de pression (Pa)

P Pression sans dimension,

$$P = p / p_0$$

R_1, R_2 Rayons de courbure des solides 1 et 2 (m)

R' Rayon de courbure équivalent (m),

$$1/R' = 1/R_1 + 1/R_2$$

T Température (°C ou K)

u_1, u_2 Vitesses des solides en contact (m s^{-1})

u_e Vitesse d'entraînement (m s^{-1}),

$$u_e = (u_1 + u_2) / 2$$

u_g Vitesse de glissement (m s^{-1}),

$$u_g = u_1 - u_2$$

U Paramètre vitesse sans dimension (Hamrock et Dowson),

$$U = (\eta_0 u_e)/(E'R)$$

w Charge normale appliquée (N)

W Paramètre charge sans dimension (Hamrock et Dowson),

$W = w / (E'R^2)$	
x	Coordonnée dans la direction d'entraînement (m)
y	Coordonnée dans la direction transverse (m)
z	Coordonnée suivant l'épaisseur de film (m)
X, Y	Coordonnées sans dimension,
$X = x / a, Y = y / a$	
α	Coefficient de piézoviscosité (Pa^{-1})
β	Coefficient de thermoviscosité (K)
δ	Déformation élastique totale des solides (m)
Φ_T	Coefficient de réduction thermique
$\dot{\gamma}$	Taux de cisaillement (s^{-1})
η	Viscosité du lubrifiant (Pa.s)
η_0	Viscosité du lubrifiant à la pression atmosphérique et à la température d'entrée du contact (Pa.s)
Λ	Taux de glissement,
Λ	$\Lambda = 2 (u_1 - u_2) / (u_1 + u_2)$
μ	Coefficient de frottement,
μ	$\mu = F_T / w,$
ν_1, ν_2	Coefficients de Poisson des solides 1 et 2
ρ	Masse volumique (kg.m^{-3})
τ	Contrainte de cisaillement (Pa)

Vibrations

a	Paramètre caractéristique du potentiel de Morse (m^{-1})
c	Vitesse de la lumière (m.s^{-1})
D_e	Energie de dissociation de la molécule (J)
E_a	Energie d'activation nécessaire pour rompre la liaison interatomique (J)
E_v	Niveau d'énergie de vibration (J)
F	Force extérieure d'élongation ou de compression (N)
F_r	Force de traction nécessaire pour rompre la liaison interatomique (N)
h	Constante de Planck (Js)
k	Constante de force de la liaison interatomique (Nm^{-1})
k_n	Constante anharmonique ($n > 2$)
K	Sensibilité des modes de vibration à la pression ($\text{cm}^{-1}/\text{GPa}$)
m_1, m_2	Masses des atomes dans une molécule diatomique (kg),
r_e	Distance interatomique d'équilibre dans la molécule au repos (m)
r_e'	Distance interatomique d'équilibre en présence d'une force extérieure (m)
r_r	Distance interatomique correspondant à la rupture de la liaison (m)
S	Section efficace des atomes (m^2)
ts	Taille de sonde du faisceau laser (m)

U	Potentiel interatomique de la molécule au repos (J)
U_F	Potentiel interatomique de la molécule soumise à une force extérieure F (J)
v	Nombre quantique de vibration ($v=0, 1, 2, \dots$)
λ	Longueur d'onde (m)
μ	Masse réduite (kg),
μ	$1/\mu=1/m_1+1/m_2$
ν	Fréquence de vibration de la molécule au repos (Hz)
ν'	Fréquence de vibration en présence d'une force extérieure (Hz)
$\bar{\nu}$	Nombre d'ondes (cm^{-1}),
$\bar{\nu}$	$\bar{\nu} = \nu / c = 1 / \lambda$
$\Delta \bar{\nu}$	Variation du nombre d'ondes (cm^{-1})
$\Delta \bar{\nu}_p$	Variation du nombre d'ondes due à la pression (cm^{-1})
$\Delta \bar{\nu}_\tau$	Variation du nombre d'ondes due au cisaillement (cm^{-1})

Introduction générale

Dans un contact, le film interfacial et la couche superficielle des solides sont soumis à des conditions de sollicitation sévères. Ils subissent en effet des pressions élevées, de l'ordre du GPa et des contraintes de cisaillement de quelques MPa à quelques centaines de MPa, dans des temps très courts, de l'ordre de 10^{-4} s. Ces sollicitations sont en outre souvent accompagnées d'importantes élévations de température. Dans ces conditions, le comportement et les propriétés des matériaux sont spécifiques.

Malgré le grand nombre de travaux expérimentaux et théoriques consacrés à l'étude des contacts, les phénomènes régissant le comportement rhéologique et physico-chimique des matériaux dans l'interface sont loin d'être parfaitement compris. La compréhension de ces phénomènes implique de connaître de façon locale les paramètres physiques (pression, contrainte de cisaillement, température) existant dans le contact. Généralement, ces paramètres ne sont déterminés que de façon globale. On mesure par exemple la force de frottement moyenne sur l'ensemble du contact, mais on ne connaît pas sa distribution dans la zone de contact.

La faible étendue spatiale de l'interface tribologique (typiquement quelques centaines de micromètres de largeur et moins de dix micromètres d'épaisseur) est un obstacle à l'étude in situ des conditions régnant dans l'interface. Cette étude nécessite une technique de mesure suffisamment sensible pour analyser de très faibles volumes de matière, possédant une résolution spatiale adaptée à la réalisation de mesures locales et qui soit non perturbatrice pour le contact.

L'interférométrie optique satisfait à ces différentes conditions. Elle est couramment utilisée pour la mesure des épaisseurs de film dans les contacts lubrifiés.

Les méthodes de mesure de pression in situ sont beaucoup moins développées. Jusqu'au début des années 1980, les méthodes électriques utilisant des microcapteurs déposés sur les surfaces étaient les seules à fournir des profils de pression. Ces méthodes intrusives présentent de nombreux inconvénients et ne sont pas adaptées à l'étude des contacts en glissement. Dans les années 1980, des travaux réalisés dans des contacts statiques ou fonctionnant en roulement pur ont montré le potentiel de la microspectrométrie Raman pour ce type de mesure, mais aucun développement n'a suivi.

Par ailleurs, aucune méthode n'a été développée pour mesurer les contraintes de cisaillement dans les contacts en glissement.

Il apparaît donc clairement que les outils expérimentaux disponibles ne satisfont pas à l'ensemble des besoins des tribologues. Ce constat est à l'origine de notre étude.

La microspectrométrie Raman est une technique présentant de nombreux atouts susceptibles de répondre à une partie de ces besoins. Dans d'autres domaines que la tribologie, elle a été utilisée avec succès pour la mesure de pression, de contraintes, de température et pour l'analyse chimique. Sa résolution spatiale de quelques micromètres est adaptée à l'analyse locale du contact.

Notre objectif est d'évaluer puis d'exploiter les potentialités de cette spectrométrie pour la mesure in situ des paramètres physiques régnant dans un contact dynamique.

Par son caractère stationnaire, le contact élastohydrodynamique (EHD) est apparu comme un contact modèle idéal pour notre étude.

Notre démarche et les résultats présentés dans ce travail se situent à deux niveaux :

- ✦ Au niveau de la spectrométrie Raman, nous chercherons à évaluer les possibilités de cette technique pour la mesure de pression et pour la mesure de contrainte de cisaillement dans un contact, à déterminer la précision des mesures et à valider les résultats obtenus en les comparant aux prévisions théoriques.

- ✦ Au niveau du contact EHD, nous essaierons d'employer la méthode de mesure développée pour progresser dans la connaissance du comportement du lubrifiant dans le contact, en particulier pour les fortes vitesses d'entraînement et en présence de glissement.

Dans l'ensemble de ce travail, nous utiliserons de façon complémentaire les approches expérimentales et théoriques.

Ce mémoire est composé de cinq chapitres.

Le **chapitre I** expose la problématique dans laquelle se situe notre étude et présente les objectifs et la démarche adoptée.

Nous expliquons l'intérêt des méthodes in situ par rapport aux autres approches expérimentales possibles pour l'étude de l'interface et la mesure des paramètres physiques. Nous montrons ensuite les potentialités de la microspectrométrie Raman en tant que technique d'analyse in situ des contacts. Le choix du contact EHD comme contact modèle est justifié au regard des exigences imposées par cette technique. Enfin, les objectifs de notre étude sont définis par rapport à la problématique générale et la démarche expérimentale suivie dans ce travail est décrite.

Le **chapitre II**, consacré au contact élastohydrodynamique, présente le contexte tribologique de notre étude et introduit les notions nécessaires à la compréhension des résultats. Nous décrivons d'abord les caractéristiques d'un contact EHD puis nous présentons succinctement la théorie de la lubrification EHD.

Nous dressons ensuite une revue bibliographique des principales techniques utilisées pour mesurer in situ l'épaisseur de film, la pression et la température dans les contacts EHD, en évaluant leurs possibilités et leurs limites.

Le **chapitre III** expose la démarche suivie pour appliquer la microspectrométrie Raman aux mesures in situ dans un contact EHD.

Après avoir décrit brièvement la diffusion Raman, nous étudions de façon théorique l'influence d'une force extérieure (élongation ou compression) sur la fréquence de vibration d'une molécule diatomique. Cette étude nous permet de présenter le principe de la mesure de pression par spectrométrie Raman.

La partie suivante concerne la mise en œuvre des mesures. La première étape consiste à choisir un lubrifiant modèle adapté à la méthode utilisée. Le choix de l'huile polyphényl éther (5P4E) est justifié à partir de ses caractéristiques vibrationnelles et rhéologiques. La deuxième étape consiste à mettre en place un dispositif expérimental spécifique couplant un microspectromètre Raman à un tribomètre EHD.

En dernier lieu, nous discutons des performances attendues en terme de résolution en pression et de résolution spatiale.

Les chapitres IV et V sont consacrés à la présentation et à l'interprétation des résultats.

Dans le **chapitre IV**, la méthode et le dispositif développés sont appliqués à la mesure de pression dans un contact EHD en roulement pur.

Nous étudions d'abord l'influence de la température du lubrifiant, de la charge et de la vitesse d'entraînement sur la forme des profils de pression.

Les épaisseurs de film mesurées par interférométrie optique sont ensuite comparées aux prévisions des modèles EHD afin d'évaluer le comportement newtonien ou non du lubrifiant, et de vérifier la valeur des paramètres rhéologiques utilisés comme données d'entrée des calculs numériques.

Par ailleurs, nous nous intéressons à la relation existant entre la forme du champ de pression et la forme du champ d'épaisseur de film dans le contact.

Afin de valider la méthode de mesure et le dispositif utilisés, les profils de pression expérimentaux sont comparés de façon quantitative aux profils calculés numériquement. Des informations sur le comportement du lubrifiant dans le convergent sont déduites de cette comparaison.

Le **chapitre V** est consacré à l'étude du contact EHD en roulement-glissement.

L'objectif de ce chapitre est double. Il est d'abord d'examiner l'effet du cisaillement sur les fréquences de vibration des molécules afin de déterminer si les contraintes de cisaillement dans le contact peuvent être mesurées par microspectrométrie Raman.

Il est ensuite d'étudier l'influence du glissement sur la forme des champs de pression et d'épaisseur de film dans le contact. Les résultats obtenus sont discutés par rapport à d'autres études expérimentales et aux travaux numériques prenant en compte les effets thermiques dans la résolution du problème EHD.

Enfin, la conclusion générale reprend les principaux enseignements de ce travail et dresse un bilan des possibilités et des limites de la microspectrométrie Raman comme méthode de mesure in situ dans les contacts. Des améliorations éventuelles et des perspectives d'application sont proposées.

Chapitre I - Position du problème et approche adoptée

Ce chapitre a pour but d'expliquer la problématique dans laquelle se situe notre étude et de définir nos objectifs.

La première partie décrit dans un cadre général les spécificités du contact, à travers les caractéristiques géométriques de son interface tribologique et les conditions de sollicitations sévères auxquelles elle est soumise. La complexité des phénomènes mis en jeu dans l'interface et les raisons motivant son étude sont exposées à travers quelques exemples. Nous expliquons ensuite l'intérêt des méthodes in situ par rapport aux autres approches expérimentales possibles pour étudier le comportement rhéologique et physico-chimique des matériaux dans l'interface et pour mesurer les paramètres physiques (pression, épaisseur, contrainte de cisaillement, température) de façon locale.

Dans la deuxième partie, nous montrons les possibilités de la microspectrométrie Raman pour l'étude in situ de l'interface.

Les objectifs de notre étude par rapport à la problématique générale sont ensuite précisés. La réalisation de ces objectifs impose de travailler dans un contact modèle adapté aux exigences imposées par la méthode de mesure. Le choix d'un contact fonctionnant en régime de lubrification élastohydrodynamique est justifié. Enfin, nous exposons brièvement la démarche expérimentale suivie dans ce travail.

I.1 Position du problème.....	19
I.1.1- Présentation d'un contact.....	19
I.1.2- Caractéristiques géométriques et conditions de sollicitation de l'interface tribologique.	20
I.1.3- Intérêt de l'étude in situ de l'interface tribologique.....	22
I.1.4- Conclusion	26
I.2 Potentiel de la microspectrométrie Raman pour l'étude in situ de l'interface..	29
I.3 Objectifs de l'étude et démarche suivie	32
I.3.1- Objectifs de l'étude.....	32
I.3.2- Choix d'un contact modèle.....	32
I.3.3- Démarche expérimentale.....	36
I.4 Conclusion.....	37

I.1 Position du problème

I.1.1- Présentation d'un contact

Un contact (Figure I.1) résulte de l'interaction de deux solides ou premiers corps. Cette interaction peut être soit directe (contact sec), soit indirecte en présence d'une couche interfaciale ou troisième corps.

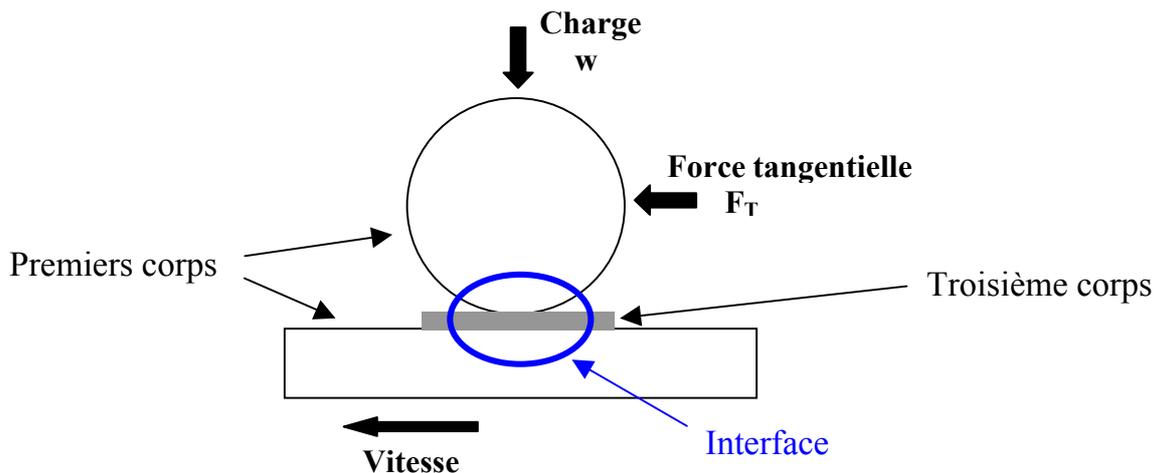


Figure I.1. Représentation schématique d'un contact entre une bille et un plan.

Les contacts sont présents dans de nombreux composants mécaniques comme les roulements à billes, les paliers, les engrenages ou encore dans les articulations du corps humain.

Les caractéristiques d'un contact dépendent de paramètres liés au mécanisme dont il fait partie, aux premiers corps et au troisième corps.

Le mécanisme impose les sollicitations extérieures :

- la charge normale w ,
- les conditions cinématiques (vitesses relatives des premiers corps),
- l'environnement (température et atmosphère).

Les premiers corps interviennent par :

- la nature et les propriétés des matériaux (propriétés mécaniques, propriétés thermiques, état de surface,...),
- leur géométrie.

Le troisième corps par sa nature et son état (solide, liquide ou gazeux) est déterminant pour l'établissement d'un régime de lubrification (cf. annexe 1).

Le troisième corps sépare partiellement ou complètement les premiers corps. Il est introduit dans le contact soit par entraînement cinématique (lubrifiant solide ou liquide), soit par formation in situ (détachement de particules des 1^{ers} corps) et peut donc être de natures très différentes.

Le troisième corps transmet la charge d'un premier corps à l'autre (portance) et accommode, en s'écoulant (débit) de façon dissipative (frottement), l'essentiel de la différence de vitesse entre ces deux corps.

Les contacts sont classés en deux catégories suivant la géométrie des premiers corps : les contacts conformes pour lesquels les rayons de courbures des premiers corps sont dans le même sens (c'est le cas par exemple du contact entre un arbre et un palier), et les contacts non conformes pour lesquels les rayons de courbures des premiers corps sont en sens opposé (c'est le cas des contacts billes-bague dans les roulements à billes).

L'étude d'un contact peut se faire à deux échelles différentes :

- à l'échelle du mécanisme (typiquement, de l'ordre du cm au m),
- à l'échelle de l'interface tribologique (du nm au mm).

A l'échelle du mécanisme, l'approche est essentiellement phénoménologique. Le contact est étudié de façon globale, en mesurant par exemple la force de frottement F_T en fonction de la charge appliquée w .

A l'échelle de l'interface tribologique, il s'agit de comprendre les phénomènes mis en jeu, en déterminant de façon locale les déformations et les distributions de contraintes dans les solides et le troisième corps, ou en étudiant le comportement et les changements chimiques et structuraux éventuels du troisième corps. C'est à cette échelle que nous nous placerons.

I.1.2- Caractéristiques géométriques et conditions de sollicitation de l'interface tribologique

(1) Caractéristiques géométriques

a- Taille réduite

La taille de la zone de contact dépend du rayon de courbure et des propriétés mécaniques des premiers corps, ainsi que de la charge appliquée. Dans les contacts non conformes, la dimension caractéristique de la zone de contact (rayon pour les contacts circulaires de type sphère-plan ou largeur pour les contacts linéaires de type cylindre-plan) est généralement inférieure au millimètre, de l'ordre de quelques centaines de microns dans les conditions de notre étude (Figure I.2).

b- Faibles épaisseurs

L'épaisseur de l'interface varie de quelques couches atomiques à quelques dizaines de microns selon le type et le régime de lubrification. Par exemple en lubrification fluide, le régime limite correspond à des épaisseurs de l'ordre de 1 à 10 nanomètres, le régime élastohydrodynamique (EHD) à des épaisseurs de quelques dizaines de nanomètres à quelques microns, et le régime hydrodynamique (HD) à des épaisseurs de quelques microns à quelques dizaines de microns (cf. annexe 1).

Le volume de matière présent dans l'interface est très faible (inférieur à 10^{-12} m^3).

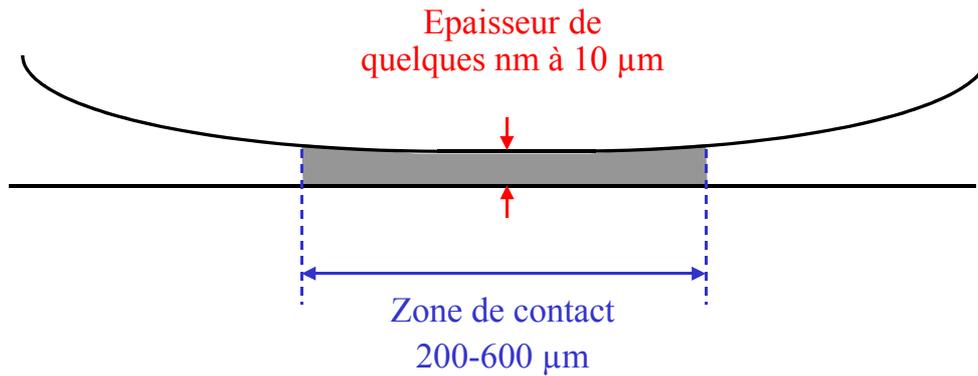


Figure I.2. Géométrie de l'interface tribologique.

(2) Sollicitations locales

a- Hautes pressions

Les pressions de contact dépendent de la géométrie et des propriétés mécaniques des premiers corps, ainsi que de la charge appliquée. Dans les contacts non conformes, la charge s'exerce sur une surface de contact réduite et les pressions générées sont souvent très élevées. Par exemple dans les roulements à billes, les pressions maximales peuvent atteindre plusieurs gigapascals.

Du fait de la taille réduite de la zone de contact, les gradients de pression sont importants.

b- Contraintes de cisaillement

Dans le contact entre deux solides en glissement (vitesse tangentielle relative non nulle dans la zone de contact), la force de frottement résulte du cisaillement du film interfacial si celui-ci est suffisamment épais pour séparer complètement les deux surfaces, ou du cisaillement des jonctions entre les rugosités de surface dans les contacts secs ou en lubrification limite. Dans ces derniers cas, les contraintes de cisaillement sont particulièrement élevées (plusieurs centaines de MPa à forte charge) et peuvent engendrer des dégradations sévères de la surface des solides.

En lubrification fluide, les contraintes de cisaillement dans le contact sont plus faibles, typiquement de l'ordre d'une dizaine de MPa.

c- élévation de température

L'énergie associée au frottement est principalement dissipée sous forme de chaleur dans l'interface. Cette chaleur est à l'origine d'élévations locales de température dont l'amplitude dépend fortement des conditions de sollicitation (charge normale et vitesse de glissement), de la nature et des propriétés du 3^{ème} corps et de l'état de surface des 1^{ers} corps.

Les élévations de température sont le plus souvent de courte durée (d'où la notion de "températures éclairs" [DEN00], [BLO63a]) en raison du temps de passage dans le contact et de la forte conductivité thermique des matériaux métalliques constituant généralement les 1^{ers} corps. Elles sont particulièrement élevées dans les contacts secs où elles peuvent atteindre localement plusieurs centaines de degrés [USA93].

d- Temps de sollicitation très courts

Le temps de sollicitation du 3^{ème} corps, qui correspond à son temps de passage dans le contact, est fonction de la vitesse des 1^{ers} corps et de la taille de la zone de contact.

Typiquement, il est de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-3} s.

I.1.3- Intérêt de l'étude in situ de l'interface tribologique

La complexité de l'étude des contacts provient du couplage entre les sollicitations locales auxquelles est soumise la matière dans l'interface et son comportement rhéologique.

En effet, la distribution des paramètres physiques : pression, épaisseur, contrainte de cisaillement et température dans l'interface résulte non seulement des conditions de sollicitations extérieures (charge, vitesses), de la géométrie et des propriétés mécaniques des premiers corps, mais aussi de la nature et du comportement rhéologique du troisième corps.

Inversement, les sollicitations locales déterminent le comportement rhéologique de la matière dans l'interface et influencent de façon importante ses propriétés et sa structure en favorisant les transformations physico-chimiques.

Dans les contact secs ou en lubrification solide, les sollicitations locales induisent par exemple des transitions de phase ou une amorphisation partielle du troisième corps et de la couche superficielle des premiers corps [BED95].

En lubrification fluide, la viscosité du lubrifiant dépend fortement de la pression (piézoviscosité) et de la température (thermoviscosité). De plus, des taux de cisaillement élevés peuvent entraîner une diminution de la viscosité apparente (comportement non newtonien).

En lubrification limite, la réduction de l'usure est expliquée dans certains cas par la présence de films tribochimiques dans l'interface. Ces films sont formés au cours du processus de frottement par réactions chimiques entre les additifs anti-usure (dithiophosphate de zinc par exemple) contenus dans le lubrifiant, et la surface [MAR86]. Ces réactions ne se produisent que dans les conditions spécifiques au contact, c'est-à-dire en présence de cisaillement et sous hautes pression et température.

L'étude de l'interface a plusieurs objectifs :

A un niveau fondamental,

- Comprendre les phénomènes physico-chimiques mis en jeu, afin de répondre à des questions du type : comment expliquer le comportement non newtonien d'un lubrifiant ? comment les films tribochimiques sont-ils formés dans l'interface ? pourquoi certains lubrifiants possèdent-ils un coefficient de frottement beaucoup plus faible que d'autres ?

- Développer des modèles destinés par exemple à décrire le comportement rhéologique du troisième corps dans l'interface ou à prévoir les réactions chimiques et les phases susceptibles de se former, en fonction des matériaux, de l'environnement et des conditions de sollicitations.

A un niveau plus appliqué,

- Mettre au point de nouveaux lubrifiants plus performants.

- Construire des outils prédictifs applicables aux systèmes mécaniques industriels en vue de leur conception et dimensionnement. Les modèles implémentés dans des codes de calcul permettent ainsi de déterminer les champs de contraintes et de déformations dans les solides, le coefficient de frottement ou encore les distributions de pression et d'épaisseur de film dans les contacts lubrifiés.

Bien sûr, ces différents aspects sont liés. Ainsi, la mise au point de nouveaux lubrifiants passe par la compréhension de leur comportement à l'échelle moléculaire, dans des conditions de fonctionnement caractéristiques.

Sur le plan expérimental, l'étude de l'interface consiste d'une part à étudier la réponse rhéologique et physico-chimique des matériaux aux sollicitations auxquelles ils sont soumis,

d'autre part à mesurer ces sollicitations de façon locale, c'est à dire à déterminer la distribution des paramètres physiques : pression, contrainte de cisaillement et température. Différentes approches peuvent être adoptées.

(1) Mesures hors contact

Pour être prédictive, la modélisation doit intégrer des lois de comportement représentatives de la réponse des matériaux sous sollicitations tribologiques. Ces lois sont souvent issues d'essais conventionnels effectués hors contact.

Ce type de mesure permet d'étudier de façon indépendante et contrôlée l'influence de chacun des paramètres : pression, température ou contrainte de cisaillement dans des dispositifs conçus spécialement à cet effet.

Les rhéomètres par exemple donnent la valeur de la viscosité d'un lubrifiant en fonction du taux de cisaillement, à pression ambiante et pour une température imposée.

L'influence d'une pression hydrostatique sur les propriétés d'un matériau solide ou liquide est étudiée dans des cellules haute pression, en l'absence de contraintes de cisaillement [BRI31], [PET94].

Ces mesures fournissent des informations très utiles à la connaissance du comportement des matériaux. Cependant, elles ne permettent pas de mettre en évidence certains phénomènes qui ne peuvent être reproduits que dans les conditions spécifiques aux contacts.

Par exemple, les taux de cisaillement mis en jeu dans les contacts EHD (10^6 à 10^7 s⁻¹) sont très supérieurs à ceux atteints dans les rhéomètres (10^4 - 10^5 s⁻¹ au maximum). Dans ces conditions, certains lubrifiants manifestent un comportement non newtonien qui n'apparaît pas dans les essais rhéologiques [MARC00].

Dans les contacts secs, les solides subissent des transformations superficielles sévères : transitions de phase, déformations plastiques, amorphisations, ... [BRI64], [CAI91]. Les tentatives de création de telles couches superficielles en dehors du contact, par exemple en réalisant des essais mécaniques multiaxiaux, se sont révélées infructueuses.

Pour mettre en évidence de tels phénomènes, il est donc nécessaire d'étudier les matériaux dans les conditions du contact.

(2) Analyses post-mortem

Du fait du confinement des matériaux dans l'interface, il est difficile de les étudier directement dans le contact en fonctionnement. La plupart des analyses sont donc effectuées ex situ, à la fin des essais, après séparation des surfaces en contact. Ce type d'analyse est appelé analyse post-mortem.

Les méthodes spectroscopiques (spectroscopies d'électrons Auger et de photoélectrons) et la microscopie électronique analytique ont ainsi permis de déterminer la composition chimique, la structure et le niveau d'amorphisation des films tribochimiques et des particules d'usure formés par frottement [MAR86], [MAR93], [MAN93]. L'usure des surfaces, la modification des propriétés mécaniques des matériaux ou l'apparition de nouvelles phases ont également été mis en évidence par ces méthodes.

Cependant, ce type d'analyse n'offre qu'une vision a posteriori et statique des phénomènes dynamiques qui se produisent dans le contact, et permet uniquement de proposer des hypothèses quant aux mécanismes mis en jeu. Partant des observations post-mortem, il est difficile de remonter à l'état de la matière dans le contact qui gouverne en temps réel les processus de frottement et d'usure.

De plus, certains phénomènes (apparition de phases particulières, orientations moléculaires,...) ne se produisent que sous sollicitations tribologiques et disparaissent dès que les contraintes

sont relaxées. De tels phénomènes ne peuvent être révélés que par une analyse de l'interface pendant le fonctionnement du contact.

En outre, les analyses post mortem ont une portée limitée en lubrification EHD ou HD puisqu'il n'y a pas d'usure des surfaces ni formation de film réactionnel. Le comportement du lubrifiant est alors étudié soit hors contact dans des dispositifs de mesure, soit in situ dans les conditions de contact.

(3) Mesures in situ

Nous appelons mesures in situ les mesures faites dans l'interface tribologique d'un contact en fonctionnement. Certains auteurs [ZAM98] désignent plutôt ces mesures par le terme "in vivo" et emploient l'expression "mesures in situ" dans un sens plus large, en l'appliquant par exemple aux analyses réalisées dans la trace d'usure pendant les essais. Le terme "in vivo" inclue en plus d'une notion spatiale une notion temporelle : l'analyse doit être suffisamment rapide pour suivre les phénomènes transitoires.

L'analyse in situ des matériaux dans l'interface apporte des informations sur leur comportement physico-chimique en mettant en évidence les phénomènes d'orientations moléculaires [LAU82] et les changements de composition chimique ou de structure [HOS99], et sur leur comportement rhéologique en étudiant par exemple l'évolution de l'épaisseur de film en fonction de la vitesse dans les contacts en lubrification fluide [MOL99a], [MARC00].

Par ailleurs, seule l'analyse in situ de l'interface permet de mesurer les sollicitations locales (pression, contrainte de cisaillement, température) auxquelles sont soumis les matériaux.

La détermination de ces sollicitations sert :

- à définir les conditions des mesures à réaliser hors contact, et à évaluer leur représentativité par rapport aux conditions de contact,
- à valider les hypothèses des modèles existants,
- à étendre le domaine de validité de ces modèles ou à formuler de nouvelles hypothèses en étudiant des situations plus complexes.

L'analyse in situ de l'interface requiert des montages spécifiques conciliant la configuration spatiale d'un tribomètre avec celle de l'outil d'analyse (cf. chapitre III). De plus, en raison de la faible étendue spatiale de la zone de contact, la technique utilisée doit posséder une résolution spatiale suffisante pour effectuer des mesures locales. Ces difficultés expliquent que ce type de mesure ait été peu développé jusqu'à présent.

Les mesures in situ sont réalisées dans des conditions réelles de contact où tous les paramètres physiques sont présents et varient simultanément. Si la méthode de mesure est sensible à plusieurs de ces paramètres (par exemple mesure de résistance électrique sensible à la fois à la pression et à la température, cf. § II.3.2 (1)), il peut être difficile de dissocier leurs effets respectifs sur la valeur mesurée.

(4) Conclusion

Du fait des spécificités des conditions de contact, le comportement et les propriétés des matériaux dans l'interface sont différents de ceux rencontrés dans des conditions standard.

La compréhension des phénomènes régissant le comportement rhéologique et physico-chimique de l'interface est utile aussi bien au niveau fondamental pour l'avancée des connaissances théoriques, qu'au niveau appliqué pour le développement de modèles prédictifs applicables aux configurations industrielles. Cette compréhension passe par la connaissance des sollicitations locales dans l'interface et de la réponse des matériaux à ces sollicitations, qui sont corrélées.

Nous avons présenté les différentes approches expérimentales, en insistant sur leur intérêt et sur leurs limites.

Les analyses post-mortem permettent de caractériser l'interface après les essais, mais elles sont inaptes à mettre en évidence les phénomènes dynamiques qui se produisent dans le contact en fonctionnement. Pour ce faire, l'interface doit être analysée in situ pendant les essais. De même, les paramètres physiques locaux (pression, épaisseur, contrainte de cisaillement, température) ne peuvent être déterminés que par mesures in situ. Ces mesures sont rendues difficiles par la géométrie de l'interface (taille réduite, faible volume).

Les mesures effectuées hors contact apportent des informations complémentaires à celles des mesures in situ, en fournissant par exemple des lois de comportement rhéologiques du lubrifiant, qui servent de données d'entrée pour les modèles.

Les caractéristiques de ces deux approches sont comparées dans le Tableau I.1.

Type de mesure	Mesures hors contact	Mesures in situ
Dispositif	Cellule haute pression, rhéomètre	Tribomètre bille-disque
Représentativité par rapport aux conditions de contact	Représentativité partielle (pression seule ou cisaillement seul par exemple, taux de cisaillement inférieurs à ceux existant dans le contact)	Conditions réelles de contact Tous les paramètres sont présents simultanément
Avantage	Possibilité de découpler l'effet des différents paramètres	L'ensemble des phénomènes peut être observé
Inconvénient	Certains phénomènes peuvent être occultés ou ne pas avoir lieu	Difficulté de découpler les effets combinés de certains paramètres lors de la mesure

Tableau I.1. Comparaison des mesures hors contact et des mesures in situ.

I.1.4- Conclusion

Les échelles mises en jeu dans un contact vont du mètre au nanomètre.

La description des caractéristiques du contact à l'échelle macroscopique, puis de la géométrie de l'interface tribologique et des conditions de sollicitation à l'échelle microscopique nous a permis d'identifier les paramètres physiques fondamentaux : pression, épaisseur, contrainte de cisaillement et température régissant le comportement des matériaux dans l'interface. Ce comportement est complexe et se manifeste à la fois aux niveaux rhéologique (échelle des milieux continus) et physico-chimique (échelle moléculaire).

L'étude d'un contact peut être réalisée à ces différentes échelles. A l'échelle macroscopique, le contact est décrit à partir de son comportement global (mesure de la force de frottement par exemple). A l'échelle microscopique, il s'agit de comprendre les phénomènes mis en jeu en étudiant le comportement et les propriétés des matériaux dans l'interface, et en mesurant les paramètres physiques de façon locale.

Parmi les différentes approches expérimentales possibles à cette échelle, seule l'analyse in situ de l'interface du contact en cours de fonctionnement permet de mettre en évidence les réactions chimiques et les phénomènes transitoires qui s'y produisent, et de déterminer la distribution des paramètres physiques.

Un schéma de synthèse décrivant la problématique est proposé Figure I.3.

La suite de ce chapitre vise à situer notre étude par rapport à cette problématique. Pour ce faire, nous allons présenter les possibilités de la technique utilisée dans ce travail, avant de préciser nos objectifs et la démarche suivie.

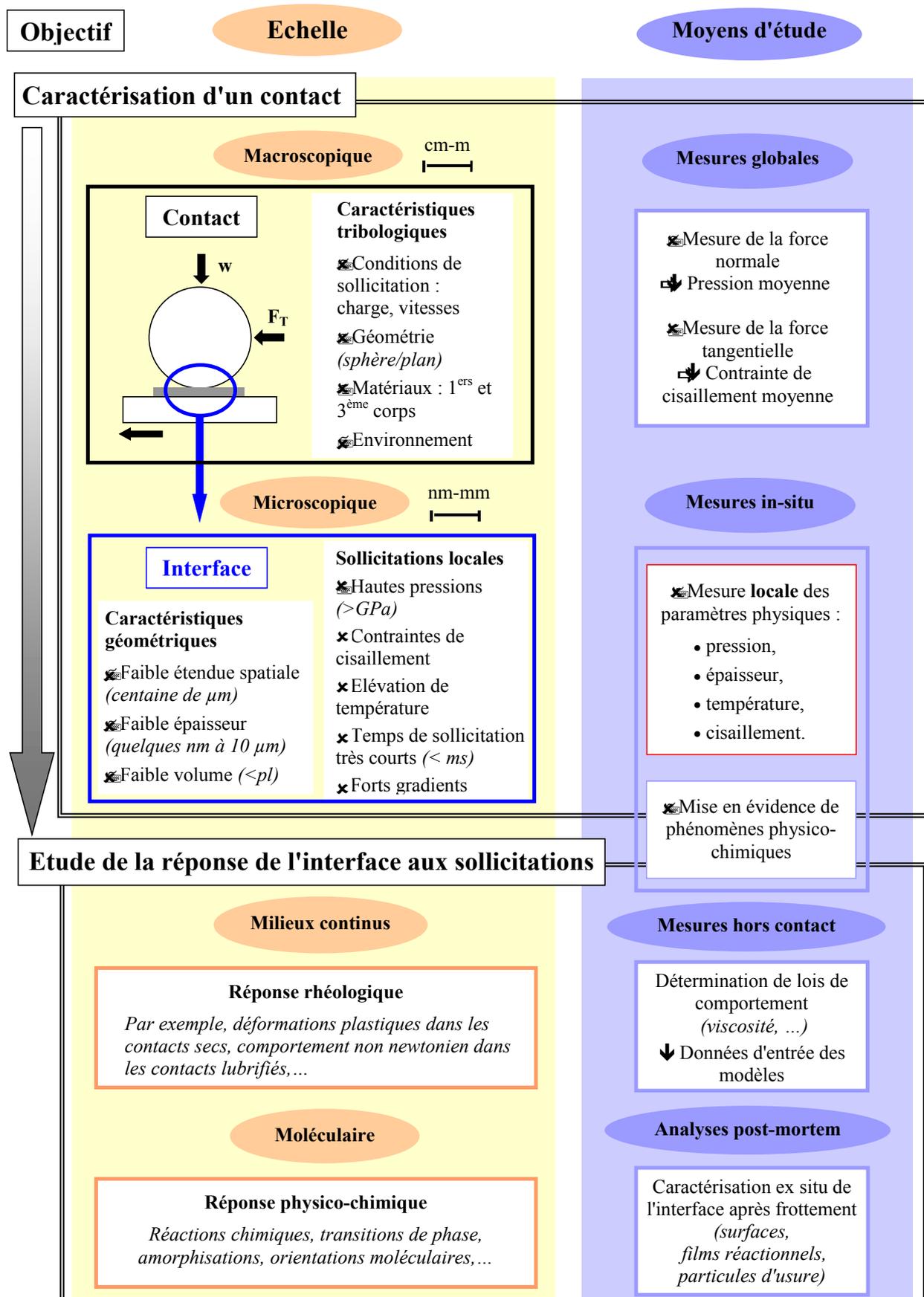


Figure I.3. Problématique de l'étude d'un contact.

I.2 Potentiel de la microspectrométrie Raman pour l'étude in situ de l'interface

La spectrométrie Raman est une technique de spectroscopie optique vibrationnelle dont le principe consiste à exciter les modes de vibration des molécules avec un rayonnement monochromatique situé dans le visible ou le proche infrarouge. Le rayonnement diffusé par les molécules est dispersé par un spectromètre puis enregistré par un détecteur. Le spectre Raman ainsi obtenu (représentant l'intensité diffusée en fonction de la fréquence de vibration) présente un certain nombre de raies correspondant aux différents modes de vibration, dont la position et les intensités relatives sont caractéristiques des molécules étudiées [FER94]. Le principe théorique de la diffusion Raman est décrit en annexe 2.

La spectrométrie Raman est couramment employée comme méthode d'analyse chimique et présente l'avantage de s'appliquer à tous les états de la matière : solide, liquide ou gazeux, contrairement à la diffraction des rayons X par exemple, uniquement adaptée aux solides cristallins, ou à la spectroscopie de Résonance Magnétique Nucléaire, qui s'applique essentiellement à des échantillons en solution.

L'analyse in situ de l'interface et la réalisation de mesures locales implique que la technique utilisée ait une résolution spatiale suffisante pour opérer dans la zone de contact.

La microspectrométrie Raman allie un microscope à un spectromètre conventionnel. La résolution spatiale obtenue en focalisant le faisceau incident sur l'échantillon est de l'ordre de quelques microns, donc parfaitement adaptée à la taille du contact qui est de quelques centaines de microns (cf. § I.1.2-(1)a-).

La mesure Raman se faisant par voie optique, elle est non perturbatrice pour le matériau analysé, à condition que la densité de puissance excitatrice ne soit pas trop forte.

La spectrométrie Raman est utilisée depuis les années 1960 dans les cellules à haute pression hydrostatique (cellule à enclume diamant par exemple) pour mesurer la pression, et comme outil d'analyse donnant des informations sur les interactions moléculaires, les transitions de phase, les changements structuraux, ... [SHE82], [FER84].

La spectrométrie Raman permet la mesure des contraintes résiduelles de traction ou de compression dans les semi-conducteurs (silicium, germanium) [ANA89], [BOW01] ou les films de diamant déposés par évaporation [AGE93], [VLA97]. Elle est aussi employée pour déterminer les contraintes mécaniques dans les fibres de carbone [FIL99].

Par contre, elle n'a jamais été utilisée pour mesurer les contraintes de cisaillement dans un fluide. Toutefois, les phénomènes qui se produisent dans un contact en glissement conduisent à penser que l'effet du cisaillement sur les molécules se traduit par l'application d'une force d'élongation sur les liaisons. Ce point sera développé au chapitre V.

Enfin, la température thermodynamique de l'échantillon peut également être déterminée par spectrométrie Raman [MAL83], [KIP90], [RAS94].

Ainsi, la microspectrométrie Raman permet de mesurer de façon locale :

- la pression à partir du déplacement des raies Raman vers les hautes fréquences (principe détaillé de la mesure explicité au chapitre III),
- les contraintes de traction à partir du déplacement des raies Raman vers les basses fréquences (cf. chapitre III),
- la température à partir du rapport des intensités des raies Raman Stokes et anti-Stokes (cf. annexe 2).

La mesure des contraintes de cisaillement par cette technique est à explorer (cf. chapitre V).

Les mesures de pression et de contrainte de traction étant basées sur le même principe, il peut y avoir couplage entre ces deux paramètres. Dans ce cas, la difficulté consiste à dissocier leurs contributions respectives.

La mesure de température est totalement indépendante puisqu'elle repose sur un principe physique différent.

Les potentialités de la microspectrométrie Raman ne se bornent pas à la mesure des paramètres physiques dans l'interface. Cette technique offre également la possibilité d'étudier le comportement physico-chimique de la matière. Elle permet par exemple :

- d'étudier les phénomènes d'orientations moléculaires en polarisant le rayonnement incident [MAS89],
- d'analyser la composition chimique du lubrifiant dans l'interface [CHEO98] et de mettre ainsi en évidence la dégradation du lubrifiant [STU98] ou la formation d'un film tribochimique.

En conclusion, du fait de la richesse des informations qu'elle apporte et de son caractère non perturbateur, la microspectrométrie Raman est une technique d'un grand intérêt pour l'étude in situ des contacts. Sa résolution spatiale rend possible une analyse locale de l'interface et l'établissement de cartographies à partir des informations contenues dans les spectres enregistrés en chaque point.

Sa principale limite est la faible intensité du signal Raman diffusé par la matière analysée, présente en très petite quantité dans l'interface. Une amélioration consiste à choisir un matériau approprié permettant de travailler en Raman de résonance ou de pré-résonance, et d'obtenir ainsi un signal diffusé plus intense (cf. annexe 2).

Le Tableau I.2 résume les possibilités de la microspectrométrie Raman par rapport aux contraintes liées à la géométrie de l'interface, aux paramètres que l'on cherche à mesurer ou aux phénomènes physico-chimiques que l'on veut étudier. La dernière colonne du tableau donne une estimation qualitative de cette technique pour chacun des critères.

Contraintes et objectifs de l'étude in situ de l'interface	Possibilités de la microspectrométrie Raman	Bilan
Taille de contact réduite (centaine de μm) ⇒ forts gradients de contrainte	Résolution spatiale élevée : 1-15 μm	+
Faible épaisseur	Signal diffusé peu intense ⇒ longs temps d'acquisition	-
Temps de sollicitation très courts	Amélioration : Raman de résonance	
Mesure de pression	Possible : déplacement de raies Raman vers les hautes fréquences	+
Mesure de cisaillement	A explorer : déplacement de raies Raman vers les basses fréquences.	?
	Inconvénient : mesure couplée à la mesure de pression	-
Mesure de température	Possible : rapport d'intensité des raies Raman stokes et anti-stokes. Avantage : mesure indépendante des mesures de pression et de cisaillement	+
Analyse chimique	Possible	+
Mise en évidence d'orientations moléculaires	Possible : Raman polarisé	+
Influence de l'outil de mesure	Méthode optique non perturbatrice	+

Tableau I.2. Possibilités et limites de la microspectrométrie Raman pour l'étude in situ de l'interface.

I.3 Objectifs de l'étude et démarche suivie

I.3.1- Objectifs de l'étude

La problématique de l'étude des contacts a été développée au début de ce chapitre, et les différentes approches expérimentales ont été présentées (Figure I.3). Cette étude peut se faire à deux niveaux : soit en analysant les propriétés et le comportement rhéologique ou physico-chimique des matériaux, soit en caractérisant les sollicitations locales auxquelles ils sont soumis dans l'interface.

C'est à ce deuxième niveau que se situe notre travail. Nous avons choisis de déterminer la distribution des paramètres physiques dans l'interface, en nous intéressant en particulier aux sollicitations mécaniques : pression et contrainte de cisaillement. La détermination de ces paramètres ne peut se faire que par mesure in situ.

L'objectif de notre étude est double :

- ✦ Il est d'abord d'appliquer la microspectrométrie Raman aux mesures in situ dans un contact dynamique.

Le principe de la mesure de pression par spectrométrie Raman est bien connu et cette technique est largement utilisée à cet effet dans d'autres domaines que celui de la tribologie, en physique des hautes pressions notamment. Nous nous proposons de l'appliquer à la mesure de pression dans un contact dynamique, puis d'évaluer la validité, la précision et le champ d'application de ces mesures en les comparant aux données théoriques.

Notre intention est ensuite d'aborder l'aspect beaucoup moins connu de la mesure des contraintes de cisaillement. Notre étude se limitera à l'influence du cisaillement sur la fréquence des modes de vibration. Nous examinerons l'aptitude de la spectrométrie Raman à mesurer les contraintes de cisaillement dans l'interface, et le couplage éventuel avec la mesure de pression.

- ✦ Il est ensuite de contribuer, par le biais de nos mesures, à la connaissance du contact et à la compréhension du comportement de l'interface.

Les mécanismes régissant la comportement de la matière dans le contact sont loin d'être parfaitement connus, en particulier en présence de glissement. Par exemple, on ne sait pas précisément où et comment se produit le cisaillement du film interfacial. Certaines observations font état de la présence de bandes de glissement dans le film ou au niveau des parois.

Sous l'effet du cisaillement, des élévations de température sont susceptibles de se produire localement et les propriétés de la matière peuvent changer, induisant des modifications des champs de contraintes et de déformations.

La réalisation de mesures au niveau local peut donc apporter des informations utiles relatives à ces phénomènes. Nous étudierons notamment l'influence du glissement sur la forme du champ de pression dans le contact.

I.3.2- Choix d'un contact modèle

L'étude des contacts réels tels qu'ils existent dans les systèmes mécaniques (roulements, paliers, engrenages, ...) s'avère difficile du fait de leur mauvaise accessibilité et de la complexité des conditions de sollicitation.

Pour bien comprendre les phénomènes mis en jeu, il est donc préférable de travailler sur un contact modèle dont les conditions de fonctionnement peuvent être contrôlées avec précision.

Afin de déterminer le contexte tribologique (type et régime de lubrification) le mieux adapté à notre étude, il est intéressant d'examiner les travaux appliquant la spectrométrie Raman à l'étude in situ des contacts.

(1) Précédents

Les travaux qui se sont intéressés aux mesures in situ dans les contacts par spectrométrie Raman sont peu nombreux.

En 1986, Mansot [MAN86] étudie à l'aide de cette technique un contact sphère-plan statique en présence d'un film solide interfacial. Il mesure les distributions de pression dans un film très mince d'un colorant à forte diffusion Raman, et retrouve les résultats prévus par la théorie de Hertz [HER81]. Il montre également l'influence de la présence dans l'interface de films plus épais sur la forme des profils de pression.

Cette étude met en évidence le potentiel de la spectrométrie Raman pour la mesure in situ de la pression dans un contact. Elle est toutefois limitée au cas d'un contact statique.

L'application de la spectrométrie Raman à un contact dynamique est plus complexe et se trouve confrontée à de nombreuses difficultés.

En effet, ce type de contact n'est généralement pas stationnaire, en particulier en lubrification solide. Le cisaillement et la déformation plastique du film interfacial provoquent des échauffements et sont générateurs de débris. De plus, la rupture du film qui peut résulter du cisaillement est le plus souvent irréversible.

Un exemple d'étude par spectrométrie Raman d'un contact dynamique en présence d'un lubrifiant solide a été réalisé sur un film de fullerènes (C60) [BEL01]. Sous l'effet du frottement, le film de C60 se dégrade rapidement dans l'interface, conduisant à la formation de rouleaux. Le temps d'acquisition du signal Raman émis par les molécules de C60 étant trop long par rapport à la dynamique du phénomène, les mesures de pression in situ sont difficiles, voire impossibles.

En 1989, Gardiner et al. [GAR89] appliquent la spectrométrie Raman à la mesure de pression dans un contact EHD alimenté par une huile lubrifiante. Ils réalisent des profils et une cartographie de pression du contact avec une excellente résolution spatiale (5 μm). Les mesures étant faites dans des conditions de roulement pur, l'effet du glissement n'est pas considéré. Par ailleurs, ces mesures souffrent des mauvaises performances du système de détection et sont limitées aux films d'épaisseurs supérieures au micromètre. Néanmoins, les résultats obtenus sont très encourageants.

(2) Conditions à remplir par le contact modèle

Le contact modèle choisi doit permettre de répondre aux objectifs fixés tout en satisfaisant aux exigences inhérentes à la méthode de mesure.

La diffusion Raman est un phénomène physique très peu intense : l'intensité diffusée par la matière représente de 10^{-6} à 10^{-9} fois l'intensité incidente. Le rayonnement incident est généralement produit par une source laser intense. Toutefois, la puissance laser ne peut être augmentée outre mesure, au risque de provoquer l'échauffement voire la détérioration du matériau sous le faisceau.

L'intensité du signal Raman collecté étant proportionnelle au volume de matière analysé, il est nécessaire de disposer d'une épaisseur de matière suffisante dans l'interface. Plus l'épaisseur analysée est faible, plus le temps d'acquisition requis pour l'obtention d'un spectre Raman correct, c'est à dire avec un rapport signal sur bruit suffisant, est long (de quelques secondes à

plusieurs minutes). Aussi la mesure locale des paramètres physiques dans l'interface, par exemple la réalisation d'une cartographie de pression, peut durer plusieurs heures.

La condition sine qua non que doit satisfaire le contact modèle est donc d'être stationnaire : il ne doit pas évoluer au cours du temps. Cette condition implique à la fois la stabilité géométrique du contact et la stabilité chimique de l'interface.

La résolution de la mesure de pression par spectrométrie Raman est de l'ordre d'une dizaine de MPa (elle dépend à la fois du matériau étudié et de la dispersion du spectromètre, cf. chapitre III). Cette méthode est donc mal adaptée à la mesure des faibles pressions. Par conséquent, la génération de pressions élevées dans le contact modèle favorisera la précision des mesures.

Pour les mêmes raisons, l'étude du cisaillement implique de travailler dans des contacts en glissement dans lesquels les contraintes de cisaillement sont suffisamment élevées pour être mesurées.

Afin de valider les résultats expérimentaux obtenus par notre méthode de mesure, il est nécessaire de les comparer à des résultats théoriques ou à des calculs numériques effectués dans des conditions de fonctionnement identiques. Le contexte tribologique choisi doit donc présenter un niveau de formalisme important et fournir une base de connaissances suffisante à la discussion et à l'interprétation de nos résultats.

Enfin, si l'objectif à long terme est d'appliquer la spectrométrie Raman à la mesure des paramètres physiques dans n'importe quel type de contact, celui de ce travail est d'apporter la contribution de cette méthode au contexte tribologique choisi. Autrement dit, les mesures doivent présenter un intérêt pour l'avancée des connaissances dans ce domaine.

(3) Evaluation du contact élastohydrodynamique

Les performances des différents contacts candidats ont été confrontées aux exigences définies au paragraphe précédent. Voyons pourquoi un contact lubrifié par un fluide et fonctionnant en régime élastohydrodynamique apparaît comme le meilleur candidat.

a- Stationnarité

Les désavantages de la lubrification solide pour notre étude ont déjà été soulignés au paragraphe I.3.2-(1). La lubrification fluide apparaît plus propice aux mesures dans un contact dynamique.

En régime de lubrification limite, les contacts entre aspérités et le cisaillement du film lubrifiant peuvent être à l'origine de phénomènes transitoires, de l'endommagement des surfaces, de la dégradation du film, ... De plus, les conditions qui règnent dans l'interface sont propices aux réactions chimiques. Les conditions de stationnarité et de stabilité chimique ne sont alors pas satisfaites. Ce régime n'est donc pas adapté à notre étude.

Un contact en régime élastohydrodynamique peut fonctionner dans des conditions stationnaires si le maintien d'une charge et d'une vitesse d'entraînement constantes, ainsi qu'une alimentation en lubrifiant suffisante sont assurés. Dans ce régime, la stationnarité est donc conditionnée par les performances du tribomètre utilisé (cf. chapitre III), c'est-à-dire par sa capacité à maintenir des conditions de sollicitations mécaniques et cinématiques constantes pendant de longues durées (plusieurs heures, voire plusieurs jours).

Par ailleurs, les surfaces étant totalement séparées par le film lubrifiant, les réactions chimiques sont moins favorisées qu'en lubrification limite. Le choix d'un lubrifiant adapté permet de garantir la stabilité chimique de l'interface.

Dans ces conditions, un film continu et stable est maintenu dans le contact et peut être analysé sans subir de modifications pendant la durée de l'expérience.

b- Epaisseur de film

Dans les régimes de lubrification mixte ou limite, les épaisseurs de film sont généralement trop faibles (inférieures à quelques dizaines de nanomètres) pour fournir un signal Raman suffisamment intense.

Dans le régime EHD, les films générés dans l'interface ont des épaisseurs allant de quelques dizaines de nanomètres à plusieurs microns suivant la vitesse d'entraînement et la viscosité du lubrifiant. Ce régime est donc plus favorable aux mesures par spectrométrie Raman.

c- Pressions

Les pressions maximales dans un contact EHD sont supérieures au gigapascal lorsque les solides ont un module élastique élevé (contact acier-acier ou saphir-acier) et un faible rayon de courbure. Elles sont donc adaptées à la résolution de la méthode de mesure choisie.

En régime hydrodynamique les épaisseurs de film peuvent atteindre plusieurs dizaines de microns, mais les pressions générées sont insuffisantes (en général inférieures à la dizaine de MPa).

d- Contraintes de cisaillement

Un contact EHD peut fonctionner en roulement pur, en roulement-glissement ou en glissement pur selon les vitesses respectives des solides. En roulement pur, des contraintes de cisaillement existent en amont du contact, mais elles sont théoriquement nulles dans l'interface (vitesse de glissement nulle). Lorsqu'on introduit du glissement, les contraintes de cisaillement dans l'interface augmentent. Les valeurs et la distribution de ces contraintes ne sont pas connues précisément, mais leur valeur moyenne sur l'ensemble du contact (force de frottement F_T) ne dépasse pas quelques pour cent de la charge appliquée. Il est difficile de savoir si les contraintes atteintes sont suffisantes pour la mesure que l'on souhaite réaliser (cf. chapitre V). Les contraintes générées dans un contact sec ou en lubrification limite sont très supérieures, mais nous avons montré les inconvénients posés par l'étude de ce type de contact.

e- Niveau de formalisme

Le régime de lubrification EHD a été largement étudié tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental depuis les années 1940 (cf. chapitre II). Parmi les différents régimes connus en tribologie, le formalisme de la lubrification EHD est donc sûrement un des plus développés. Le comportement des lubrifiants fluides est décrit par l'équation de Reynolds [REY86], ce qui n'est pas le cas des lubrifiants solides pour lesquels il n'existe pas de formalisme équivalent.

Les résultats de notre étude pourront donc être comparés et discutés par rapport à la théorie EHD, aux modèles qui en découlent et aux travaux expérimentaux réalisés dans ce domaine.

f- Apport au domaine

La majorité des travaux expérimentaux sur le contact EHD concerne la mesure d'épaisseur de film, et très peu portent sur les mesures de pression.

De plus, si la théorie du contact EHD en roulement pur est établie et validée, le comportement du lubrifiant en présence de glissement demeure mal connu.

Par conséquent, la mesure locale de la pression dans un contact EHD en roulement pur et en roulement-glissement est susceptible d'apporter des éléments nouveaux pouvant contribuer à une meilleure connaissance de son fonctionnement.

(4) Bilan

Le Tableau I.3 compare les caractéristiques du contact EHD aux conditions imposées et en dresse le bilan qualitatif. Toutes les raisons exposées au paragraphe précédent justifient le choix du contact EHD comme contact modèle pour notre étude.

Conditions à remplir par le contact modèle	Caractéristiques du contact EHD	Bilan
Stationnarité	Conditionnée par les performances du tribomètre	+
Stabilité chimique	Conditionnée par le choix du lubrifiant	+
Epaisseur de film suffisante	Epaisseurs générées de 10 nm à plusieurs μm	+
Pression suffisante	Pressions maximales supérieures au GPa	+
Contraintes de cisaillement suffisantes	Fonctionnement en roulement-glissement ou en glissement pur	?
Niveau de formalisme avancé	Théorie EHD (roulement pur, conditions isothermes)	+
Apport au domaine	Influence du glissement	+

Tableau I.3. Evaluation du contact EHD comme contact modèle.

I.3.3- Démarche expérimentale

La démarche expérimentale adoptée répond aux objectifs fixés par notre étude.

Elle comporte trois étapes :

- Dans un premier temps, l'application de la microspectrométrie Raman aux mesures in situ dans un contact EHD nécessite de développer un dispositif expérimental spécifique couplant un spectromètre Raman à un tribomètre EHD performant, et de choisir un lubrifiant modèle adapté à notre étude (cf. chapitre III).
- Dans un deuxième temps, il s'agira de valider la méthode de mesure et le dispositif expérimental, et d'évaluer leurs performances. Pour ce faire, les profils de pression mesurés dans un contact EHD en roulement pur seront comparés aux résultats prévus par la théorie EHD (cf. chapitre II) et aux calculs numériques (cf. chapitre IV).
- Dans un troisième temps, la microspectrométrie Raman sera appliquée au contact EHD en roulement-glissement, afin d'étudier d'une part l'aptitude de cette technique à la mesure des contraintes de cisaillement, d'autre part l'influence du glissement sur les distributions de pression (cf. chapitre V).

A travers les résultats obtenus, notre démarche s'attachera par ailleurs à étudier le comportement du lubrifiant dans le contact dans des conditions de sollicitations variées, en particulier aux fortes vitesses d'entraînement ou en présence de glissement.

Dans cette idée, des mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique seront réalisées afin d'apporter des informations complémentaires à celle obtenues par spectrométrie Raman.

I.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté la problématique générale de l'étude d'un contact, avant de nous intéresser au cas plus particulier d'un contact modèle.

Notre travail concerne l'étude du contact à l'échelle de l'interface tribologique, dans un but de compréhension des phénomènes.

Dans l'interface, les matériaux sont soumis à des conditions de sollicitation sévères qui déterminent leurs propriétés et leur comportement. La complexité des phénomènes mis en jeu, couplant souvent mécanique et physico-chimie, explique la mauvaise connaissance des mécanismes de réponse des matériaux, et la difficulté de les modéliser.

L'étude expérimentale de l'interface consiste alors d'une part à étudier le comportement rhéologique et physico-chimique des matériaux, d'autre part à mesurer les paramètres physiques (pression, épaisseur, température et contrainte de cisaillement) de façon locale. L'intérêt des mesures in situ a été expliqué.

La difficulté de l'étude in situ de l'interface est liée à ses faibles dimensions (quelques centaines de μm de large sur $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur environ). Elle nécessite donc une technique adaptée. La microspectrométrie Raman se révèle être une technique puissante puisqu'elle permet aussi bien de mesurer les paramètres physiques avec une résolution spatiale de l'ordre de quelques micromètres, que d'analyser les propriétés physico-chimiques de la matière.

Dans le cadre de notre travail, nous nous consacrerons à l'application de cette spectrométrie à la mesure de pression dans un contact dynamique, et nous aborderons la mesure des contraintes de cisaillement.

Du fait de son caractère stationnaire, des pressions élevées et des épaisseurs de film importantes qu'il génère, le contact fonctionnant en régime de lubrification EHD s'avère le plus adapté à l'étude que nous souhaitons mener.

Notre démarche consistera d'abord à valider la méthode de mesure et le dispositif expérimental développés, puis à les utiliser pour étudier le comportement du lubrifiant dans le contact EHD en roulement pur et en roulement-glisement.

Avant d'exposer et de discuter les résultats expérimentaux (chapitres IV et V), les chapitres suivants s'attachent à introduire les notions essentielles concernant le contact EHD (chapitre II) puis à décrire les différentes étapes nécessaires à l'application de la spectrométrie Raman aux mesures in situ dans un contact EHD (chapitre III).

Chapitre II -

Contexte tribologique : le contact élastohydrodynamique

Les premières études théoriques qui se sont intéressées au régime de lubrification EHD datent de la fin des années 1930. Depuis, un nombre considérable de travaux expérimentaux et théoriques ont conduit à une meilleure connaissance de ce régime et à la mise au point de modèles prédictifs de plus en plus fins.

Le premier objectif de ce chapitre est d'introduire les notions théoriques nécessaires à la compréhension de la suite de notre travail.

Les caractéristiques d'un contact EHD : géométrie du film lubrifiant et allure du profil de pression, sont d'abord décrites de façon générale.

Nous présentons ensuite les équations de base de la lubrification EHD et les principaux modèles développés, pour un contact isotherme et un fluide newtonien. La prise en compte des effets thermiques et des effets non newtoniens dans la résolution du problème est brièvement discutée.

Le deuxième objectif est de faire un état de l'art des travaux expérimentaux consacrés à l'étude in situ du contact EHD, afin de situer notre travail par rapport à ces études.

Nous décrivons les principales techniques (électriques ou radiatives) utilisées pour mesurer l'épaisseur de film, la pression et la température dans l'interface, en insistant sur leurs possibilités et sur leurs limites.

II.1 Présentation	41
II.1.1- Généralités.....	41
II.1.2- Distribution de pression et géométrie du film lubrifiant.....	41
II.1.3- Cinématique	43
II.2 Théorie de la lubrification EHD	44
II.2.1- Le contact élastique non lubrifié : théorie de Hertz	44
II.2.2- Equations de base de la lubrification EHD	46
II.2.3- Solutions.....	50
II.2.4- Prise en compte des effets thermiques et des effets non newtoniens	55
II.3 Etat de l'art des travaux expérimentaux.....	58
II.3.1- Mesures d'épaisseur de film	58
II.3.2- Mesures de pression	64
II.3.3- Mesures de température	70
II.3.4- Conclusion sur les méthodes de mesure in situ.....	72
II.4 Conclusion.....	75

II.1 Présentation

II.1.1- Généralités

Les contacts lubrifiés non conformes fortement chargés présents dans les éléments de machines (came, engrenage, roulement à billes, ...) fonctionnent en régime élastohydrodynamique. Les pressions générées dans ce type de contact sont très élevées. Elles atteignent par exemple 3.5 GPa dans les roulements à billes en acier trempé (Figure II.1). A de telles pressions, les déformations élastiques des solides dans la zone de contact sont significatives, et la viscosité du lubrifiant augmente de plusieurs ordres de grandeur. Ces deux effets sont essentiels à l'établissement du régime de lubrification EHD (cf. § II.2.2-).



Figure II.1. Roulement à bille fonctionnant en régime EHD.

Le lubrifiant, entraîné dans le contact par le déplacement des surfaces, forme un film qui sépare totalement les surfaces. Typiquement, son épaisseur est de l'ordre du micromètre et il s'étend sur quelques centaines de micromètres d'un bord à l'autre du contact.

II.1.2- Distribution de pression et géométrie du film lubrifiant

La forme particulière du contact EHD est étroitement liée à la répartition de la pression dans le contact.

Dans un contact statique non lubrifié et sans frottement, la distribution de pression est ellipsoïdale (théorie de Hertz, cf. § II.2.1-). Lorsque les surfaces en contact sont en mouvement en présence d'un fluide piézovisqueux, la distribution de pression est modifiée, en particulier à l'entrée et à la sortie du contact.

Une coupe longitudinale (c'est à dire dans la direction d'entraînement) d'un contact EHD entre une bille élastique et un disque rigide, ainsi qu'un profil de pression caractéristique sont représentés sur la Figure II.2. La déformation élastique de la surface de la bille sous l'effet du champ de pression est mise en évidence.

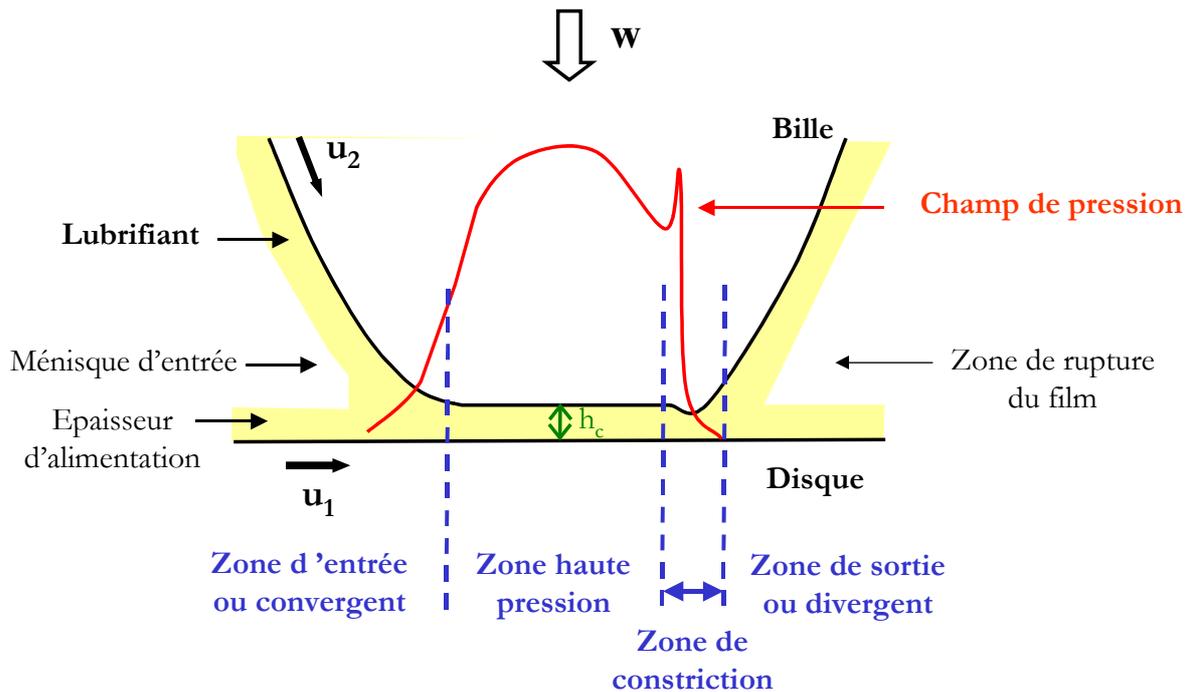


Figure II.2. Coupe longitudinale d'un contact EHD entre une bille élastique et un disque rigide. Profil de pression et différentes zones du contact.

La Figure II.2 montre les quatre zones principales d'un contact EHD :

- **La zone d'entrée ou convergent** où le film hydrodynamique est généré et où la pression commence à augmenter. Les propriétés du lubrifiant dans cette zone déterminent l'épaisseur du film dans le reste du contact.
- **La zone haute pression ou zone centrale** où les surfaces sont presque planes et parallèles, et le profil de pression est proche de celui de Hertz. L'épaisseur du film dans cette zone est quasiment constante et appelée épaisseur de la zone centrale h_c .
- **La zone de constriction** qui s'accompagne d'une réduction locale de l'épaisseur de film, est consécutive à un pic de pression. C'est dans cette zone que se situe l'épaisseur minimale h_{min} .
- **La zone de sortie ou divergent** où la pression chute brutalement et la cavitation apparaît.

Le pic de pression, situé à la frontière entre la zone haute pression et la zone de sortie, est souvent appelé pic de Petrusевич, du nom de celui qui fut le premier à le mettre en évidence numériquement [PETR51]. La pression atteinte peut dépasser largement la pression maximale de Hertz. La position, la largeur et l'intensité du pic de pression dépendent de nombreux paramètres : vitesses des solides, charge appliquée, propriétés du lubrifiant, conditions d'alimentation du contact... Nous en discuterons de façon détaillée au chapitre IV.

La formation d'un bourrelet ou constriction permet d'assurer la conservation du débit en lubrifiant à travers le contact et de compenser la chute brutale de viscosité en sortie. Dans un contact circulaire, la zone de constriction longe le bord du contact et prend la forme d'un fer à cheval. Elle est bien visible sur la Figure II.3, qui est l'image d'un contact EHD entre une bille et un disque réalisée par interférométrie optique en lumière blanche. L'épaisseur minimale de film h_{min} est en général située dans les lobes latéraux, loin de la ligne centrale longitudinale du

contact. La forme précise de la distribution d'épaisseur évolue, comme la distribution de pression, en fonction des conditions opératoires.

Une dépression importante fait suite au pic de pression. Le fluide ne pouvant supporter des pressions négatives (tension), le film se rompt et la pression est limitée par la pression de vapeur saturante du fluide. Ce phénomène, appelé cavitation, se produit à la sortie du contact. Dans cette zone, les surfaces sont recouvertes d'un film de lubrifiant dont l'épaisseur est voisine de l'épaisseur centrale h_c . Elle est limitée par un ménisque d'air dont la taille augmente avec la vitesse d'entraînement.

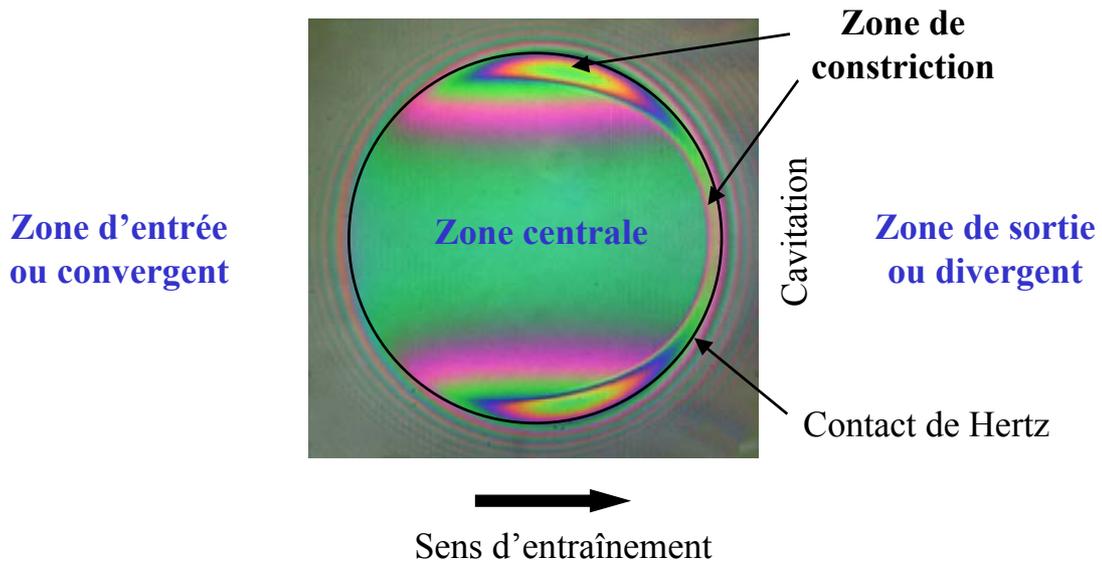


Figure II.3. Contact EHD entre une bille et un disque visualisé par interférométrie optique en lumière blanche (vue de dessus).

II.1.3- Cinématique

Soit u_1 et u_2 les vitesses respectives des deux solides (Figure II.2).

On définit deux vitesses caractéristiques :

- une **vitesse d'entraînement moyenne** u_e :

$$u_e = \frac{(u_1 + u_2)}{2}$$

- une **vitesse de glissement** u_g :

$$u_g = u_1 - u_2$$

Le sens de la vitesse d'entraînement détermine le convergent et le divergent du contact : le lubrifiant entre dans le contact par le convergent et en ressort par le divergent.

Selon les vitesses respectives des solides, le contact fonctionne en :

- roulement pur : $u_1 = u_2$ donc $u_g = 0$, les deux solides vont à la même vitesse,
- roulement-glissement : $u_1 \neq u_2 \neq 0$ donc $u_g \neq 0$, un des solides va plus vite que l'autre,
- glissement pur : u_1 ou $u_2 = 0$, un des solides est arrêté.

II.2 Théorie de la lubrification EHD

Dans cette partie, nous présentons les principales équations de la lubrification EHD et les solutions (distribution de pression et distribution d'épaisseur de film).

Nous considérons uniquement le cas des contacts ponctuels circulaires.

II.2.1- Le contact élastique non lubrifié : théorie de Hertz

Considérons un contact statique non lubrifié entre deux sphères élastiques de rayons R_1 et R_2 , (Figure II.4).

Si on applique aux deux sphères en contact une charge normale w , les sphères se déforment au voisinage du contact, et leurs centres se rapprochent d'une quantité δ . La zone de contact est circulaire de rayon a .

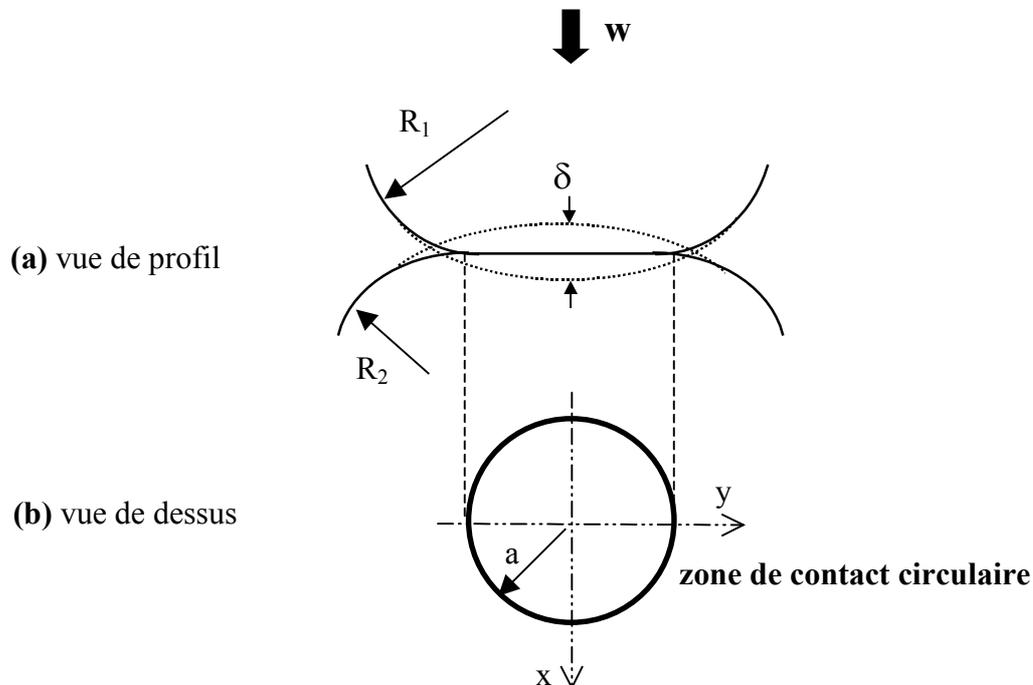


Figure II.4. Contact statique entre deux sphères élastiques.

Il est important de pouvoir connaître les caractéristiques du contact telles que le rayon, la distribution de pression et la déformation des surfaces, en fonction de la charge appliquée et des propriétés élastiques des matériaux.

C'est Hertz [HER81] qui, pour la première fois, a déterminé la déformation élastique entre deux solides en contact en utilisant une approche basée sur les équations générales de l'élasticité.

(1) Hypothèses

La théorie de Hertz repose sur les hypothèses suivantes :

- Les solides sont homogènes et isotropes, et les surfaces non conformes.
- Les solides sont soumis à de petites déformations sans dépasser leur limite élastique.

- Les dimensions de l'aire de contact, par exemple le rayon a dans le cas d'un contact circulaire, sont petites devant le rayon de courbure des surfaces ($a \ll R_1$ et R_2 , cf. Figure II.4). Les solides peuvent donc être traités comme des espaces semi-infinis.
- Les surfaces ne frottent pas (force tangentielle nulle) et les forces d'adhésion ou de répulsion internes au contact sont négligées. La seule force prise en compte est donc la charge normale extérieure w .

(2) Distribution de pression

Dans le cas d'un contact circulaire, la distribution de pression proposée par Hertz est semi-ellipsoïdale (Figure II.5) et s'exprime par :

$$p(r) = p_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

où r désigne la coordonnée d'espace dans le plan du contact ($r^2 = x^2 + y^2$),
 a est le rayon de contact,
 p_0 est la pression maximale, atteinte au centre du contact ($r=0$).

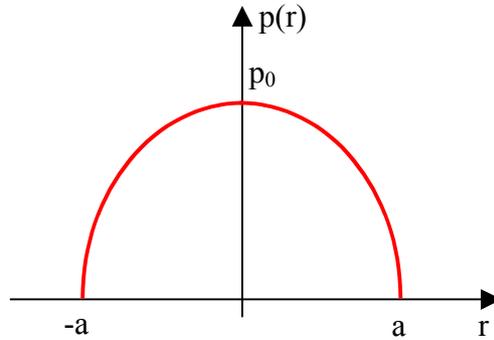


Figure II.5. Distribution de pression de Hertz pour un contact circulaire.

La pression répartie sur la surface de contact équilibre la charge appliquée w :

$$w = \int_0^a p(r) 2\pi r dr = \frac{2}{3} \pi a^2 p_0 \quad (2)$$

Les relations liant a , p_0 et δ à la charge normale w sont données dans le Tableau II.1 (voir par exemple Johnson [JOHN85] pour le détail des calculs).

E' est le module d'Young équivalent, défini par :

$$\frac{1}{E'} = \frac{1}{2} \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right)$$

où E_1 et E_2 sont les modules d'Young des solides 1 et 2,
et ν_1 et ν_2 leurs coefficients de poisson.

Le rayon de courbure équivalent R' est défini par :

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

Dans le cas particulier du contact entre une bille de rayon R et un plan, qui correspond à la géométrie utilisée dans ce travail, on a : $R_1 = R$ et $R_2 = \infty$ d'où $R' = R$.

Rayon de contact	Pression maximale	Pression moyenne	Déformation maximale
$a = \left(\frac{3wR'}{2E'} \right)^{\frac{1}{3}}$	$p_0 = \frac{3}{2} \frac{w}{\pi a^2} = \left(\frac{3wE'^2}{2\pi^3 R'^2} \right)^{\frac{1}{3}}$	$p_{moy} = \frac{w}{\pi a^2}$	$\delta = \frac{a^2}{R'} = \left(\frac{9w^2}{4R'E'^2} \right)^{\frac{1}{3}}$

Tableau II.1. Récapitulatif des formules de Hertz pour un contact circulaire.

Le contact sec Hertzien constitue en quelque sorte une situation "limite" pour le contact lubrifié, dans les conditions où le film lubrifiant est très mince (pour les fortes charges et les faibles vitesses d'entraînement par exemple). Ces formules sont par conséquent très utiles pour estimer l'ordre de grandeur du rayon de contact et de la pression dans un contact EHD.

II.2.2- Equations de base de la lubrification EHD

Le régime de lubrification élastohydrodynamique résulte de la combinaison de trois effets :

- la formation d'un film hydrodynamique,
- la déformation élastique des solides en contact sous l'effet de la pression locale élevée (les déformations sont généralement grandes devant l'épaisseur du film lubrifiant),
- l'augmentation très importante de la viscosité du lubrifiant avec la pression (piézoviscosité) et, dans une moindre mesure, de sa masse volumique (compressibilité).

(1) Formation du film hydrodynamique : équation de Reynolds

Considérons l'écoulement d'un lubrifiant dans un contact circulaire entre un plan et une bille animés respectivement des vitesses u_1 et u_2 (Figure II.6).

Le mouvement des surfaces permet l'entraînement du lubrifiant dans le contact et la génération d'une pression hydrodynamique (phénomène du coin d'huile).

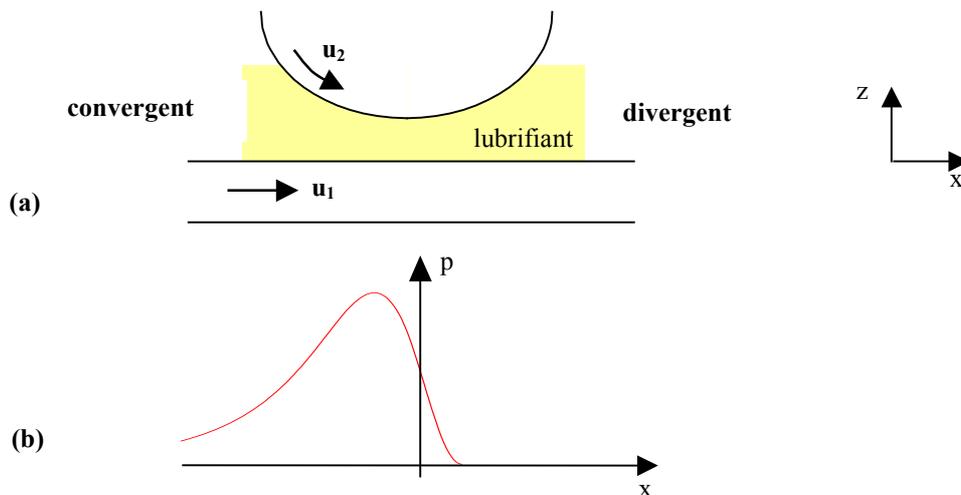


Figure II.6. (a) Formation d'un film hydrodynamique dans un contact non déformé entre un plan et une bille. (b) Profil de pression correspondant.

Un système de coordonnées est choisi tel que l'origine soit au centre du contact (sur la ligne passant par le centre de la bille). L'axe x est selon la direction d'entraînement, l'axe y dans la direction transversale et l'axe z selon l'épaisseur du film.

La distribution de pression dans le film lubrifiant $p(x,y)$ est directement reliée à la distribution d'épaisseur $h(x,y)$ par l'équation de Reynolds [REY86], dérivée des équations de Navier-Stokes pour les films minces [FRE90].

Les hypothèses sont les suivantes :

- le milieu est homogène et continu,
- l'écoulement est laminaire,
- les forces d'inertie et les forces massiques extérieures sont négligeables devant les forces visqueuses,
- l'épaisseur h du film est très faible devant les autres dimensions du contact ($h \ll a$) et par conséquent la pression et la viscosité sont supposées constantes suivant cette épaisseur,
- il n'y a pas de glissement entre le fluide et les parois du contact,
- le fluide est newtonien.

L'équation de Reynolds en régime permanent s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) = u_e \frac{\partial(\rho h)}{\partial x} \quad (3)$$

où η est la viscosité du lubrifiant,
 ρ est sa masse volumique,
 u_e est la vitesse d'entraînement,
 et $p \geq 0$ (cavitation).

(2) Déformation élastique des solides : équation géométrique du film

La géométrie du film dépend de la distribution de pression par l'intermédiaire de la déformation élastique des solides.

La distance entre les surfaces déformées résulte de la superposition de la géométrie initiale non déformée h_G , des déformations élastiques de chacun des solides δ_1 et δ_2 , et d'une constante h_0 liée au déplacement des corps solides (Figure II.7).

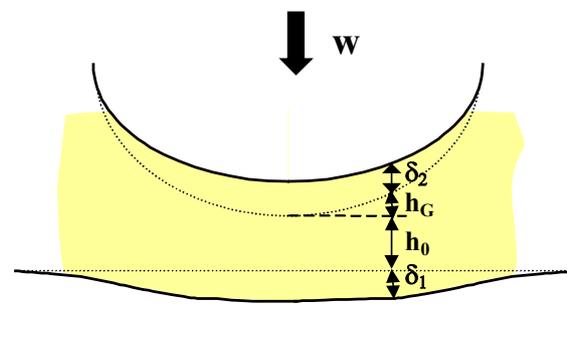


Figure II.7. Géométrie du contact déformé entre un plan et une bille.

L'épaisseur du film lubrifiant en un point du contact de coordonnées (x,y) est alors donnée par l'expression :

$$h(x,y) = h_0 + h_G(x,y) + \delta_1(x,y) + \delta_2(x,y) \quad (4)$$

Dans le cas d'un contact circulaire entre un plan et une bille de rayon R, la géométrie initiale non déformée est approximée par une parabololoïde :

$$h_G(x,y) = \frac{x^2 + y^2}{2R} \quad (5)$$

Le calcul des déformations élastiques se fait sous les mêmes hypothèses que celles de Hertz (cf. § II.2.1- (1)).

L'expression du déplacement $\delta(x,y)$ suivant la direction z d'un point de coordonnées (x,y) de la surface d'un solide semi-infini soumis à une force ponctuelle normale F à l'origine, a été établie par Boussinesq [BOU85] :

$$\delta(x,y) = \frac{1 - \nu^2}{\pi E} \frac{F}{\sqrt{x^2 + y^2}} \quad (6)$$

où E est le module d'Young du solide,
et ν son coefficient de Poisson.

Si le solide est soumis à une distribution de pression $p(x,y)$, la déformation élastique est obtenue par intégration et s'exprime par :

$$\delta(x,y) = \frac{1 - \nu^2}{\pi E} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p(x',y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (7)$$

En remplaçant (5) et (7) dans (4), l'équation géométrique du film s'écrit :

$$h(x,y) = h_0 + \frac{x^2 + y^2}{2R} + \frac{2}{\pi E} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p(x',y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (8)$$

où E est le module d'Young équivalent défini précédemment (cf. § II.2.1- (2)).

(3) Lois de comportement du lubrifiant

a- Piézoviscosité

Dans les contacts EHD, les pressions peuvent atteindre plusieurs gigapascals. Dans ces conditions de pressions extrêmes, les molécules de lubrifiant sont comprimées les unes contre les autres. Cette réduction de la distance moyenne entre les molécules a pour conséquence une augmentation de leurs interactions, et donc une augmentation de la viscosité du lubrifiant de plusieurs ordres de grandeur. Ce phénomène est connu sous le nom de piézoviscosité.

La relation de piézoviscosité la plus simple et la plus utilisée est la loi de Barus [BAR93] qui s'écrit :

$$\eta(p) = \eta_0 \exp(\alpha p) \quad (9)$$

où η est la viscosité à la pression p et à la température T (en Pa.s),
 η_0 est la viscosité à la pression atmosphérique et à la même température T,
 α est le coefficient de piézoviscosité (en Pa⁻¹).

Pour les huiles minérales, α varie entre 10 et 30 GPa⁻¹. Sous une pression de 1 GPa, la viscosité est alors multipliée par un facteur de l'ordre de 10⁴ à 10¹³.

En réalité, la viscosité ne varie pas de façon strictement exponentielle avec la pression et le coefficient de piézoviscosité est lui même fonction de la pression. Pour contourner cette difficulté, il est plus judicieux d'utiliser un coefficient α^* qui intègre cette dépendance [BLO63b], défini par :

$$\frac{1}{\alpha^*} = \int \left(\frac{d\eta}{dp} \right)^{-1} dp$$

Une autre relation entre la pression et la viscosité souvent utilisée est celle donnée par Roelands [ROE66] :

$$\eta(p) = \eta_0 \exp \left[\left(\alpha \frac{p_R}{z} \right) \left(-1 + \left(1 + \frac{p}{p_R} \right)^z \right) \right] \quad (10)$$

$$\text{avec } \left(\alpha \frac{p_R}{z} \right) = \ln \eta_0 + 9.67$$

où α est le coefficient de piézoviscosité,
 z est l'indice de piézoviscosité,
 p_R une constante de pression.

Typiquement, $z=0.6$ et $p_R=1.98 \cdot 10^8$ Pa.

Les évolutions de la viscosité relative η/η_0 avec la pression données par les relations de Barus et de Roelands sont comparées sur la Figure II.8 ($\alpha=2 \cdot 10^{-8} \text{ Pa}^{-1}$).

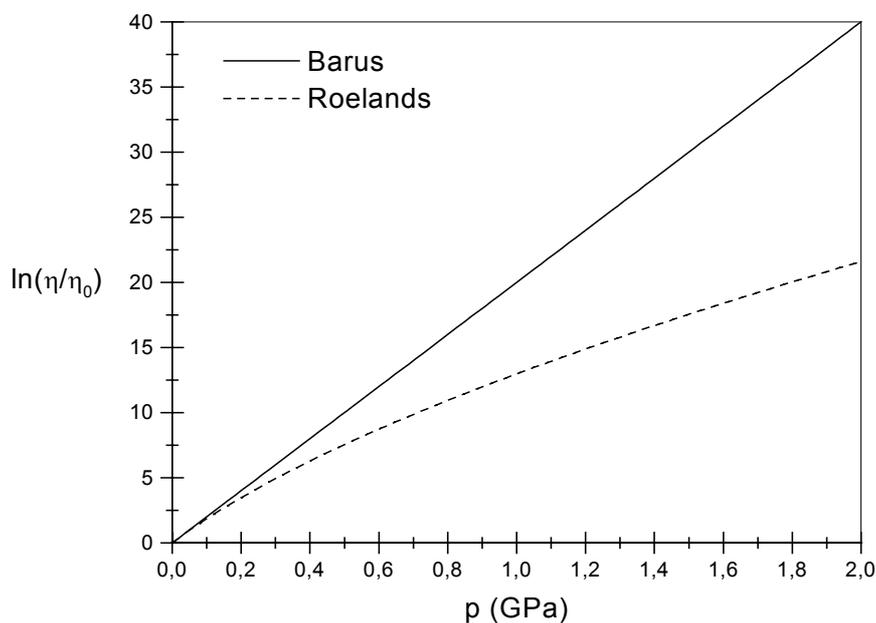


Figure II.8. Viscosité relative η/η_0 en fonction de la pression p , selon Barus et Roelands.

b- Compressibilité

La relation empirique la plus employée reliant la masse volumique à la pression est la relation de Dowson et Higginson [DOWS66] :

$$\rho(p) = \rho_0 \left(1 + \frac{0.6 \cdot 10^{-9} p}{1 + 1.7 \cdot 10^{-9} p} \right) \quad (11)$$

où ρ est la masse volumique à la pression p (exprimée en Pa),
 ρ_0 est la masse volumique à la pression atmosphérique.

L'effet de compressibilité est petit devant l'effet de piézoviscosité. Par exemple, lorsque la pression passe de la pression atmosphérique à 1 GPa, ρ augmente de 22 %.

(4) Equation de conservation de la charge

L'équation de conservation de la charge impose l'équilibre entre l'intégrale du champ de pression obtenu à partir de l'équation de Reynolds, et la charge extérieure w appliquée au contact. Cette condition s'écrit :

$$w = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p(x, y) dx dy \quad (12)$$

Elle permet d'ajuster la constante h_0 dans l'équation géométrique du film.

II.2.3- Solutions

Les hypothèses sont celles d'un contact EHD "idéal" : le fluide est supposé newtonien, les surfaces lisses, l'écoulement isotherme, le régime permanent, et on considère que des conditions d'alimentation suffisantes sont assurées.

La résolution du problème EHD consiste à calculer les distributions de pression (équation de Reynolds (3)) et d'épaisseur de film dans le contact (équation géométrique du film (8)), en tenant compte de l'effet de cette pression sur les propriétés du lubrifiant (relation de Barus (9) ou de Roelands (10), et relation (11)) et sur la géométrie des solides (équation (8)).

La résolution analytique exacte du problème n'étant pas possible, un grand nombre de travaux numériques ont été développés. La résolution numérique du problème EHD nécessite l'utilisation d'une méthode itérative. Le problème EHD est un problème non-linéaire numériquement difficile à résoudre à cause du fort couplage entre l'équation de Reynolds et les déformations élastiques des solides. Différentes méthodes de résolution ont été employées : méthodes itératives directes (instables dans la zone haute pression), méthodes inverses, ou méthodes mixtes combinant les deux (méthode directe en entrée et en sortie du contact, et méthode inverse dans la zone haute pression).

Du fait de l'importance des temps de calculs (plusieurs heures à plusieurs jours), les premières études se sont surtout attachées à donner des formules approchées des épaisseurs centrale h_c et minimale h_{\min} de film, en fonction des conditions de fonctionnement (vitesses, charge, propriétés des solides en contact et du lubrifiant) et de la géométrie du contact (linéaire, circulaire ou elliptique).

Par la suite, l'application des techniques multigrilles au problème EHD par Lubrecht [LUB87] puis par Venner [VEN91] a permis d'accélérer fortement la vitesse de convergence du processus de résolution. Grâce à ces techniques et aux performances des calculateurs actuels, les distributions de pression et d'épaisseur peuvent aujourd'hui être calculées dans des temps raisonnables et pour une large gamme de conditions de fonctionnement [VEN00].

Dans ce qui suit, nous ne présentons que les approches les plus marquantes.

(1) Modèle de Hamrock et Dowson

Une des premières analyses numériques complètes du fonctionnement des contacts EHD ponctuels est celle menée par Hamrock et Dowson. Au cours des années 1976-1977, ces auteurs publient une série d'articles dans lesquels ils établissent des formules donnant l'épaisseur centrale h_c et l'épaisseur minimale h_{\min} de film pour les contacts circulaire et elliptique [HAM76a, 76b et 77].

Ces formules sont établies à partir des calculs numériques effectués pour 34 conditions de fonctionnement différentes (charge, vitesses, matériaux). Les solutions de ces calculs sont approximées par des lois de puissance.

A titre d'illustration, la hauteur au centre est donnée par une expression de la forme :

$$h_c \propto \eta_0^{0.67} u_e^{0.67} \alpha^{0.53} w^{-0.067} \quad (13)$$

où η_0 est la viscosité du lubrifiant dans le convergent (à pression ambiante et à la température d'entrée du contact),
 α est son coefficient de piézoviscosité,
 u_e est la vitesse d'entraînement,
 w est la charge normale appliquée.

L'expression (13) montre clairement que pour une géométrie de contact et des matériaux donnés :

- l'épaisseur de film dépend fortement de la viscosité η_0 et de la piézoviscosité α du lubrifiant dans le convergent,
- l'épaisseur augmente de façon importante avec la vitesse d'entraînement u_e ,
- la charge w influence très peu l'épaisseur.

Afin de réduire le nombre de variables et de simplifier leurs expressions, Hamrock et Dowson introduisent trois paramètres sans dimension, généralement désignés par les termes suivants :

- le paramètre vitesse : $U = \frac{\eta_0 u_e}{E' R}$,
- le paramètre charge : $W = \frac{w}{E' R^2}$,
- le paramètre matériaux : $G = \alpha E'$.

L'épaisseur sans dimension : $H = h / R$ est exprimée en fonction de ces trois paramètres. Les formules de l'épaisseur au centre H_c et de l'épaisseur minimale H_{\min} sont données en annexe 3.

Du fait de leur validité et de leur simplicité, les formules de Hamrock et Dowson sont toujours largement utilisées dans la littérature pour prédire les épaisseurs de film.

Des formules du même type ont été établies par Dowson et Higginson [DOWS66] pour les contacts linéaires, puis par Evans et Snidle [EVA81] pour les contacts circulaires ou par Chittenden et al. [CHI85] pour les contacts elliptiques.

(2) Modèle de Moes-Venner

D'autres jeux de paramètres sans dimension ont été définis afin de simplifier les formules d'épaisseur de film. Le couple de paramètres le plus connu et le plus utilisé est donné par Moes [MOE92]. Ces paramètres appelés M et L s'expriment en fonction des paramètres sans dimension W, U et G de Hamrock et Dowson :

- le paramètre charge : $M = \frac{W}{(2U)^{3/4}}$,
- le paramètre matériaux : $L = G(2U)^{1/4}$.

L'épaisseur au centre sans dimension est définie par : $H_c = \frac{h_c}{R\sqrt{2U}}$

L'expression de l'épaisseur centrale de film établie par Venner [VEN92] pour un contact circulaire est explicitée en annexe 3. Aucune formule n'est donnée pour l'épaisseur minimale, mais uniquement un tableau de valeurs du rapport H_c/H_{\min} pour différents jeux de paramètres M et L.

Une représentation graphique de l'épaisseur centrale de film H_c en fonction des paramètres M et L est donnée Figure II.9. Cette représentation inclue deux asymptotes qui constituent des cas limites de la solution EHD.

La première asymptote décrit le cas isovisqueux rigide, pour lequel les solides ne subissent pas de déformation élastique (charge faible donc M faible) et la viscosité est indépendante de la pression ($\alpha=0$ donc $L=0$). Ce cas correspond au régime de lubrification hydrodynamique.

La deuxième asymptote décrit le cas isovisqueux élastique, pour lequel la déformation des solides est prise en compte (M grand), la viscosité restant indépendante de la pression ($\alpha=0$ donc $L=0$). Ce cas correspond au régime de lubrification EHD sans effet piézo-visqueux.

La solution EHD correspond au cas piézo-visqueux élastique ($L>0$ et M grand). La Figure II.9 montre le domaine dans lequel cette solution est applicable.

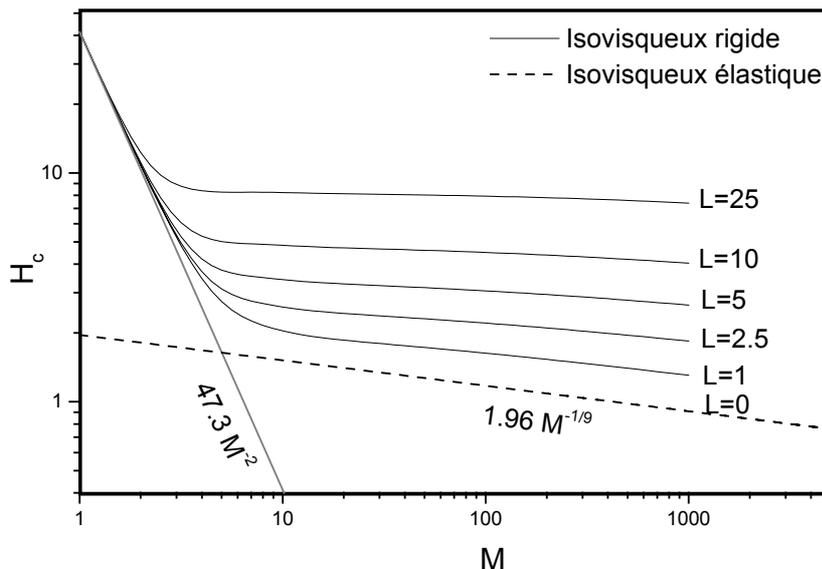


Figure II.9. Représentation graphique de l'épaisseur centrale de film prédite par Moes-Venner pour un contact circulaire et des deux asymptotes.

(3) Résultats numériques : distributions de pression et d'épaisseur

Depuis les travaux de Hamrock et Dowson, de nombreux auteurs ont proposé à leur tour des distributions de pression et d'épaisseur pour les contacts ponctuels [EVA81], [LUB87], [KWE89], [VEN92], [EHR97].

A l'heure actuelle, les codes numériques développés permettent le calcul rapide de ces distributions pour pratiquement n'importe quelles conditions de fonctionnement, notamment pour les fortes charges (pressions de contact élevées).

Les exemples présentés ici ont été calculés par A.A. Lubrecht.

Les coordonnées d'espace, la pression et l'épaisseur sans dimension sont définies par :

$$X = \frac{x}{a}$$
$$Y = \frac{y}{a}$$
$$p = \frac{P}{p_0}$$
$$H = \frac{hR}{a^2}$$

où a est le rayon du contact de Hertz,
et p_0 est la pression maximale de Hertz.

La Figure II.10 montre l'influence de la charge sur les distributions de pression et d'épaisseur normalisées, calculées pour trois valeurs différentes du paramètre M ($M=10$, 50 et 200) et pour L constant égal à 20 .

Les distributions sont symétriques par rapport à la ligne centrale du contact $Y=0$. Elles possèdent les principales caractéristiques propres au contact EHD et décrites au paragraphe II.1.2. La distribution de pression est voisine de la distribution semi-ellipsoïdale de Hertz, sur laquelle apparaissent des pics de pression en sortie du contact.

La distribution des épaisseurs de film décrit une forme de fer à cheval vers la sortie du contact correspondant à la zone de constriction.

La Figure II.10a ($M=10$) correspond à un contact faiblement chargé. La déformation élastique des solides est alors du même ordre que l'épaisseur de film. Les pics de pression sont très intenses et dépassent largement la pression au centre.

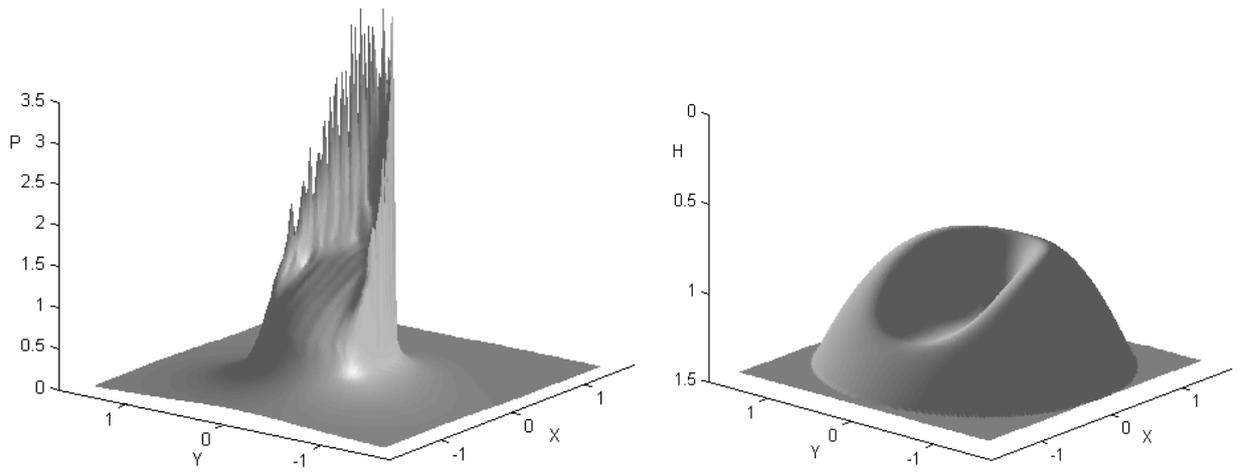
Dans la distribution d'épaisseur, les lobes latéraux où se trouve l'épaisseur minimale de film sont particulièrement larges et proches de la sortie du contact ($X=1$, $Y=0$).

La charge augmentant, ($M=50$ Figure II.10b, et $M=200$ Figure II.10c), la déformation élastique des solides devient grande par rapport à l'épaisseur de film. La largeur et l'intensité des pics de pression diminuent et la distribution de pression se rapproche de la distribution de Hertz.

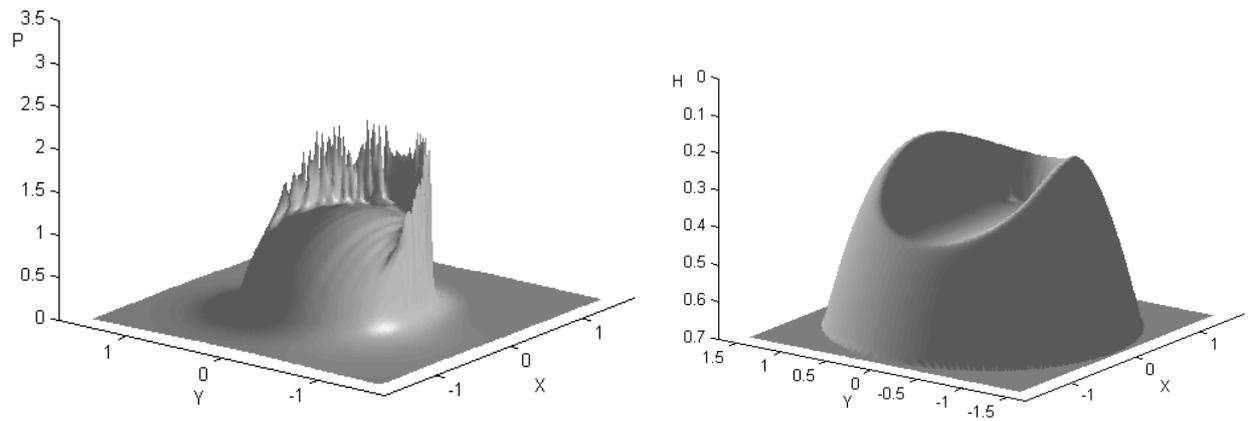
Dans les distributions d'épaisseur, les lobes deviennent moins larges et se déplacent progressivement vers les côtés du contact. Pour les grandes valeurs de M , l'épaisseur minimale est pratiquement en $X=0$, $Y=\pm 1$.

L'influence de la vitesse d'entraînement u_e ou de la viscosité η_0 du lubrifiant sur l'allure des distributions de pression et d'épaisseur est plus complexe à décrire à l'aide des paramètres M et L que celle de la charge w . En effet, une augmentation de u_e ou de η_0 se traduit à la fois par une augmentation de L et par une diminution de M .

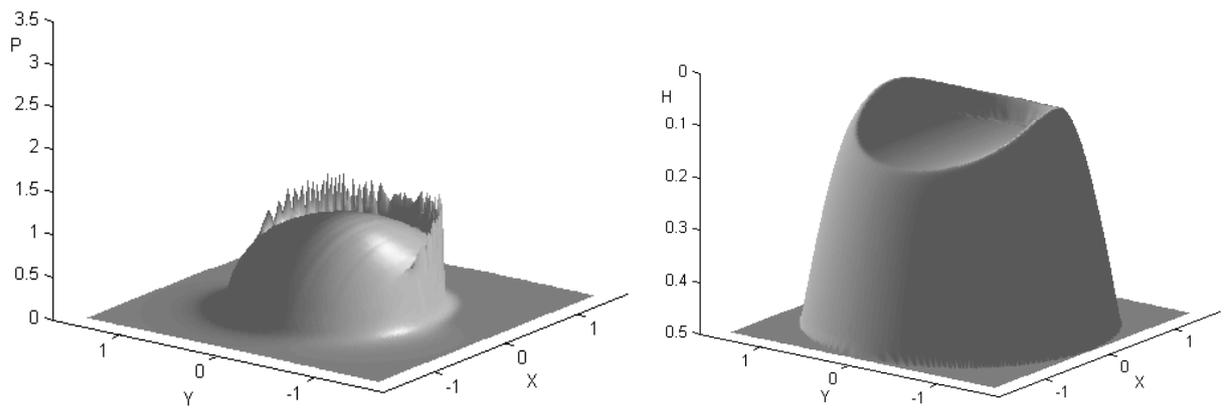
Nous discuterons en détail de l'influence de ces différents paramètres sur les distributions de pression au chapitre IV.



(a) Faible charge ($M=10$ et $L=20$).



(b) Charge moyenne ($M=50$ et $L=20$).



(c) Forte charge ($M=200$ et $L=20$).

Figure II.10. Influence de la charge sur les distributions de pression et sur les distributions d'épaisseur calculées et normalisées, d'après A. A. Lubrecht.

II.2.4- Prise en compte des effets thermiques et des effets non newtoniens

Les résultats présentés jusqu'ici ont été obtenus en considérant un contact idéal, moyennant un certain nombre d'hypothèses (écoulement isotherme et stationnaire, lubrifiant newtonien, alimentation sur-abondante et surfaces lisses).

En fait, les études expérimentales montrent que dans les contacts réels, ces hypothèses ne sont pas toujours vérifiées. Des perturbations par rapport aux cas idéal peuvent être dues :

- à l'échauffement du lubrifiant dans le contact ou dans son convergent,
- au comportement non newtonien du lubrifiant,
- aux conditions d'alimentation du contact (sous-alimentation),
- à la présence de défauts micro-géométriques sur les surfaces.

Dans ces cas, l'analyse EHD conventionnelle et les prédictions des modèles présentés précédemment ne sont plus valables.

Nous considérerons ici uniquement les effets thermiques et non newtoniens.

Dans les contacts réels, la présence de glissement est souvent inévitable et peut engendrer des échauffements locaux ou susciter un comportement non newtonien du lubrifiant, qui influencent de façon significative l'épaisseur de film ou le frottement dans l'interface.

Dans une analyse isotherme newtonienne du problème EHD, la solution est indépendante des vitesses respectives des deux surfaces, donc de la présence éventuelle de glissement, et ne dépend que de leur somme (c'est à dire de la vitesse d'entraînement) comme le montre l'équation de Reynolds (3). Une telle analyse ne permet pas toujours de reproduire les phénomènes observés.

Voyons comment les effets thermiques et le comportement non newtonien du lubrifiant peuvent être pris en compte dans la résolution du problème EHD.

(1) Effets thermiques

Dans les contacts fonctionnant en régime de lubrification EHD, l'épaisseur de film est suffisante pour qu'il n'y ait pas de contact direct entre rugosités des surfaces opposées. L'échauffement du lubrifiant et des solides provient alors essentiellement de la chaleur dissipée lors du cisaillement du film interfacial. Les élévations de température correspondantes sont moins importantes que dans les contacts secs ou en lubrification limite. Toutefois, elles sont suffisantes pour modifier les propriétés physiques et rhéologiques du lubrifiant (masse volumique, viscosité, coefficient de piézo-viscosité) qui sont sensibles à la température. Ainsi, la viscosité varie avec la température selon une loi de la forme (pour T proche de T_0) :

$$\eta(T) = \eta_0 \exp \left[\beta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (14)$$

où η est la viscosité à la température T et à la pression p,
 η_0 est la viscosité à la température T_0 et à la même pression,
 β est le coefficient de thermoviscosité.

En roulement pur, les contraintes de cisaillement dans le contact sont nulles et les échauffements se produisent essentiellement dans le convergent pour les fortes vitesses d'entraînement. L'élévation de température du fluide entraîne une diminution de sa viscosité (équation 14) et par conséquent une diminution de l'épaisseur de film dans le contact (équation 13).

Cheng [CHE67] évalue l'épaisseur de film dans le contact en multipliant l'épaisseur prédite par les modèles isothermes par un coefficient de réduction thermique ϕ_T (cf. annexe 4). La

valeur de ce coefficient donne une indication sur l'importance des effets thermiques dans des conditions de fonctionnement données (vitesses des solides et propriétés du lubrifiant). Il sera utilisé lors de la discussion de nos résultats expérimentaux (chapitres IV et V).

En présence de glissement, les dissipations thermiques dues au cisaillement du film lubrifiant dans la zone de contact peuvent être à l'origine de gradients de température importants dans le contact (selon les directions x et y) et dans l'épaisseur du film (direction z).

La résolution du problème EHD thermique (TEHD) nécessite d'une part de prendre en compte la dépendance de la viscosité et de la masse volumique du lubrifiant avec la température, d'autre part d'utiliser une équation supplémentaire traduisant la conservation de l'énergie.

Dans le cas des films minces, l'équation de l'énergie s'écrit :

$$\rho C_f \left(u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) - k_f \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -T \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \eta \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]$$

où T est la température du lubrifiant,
 p est la pression,
 ρ est la masse volumique du lubrifiant,
 η est sa viscosité,
 C_f est sa capacité calorifique,
 k_f est sa conductivité thermique,
 u et v sont les composantes de la vitesse du lubrifiant dans les directions x et y, respectivement.

Le premier terme de gauche de cette équation représente le flux de chaleur évacué par convection, le second terme le flux de chaleur évacué par conduction (pour les films minces, la conduction a lieu principalement vers les solides dans la direction z), le premier terme de droite correspond à la dilatation du fluide et le dernier terme représente la dissipation visqueuse. Cette équation traduit donc l'équilibre entre le taux de chaleur généré dans le fluide et le flux de chaleur évacué vers les solides.

La résolution du problème EHD thermique permet de déterminer les distributions de température, de vitesse et de contrainte de cisaillement dans le film. Différents auteurs ont proposé des solutions numériques de ce problème [CHE65a], [DOWS65], [SAD90], [ZHU84], [BLA87], [PIC96].

(2) Effets non newtoniens

On appelle fluides newtoniens les fluides pour lesquels la contrainte de cisaillement varie de façon linéaire en fonction du taux de cisaillement (loi de Newton) :

$$\tau = \eta \dot{\gamma}$$

où τ est la contrainte de cisaillement,
 $\dot{\gamma} = \frac{du}{dz}$ est le taux de cisaillement,
 η(p,T) est une constante définie comme la viscosité dynamique du fluide.

On appelle fluides non newtoniens les fluides dont le comportement rhéologique s'écarte de cette loi. Le comportement des fluides non newtoniens n'est plus purement visqueux mais peut être visco-élastique, visco-plastique, etc, selon les conditions.

Les effets non newtoniens se manifestent généralement aux forts taux de cisaillement. Le plus souvent, la viscosité diminue lorsque le taux de cisaillement augmente : il y a fluidification.

Un comportement non newtonien est la traduction de phénomènes qui ont lieu à une échelle moléculaire (orientation ou réarrangement des molécules, modifications structurales, ...).

La prise en compte des effets non newtoniens dans la résolution du problème EHD est complexe et nécessite de modéliser la façon dont l'état de cisaillement du lubrifiant influence sa viscosité apparente.

Différents modèles ont été proposés : modèle de Maxwell, modèle de Ree-Eyring, modèle de Bair et Winer, ...

Ces modèles ont été utilisés dans la résolution numérique du problème EHD isotherme [KIM91] ou thermique [KHO94], [PIC96], [MIN98].

II.3 Etat de l'art des travaux expérimentaux

L'étude expérimentale du contact EHD a commencé dans les années 1950 et a progressé avec le développement des méthodes de mesure. Depuis, un nombre considérable de travaux lui ont été consacrés. Des revues bibliographiques détaillées ont été faites par Dowson [DOWS66] et plus récemment par Spikes [SPI99].

Ce paragraphe ne dresse pas un tableau exhaustif de toutes les publications sur le sujet. Son but est de donner un aperçu des principales méthodes développées pour mesurer in situ les épaisseurs de film, la pression et la température dans un contact EHD et de montrer, à travers quelques exemples, leurs possibilités et leur apport dans ce domaine.

Ces méthodes sont généralement classées en deux catégories : les méthodes électriques et les méthodes utilisant un rayonnement électromagnétique (rayons X, Infra Rouge, visible).

Comme nous l'avons souligné dans le chapitre précédent, l'étude in situ de l'interface est difficile du fait de son confinement, de ses faibles dimensions (de l'ordre de la centaine de micromètres), et du très petit volume de lubrifiant présent (quelques dizaines de picolitres). Elle nécessite souvent le développement de dispositifs spécifiques. Différents tribomètres (machine à deux ou à quatre disques, à cylindres croisés, à quatre billes, plan-plan, patin-cylindre, bille-disque,...) ont ainsi été mis au point afin d'étudier le contact dans des conditions de charge et de vitesse contrôlées. Leur conception est fonction de la géométrie du contact (rectangulaire, circulaire ou elliptique) ainsi que de la gamme des charges et des conditions cinématiques (vitesses de roulement et de glissement) applicables.

II.3.1- Mesures d'épaisseur de film

La connaissance des épaisseurs de film dans le contact, en particulier de l'épaisseur minimale, est d'un grand intérêt pratique dans la conception des systèmes mécaniques, pour prévoir leurs performances et augmenter leur durée de vie. La comparaison de l'épaisseur de film à la rugosité des surfaces permet par exemple de déterminer le régime de fonctionnement et de savoir si des contacts directs entre solides sont susceptibles de se produire.

Ceci explique que les mesures d'épaisseur de film constituent la majorité des travaux expérimentaux réalisés sur le contact EHD.

Les études expérimentales ont répondu à trois objectifs principaux :

- établir des formules empiriques visant à prédire les épaisseurs centrales et minimales de film (jusqu'au début des années 1970),
- vérifier les formules prédictives d'épaisseurs dérivées des calculs numériques,
- étudier la rhéologie du lubrifiant dans le contact afin de développer des lois de comportement et remonter à certaines de ses propriétés, par exemple son coefficient de piézoviscosité.

Différentes méthodes ont été appliquées à la mesure d'épaisseur de film dans le contact.

(1) Méthodes électriques

La plupart des méthodes électriques (mesure de résistance, mesure de capacité ou de tension de décharge) ont été développées dans les années 1950-1960.

La mesure de résistance électrique s'est surtout avérée utile pour détecter la présence d'un film lubrifiant dans le contact. Lanes et Hughes [LAN52] puis Lewicki [LEW55] ont tenté d'appliquer ce principe à l'estimation des épaisseurs de film. Le comportement électrique du contact s'avère complexe : la résistance s'annule dès que des contacts métal-métal se forment entre aspérités, et augmente de façon non triviale avec l'épaisseur. Les mesures de résistance ont donc été abandonnées.

Une autre méthode, initiée par Lewicki puis développée par Crook [CRO58], consiste à considérer les deux solides en contact comme les armatures d'un condensateur, et à en mesurer la capacité C (Figure II.11a). Cette méthode nécessite de connaître les propriétés diélectriques du lubrifiant et leur variation avec la pression et la température. De plus, elle ne donne qu'une valeur moyenne de l'épaisseur de film sur l'ensemble du contact.

Crook [CRO61 et 63] améliore la résolution spatiale des mesures en utilisant une électrode en chrome petite devant la taille du contact (Figure II.11b). Il met ainsi en évidence la forme du film lubrifiant et la zone de constriction.

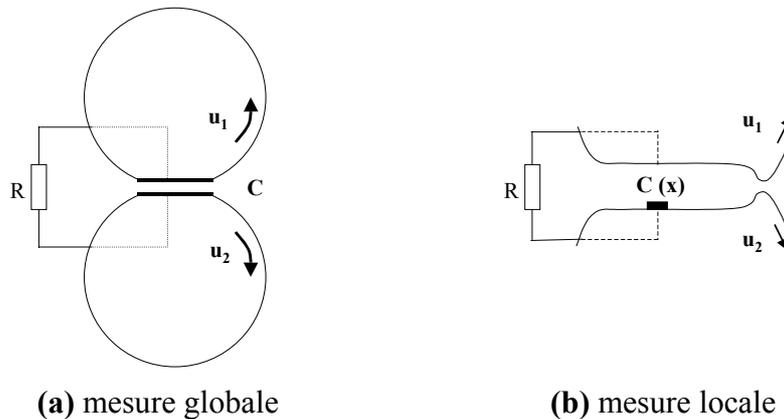


Figure II.11. Principe des mesures d'épaisseur de film par capacité.

Plusieurs auteurs ont utilisé des méthodes similaires, consistant à déposer par évaporation sur une des surfaces un micro-capteur en manganin [BART76], [HAMI71] ou en platine [CHE65b], et à suivre pendant son passage dans le contact la variation de capacité entre cette électrode et l'autre surface. Des profils d'épaisseurs de film ont ainsi été réalisés avec une résolution spatiale de 25 à 40 μm (Figure II.12).

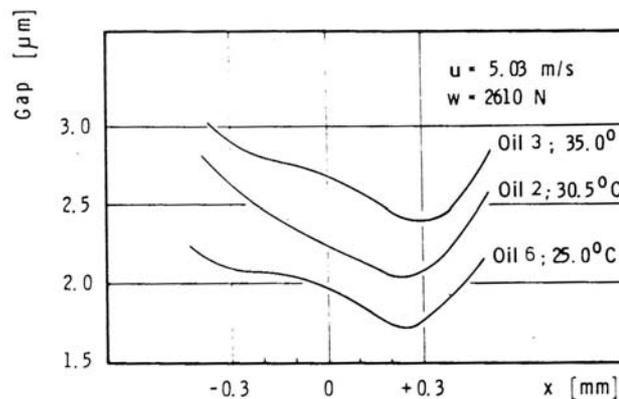


Figure II.12. Profils d'épaisseur de film mesurés par micro-capteur pour différentes huiles [BART76].

(2) Méthodes optiques

Différentes techniques utilisant un rayonnement électromagnétique ont été appliquées à la mesure d'épaisseur de film dans un contact EHD : transmission des rayons X [SIB61], fluorescence [SMA74], spectrométrie infrarouge [CAN91] (cf. § II.3.2- (2)a-). Certaines présentent des potentialités intéressantes, mais aucune ne s'est vraiment imposée.

Ainsi récemment, Hutchinson et al. [HUT95] ont déterminé le champ d'épaisseur dans un contact statique entre une bille en acier et une fenêtre en diamant, à partir de la variation des intensités diffusées mesurées par microspectrométrie Raman. Cette technique présente l'intérêt de posséder une excellente résolution spatiale, mais son application à la mesure fine des petites variations d'épaisseurs existant dans un contact EHD est difficile du fait de la très faible intensité du signal Raman diffusé.

L'interférométrie optique développée dans les années 1960 reste jusqu'à présent la méthode de mesure d'épaisseur de film la plus répandue. Depuis les premières études menées par Kirk [KIR62] en 1962, puis Gohar et Cameron [GOH63] en 1963, elle a bénéficié de nombreuses améliorations.

a- Interférométrie conventionnelle

L'interférométrie optique fournit une vue directe de la forme du film lubrifiant dans le contact EHD et permet la mesure des épaisseurs dans des conditions de fonctionnement diverses.

Le contact est observé à travers un des solides, en général le disque, qui doit donc être transparent (verre ou saphir). L'autre surface est réfléchissante (bille en acier). L'éclairement quasi-normal d'un tel système conduit à la formation d'une figure d'interférence (anneaux de Newton) entre les rayons réfléchis à l'interface disque-lubrifiant (1) et ceux réfléchis par la bille (2) (Figure II.13). La différence de marche entre ces rayons est directement reliée à l'épaisseur du film lubrifiant et à son indice de réfraction.

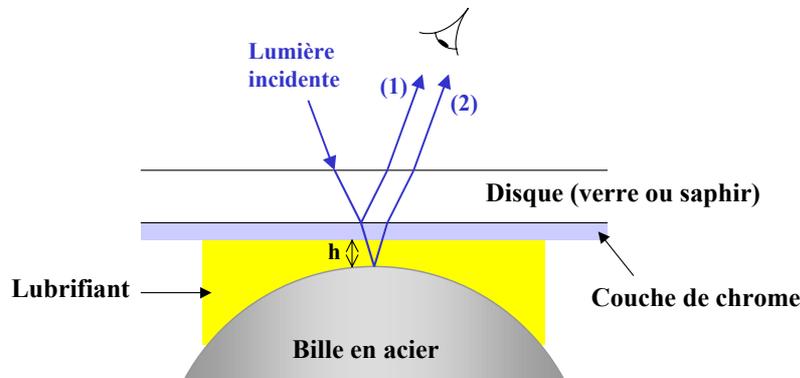


Figure II.13. Principe de l'interférométrie optique conventionnelle.

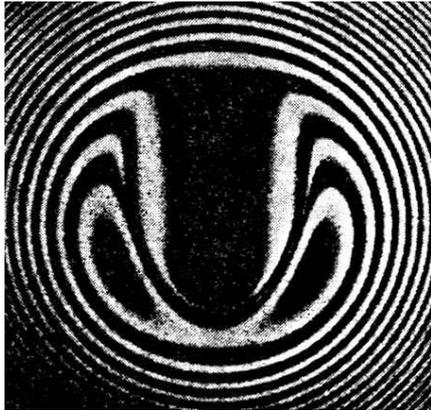
Les indices de réfraction du verre (ou du saphir) et du lubrifiant étant souvent proches (de 1.4 à 1.8), le contraste entre les franges d'interférences observées est médiocre. Une amélioration est obtenue en déposant une fine couche de chrome semi-réfléchissante sur la face inférieure du disque.

La gamme d'épaisseurs mesurables dépend de la nature de la source lumineuse :

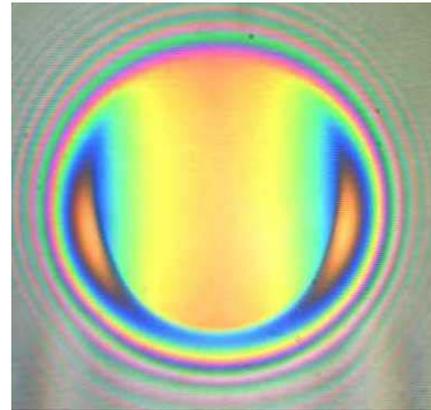
- En lumière monochromatique, la figure d'interférence est une alternance de franges claires et de franges sombres correspondant aux ordres d'interférence successifs (Figure II.14a). Ces maxima (respectivement minima) d'intensité apparaissent pour chaque épaisseur de film multiple de $\lambda/2$, où λ est la longueur d'onde de la lumière. Les franges représentent donc des lignes d'iso-épaisseurs, l'intervalle d'épaisseur entre deux franges étant de 100 nm environ. La gamme d'épaisseurs mesurables est très large, de 40 nm à plusieurs micromètres.

- Avec de la lumière blanche ou chromatique, l'interférométrie produit des franges irisées (Figure II.14b). La correspondance entre couleurs et épaisseurs de film s'appuie sur un étalonnage (échelle des teintes de Newton par exemple) réalisé dans les mêmes conditions (éclairage, matériaux, lubrifiant) que les mesures. L'intervalle d'épaisseur associé à une interfrange est de 40 nm environ. Il n'y a pas de couleur discernable en dessous de 100 nm, et le contraste diminue très fortement au-delà de 800 nm.

La gamme d'épaisseurs mesurables en lumière blanche est donc moins étendue qu'en lumière monochromatique, mais la précision des mesures est meilleure et c'est donc le mode d'éclairage le plus couramment utilisé.



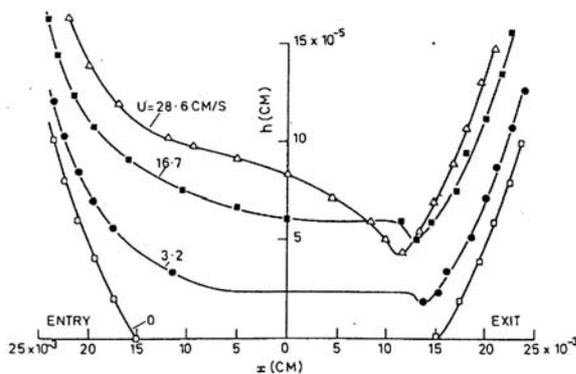
(a) lumière monochromatique [FOO69]



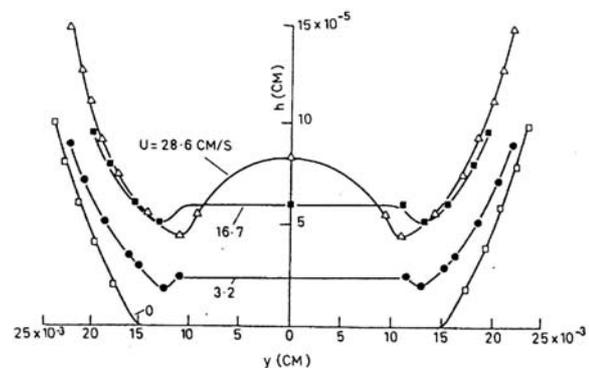
(b) lumière blanche

Figure II.14. Images d'un contact EHD obtenues par interférométrie optique.

La Figure II.15 représente des profils d'épaisseurs longitudinaux et transversaux mesurés par interférométrie pour différentes vitesses d'entraînement. Ces profils illustrent les traits caractéristiques du contact EHD prédits par la théorie (cf. § II.1.2- et II.2.3- (3)) : une région centrale d'épaisseur constante, et une zone de constriction associée à une brusque diminution de l'épaisseur en sortie et sur les côtés du contact. La position et la forme de cette zone de constriction varient avec la vitesse d'entraînement : elle se rapproche des bords du contact si la vitesse diminue, et s'élargit en se rapprochant du centre si la vitesse augmente. Par ailleurs, l'épaisseur de film au centre augmente avec la vitesse d'entraînement.



(a) profils longitudinaux



(b) profils transversaux

Figure II.15. Profils d'épaisseurs mesurés par interférométrie optique conventionnelle pour différentes vitesses d'entraînement [GOH67].

b- Spectrométrie et interférométrie en film mince

L'interférométrie optique classique en lumière blanche présente deux limitations majeures : l'impossibilité de mesurer des épaisseurs de film inférieures à 100 nm, et une précision limitée par l'aptitude de l'œil humain à différencier les couleurs d'interférences.

La première de ces limitations est contournée par Westlake [WES67] qui dépose une fine couche de silice sur le revêtement en chrome du disque. Cette couche, appelée cale optique (en anglais "spacer layer"), possède un indice très proche de celui du lubrifiant. Sa fonction est d'augmenter artificiellement l'épaisseur dans l'interface, afin de former des figures d'interférences pour de très faibles épaisseurs de lubrifiant.

Pour pallier à la deuxième limitation, Johnston et al. [JOH91] développent une technique d'interférométrie, appelée "ultra thin film interferometry", utilisant un spectromètre pour déterminer la longueur d'onde des couleurs d'interférence avec une précision de ± 1 nm (Figure II.16). Grâce à l'emploi d'une cale optique, les plus faibles épaisseurs mesurables sont de l'ordre du nanomètre.

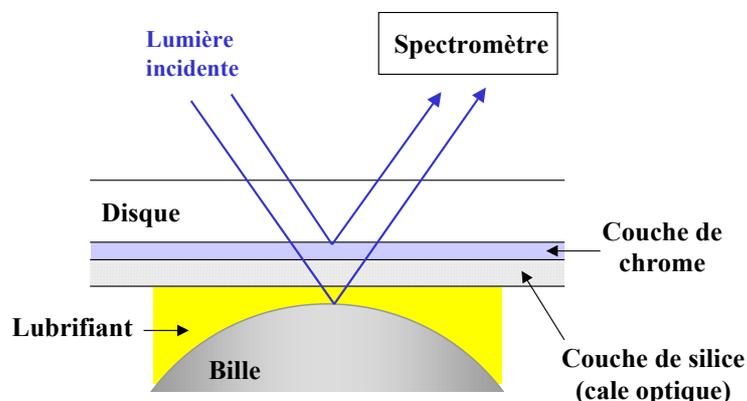


Figure II.16. Principe de "l'ultra thin film interferometry".

L'ultra thin film interferometry convient donc bien à l'étude des régimes de lubrification limite ou mixte. Toutefois, elle est mal adaptée à l'analyse complète du contact, et généralement seule l'épaisseur centrale de film est mesurée.

L'épaisseur minimale est moins directement accessible que l'épaisseur centrale car sa position dans le contact varie en fonction des conditions de sollicitation (vitesse, charge). Elle se situe selon les cas en sortie du contact ou dans les lobes latéraux (cf. § II.2.3- (3)). C'est pourquoi, jusqu'aux années 1990, il n'existait pas de technique expérimentale satisfaisante pour la mesure précise de l'épaisseur minimale de film.

Récemment, Smeeth et Spikes [SME97] améliorent la technique de Johnston afin d'obtenir des profils d'épaisseur à travers le contact.

c- Analyse d'images

Les dernières années ont vu le développement de techniques alliant la simplicité de l'interférométrie conventionnelle aux méthodes avancées de traitement d'images par ordinateur. Ces techniques permettent d'obtenir des cartographies d'épaisseur de film plus aisément qu'avec "l'ultra thin film interferometry", avec une précision comparable.

Le dispositif expérimental utilisé pour l'analyse d'images est représenté schématiquement sur la Figure II.17. Les interférogrammes sont photographiés puis numérisés, ou directement enregistrés à partir d'une caméra vidéo. L'information numérique contenue dans chaque pixel est alors analysée et convertie, moyennant un étalonnage préalable, pour en déduire

l'épaisseur de film en chaque point du contact. La résolution spatiale est de l'ordre du micromètre. La précision sur l'épaisseur mesurée est de quelques nanomètres.

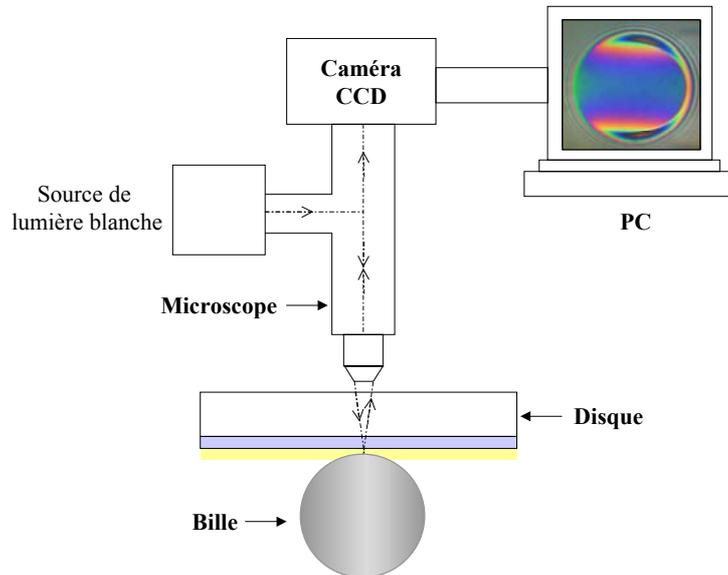


Figure II.17. Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'analyse d'images.

Ces techniques ont été initiées dans le domaine de l'EHD par Gustafsson [GUS94] et Luo [LUO96]. Des cartographies d'épaisseurs comprises entre 90 et 700 nm sont obtenues. Cann [CAN96] combine cette méthode à l'utilisation d'une cale optique afin d'étendre la gamme de mesure aux très faibles épaisseurs, inférieures à 10 nm.

Hartl et al. [HAR97] proposent une nouvelle méthode appelée colorimétrie différentielle, basée sur l'analyse simultanée des trois informations (intensité lumineuse L^* et chromitances a^* et b^*) recueillies par une caméra CCD couleurs lors de l'enregistrement d'un interférogramme en lumière blanche. Molimard [MOL99] met au point une méthode voisine qui sera décrite et utilisée au chapitre IV. Un exemple de cartographie d'épaisseur obtenue par cette méthode est donné Figure II.18.

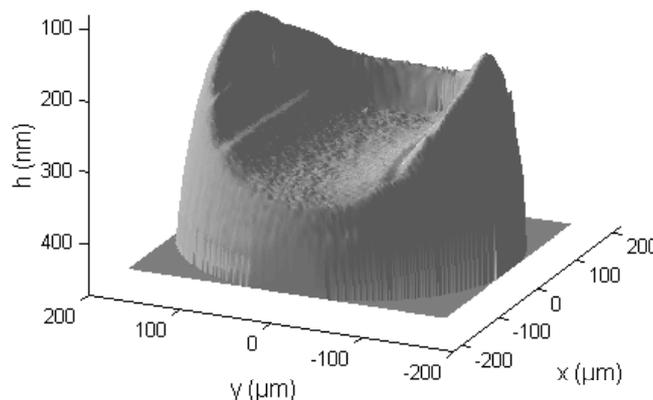


Figure II.18. Cartographie d'épaisseur mesurée par colorimétrie différentielle.

Les techniques d'analyse d'images présentent l'avantage de pouvoir être utilisées avec un tribomètre et un dispositif interférométrique classiques. L'acquisition des interférogrammes est très rapide ce qui rend possible l'étude de phénomènes transitoires.

(3) Conclusion sur les mesures d'épaisseur de film

Les méthodes électriques ont mis en évidence la présence d'un film EHD dans le contact et ont apporté les premiers résultats quantitatifs, mais leur grande sensibilité à la présence d'impuretés dans le lubrifiant constitue un inconvénient majeur. De plus, la plupart d'entre elles ne donnent qu'une valeur moyenne de l'épaisseur de film dans le contact, à l'exception des micro-capteurs qui permettent d'obtenir des profils d'épaisseur avec une résolution spatiale médiocre (plusieurs dizaines de microns).

L'interférométrie optique est particulièrement adaptée à l'étude de la forme et de l'épaisseur des films EHD dans les contacts circulaires ou elliptiques. Cette méthode a été largement développée et a connu différentes évolutions. "L'ultra thin film interferometry" donne la mesure d'épaisseurs de film de dimensions moléculaires (de l'ordre du nanomètre) avec une excellente précision (1 nm) mais ne permet pas de réaliser une cartographie complète du contact. Les techniques d'analyse d'images développées récemment offrent cette possibilité avec une résolution spatiale de l'ordre du micromètre et une précision de quelques nanomètres. Elles se révèlent par conséquent d'un grand intérêt et seront utilisées dans notre travail (chapitres IV et V).

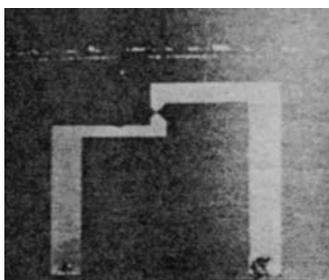
Les résultats expérimentaux obtenus par ces différentes méthodes ont été comparés aux calculs numériques [KRU00] et ont permis de valider les formules approchées d'épaisseur de film données par les modèles (cf. § II.2.3- et annexe 3).

II.3.2- Mesures de pression

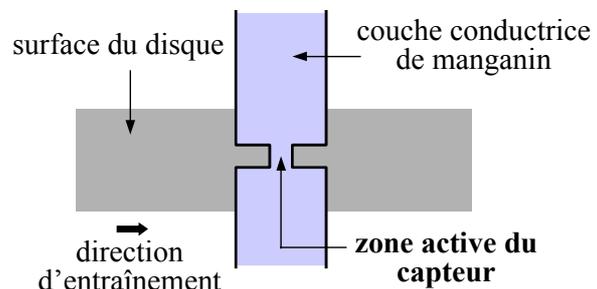
La littérature consacrée à la mesure in situ de la pression dans un contact EHD est beaucoup plus réduite que celle concernant les mesures d'épaisseur de film. Les premières mesures de pression réalisées dans les années 1960 utilisent des micro-capteurs déposés à la surface des solides en contact. Ce n'est qu'à la fin des années 1980 que les méthodes optiques sont à leur tour appliquées aux mesures de pression. Les travaux sur le sujet sont encore peu nombreux.

(1) Mesures de pression par micro-capteurs

Comme pour les mesures d'épaisseur, un film mince constituant le micro-capteur est déposé à la surface d'un des deux solides en contact (Figure II.19). Un film isolant (alumine par exemple) est déposé au préalable entre le micro-capteur et la surface du solide.



(a) Photographie [SAF82]



(b) Représentation schématique

Figure II.19. Micro-capteur de pression en manganin déposé par évaporation à la surface d'un disque (contact linéaire).

La mesure repose sur la variation de la résistance électrique du micro-capteur avec la pression. Le même principe est également utilisé pour mesurer la température. La sensibilité

de la résistance du capteur aux variations de pression et de température dépend du matériau qui le constitue. En général, le manganin (alliage de cuivre, de nickel et de manganèse) est choisi pour les mesures de pression du fait de la forte sensibilité de sa résistance à la pression et de sa faible sensibilité à la température. Le titane ou le platine sont plutôt utilisés pour les mesures de température.

Grâce à cette méthode, des profils de pression ont été obtenus pour divers lubrifiants, dans des conditions de charge et de vitesse variées [KANN65], [CHE65b], [HAMI71], [BART76], [SAF82], [MOK85], [DOW87]. La plupart des résultats publiés concernent des contacts linéaires formés entre deux disques en rotation. Seuls Johns-Rahnejat et al. [JOHR94] présentent des profils de pression réalisés dans un contact circulaire (Figure II.20).

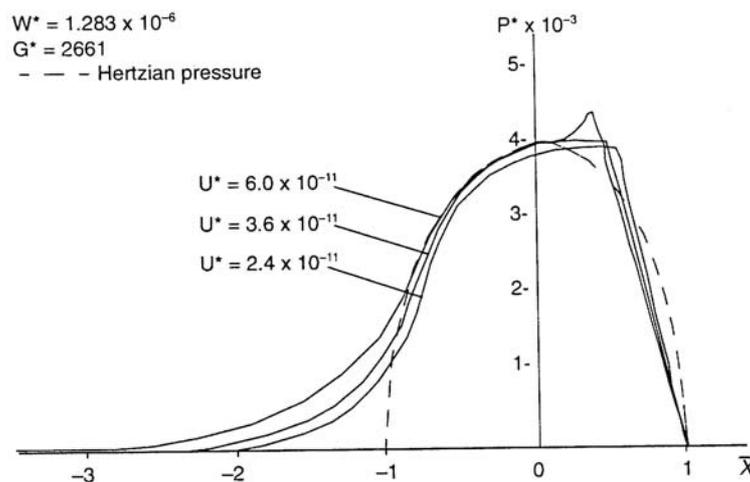


Figure II.20. Profils de pression mesurés par micro-capteur pour différentes vitesses [JOHR94].

Les limites des méthodes de mesure par micro-capteurs sont multiples :

- Le signal mesuré étant moyenné sur toute la surface active du micro-capteur, la résolution spatiale des mesures dépend directement de la dimension du micro-capteur dans la direction d'entraînement (Figure II.19). Si la taille du capteur est trop grande par rapport à la taille du contact, certains détails du champ de pression, en particulier le pic de pression en sortie du contact, sont atténués ou même perdus.

La taille des capteurs utilisés dans les différents travaux est au mieux de 5 μm (procédé de découpe laser), typiquement de 10 à 50 μm . Si elle a permis d'obtenir des résultats satisfaisants dans des contacts de grandes dimensions, elle est insuffisante pour étudier des contacts de plus petite taille (< 300 μm).

- La durée de vie des capteurs est souvent réduite du fait des dégradations qu'ils subissent dans l'interface. Pour éviter tout contact entre le capteur et la surface adjacente, il est nécessaire de réduire au maximum l'épaisseur du capteur (0.03 à 0.15 μm selon les auteurs) et de travailler avec des films lubrifiants suffisamment épais. Ces méthodes sont donc mal adaptées à l'étude des films minces.

- La température est susceptible d'influencer les mesures de pression. La résistance du manganin est en principe uniquement influencée par la pression. Toutefois, les propriétés du manganin déposé par évaporation diffèrent quelque peu de celles du manganin massif. En particulier, la sensibilité de la résistance aux variations de température dépend de la méthode de dépôt, et bien qu'elle soit faible, elle peut introduire une erreur sur les pressions mesurées.

- Les méthodes de mesure par micro-capteurs sont des méthodes intrusives : la présence dans le contact d'un capteur d'épaisseur non négligeable peut modifier l'écoulement du lubrifiant, et par conséquent perturber la mesure.

Dans un article consacré à l'étude du comportement des micro-capteurs, Marginson et al. [MARG95] montrent de surcroît que :

- La nature du substrat ainsi que la forme du capteur et des connections influencent le signal mesuré.

- La réponse du capteur dépend fortement des contraintes subies par le substrat. Par exemple, la présence d'effets thermiques dans le contact provoque l'expansion du substrat et par conséquent la déformation du capteur, modifiant sa réponse par rapport à un étalonnage statique.

Pour ces raisons, les résultats des mesures par micro-capteurs doivent être considérés avec prudence.

(2) Mesures de pression par spectrométries optiques vibrationnelles

L'idée d'appliquer les spectrométries Infra-Rouge (IR) et Raman à la caractérisation du lubrifiant dans les contacts EHD a été émise depuis longtemps mais sa mise en œuvre pratique n'est pas simple. Ceci explique pourquoi les premiers résultats obtenus avec ces méthodes ne datent que d'une dizaine d'années, et que peu de travaux ont été publiés depuis.

Le principe de ces spectrométries est d'étudier les modes de vibration des molécules de lubrifiant en les excitant avec un rayonnement incident infrarouge ou visible. Les processus mis en jeu lors de l'interaction rayonnement-matière diffèrent suivant la méthode. En spectrométrie IR le rayonnement est absorbé par les molécules, en spectrométrie Raman il est diffusé (cf. annexe 2).

Comme pour toutes les méthodes optiques, l'analyse in situ de l'interface nécessite l'utilisation d'une surface transparente au rayonnement incident. Cette surface doit de surcroît être suffisamment résistante pour supporter des pressions élevées.

Les spectrométries optiques constituent, à l'instar de l'interférométrie optique pour les mesures d'épaisseurs, des méthodes de mesure in situ non perturbatrices. L'intérêt qu'elles suscitent provient de la richesse des informations qu'elles sont susceptibles d'apporter. En effet, elles permettent non seulement de mesurer les paramètres physiques du contact : pression, épaisseur de film, température, mais aussi d'analyser la structure chimique du lubrifiant et ses éventuelles modifications (cf. chapitre I).

a- absorption IR

En 1991, Cann [CAN91] applique la technique de spectrométrie d'absorption Infra-Rouge à Transformée de Fourier (FTIR) par réflexion à un contact EHD en glissement.

Un rayonnement IR est focalisé par l'intermédiaire d'un microscope IR dans le contact entre une bille en acier en rotation et un disque fixe. Le verre n'étant pas transparent à l'infrarouge, le disque est en saphir, en diamant ou en CaF_2 . Le signal réfléchi à l'interface lubrifiant-acier est collecté par le microscope et analysé par le spectromètre FTIR. Le dispositif expérimental est schématisé Figure II.21.

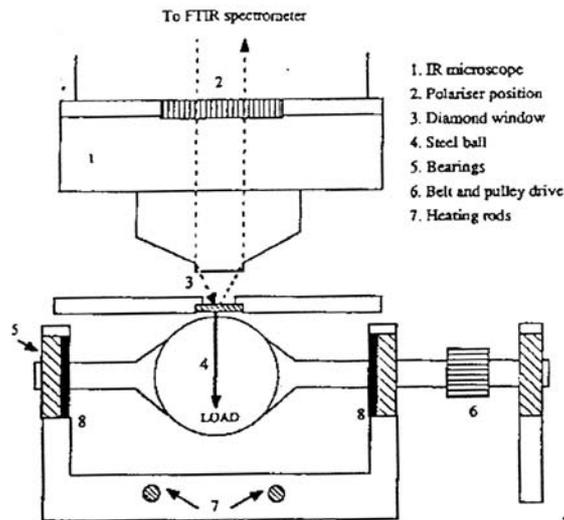


Figure II.21. Dispositif expérimental d'étude in situ d'un contact EHD par microspectrométrie IR [CAN91].

Le spectre d'absorption ainsi obtenu est caractéristique du lubrifiant étudié. L'intensité des pics est proportionnelle au volume de lubrifiant et permet, via un étalonnage préalable effectué en statique, de déterminer l'épaisseur de film. La position des pics dépend quant à elle de la pression. Un profil de pression est réalisé en mesurant les variations de fréquence d'un des modes de vibration du lubrifiant en différents points du contact (Figure II.22).

L'inconvénient majeur de cette méthode pour les mesures in situ est sa mauvaise résolution spatiale, liée à une taille de sonde de l'ordre de 100 μm de diamètre. De ce fait, le pic de pression en sortie du contact n'est pas détecté.

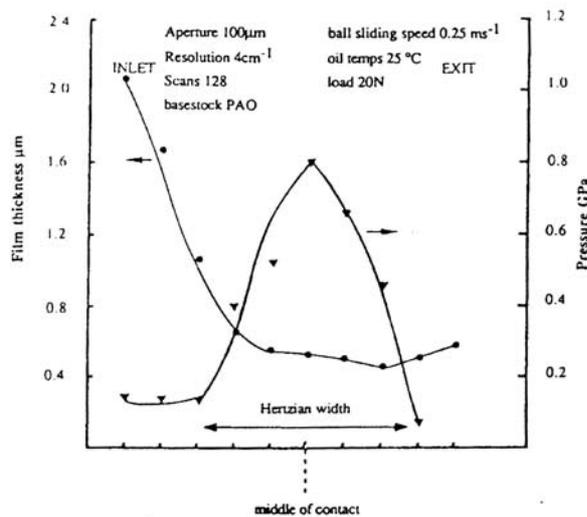


Figure II.22. Profils de pression et d'épaisseur obtenus par microspectrométrie IR [CAN91].

Dans le même article, Cann met en évidence l'alignement des molécules de lubrifiant dans le convergent du contact, en polarisant le rayonnement IR incident parallèlement ou perpendiculairement à la direction de glissement. De tels effets avaient déjà été étudiés par Lauer [LAU82] en analysant l'émission IR du lubrifiant.

Cann utilise également la spectrométrie IR pour suivre au cours du temps la formation d'un film anti-usure dans le contact. En employant la même technique, Hoshi et al. [HOS99] étudient le changement de concentration en additifs dans différentes huiles en fonction de leur position dans le contact.

b- diffusion Raman

Les premières applications de la spectrométrie Raman à la mesure de pression dans un contact datent des années 1980. Elles sont réalisées dans des contacts statiques. Mansot [MAN85 et 86] détermine les profils de pression dans un film solide de polystyrène inséré dans le contact entre une bille en acier et un disque en saphir (Figure II.23). Gardiner et al. [GAR83] mesurent la pression d'équilibre d'une huile emprisonnée dans la cavité formée par la déformation élastique des surfaces lors de la mise en contact rapide d'une sphère et d'un disque.

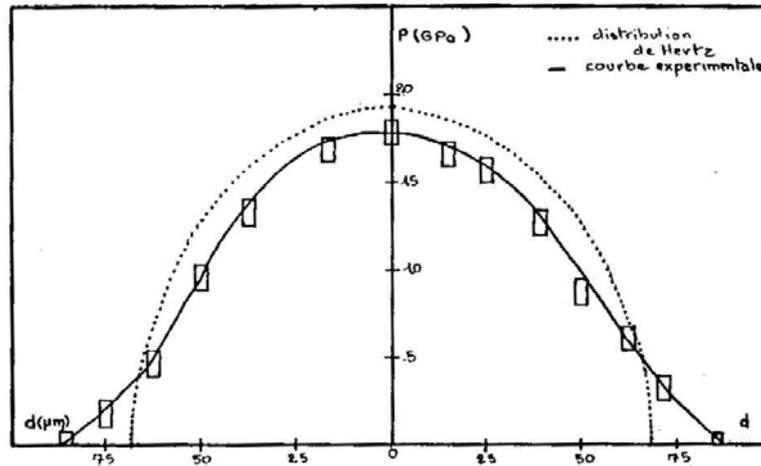


Figure II.23. Profil de pression mesuré par microspectrométrie Raman dans un contact statique en présence d'un film de polystyrène interfacial [MAN86].

En 1989, Gardiner et al. [GAR89] appliquent pour la première fois la microspectrométrie Raman à un contact EHD fonctionnant en roulement pur. Un faisceau laser est focalisé dans le contact entre un disque en verre et une bille en acier. Le lubrifiant étudié est une huile polyphényl éther (5P4E) possédant un mode de vibration très intense en Raman, dont la fréquence augmente avec la pression.

Le tribomètre bille-disque est placé sur une table XY motorisée afin d'effectuer des mesures en n'importe quel point du contact. Des profils de pression (Figure II.24) correspondant à différentes conditions de charge et de vitesse, et une cartographie complète du contact sont ainsi obtenus.

Dans l'étude de Gardiner, la taille de la tache de focalisation du faisceau laser (taille de sonde) correspondant à la zone d'analyse est de l'ordre de 5 µm. Cette excellente résolution spatiale constitue le principal avantage de la spectrométrie Raman par rapport à la spectrométrie IR. Elle est suffisante pour mettre en évidence les principales caractéristiques des profils de pression prévues par la théorie, en particulier le pic de pression en sortie.

Les mesures de Gardiner et al. souffrent d'un mauvais rapport signal sur bruit dû à un système de détection peu performant (photomultiplicateur ou barrette de photodiodes) et à un fond de fluorescence parasite émis par le disque en verre qui masque en partie le signal Raman très peu intense. Par conséquent, leur étude est limitée aux films d'épaisseur supérieure à 1 µm. Afin d'augmenter le signal diffusé, des puissances laser élevées de l'ordre de 100 à 200 mW sont envoyées dans l'interface. La contrepartie est un échauffement local du lubrifiant, qui peut même entraîner l'effondrement du film si son épaisseur est faible et la puissance laser trop élevée.

La possibilité d'utiliser des disques en verre, moins coûteux que le saphir ou le diamant, est un autre avantage du Raman sur l'absorption IR. Cependant, en raison de la faible contrainte de rupture du verre, les pressions atteintes dans le contact ne dépassent pas 0.8 GPa.

Malgré ces limites, les résultats de Gardiner sont très encourageants et montrent le potentiel de la microspectrométrie Raman en tant que méthode de mesure de pression in situ.

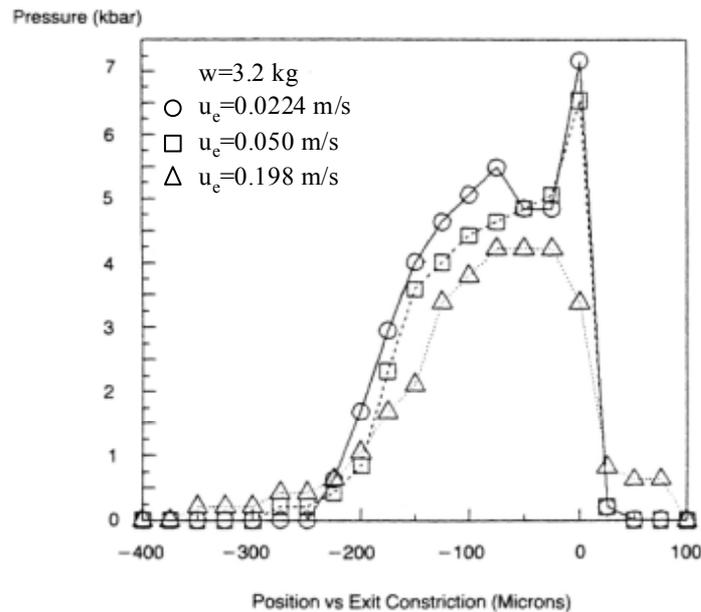


Figure II.24. Profils de pression mesurés par microspectrométrie Raman dans un contact EHD en roulement pur pour différentes vitesses [GAR89].

(3) Conclusion sur les mesures de pression

Jusqu'aux travaux de Gardiner en 1989, les méthodes électriques utilisant des micro-capteurs étaient les seules à fournir des mesures de pression dans un contact EHD. La majorité des résultats publiés concerne les contacts linéaires. La résolution spatiale des profils de pression obtenus, liée à la taille du capteur, est au mieux d'une dizaine de microns.

Ces méthodes intrusives présentent l'inconvénient d'être sensibles à la température et à l'état de contrainte du substrat, ce qui peut perturber les mesures de pression.

Les spectroscopies optiques vibrationnelles offrent une approche alternative non perturbatrice (à condition que la puissance laser utilisée ne soit pas trop élevée), et sont susceptibles d'apporter des informations d'ordre physique et chimique sur le lubrifiant.

Leur application à l'étude du contact EHD est récente, et encore peu développée. La principale difficulté rencontrée est la faiblesse du signal absorbé ou diffusé par le très petit volume de lubrifiant présent dans l'interface. Par conséquent, l'analyse de films très minces ou de substances présentes en faible concentration dans le lubrifiant est, dans l'état actuel du développement de ces techniques, extrêmement difficile. C'est aussi pour cette raison qu'une partie des résultats obtenus en IR concerne le comportement du lubrifiant en entrée ou en sortie du contact, plutôt que dans la région centrale.

Une comparaison entre les tailles de sonde respectives des microspectrométries IR et Raman est faite Figure II.25. Du fait de sa meilleure résolution spatiale (de l'ordre de 1 à 15 μm), la microspectrométrie Raman s'avère mieux adaptée aux mesures locales dans le contact.

L'étude de Gardiner, malgré ses limites, a montré la faisabilité de l'application de cette méthode aux mesures de pression dans un contact EHD. Avec l'amélioration de la détection (détecteurs CCD), on peut espérer étendre la gamme de mesure aux plus faibles épaisseurs de film.

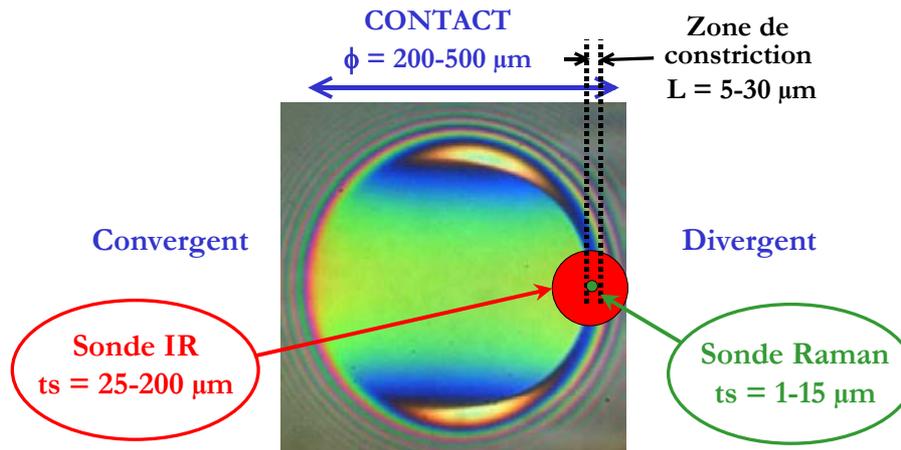


Figure II.25. Comparaison des tailles de sonde des microspectrométries IR et Raman.

II.3.3- Mesures de température

Les méthodes de mesure de la température peuvent être classées en deux catégories :

- les méthodes par contact où le capteur se met en équilibre thermique avec l'élément à étudier (thermocouples, micro-capteurs),
- les méthodes sans contact exploitant le rayonnement émis par les surfaces ou par le lubrifiant (radiométrie infrarouge), ou excitant les modes de vibration des molécules par un rayonnement incident (spectrométrie Raman).

Les thermocouples ont été utilisés dans de nombreuses applications pratiques, pour mesurer la température du lubrifiant dans le convergent par exemple, mais ils ne fournissent qu'une indication sur la température moyenne à une certaine distance du contact.

A ce jour, seules deux méthodes ont permis de réaliser des profils de température à travers le contact : la méthode de mesure par micro-capteurs, et la radiométrie infrarouge.

Un des inconvénients des mesures de température par micro-capteurs est que la résistance électrique mesurée varie non seulement avec la température, mais aussi avec la pression, comme nous l'avons souligné au paragraphe II.3.2- (1).

Par ailleurs, aux forts taux de glissement, les micro-capteurs subissent des contraintes sévères dans l'interface et se dégradent rapidement. Cette méthode de mesure n'est donc utilisée qu'en roulement pur ou à faible taux de glissement. Dans ces conditions, les élévations de température sont faibles (généralement inférieures à 10°C) et les profils de température mesurés présentent une forme voisine de celle des profils de pression, avec en particulier un pic de température situé au voisinage du pic de pression [MOK85], [BAU87].

L'application de la méthode de radiométrie infrarouge à la mesure de température dans les contacts EHD a été développée dans les années 1970 [TUR74], [NAG77 et 78], [AUS76]. Le dispositif expérimental est du même type que celui utilisé pour les mesures par microspectrométrie IR (cf. § II.3.2- (2)a-, Figure II.21) mais la méthode est différente : on n'envoie pas de rayonnement IR pour exciter l'échantillon mais on analyse le rayonnement IR émis par le film lubrifiant ou la surface de la bille.

Grâce à cette méthode, des profils et des cartographies de température ont été réalisés avec une résolution spatiale de l'ordre de 20 à 40 μm . La plupart des mesures ont été faites dans des contacts EHD en glissement pur pour lesquels les élévations de température sont les plus importantes (de 10°C à 100°C environ selon la vitesse de glissement et la nature du lubrifiant).

Un exemple de profils de température obtenus par cette méthode dans un contact entre une bille en acier et un disque en saphir est donné Figure II.26a.

Seuls King et al. [KIN81] ont mis en évidence la présence de gradients de température dans l'épaisseur du film. La plupart des auteurs mesurent uniquement la température moyenne du lubrifiant dans l'épaisseur ou la température des surfaces métalliques.

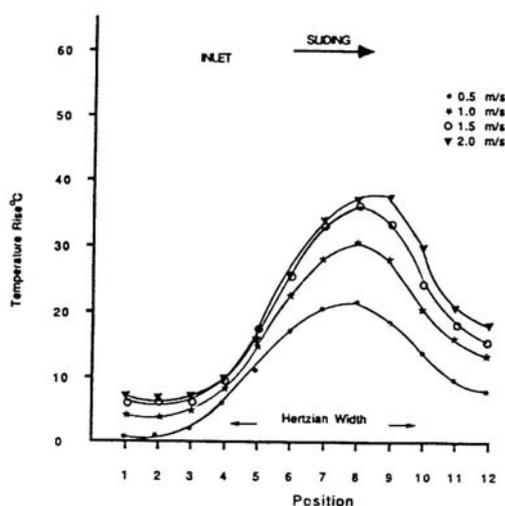
Certains auteurs ont utilisé les distributions de température de surface de la bille mesurées par radiométrie IR pour en déduire les distributions de contraintes de cisaillement dans le contact [CAN89], [SPI90], [GLO95]. Le calcul est basé sur l'analyse de Jaeger [JAE42] qui exprime l'élévation de température dans un solide stationnaire semi-infini soumis à une source de chaleur mobile de dimensions finies. Il repose sur plusieurs hypothèses :

- L'élévation de température des surfaces est due uniquement à la chaleur générée par le cisaillement du film lubrifiant.

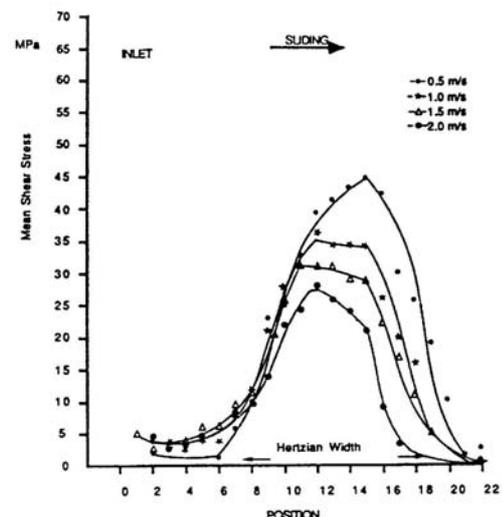
- Toute la chaleur générée dans le contact est transférée aux solides par conduction, la chaleur transférée par convection dans la direction de l'écoulement étant négligée.

- Les températures à la surface des deux solides sont les mêmes. Cette hypothèse est nécessaire car la température de surface du disque en saphir ne peut pas être mesurée, mais elle n'est a priori pas vérifiée. Toutefois, les auteurs s'appuient sur le fait qu'en glissement pur, la majorité de la chaleur générée dans le fluide passe dans le solide en mouvement, à savoir la bille, et que l'erreur faite sur la température de surface du disque est alors négligeable.

La Figure II.26b présente les profils de contraintes de cisaillement calculés par cette méthode à partir des profils de température de la Figure II.26a.



(a) Profils de température



(b) Profils de contraintes de cisaillement

Figure II.26. Profils de température de surface de la bille mesurés par radiométrie IR pour différentes vitesses de glissement, et profils de contrainte de cisaillement calculés [CAN89].

En radiométrie IR, le signal reçu provient non seulement du lubrifiant et de la bille, mais également du disque et de l'environnement thermique. La difficulté consiste donc à dissocier ces différentes contributions afin d'extraire du signal reçu les informations recherchées (température du lubrifiant ou de la bille).

La microspectrométrie Raman offre la possibilité de déterminer la température du lubrifiant dans le contact en mesurant les intensités de ses raies Raman Stokes et anti-Stokes (cf. annexe 2) et de réaliser des profils ou des cartographies avec une résolution spatiale meilleure que celle de la radiométrie IR. Aucune étude de ce type n'a été réalisée jusqu'à présent.

II.3.4- Conclusion sur les méthodes de mesure in situ

Parmi les nombreuses méthodes de mesure existantes, seules quelques-unes se sont imposées pour l'étude in situ des films EHD. En effet, le problème de l'accessibilité de l'interface au capteur ou à la sonde de mesure est souvent critique.

Les méthodes in situ ont été classées en deux groupes selon le procédé de mesure qu'elles utilisent : les méthodes électriques et les méthodes utilisant un rayonnement électromagnétique.

Les méthodes électriques peuvent être utilisées dans les contacts réels. Les méthodes de mesure par micro-capteurs sont les plus performantes puisqu'elles fournissent des profils d'épaisseur de film, de pression ou de température dans le contact selon le matériau constituant le capteur. Grâce aux progrès de l'électronique et de la miniaturisation, elles sont aujourd'hui plus faciles à mettre en œuvre. Cependant, ce sont des méthodes intrusives, très sensibles à l'environnement tribologique du contact (température, état de contrainte des solides,...).

Les méthodes utilisant un rayonnement électromagnétique sont avant tout des méthodes de laboratoire qui nécessitent que la partie supérieure du contact soit transparente à ce rayonnement. Elles présentent l'avantage d'être non perturbatrices.

La majorité des travaux expérimentaux sur le contact EHD a été consacrée à la mesure des épaisseurs de film. L'interférométrie optique est la méthode la plus couramment utilisée. A travers ses différentes évolutions, elle a permis d'obtenir des informations précises sur la forme et l'épaisseur du film lubrifiant dans des conditions de fonctionnement extrêmement variées, et de vérifier les prévisions de la théorie EHD.

Des cartographies d'épaisseurs de l'ensemble du contact peuvent aujourd'hui être réalisées grâce aux méthodes d'analyse d'images, dans une gamme d'épaisseur très large (de quelques nm à 800 nm). La précision sur les mesures est de quelques nanomètres et la résolution spatiale de l'ordre du micromètre.

Les possibilités de l'analyse d'images permettent d'envisager des développements originaux. Des travaux récents [AST94], [JOL99] présentent des distributions de pression calculées numériquement à partir des distributions d'épaisseurs mesurées. Ce point sera développé au chapitre IV.

Les méthodes de mesure de la pression dans le contact sont moins nombreuses.

Les mesures électriques par micro-capteurs ont été pendant longtemps les seules à fournir des profils de pression qui puissent être comparés à ceux issus de la théorie.

La spectrométrie IR possède de nombreuses potentialités quand à l'étude physico-chimique du film EHD (mise en évidence d'alignements moléculaires, suivi de réactions chimiques, ...), mais sa mauvaise résolution spatiale (plusieurs dizaines de microns) n'en fait pas un outil adapté à la mesure des distributions de pression.

La spectrométrie Raman apparaît, à l'instar de l'interférométrie optique pour les mesures d'épaisseur, comme la méthode non perturbatrice la plus adaptée aux mesures de pression. Son excellente résolution spatiale (de 1 à 15 μm) permet de réaliser des cartographies de pression détaillées du contact et de détecter le pic de pression situé en sortie.

La spectrométrie Raman offre également la possibilité de mesurer la température et l'épaisseur du film lubrifiant. Ces paramètres sont déterminés de façon indépendante car leur mesure repose sur des principes différents (position des raies Raman pour la pression, intensité des raies pour l'épaisseur, et rapport d'intensités des raies Stokes et anti-Stokes pour la température), contrairement aux micro-capteurs où la pression et la température sont déduites d'une mesure de résistance et peuvent être couplées.

En outre, la spectrométrie Raman fournit comme l'absorption IR des informations d'ordre chimique sur le comportement du lubrifiant dans le contact [CHEO98].

L'application de cette méthode à l'étude du contact EHD n'a été que très peu développée, et souffre surtout de la faiblesse du signal diffusé. Son potentiel reste à exploiter. Ainsi, aucune mesure de température par spectrométrie Raman n'a encore été réalisée dans un contact EHD.

La plupart des résultats concernant les distributions de température dans le contact EHD ont été obtenus par radiométrie IR. Cette méthode s'avère utile lorsque les élévations de température sont suffisamment importantes (forts taux de glissement) mais ne permet pas de mesurer de faibles variations de température.

Une synthèse des performances des principales méthodes de mesure appliquées à l'étude in situ des contacts EHD est présentée dans le Tableau II.2.

Catégorie	Méthode de mesure	Grandeurs mesurées	Possibilités et résolution spatiale	Références
Méthodes électriques	Résistance	Présence d'un film	-	[LAN52], [LEW55]
	Capacité	Epaisseur	Profils	[CRO61], [CRO63]
	Micro-capteurs : - en manganin - en titane, nickel ou platine	Pression Epaisseur Température de surface	Profils 6-50 μm	[KANN65], [HAMI71], [BART76], [SAF82], [MOK85], [DOW87], [JOHR94], [BAU87]
Méthodes utilisant un rayonnement électromagnétique	Transmission des rayons X	Epaisseur	Profils 760 μm	[SIB61]
	Fluorescence	Epaisseur		[SMA74]
	Interférométrie optique :			
	- Interférométrie conventionnelle	Epaisseur	Profils, cartographies	[KIR62], [GOH63], [GOH67], [FOO69]
	- "Ultra thin film interferometry"	Epaisseur	Epaisseur au centre, profils	[JOH91], [SME97]
	- Analyse d'images Colorimétrie différentielle	Epaisseur	Profils, cartographies 1-3 μm	[GUS94], [LUO96], [CAN96] [HAR97], [HAR99] [MOL99]
	Spectrométrie d'absorption IR Spectrométrie d'émission IR	Epaisseur Pression Composition chimique Orientation moléculaire	Profils 25-200 μm	[CAN91], [SAT95], [HOS99] [CAN92] [KIN81], [LAU79], [LAU82]
Spectrométrie Raman	Pression Epaisseur Composition chimique <i>Température</i> <i>Orientation moléculaire</i>	Profils, cartographies 1-15 μm	[GAR89], [LAP97] [HUT95] [CHEO98]	
Radiométrie IR	Températures des surfaces et du lubrifiant	Profils, cartographies 20-40 μm	[TUR74], [NAG77], [AUS76], [CAN89], [SPI90], [GLO95], [BOR91]	

Tableau II.2. Synthèse des principales méthodes de mesure in situ appliquées au contact EHD.

II.4 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre le contexte tribologique dans lequel se situe notre étude. La connaissance du régime de lubrification EHD repose à la fois sur un haut niveau de formalisme, et sur une approche expérimentale très développée.

L'analyse théorique ne peut décrire totalement la complexité du fonctionnement d'un contact réel et s'appuie par conséquent sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices (fluide newtonien, contact isotherme, surfaces lisses,...). Des modèles ont été développés afin de prédire par exemple les épaisseurs de film dans le contact, en fonction des conditions de sollicitation (charge, vitesses) et des propriétés du lubrifiant et des matériaux.

Les travaux expérimentaux ont permis de valider les prévisions de ces modèles, et de montrer leurs limites. De plus, les phénomènes mis en évidence par ces travaux (diminution de l'épaisseur de film due à un comportement non newtonien du lubrifiant, élévations locales de température, ...) ont été à l'origine du développement de nouveaux modèles visant à décrire plus précisément le comportement du lubrifiant dans un contact réel (prise en compte des effets non newtoniens ou des effets thermiques).

Ainsi, la compréhension du fonctionnement du contact EHD a progressé grâce au développement conjoint et à la complémentarité des approches numériques et expérimentales. Notre étude s'inscrit dans cette continuité : les chapitres IV et V s'attacheront à comparer les résultats expérimentaux aux calculs numériques.

Ce chapitre nous a permis de répertorier les outils les plus performants dont nous disposons à l'heure actuelle pour étudier le contact EHD :

- Sur le plan théorique, les méthodes de résolution numériques utilisant les techniques multigrilles permettent de calculer les distributions de pression et d'épaisseur pour une large gamme de conditions opératoires (charge, vitesse, matériaux). Cependant, la plupart des solutions obtenues sont calculées en supposant le contact isotherme, sans prendre en compte l'effet du glissement.

- Sur le plan expérimental, la microspectrométrie Raman apparaît comme la méthode la plus prometteuse pour les mesures in situ de pression. Sa bonne résolution spatiale est compatible avec l'analyse locale que nous souhaitons effectuer.

Les techniques alliant l'analyse d'images et l'interférométrie optique développées ces dernières années donnent des cartographies d'épaisseur d'une grande précision, dans une gamme d'épaisseurs allant de quelques nanomètres à 800 nm environ.

Ces techniques seront utilisées de façon complémentaire à la spectrométrie Raman pour l'étude du contact EHD (chapitres IV et V).

Le chapitre suivant décrit le principe de la mesure de pression par spectrométrie Raman et présente le dispositif expérimental développé pour les besoins de notre étude.

Chapitre III -

Application de la spectrométrie Raman aux mesures in situ dans un contact EHD

Ce chapitre présente les différentes étapes suivies pour appliquer la spectrométrie Raman à la mesure de contraintes dans un contact EHD.

Après une brève description de la diffusion Raman et des principales caractéristiques d'un spectre Raman, nous étudions de façon théorique l'influence d'une force extérieure (élongation ou compression) sur la fréquence de vibration d'une molécule diatomique. Les résultats sont appliqués à un potentiel particulier afin d'obtenir des expressions simples et des ordres de grandeur.

Le principe de la mesure de pression par spectrométrie Raman et sa mise en œuvre pratique sont ensuite exposés.

Dans la partie suivante, nous expliquons le choix du lubrifiant modèle étudié et nous présentons ses caractéristiques vibrationnelles et rhéologiques. Une étude préalable est faite pour examiner la dépendance à la température de la réponse Raman du lubrifiant.

Afin de réaliser des mesures in situ dans un contact EHD, un dispositif expérimental spécifique, couplant un microspectromètre Raman à un tribomètre EHD a été développé. Nous décrivons ses principales caractéristiques et ses performances.

Enfin, la dernière partie s'attache à estimer la résolution en pression et la résolution spatiale des mesures résultant de l'ensemble : méthode de mesure, dispositif expérimental et lubrifiant modèle.

III.1 Principe de la mesure de contraintes par spectrométrie Raman	79
III.1.1- La diffusion Raman	79
III.1.2- Influence d'une force extérieure sur la fréquence de vibration d'une molécule diatomique.....	81
III.1.3- Application à la mesure de pression	90
III.2 Mise en œuvre expérimentale	95
III.2.1- Choix d'un lubrifiant modèle	95
III.2.2- Couplage microspectromètre Raman-tribomètre EHD	100
III.3 Résolution des mesures.....	106
III.3.1- Résolution en pression.....	106
III.3.2- Résolution latérale	106
III.3.3- Profondeur d'analyse : résolution axiale	108
III.4 Conclusion.....	109

III.1 Principe de la mesure de contraintes par spectrométrie Raman

III.1.1- La diffusion Raman

La théorie de la diffusion Raman est détaillée en annexe 2. Nous ne présentons ici que les notions essentielles. Le lecteur pourra se référer à différents ouvrages généraux sur la spectrométrie Raman [KING64], [LON77], [FER94], [BARB99].

Lorsqu'un échantillon est éclairé par un rayonnement monochromatique de fréquence ν_0 ne correspondant pas à une de ses bandes d'absorption, la quasi-totalité des photons constituant cette radiation est réfléchi sur la surface de l'échantillon ou transmise sans interaction dans la direction de propagation du faisceau incident. Une fraction bien plus faible (un millième environ) est diffusée dans toutes les directions de l'espace après interaction avec la matière (Figure III.1).

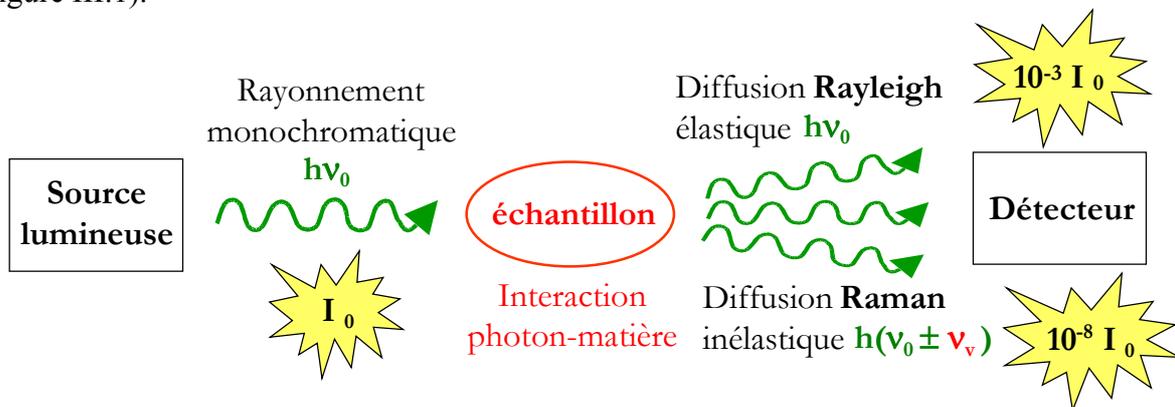


Figure III.1. Schéma de principe du processus de diffusion de la lumière par la matière.

La plupart des photons diffusés ont la même fréquence ν_0 que le rayonnement incident. Ce processus de diffusion élastique de la lumière est appelé diffusion Rayleigh.

Pour moins d'un cent millièmes des photons diffusés, un changement de fréquence résultant d'un échange d'énergie entre les photons et la matière est observé. Ce processus de diffusion inélastique de la lumière est appelé diffusion Raman.

Deux cas peuvent se présenter selon la fréquence des photons diffusés inélastiquement :

- les photons diffusés ont une fréquence $\nu_0 - \nu_\nu$ inférieure à celle du rayonnement incident, c'est la diffusion Raman Stokes,
- les photons diffusés ont une fréquence $\nu_0 + \nu_\nu$ supérieure à celle du rayonnement incident, c'est la diffusion Raman anti-Stokes.

Dans ces deux cas, les écarts de fréquence ν_ν par rapport au rayonnement incident correspondent aux fréquences de vibrations des molécules constituant l'échantillon étudié.

En pratique, la grandeur utilisée est le nombre d'ondes (exprimé en cm^{-1}) :

$$\bar{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$$

où ν est la fréquence du rayonnement,
 λ la longueur d'onde,
 c la vitesse de la lumière.

Les énergies mises en jeu dans les vibrations moléculaires correspondent à des nombres d'ondes compris entre quelques cm^{-1} et 4000 cm^{-1} environ.

Un spectre Raman représente l'intensité du rayonnement diffusé en fonction du nombre d'ondes (Figure III.2). A chaque mode de vibration de la molécule de nombre d'ondes $\bar{\nu}_v$ correspond une raie Stokes et une raie anti-Stokes sur le spectre (sous réserve que ce mode soit actif en Raman, cf. annexe 2), symétriques par rapport à la raie Rayleigh. En pratique, seules les raies Stokes plus intenses sont généralement étudiées.

Le nombre d'ondes relatif $\bar{\nu}_v$ caractéristique de la molécule et indépendant du choix de la radiation excitatrice $\bar{\nu}_0$ est préféré au nombre d'ondes absolu $\bar{\nu}_0 \pm \bar{\nu}_v$ pour repérer les raies Raman. C'est cette grandeur, égale à l'écart de nombre d'ondes entre la raie Raman et la raie Rayleigh, qui apparaît sur les spectres. Le zéro de l'échelle des nombres d'ondes relatifs coïncide donc avec la raie Rayleigh.

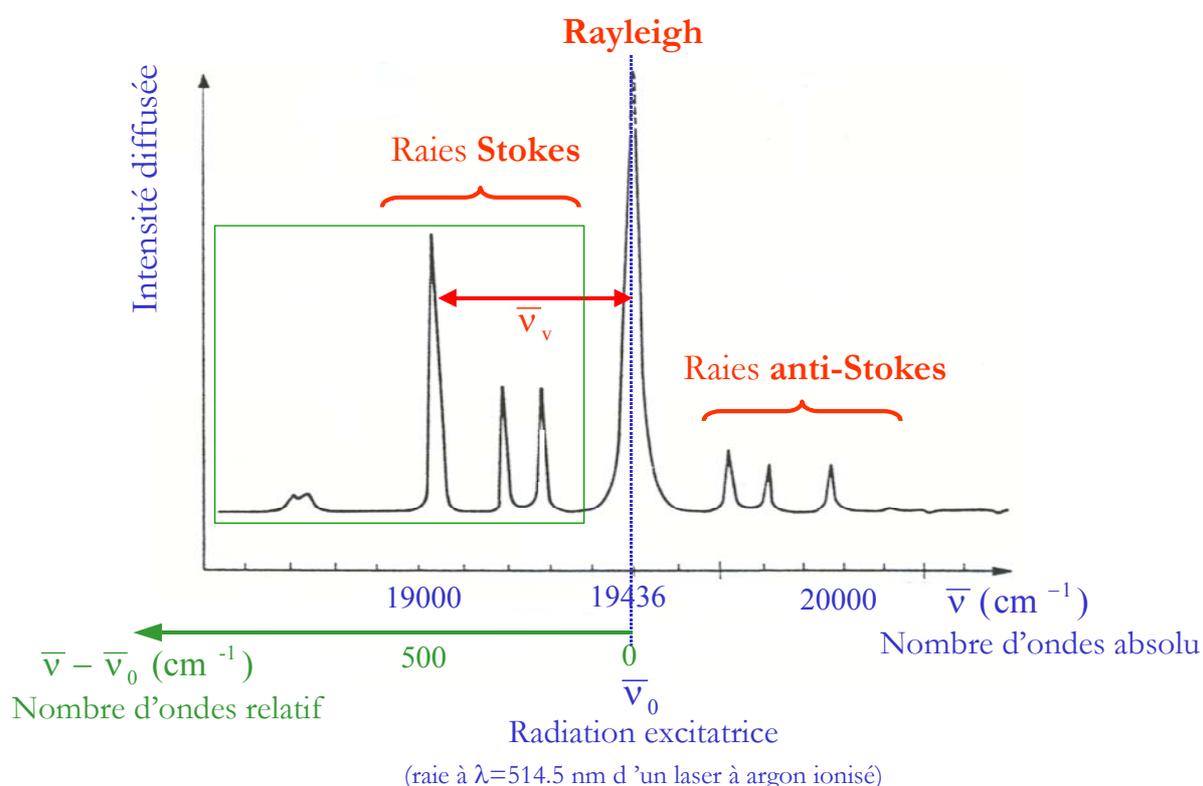


Figure III.2. Allure d'un spectre Raman.

Chaque raie Raman peut être caractérisée par :

- Sa fréquence, qui est la signature d'une liaison chimique et de sa dynamique. Elle est sensible aux paramètres extérieurs comme la pression et plus généralement les contraintes mécaniques, et la température.
- Son intensité, qui est proportionnelle au nombre de molécules diffusantes dans le volume sondé. Les variations d'intensités relatives des raies en fonction de l'état de polarisation des rayonnements incident et diffusé renseignent sur la symétrie des modes (Raman polarisé).
- Son profil et sa largeur à mi-hauteur, qui renseignent en particulier sur l'environnement de la liaison considérée (environnement géométrique, électrique ou chimique).

Les raies Raman des cristaux ont généralement une forme lorentzienne. Les raies Raman des liquides sont plus larges et possèdent une forme gaussienne. Cette différence est essentiellement due à la distribution importante des géométries locales dans les liquides.

Ainsi, chacune des caractéristiques des raies Raman (fréquence, intensité, profil) contient des informations sur les molécules de l'échantillon étudié, sur la nature des liaisons et sur leur environnement.

L'étude de l'intensité ou de la largeur des raies Raman est complexe car de nombreux facteurs peuvent influencer simultanément ces caractéristiques, et il est donc difficile d'obtenir des résultats quantitatifs fiables et reproductibles.

Nous n'étudierons ici que l'influence de contraintes extérieures (élongation et compression) sur la fréquence de vibration.

III.1.2- Influence d'une force extérieure sur la fréquence de vibration d'une molécule diatomique

(1) Fréquence de vibration d'une molécule au repos

On appelle molécule au repos une molécule qui n'est soumise à aucune force extérieure.

a- Approximation de l'oscillateur harmonique

Considérons le cas simple d'une molécule diatomique. Le mouvement de vibration des atomes autour de leur position d'équilibre peut être assimilé en première approximation à celui d'un oscillateur harmonique constitué de deux masses ponctuelles m_1 et m_2 reliées par un ressort de raideur k (Figure III.3).

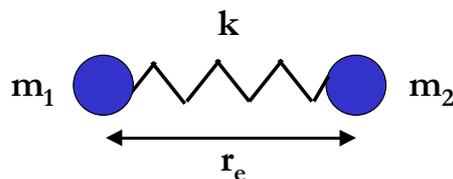


Figure III.3. Modélisation d'une molécule diatomique par un oscillateur.

L'énergie potentielle U de l'oscillateur harmonique est une fonction quadratique du déplacement interatomique $r-r_e$:

$$U(r) = \frac{1}{2}k(r - r_e)^2 \quad (1)$$

où r est la distance instantanée entre les deux atomes,
 r_e est la distance d'équilibre,
 k est la constante de force de la liaison.

La position d'équilibre r_e correspond au minimum du potentiel, caractérisé par :

$$\left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r_e} = 0$$

Ce potentiel exerce une force de rappel :

$$f(r) = - \frac{dU}{dr} = -k(r-r_e) \quad (2)$$

sur les atomes se déplaçant d'une distance $r-r_e$ par rapport à leur position d'équilibre.

La fréquence propre de vibration d'un tel oscillateur est égale à :

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{k}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

où $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ est la masse réduite du système.

La résolution en mécanique quantique de l'équation de Schrödinger avec le potentiel (1) montre que l'énergie d'un oscillateur harmonique ne peut prendre que des valeurs discrètes :

$$E_v = \left(v + \frac{1}{2} \right) h\nu \quad (4)$$

où h est la constante de Planck et v le nombre quantique correspondant aux différents niveaux de vibration ($v = 0, 1, 2, \dots$).

Le potentiel harmonique et les niveaux d'énergie associés sont représentés Figure III.4.

Le potentiel harmonique devient infiniment grand lorsque $r \rightarrow \infty$. Il ne décrit donc pas de façon satisfaisante les molécules réelles pour lesquelles l'énergie correspondant à $r \rightarrow \infty$ est finie et égale à l'énergie de dissociation de la liaison D_e .

b- L'oscillateur anharmonique

Aucune liaison interatomique ne peut être réellement représentée par un oscillateur harmonique. Les molécules réelles sont décrites plus justement comme des oscillateurs anharmoniques. L'intensité des forces répulsives variant plus rapidement que celle des forces attractives, il en résulte une forte dissymétrie du potentiel (Figure III.4). De nombreuses formules empiriques ont été proposées pour décrire ce type de potentiel [KING64].

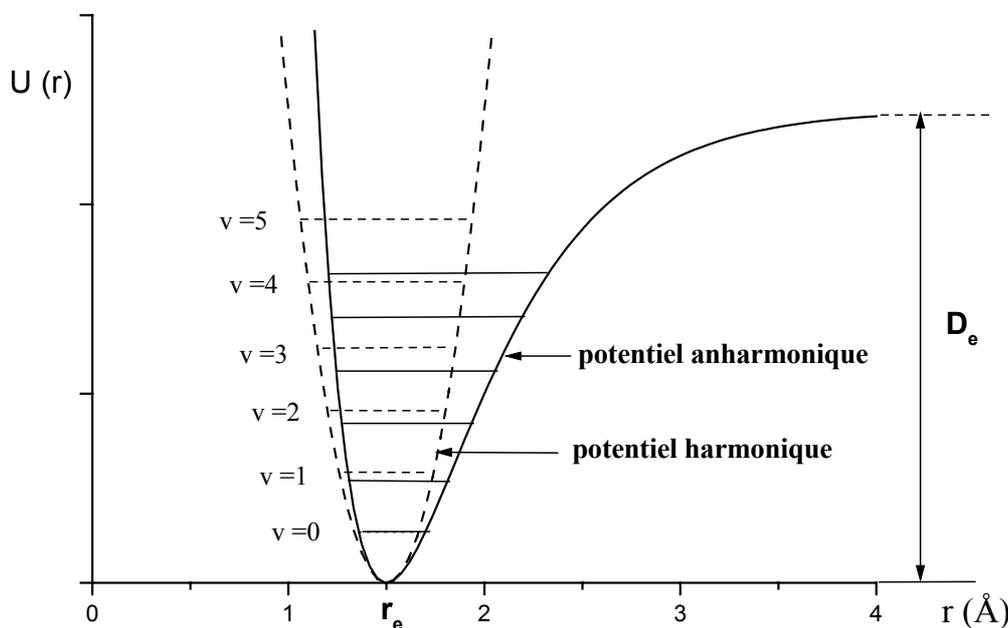


Figure III.4. Potentiels harmonique et anharmonique d'une molécule diatomique et niveaux d'énergie E_v associés.

D'une façon générale, le potentiel peut être développé en série de Taylor en fonction du déplacement instantané $r - r_e$ des atomes autour de leur position d'équilibre r_e :

$$U(r) = k_1(r - r_e) + \frac{1}{2}k_2(r - r_e)^2 + \frac{1}{3!}k_3(r - r_e)^3 + \dots + \frac{1}{n!}k_n(r - r_e)^n + \dots \quad (5)$$

où les k_n sont définis par : $k_n = \left(\frac{d^n U}{dr^n} \right)_{r=r_e}$.

Le minimum du potentiel est pris égal à zéro : $U(r_e)=0$ et le premier terme du développement est nul puisque le minimum est défini par : $\left(\frac{dU}{dr} \right)_{r=r_e} = 0$.

Le deuxième terme correspond au potentiel harmonique (équation 1) avec $k_2=k$, constante de force de la liaison interatomique. Le potentiel harmonique constitue une approximation du potentiel anharmonique pour les très petits déplacements autour de la position d'équilibre r_e , c'est-à-dire dans la région située autour du minimum du potentiel.

Pour un potentiel anharmonique, les niveaux d'énergie ne sont plus équidistants comme dans le cas d'un potentiel harmonique (équation 4) et peuvent être écrits sous forme de série en $(v+1/2)$:

$$E_v = hv_e \left[\left(v + \frac{1}{2} \right) - x_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^2 + y_e \left(v + \frac{1}{2} \right)^3 + \dots \right]$$

où v_e , x_e et y_e sont des constantes d'anharmonicité de la molécule.

Pour la plupart des états moléculaires : $x_e > 0$ et $y_e \ll x_e \ll 1$, si bien que l'écart entre les niveaux d'énergie diminue lorsque n augmente (Figure III.4).

Dans ce qui suit, nous négligerons la correction anharmonique sur la fréquence et nous considérerons que la fréquence est donnée par l'expression :

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{\mu} \left(\frac{d^2 U}{dr^2} \right)_{r=r_e} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6)$$

(2) Influence d'une force extérieure sur la fréquence de vibration

Soit F la force extérieure agissant sur la molécule et r_e' la nouvelle distance interatomique d'équilibre (Figure III.5) :

- pour une compression, $F > 0$ et la distance interatomique d'équilibre diminue : $r_e' < r_e$,
- pour une élongation, $F < 0$ et la distance interatomique d'équilibre augmente : $r_e' > r_e$.

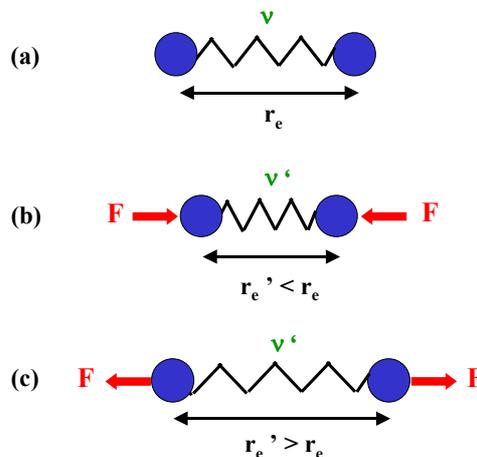


Figure III.5. Application d'une force extérieure sur une molécule diatomique. (a) Molécule au repos. (b) Application d'une force de compression. (c) Application d'une force d'élongation.

La nouvelle position d'équilibre est donnée par la relation :

$$\left(\frac{dU}{dr}\right)_{r=r_e'} + F = 0 \quad (7)$$

L'objectif de cette partie est d'étudier comment évolue la fréquence de vibration ν' en fonction de la force appliquée F .

a- Cas général

Le potentiel anharmonique U est décrit d'une façon générale par l'expression (5).

La nouvelle fréquence de vibration ν' est donnée par :

$$\nu' = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{\mu} \left(\frac{d^2U}{dr^2} \right)_{r=r_e'} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

soit :

$$\nu' = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{k_2}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + \frac{k_3}{k_2} (r_e' - r_e) + \dots + \frac{1}{(n-2)!} \frac{k_n}{k_2} (r_e' - r_e)^{n-2} + \dots \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

La relation d'équilibre (7) conduit à :

$$F = -k_2 (r_e' - r_e) - \frac{1}{2} k_3 (r_e' - r_e)^2 - \dots - \frac{1}{(n-1)!} k_n (r_e' - r_e)^{n-1} + \dots$$

A partir de cette relation, il est possible d'exprimer la différence $r_e' - r_e$ comme une expansion polynomiale en fonction de la force F :

$$r_e' - r_e = -\frac{F}{k_2} - \frac{k_3}{2k_2^3} F^2 - \dots$$

En remplaçant dans l'équation (9), on obtient l'expression de la fréquence de vibration ν' en fonction de la force appliquée F :

$$\nu' = \nu \left[1 - \frac{k_3}{k_2^2} F + \frac{1}{2} \left(\frac{k_4}{k_2^3} - \frac{k_3^2}{k_2^4} \right) F^2 + \dots \right]^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

où ν est la fréquence de vibration de la molécule au repos.

Pour un potentiel purement harmonique, $k_n=0$ pour $n>2$ et la fréquence de vibration est indépendante de la force appliquée : $\nu' = \nu$.

Dans le cas des molécules réelles, le potentiel est anharmonique (avec $k_3 < 0$) et la fréquence de vibration varie avec la force appliquée :

- pour une force de compression ($F > 0$), la fréquence de vibration augmente : $\nu' > \nu$,
- pour une force d'élongation ($F < 0$), la fréquence de vibration diminue : $\nu' < \nu$.

Pour les forces F peu élevées, on peut se limiter au premier terme du développement et la relation (10) se réduit à :

$$\nu' \approx \nu \left[1 - \frac{k_3}{2k_2^2} F \right]$$

soit

$$\Delta\nu = \nu' - \nu \approx -\frac{k_3}{2k_2^2} \nu F \quad (11)$$

La fréquence de vibration varie alors de façon linéaire avec la force appliquée.

Pour les forces plus élevées par contre, la fréquence de vibration évolue différemment selon que $F > 0$ ou $F < 0$.

Afin de déterminer des ordres de grandeurs, il est intéressant d'appliquer ces résultats à un potentiel particulier.

b- Application à un potentiel interatomique particulier : le potentiel de Morse

Un des potentiels les plus simples communément utilisé pour décrire les liaisons interatomiques covalentes est le potentiel de Morse [MOR29], défini par :

$$U(r)=D_e\left[1-e^{-a(r-r_e)}\right]^2 \quad (12)$$

où r_e est la distance interatomique d'équilibre,
 D_e est l'énergie de dissociation de la molécule,
 a est un paramètre contrôlant la largeur et la forme du potentiel.

Prenons l'exemple du potentiel de Morse correspondant à une liaison covalente entre deux atomes de carbone. Il est caractérisé par : $r_e=1.54 \text{ \AA}$, $D_e=60.10^{-20} \text{ N.m}$ et $a=2.2 \text{ \AA}^{-1}$.

A travers cet exemple, nous ne considérons pas une molécule diatomique à proprement parler (la molécule de C_2 n'existe pas) mais plutôt une liaison interatomique particulière dans une molécule.

Le potentiel et la force dérivée du potentiel pour la molécule au repos sont représentés sur les Figures III.6 a et b.

La fréquence de vibration de la molécule au repos, donnée par l'expression (6), s'écrit :

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{2a^2 D_e}{\mu} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Sous l'effet d'une force extérieure F , la distance interatomique d'équilibre passe de r_e à r_e' . La nouvelle position d'équilibre est telle que la force extérieure soit compensée par la force de rappel dérivée du potentiel (équation 7), soit :

$$F = -\left(\frac{dU}{dr}\right)_{r=r_e'} = -2aD_e \left[e^{-a(r_e'-r_e)} - e^{-2a(r_e'-r_e)} \right] \quad (13)$$

En utilisant l'expression (8), la fréquence de vibration ν' de la molécule soumise à une force extérieure F est donnée par :

$$\nu' = \nu \left[-e^{-a(r_e'-r_e)} + 2e^{-2a(r_e'-r_e)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

L'évolution du rapport ν'/ν en fonction de la distance interatomique d'équilibre r_e' est représentée sur la Figure III.6c. Comme nous l'avons montré au paragraphe précédent, l'application d'une force de compression a pour effet d'augmenter la fréquence de vibration ($\nu'/\nu > 1$). L'application d'une force d'élongation induit au contraire une diminution de la fréquence de vibration ($\nu'/\nu < 1$). Si la force d'élongation appliquée est suffisamment élevée, il peut y avoir rupture de la liaison interatomique et la fréquence de vibration s'annule.

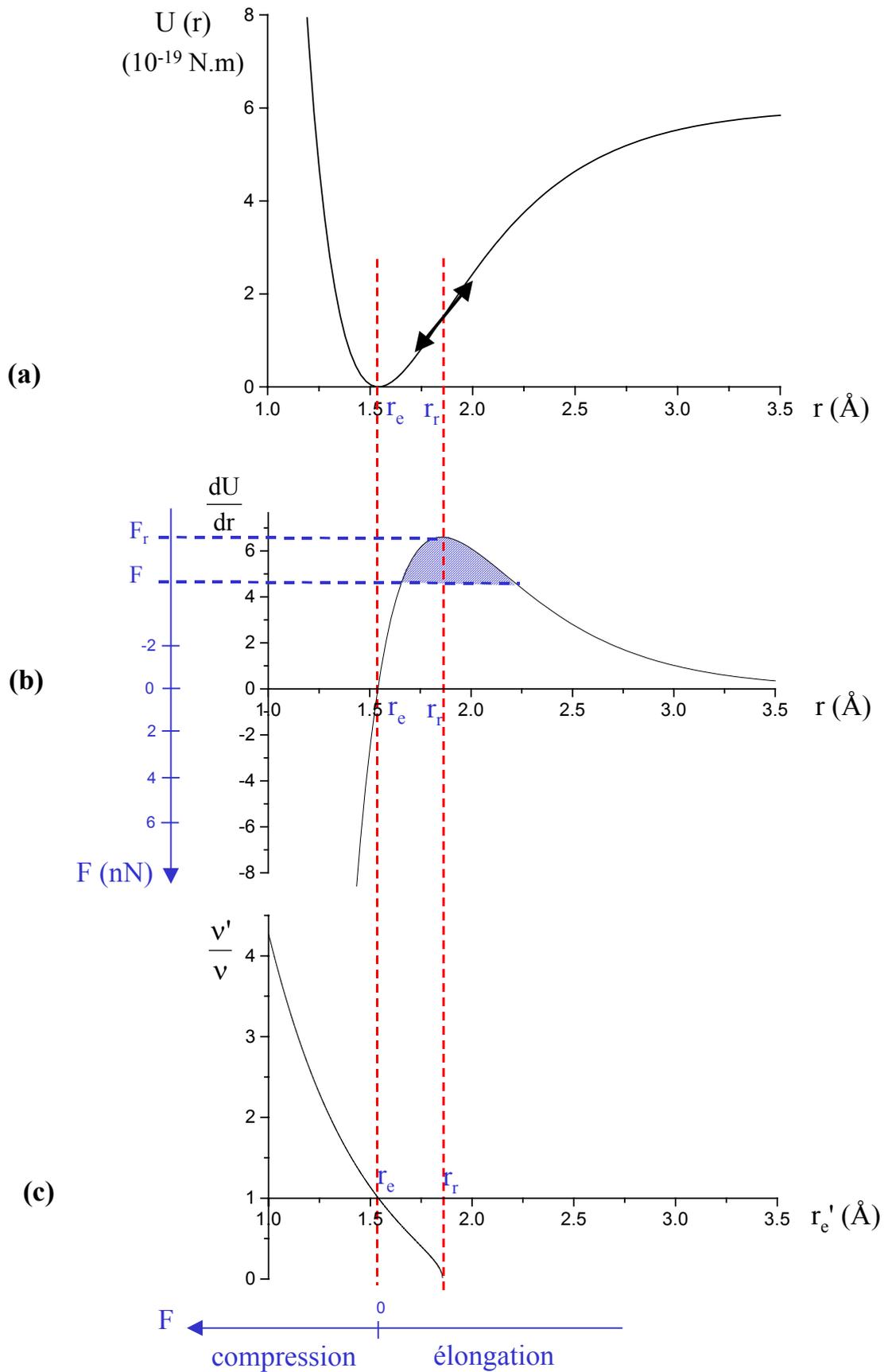


Figure III.6. (a) Potentiel de Morse pour une liaison covalente C-C au repos. (b) Force dérivée du potentiel. (c) Evolution de la fréquence de vibration en présence d'une force extérieure F .

✗ Rupture de la liaison interatomique sous l'effet d'une force d'élongation

L'application d'une force extérieure F à la molécule a pour effet de modifier le potentiel interatomique. Nous noterons U_F le potentiel correspondant à une force appliquée F . D'après l'équation (7), il peut s'écrire à une constante près sous la forme :

$$U_F(r) = U(r) + r F$$

La Figure III.7 montre l'évolution du potentiel pour différentes forces d'élongation appliquées. Notons F_r la force à appliquer pour rompre la liaison (avec nos conventions de signe, $F_r < 0$) et r_r la distance interatomique correspondante.

La rupture de la liaison interatomique est obtenue lorsque :

$$\left(\frac{d^2U}{dr^2} \right)_{r=r_r} = 0$$

c'est à dire pour une distance r_r correspondant au point d'inflexion de la courbe de potentiel de la molécule au repos (Figure III.6a).

D'après les relations (14) et (13) :

$$r_r = r_e + \frac{\ln 2}{a}$$

$$\text{et } F_r = -\frac{aD_e}{2}$$

Pour la liaison covalente C-C, $r_r \approx 1.86 \text{ \AA}$ et $F_r = -6.6 \text{ nN}$.

La force à appliquer pour rompre une liaison interatomique dépend bien sûr de la nature de cette liaison. Pour les liaisons covalentes fortes, elle est typiquement comprise entre 2 et 15 nN. Pour les liaisons faibles comme les liaisons ioniques ou les liaisons de van der Waals, une force inférieure au nN est suffisante.

Dans la molécule au repos, l'énergie d'activation nécessaire pour rompre la liaison interatomique est égale à l'énergie de dissociation D_e . Lorsqu'on applique une force d'élongation à la molécule, cette énergie est réduite de façon importante comme le montrent les Figures III.6b et III.7.

Sur la Figure III.6b, la surface de la zone hachurée correspond à l'énergie d'activation qu'il faut fournir pour rompre la liaison, lorsque celle-ci est soumise à une force d'élongation F . Le calcul conduit à l'expression suivante de l'énergie d'activation E_a :

$$E_a = D_e \left(\sqrt{1 - F/F_r} - \frac{F}{2F_r} \ln \left[\frac{1 + \sqrt{1 - F/F_r}}{1 - \sqrt{1 - F/F_r}} \right] \right)$$

Pour $F=0$, $E_a=D_e$. Pour $F=F_r$, $E_a=0$, ce qui signifie que l'énergie apportée par la force d'élongation est suffisante pour rompre la liaison.

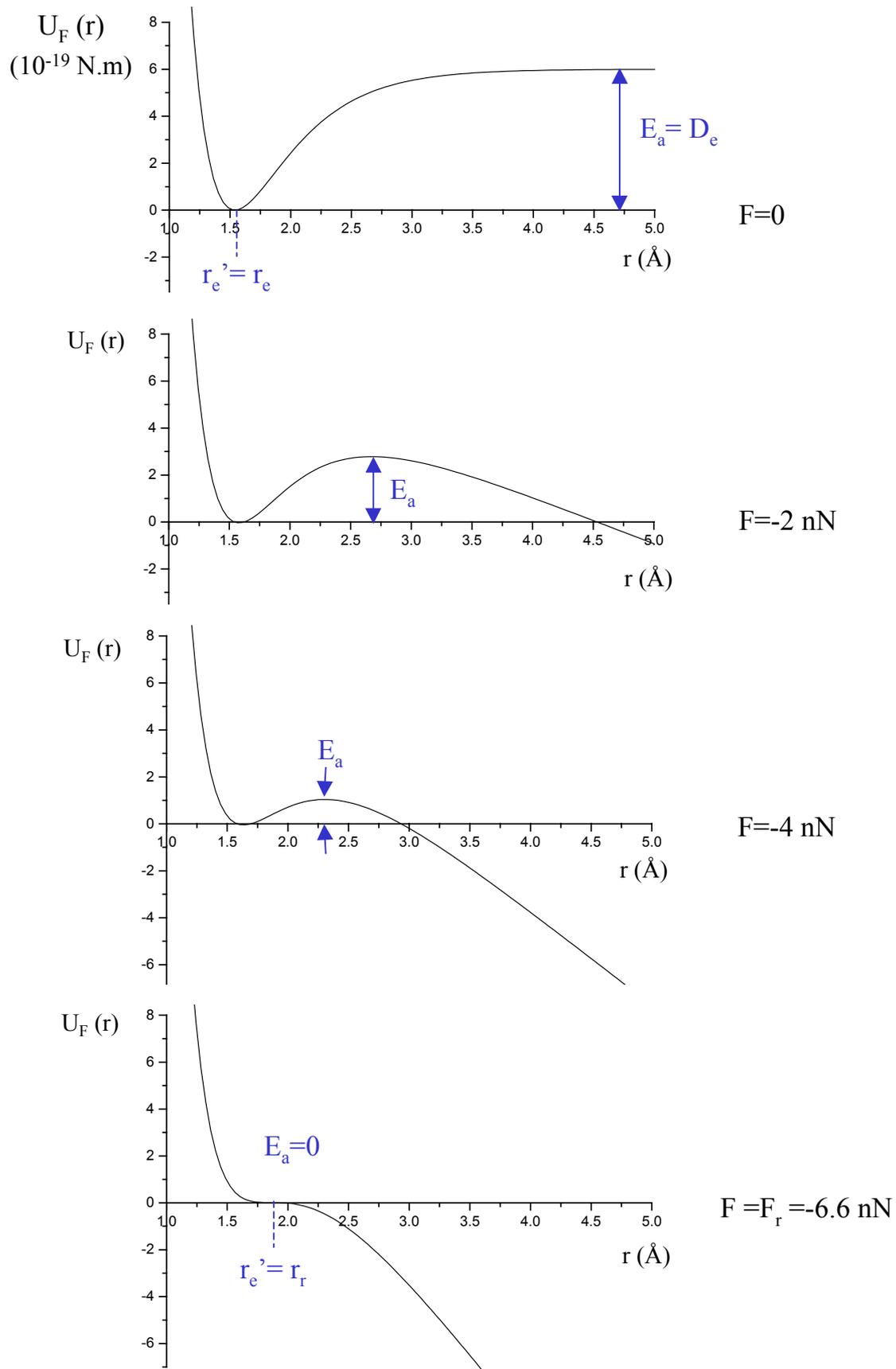


Figure III.7. Evolution de la forme du potentiel interatomique en fonction de la force d'élongation appliquée.

✗ Evolution de la fréquence de vibration ν' en fonction de la force appliquée F

Il est possible de déduire des relations (13) et (14) l'expression de la fréquence de vibration ν' en fonction de la force appliquée F :

$$\nu' = \nu \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 + \frac{2}{aD_e} F + \left(1 + \frac{2}{aD_e} F \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

Du fait de la dissymétrie du potentiel interatomique, l'effet d'une force d'élongation $F < 0$ sur la fréquence de vibration ν' est différent de celui d'une force de compression $F > 0$. Alors que la fréquence de vibration augmente de moins en moins lorsque la force de compression augmente, elle diminue de façon très importante lorsque la force d'élongation augmente (Figure III.8). Toutefois, pour les forces F peu élevées, l'expression (15) se réduit à :

$$\nu' \approx \nu \left[1 + \frac{3}{4aD_e} F \right]$$

soit
$$\Delta\nu = \nu' - \nu = \frac{3\nu}{4aD_e} F \quad (16)$$

et la fréquence de vibration varie alors de façon linéaire avec la force appliquée.

La relation (16) est l'équivalent de la relation (11) pour le potentiel de Morse.

Pour la liaison covalente C-C, la fréquence de vibration en l'absence de force extérieure, exprimée en nombre d'ondes, est de l'ordre de $\bar{\nu} \approx 1000 \text{ cm}^{-1}$. La pente de la droite $\Delta\nu = f(F)$ donnée par la relation (16) est d'environ $57 \text{ cm}^{-1}/\text{nN}$.

La Figure III.8 montre que la relation (16) n'est valable que pour $|F| < 1 \text{ nN}$ dans l'exemple choisi. Dans cette gamme de force, la fréquence de vibration augmente avec la force de compression, et diminue avec la force d'élongation selon une droite de même pente.

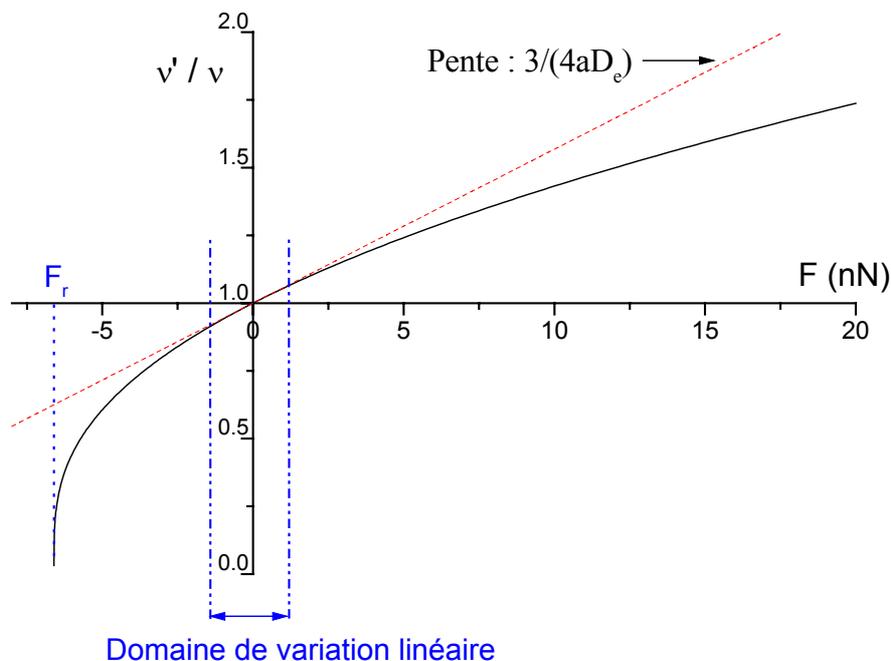


Figure III.8. Evolution du rapport ν'/ν en fonction de la force appliquée F .

Les résultats précédents ont été obtenus en négligeant la correction anharmonique sur la fréquence. Pour les forces peu élevées, l'influence de cette correction sur la pente de la variation de fréquence est négligeable (inférieure à 2%). Lorsque la force appliquée augmente, les termes correctifs deviennent plus grands que le terme harmonique et il n'est alors plus possible de traiter le système comme un oscillateur harmonique perturbé. Néanmoins, la rupture de la liaison est toujours donnée par le point d'inflexion du potentiel. Par conséquent, l'évolution de la fréquence de vibration en fonction de la force appliquée donnée par la Figure III.8 est tout à fait représentative de l'évolution réelle.

La variation de fréquence induite par l'application d'une force extérieure d'élongation ou de compression peut être utilisée pour mesurer par spectrométrie Raman les contraintes dans les solides ou les liquides. Dans la partie suivante, nous parlerons en particulier de la mesure de pression. L'influence du cisaillement sera discutée au chapitre V.

III.1.3- Application à la mesure de pression

(1) Evolution de la fréquence de vibration en fonction de la pression

L'application d'une pression hydrostatique à un volume de lubrifiant se traduit au niveau moléculaire par une diminution des distances interatomiques, c'est à dire par l'application d'une force de compression F aux extrémités des liaisons. Cette force est reliée à la pression p par une relation de la forme :

$$F = p S$$

où S a la dimension d'une surface.

Un ordre de grandeur est obtenu en prenant pour S la section efficace des atomes constituant la liaison, typiquement de l'ordre de 10 \AA^2 . Par exemple, pour un atome de carbone de rayon de van der Waals $R_C = 1.7 \text{ \AA}$, $S = \pi (1.7)^2 \approx 9 \text{ \AA}^2$.

On a alors :

$$\frac{F}{p} = S \approx 0.1 \text{ nN/GPa} \quad (17)$$

Cet ordre de grandeur est en accord avec les valeurs données par Hutchinson et al. [HUT98] pour différents types de liaisons (C-C, C=C, C-H, C-O, C≡N, N≡N, ...) dans différentes molécules, comprises entre 20 et 200 pN/GPa dans la plupart des cas. Les auteurs montrent que pour une pression donnée, la force agissant sur la liaison interatomique dépend principalement de la taille et donc de la nature des atomes (ou des groupements atomiques dans le cas d'une molécule polyatomique) situés de part et d'autre de la liaison.

A partir de la relation (17) entre F et p , on peut tracer l'évolution de la fréquence de vibration en fonction de la pression (Figure III.9) connaissant son évolution en fonction de la force (Figure III.8).

Dans le domaine des faibles pressions, la fréquence de vibration (exprimée en nombre d'ondes) augmente linéairement avec la pression suivant une relation de la forme :

$$\Delta \bar{\nu} = K p \quad (18)$$

avec d'après la relation (16) :

$$K = \frac{3\bar{\nu}}{4aD_e} S \quad (19)$$

K est un coefficient exprimé en $\text{cm}^{-1}/\text{GPa}$.

Pour la liaison covalente C-C, la relation (19) donne $K = 5.1 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$.

La Figure III.9 montre que la variation de fréquence n'est linéaire que sur une plage de pressions comprises entre 0 et 15 GPa environ dans l'exemple étudié. Pour les pressions plus élevées, l'augmentation de fréquence est plus faible que ne le prédit la relation (18).

De nombreuses études expérimentales ont confirmé que la fréquence de vibration augmente proportionnellement à la pression appliquée dans une gamme de pressions allant de 0 à quelques dizaines de GPa [WHA76], [ETT81], [FER84]. Les pressions que l'on cherche à mesurer étant généralement inférieures à quelques GPa, la relation (18) peut être appliquée.

Le coefficient K est caractéristique d'un mode de vibration donné, pour une molécule donnée. En effet, selon leur symétrie, les modes de vibration ne présentent pas tous la même sensibilité à la pression (c'est à dire qu'ils ne verront pas tous leur fréquence augmenter d'autant sous l'effet d'une même pression appliquée).

Typiquement, K est de l'ordre de 1 à 10 $\text{cm}^{-1}/\text{GPa}$ pour les modes de vibrations internes (qui sont ceux que l'on étudie généralement). Dans les molécules polyatomiques, les modes d'élongation des liaisons sont les plus sensibles à la pression : K compris entre 3 et 10 $\text{cm}^{-1}/\text{GPa}$, contre 1 à 3 $\text{cm}^{-1}/\text{GPa}$ pour les modes de déformation angulaire.

Il est intéressant de constater qu'à partir d'un modèle simple et en considérant uniquement le potentiel d'une liaison interatomique, nous avons obtenu une valeur de K voisine des valeurs déterminées expérimentalement.

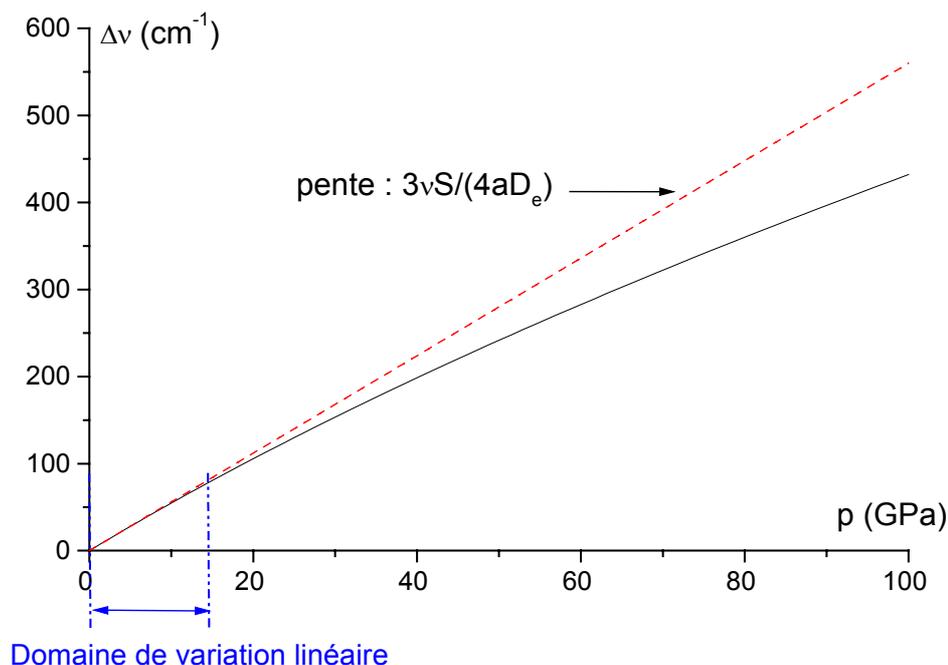


Figure III.9. Evolution de la fréquence de vibration en fonction de la pression.

(2) Méthode expérimentale

En pratique, la mesure de pression par spectrométrie Raman comporte deux étapes : l'étalonnage de la réponse Raman en pression du lubrifiant et la mesure in situ.

a- Etalonnage

Dans un premier temps, il faut étalonner les déplacements en fréquence des raies Raman en fonction de la pression pour le lubrifiant choisi, c'est-à-dire déterminer la sensibilité K de chacun des modes de vibrations que l'on souhaite étudier (généralement ceux associés aux raies Raman les plus intenses).

En général, l'étalonnage est réalisé dans une cellule haute pression hydrostatique, par exemple une cellule à enclume diamant (Figure III.10) [FER84]. Pour minimiser les gradients de pression au niveau de l'échantillon, un joint est placé entre les deux enclumes. De plus, pour les échantillons solides, un milieu transmetteur de pression (KBr, mélange méthanol-éthanol 4:1 ou gaz rares : Ar, He, Ne,...) est utilisé afin d'assurer un environnement hydrostatique. Cependant au-delà de 10-15 GPa, tous les liquides deviennent vitreux et les conditions de pression ne sont plus hydrostatiques, au mieux elles sont quasi-hydrostatiques. La pression dans la cellule est déterminée en mesurant le déplacement du doublet de fluorescence émis par des grains de rubis immergés dans le fluide. Ce déplacement, étalonné par différents auteurs, est connu avec précision ($7.53 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ pour la raie la plus intense située à 5030 cm^{-1}) [PIE75], [MAO86], [XU86].

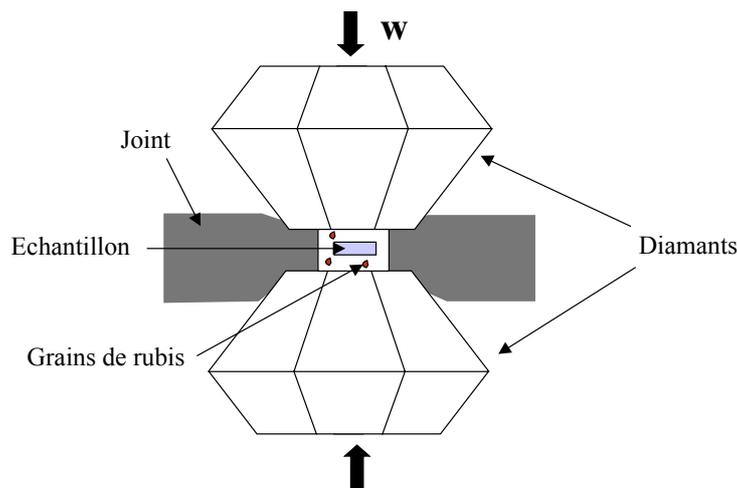
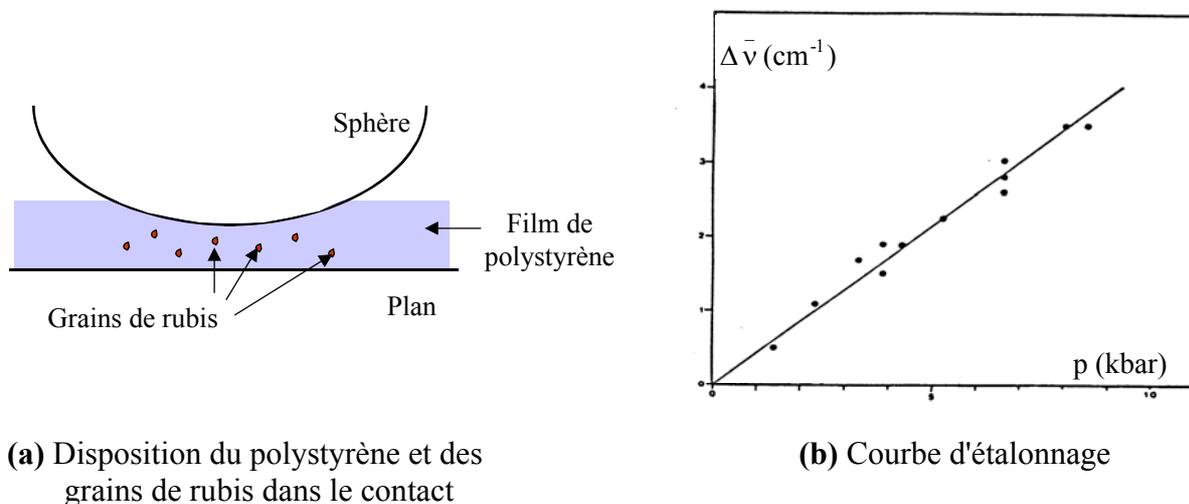


Figure III.10. Principe de l'étalonnage dans une cellule haute pression à enclume diamant.

Dans le cas où on ne dispose pas de cellule hydrostatique classique, une alternative est d'utiliser le contact sphère-plan comme cellule haute pression.

Mansot [MAN85] a ainsi mesuré la sensibilité à la pression du mode à 1602 cm^{-1} du polystyrène dans le contact statique entre une bille et un plan en saphir, en utilisant des grains de rubis comme étalons internes (Figure III.11). La valeur obtenue ($4.2 \pm 0.4 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$) est très proche de celle mesurée en cellule de pression hydrostatique ($4.2 \pm 0.1 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$).



(a) Disposition du polystyrène et des grains de rubis dans le contact

(b) Courbe d'étalonnage

Figure III.11. Etalonnage du polystyrène dans un contact sphère-plan statique [MAN85].

Toujours dans le contact sphère-plan, Mansot a ensuite utilisé le polystyrène pour étalonner un autre produit : la rhodamine B. Un film mince de polystyrène est déposé sur le plan et recouvert d'une couche de rhodamine. Les raies caractéristiques de ces deux produits sont mesurées simultanément sur le même spectre Raman. La pression dans le contact est déterminée à partir du déplacement de la raie du polystyrène.

En suivant la même approche pour un contact dynamique, nous avons étalonné le déplacement de la raie à 1607 cm^{-1} d'un cristal liquide (le 4'-octyl-4-cyanobiphenyl) directement dans un contact EHD [JUB02], en utilisant comme étalon interne une huile polyphényl éther (5P4E) dont le comportement en pression a été étudié dans la littérature (cf. § III.2.1-(2)). La courbe d'étalonnage obtenue est représentée Figure III.12.

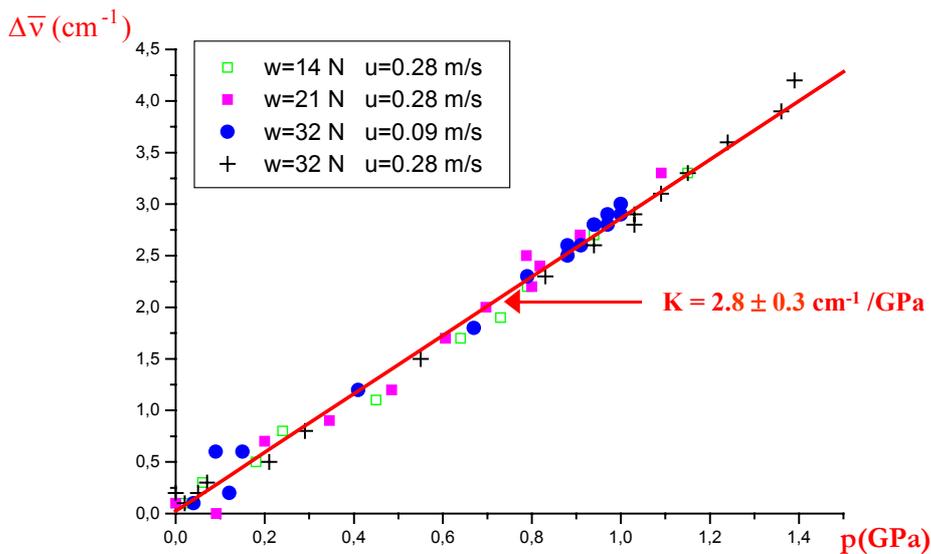


Figure III.12. Courbe d'étalonnage d'un cristal liquide réalisée dans un contact EHD.

Une question importante est celle de l'hydrostaticité de la pression dans le contact. Contrairement à une cellule de pression hydrostatique, les gradients de pression dans un contact sphère-plan sont élevés comme le révèle la forme des distributions de pression (cf. chapitre II, Figures II.2 et II.5). Il en résulte un élargissement des raies Raman. Toutefois, les résultats précédents montrent que ce phénomène n'affecte pas l'étalonnage. De plus, on s'affranchit en partie du problème si les mesures sont faites uniquement au centre du contact où la pression est quasiment constante et les gradients de pression faibles. A l'échelle de la zone analysée (quelques microns), on peut alors considérer que la pression est quasi-hydrostatique.

Des pressions élevées peuvent être obtenues au centre d'un contact sphère-plan. Par exemple, pour un contact saphir-saphir avec une bille de 4.75 mm de rayon (géométrie du contact utilisé par Mansot) et une charge de 2000 N, la pression au centre est de 7.5 GPa.

La pression maximale atteinte dans un contact est limitée par la formation de fissures qui se développent dans les zones de contraintes d'élongation maximum, c'est à dire à la périphérie du contact. Un contact sphère-plan présente dans cette zone des gradients de contrainte plus faibles qu'un contact plan-plan comme il en existe dans les cellules à enclumes planes par exemple. Par conséquent, ce type de contact est susceptible de supporter des pressions maximales plus élevées avant l'apparition de fissures.

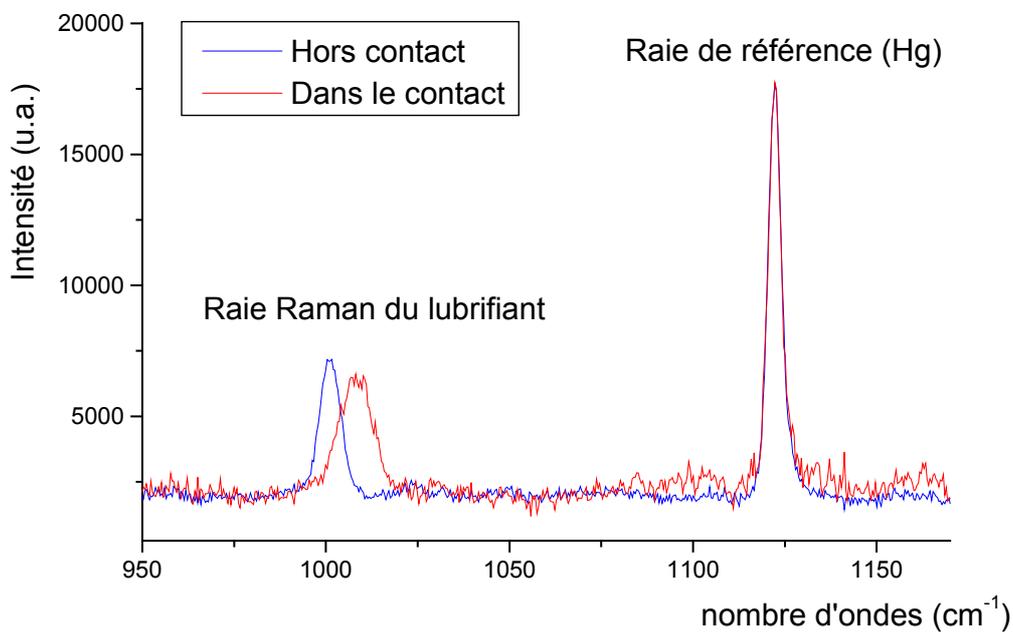
Ces différentes remarques montrent l'intérêt que présente le contact sphère-plan statique ou dynamique en tant que cellule de pression pour l'étalonnage de nouveaux lubrifiants.

b- Mesure du déplacement des raies Raman

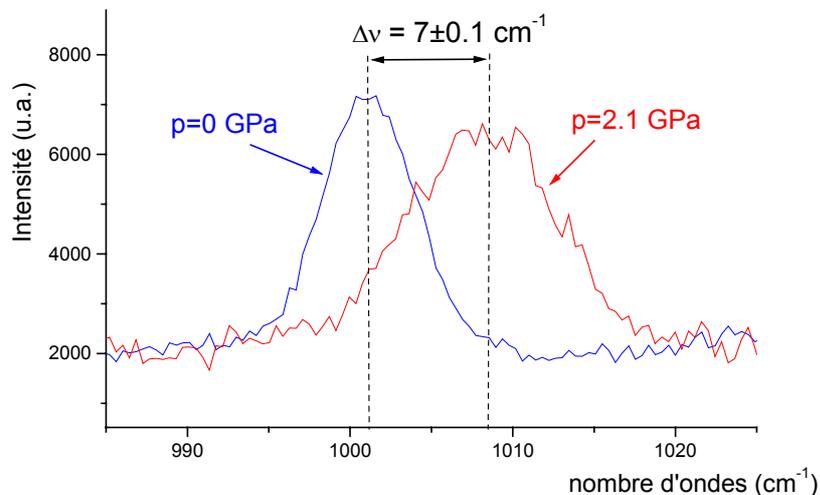
Pour déterminer la pression in situ, on enregistre deux spectres Raman : le spectre du lubrifiant à pression ambiante, et le spectre du lubrifiant dans le contact (Figure III.13). Le déplacement de la raie Raman correspondant au mode de vibration étudié est mesuré. L'écart de nombre d'ondes $\Delta\bar{\nu}$ est alors converti en valeur de pression grâce à la relation (18) :

$$p = \frac{\Delta\bar{\nu}}{K} \quad (20)$$

L'utilisation d'une référence interne, c'est à dire d'une radiation de longueur d'onde connue et fixe, permet de s'affranchir des perturbations extérieures éventuelles pouvant influencer la position des raies. Les spectres Raman sont recalés par rapport à la raie de référence qui est enregistrée sur le même spectre que la raie Raman du lubrifiant (Figure III.13a). Le déplacement de la raie Raman avec la pression est ainsi mesuré avec précision (Figure III.13b).



(a) Spectres complets.



(b) Grossissement des spectres précédents.

Figure III.13. Déplacement des raies Raman avec la pression.

III.2 Mise en œuvre expérimentale

III.2.1- Choix d'un lubrifiant modèle

(1) Conditions à remplir par le lubrifiant modèle

Le choix d'un lubrifiant modèle adapté à notre étude est principalement conditionné par la méthode de mesure. Les contraintes inhérentes à la spectrométrie Raman ont déjà été décrites au chapitre I, lors du choix d'un contact modèle.

La condition essentielle aux mesures par spectrométrie Raman est d'obtenir un spectre Raman du lubrifiant possédant un rapport signal sur bruit suffisant. Rappelons que la diffusion Raman est un phénomène très peu intense : l'intensité du signal diffusé est environ un million de fois plus faible que celle du signal incident.

La valeur du rapport signal sur bruit dépend du spectromètre utilisé, du réglage et des performances de la chaîne optique d'illumination et de collection du signal, et de la sensibilité du détecteur. Cependant, pour un dispositif donné, l'intensité des raies Raman est avant tout liée à la nature du lubrifiant et au volume analysé.

Le lubrifiant choisi doit donc présenter une forte diffusion Raman. La diffusion Raman d'un lubrifiant est conditionnée par sa structure chimique. De plus, selon leur symétrie et la longueur d'onde de la radiation incidente, les différents modes de vibration d'un lubrifiant donné n'ont pas la même réponse Raman. Pour notre étude, il faut que le spectre Raman du lubrifiant possède au moins une raie très intense.

Une façon d'augmenter l'intensité diffusée est de travailler en Raman de résonance ou de pré-résonance. Pour ce faire, le lubrifiant doit posséder une bande d'absorption dans le domaine de la raie excitatrice utilisée. L'intensité Raman s'en trouve alors fortement exaltée.

L'intensité du signal Raman collecté étant proportionnelle au volume analysé, un volume minimum de lubrifiant est nécessaire. Dans le contexte de notre étude, à savoir le contact EHD, le volume de lubrifiant est directement lié à l'épaisseur de film dans le contact. La théorie EHD montre (cf. chapitre II) que cette épaisseur est d'autant plus grande que la viscosité et la piézoviscosité du lubrifiant sont élevées.

La résolution en pression des mesures dépend de la sensibilité des modes de vibration du lubrifiant à la pression (cf. § III.3.1-). Un lubrifiant possédant un mode de vibration ayant une sensibilité K élevée donne donc une meilleure résolution en pression.

Enfin, afin de disposer de toutes les données nécessaires à l'interprétation de nos résultats, il est préférable de choisir un lubrifiant ayant déjà été étudié dans la littérature et possédant des propriétés physiques et un comportement rhéologique connus.

(2) L'huile polyphényl éther (5P4E)

Le lubrifiant modèle retenu pour notre étude est un polyphényl éther synthétique de masse moléculaire 446, plus souvent désigné sous le nom de 5P4E.

Cette huile, mise au point dans les années 1950 pour servir de fluide hydraulique dans les pompes à vides, a été considérée comme un lubrifiant haute température potentiel malgré ses propriétés lubrifiantes médiocres en raison de sa grande stabilité thermique et de sa résistance à l'oxydation. Cette huile est commercialisée sous l'appellation Santovac 5.

La molécule de 5P4E est constituée de cinq cycles aromatiques (groupements phényles) reliés entre eux par quatre atomes d'oxygène (liaisons éther), d'où son nom (Figure III.14). Du fait

de cette structure simple, la gamme des isomères est limitée et les formes possibles sont très voisines. Une des formes connue est le bis-(m-(m-phenoxy phenoxy) phenyl) ether ou bis-(phenoxy phenoxy) benzene.

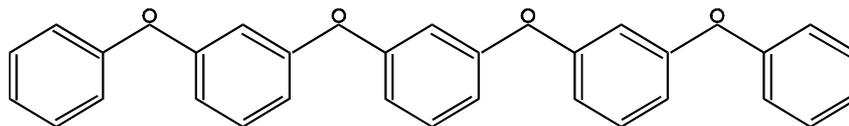


Figure III.14. Structure moléculaire du 5P4E.

Voyons à travers ses propriétés vibrationnelles et rhéologiques, comment le 5P4E répond aux conditions exposées dans le paragraphe précédent.

a- Caractéristiques vibrationnelles

× Activité Raman

Le spectre Raman de la molécule de 5P4E sur la plage 500–1900 cm^{-1} est représenté Figure III.15.

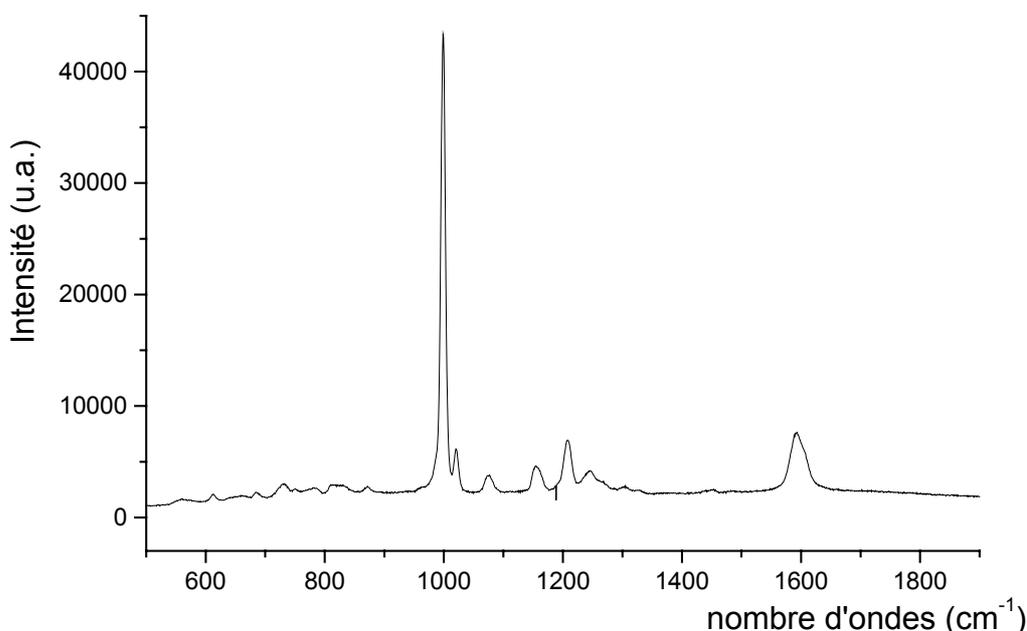


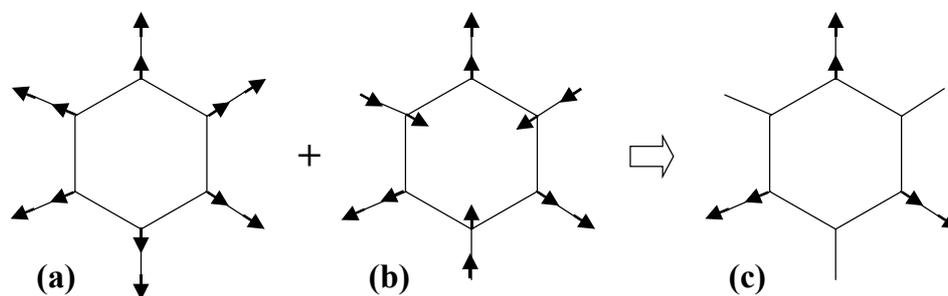
Figure III.15. Spectre Raman du 5P4E (longueur d'onde excitatrice $\lambda=514.5$ nm).

Le spectre du 5P4E est dominé par une raie plus intense que les autres située à 1001 cm^{-1} . Cette raie est associée au mode de vibration de la molécule dans lequel les cinq cycles aromatiques vibrent en phase selon un mode appelé mode trigonal (Figure III.16c). Le mode trigonal est dérivé de deux modes du benzène : le mode de respiration à 992 cm^{-1} (Figure III.16a) et le mode à 1010 cm^{-1} (Figure III.16b). Il est caractéristique de toutes les molécules possédant un cycle aromatique monosubstitué, bisubstitué en méta (atomes en 1 et 3) comme c'est le cas pour le 5P4E, ou trisubstitué (atomes en 1, 3, 5).

La forte intensité du mode à 1001 cm^{-1} du 5P4E provient donc de deux effets :

- pour chaque cycle aromatique, de la contribution du mode de respiration du benzène (qui est de loin le plus intense des modes du benzène),
- de la vibration en phase des cinq cycles de la molécule.

Du fait de sa structure constituée de plusieurs cycle aromatiques, le 5P4E possède une bande d'absorption dans le proche UV. En l'excitant avec un rayonnement incident dans le visible ($\lambda=514.5$ nm), on est donc en Raman de pré-résonance. Ces propriétés font du 5P4E un bon diffuseur Raman.



(a) et (b) Modes de vibrations du benzène

(c) Mode trigonal dans le 5P4E

Figure III.16. Représentation schématique des modes du benzène dont est dérivé le mode de vibration à 1001 cm^{-1} du 5P4E (les flèches représentent les déplacements atomiques).

* Sensibilité à la pression

L'influence de la pression sur la fréquence de vibration du mode à 1001 cm^{-1} du 5P4E a été étudiée par plusieurs chercheurs [GAR83], [HAI89], [LAP97]. Dans ces travaux, l'étalonnage est réalisé de façon classique dans une cellule à enclume diamant (cf. § III.1.3-(2)a-).

Les différents auteurs trouvent une loi de variation linéaire du nombre d'ondes en fonction de la pression, comme indiqué par l'équation (18). Par contre, les valeurs de la sensibilité K qu'ils obtiennent diffèrent :

- En 1983, Gardiner et al. [GAR83] réalisent un étalonnage jusqu'à une pression de 1.2 GPa. Ils trouvent une sensibilité de $4.7\text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$.
- En 1989, Haiahem [HAI89] couvre la plage de pression la plus large en montant jusqu'à 5.2 GPa. Il obtient une sensibilité de $3\text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$.
- Enfin en 1997, Laplant et al. [LAP97] en travaillant jusqu'à plus de 2.5 GPa obtiennent une sensibilité égale à $3.33\text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$. Dans la même étude, ils valident leurs mesures par un étalonnage du diamant qui les conduit à retrouver la valeur de K donnée par la littérature.

Ces deux dernières études ayant été réalisées avec une très bonne précision, et avec un nombre de points de mesure plus important que celle de Gardiner, elles semblent les plus fiables. Les résultats de ces étalonnages sont représentés sur la Figure III.17. L'analyse de ces deux sources nous conduit à retenir la valeur de K la plus vraisemblable :

$$K=(3.3 \pm 0.3)\text{ cm}^{-1}/\text{GPa}.$$

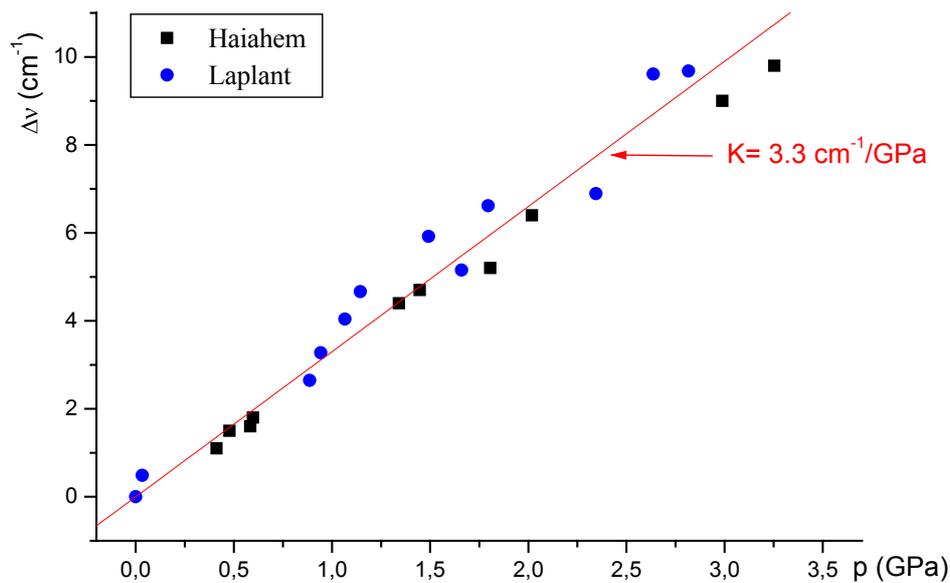


Figure III.17. Courbe d'étalonnage du 5P4E d'après les résultats de Haiahem [HAI89] et de Laplant [LAP97].

× Influence de la température

La température, comme la pression, est susceptible de modifier la fréquence de certains modes de vibration (une augmentation de température se traduit généralement par une diminution de fréquence).

Il a été montré au chapitre II que la température du lubrifiant à l'intérieur du contact EHD ou dans son convergent pouvait augmenter de façon significative pour des vitesses d'entraînement élevées ou en présence de glissement.

Afin de s'assurer que le déplacement de la raie Raman à 1001 cm^{-1} du 5P4E est uniquement dû à la pression, l'influence de la température sur la position de cette raie a été étudiée.

L'huile 5P4E a été chauffée de 25°C à 100°C à pression ambiante. Aucun déplacement de la raie à 1001 cm^{-1} n'a été mesuré.

Dans la gamme de température de nos expériences, la fréquence de vibration du mode à 1001 cm^{-1} du 5P4E n'est donc pas sensible à la température et ne dépend que de la pression.

b- Caractéristiques rhéologiques

La viscosité du 5P4E à pression ambiante a été mesurée par P. Vergne au LMC sur un rhéomètre cône-plan, pour différentes températures comprises entre 20°C et 65°C (Figure III.18).

La viscosité du 5P4E ($2.1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ à 25°C) est un ordre de grandeur au-dessus de celle des huiles minérales classiques, et varie très fortement avec la température.

Aucun comportement non newtonien n'a été observé pour des taux de cisaillement allant jusqu'à 10^4 s^{-1} .

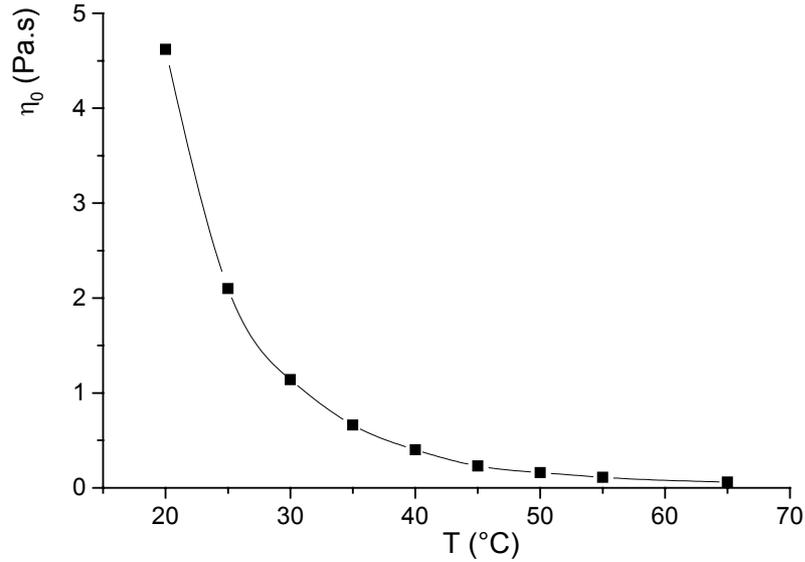


Figure III.18. Evolution de la viscosité du 5P4E en fonction de la température.

La viscosité ne variant pas de manière strictement exponentielle avec la pression, le coefficient de piézoviscosité est lui-même fonction de la pression. Hirst et al. [HIR75] ont montré que la valeur moyenne du coefficient de piézoviscosité du 5P4E augmentait quand on tenait compte des mesures réalisées à haute pression, et ce de façon plus importante que pour d'autres huiles dans les mêmes conditions.

Les valeurs du coefficient de piézoviscosité α^* du 5P4E utilisées dans notre étude ont été déterminées pour différentes températures à partir du modèle de Yasotumi et al. [YAS84] donnant la viscosité en fonction de la température et de la pression.

Le 5P4E est utilisé depuis longtemps comme fluide modèle dans les études concernant en particulier la compréhension du frottement dans les contacts EHD. Par conséquent, de nombreuses données intrinsèques et fonctionnelles sont disponibles sur ce lubrifiant.

Les principales caractéristiques physiques et rhéologiques du 5P4E sont résumées dans le Tableau 1.

Masse moléculaire	446
Viscosité (Pa.s)	
25°C	2.10
50°C	0.16
Piézoviscosité (GPa ⁻¹)	
25°C	45.9
50°C	28.4
Masse volumique (kg.m ⁻³)	
25°C	1195
Indice de réfraction	
25°C	1.6306

Tableau 1. Caractéristiques physiques et rhéologiques du 5P4E.

(3) Bilan

Le 5P4E possède un mode de vibration à 1001 cm^{-1} très intense en Raman, associé aux cycles aromatiques présents dans sa structure.

La fréquence de ce mode augmente linéairement avec la pression dans une gamme allant de 0 à plusieurs GPa, avec une sensibilité K égale à $(3.3 \pm 0.3)\text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$.

La température n'a par contre pas d'influence sur la fréquence de ce mode.

La viscosité et la piézoviscosité élevées du 5P4E garantissent la formation et le maintien dans le contact d'un film relativement épais (de 100 nm à plusieurs μm), même à faible vitesse d'entraînement. La condition d'un volume minimum de lubrifiant nécessaire à l'analyse Raman est ainsi satisfaite.

Le Tableau 2 compare les caractéristiques du 5P4E aux conditions imposées, et en dresse le bilan qualitatif.

Même si la sensibilité à la pression du 5P4E est moyenne, sa prédisposition aux mesures spectroscopiques et sa forte viscosité en font un bon candidat pour notre étude.

Conditions à remplir par le lubrifiant modèle	Caractéristiques du 5P4E	Bilan
Forte diffusion Raman	Cycles aromatiques ⇒ Raman de pré-résonance	+
Epaisseur analysée suffisante ($h > 0.1\mu\text{m}$)	Viscosité élevée : $\eta_0 = 2.1\text{ Pa.s}$ à 25°C	+
Comportement en pression connu	Etalonnage en cellule haute pression à enclume diamant	+
Sensibilité à la pression élevée	$K=3.3\text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$	-
Comportement rhéologique connu	Nombreuses études réalisées sur le 5P4E	+

Tableau 2. Evaluation du 5P4E comme lubrifiant modèle.

III.2.2- Couplage microspectromètre Raman-tribomètre EHD

La réalisation de mesures in situ par spectrométrie Raman dans un contact EHD nécessite le développement d'un dispositif expérimental adapté, couplant un microspectromètre Raman à un tribomètre EHD.

La conception de ce dispositif répond à différentes contraintes :

- La forme et les dimensions du tribomètre sont telles qu'il puisse être placé sous le microscope Raman.
- Afin de réaliser des mesures en tout point du contact, le microscope Raman doit pouvoir se déplacer horizontalement par rapport au plan du contact, avec une précision de l'ordre du micron.

- La stationnarité et la stabilité spatiale du contact EHD, qui conditionnent la précision des mesures, impliquent un contrôle poussé des performances du tribomètre (stabilité de la vitesse et de la charge imposées) ainsi qu'un ajustement mécanique très fin (voile du disque et faux rond réduits au minimum).

Le dispositif a été conçu et mis en oeuvre au LMC par G. Roche et P. Vergne. Il intègre le tribomètre EHD développé pour les mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique qui a été adapté pour les besoins de notre étude.

(1) Description du microspectromètre Raman

Un schéma de principe du montage Raman utilisé est représenté Figure III.19.

Les spectres Raman sont enregistrés avec un spectromètre Raman U1000 Jobin-Yvon®, couplé à un microscope. Le rayonnement à 514.53 nm émis par un laser à argon ionisé est guidé jusqu'au microscope Raman par l'intermédiaire d'une fibre optique d'illumination, puis focalisé sur l'échantillon par l'objectif du microscope. La puissance laser envoyée sur l'échantillon est d'environ 16 mW.

Afin d'analyser le lubrifiant à l'intérieur du contact, donc à travers le disque, il est nécessaire d'utiliser un objectif possédant une distance frontale suffisante. Les expériences sont réalisées avec un objectif $\times 50$ longue frontale, de distance de travail dans l'air 10.6 mm et d'ouverture numérique 0.5.

Le faisceau diffusé par l'échantillon est collecté par le microscope dans la même direction que le faisceau incident, avec qui il partage une partie du chemin optique (rétrodiffusion). Il est ensuite dirigé vers le spectromètre par une fibre optique de collection. Le monochromateur est équipé de deux réseaux holographiques à 600 traits/mm. Le signal dispersé par les réseaux est reçu par un détecteur C.C.D. (Charge Coupled Device) refroidit à l'azote liquide. Un ordinateur assure l'acquisition finale des spectres.

La zone de l'échantillon analysée est visualisée grâce à une caméra vidéo montée sur le microscope.

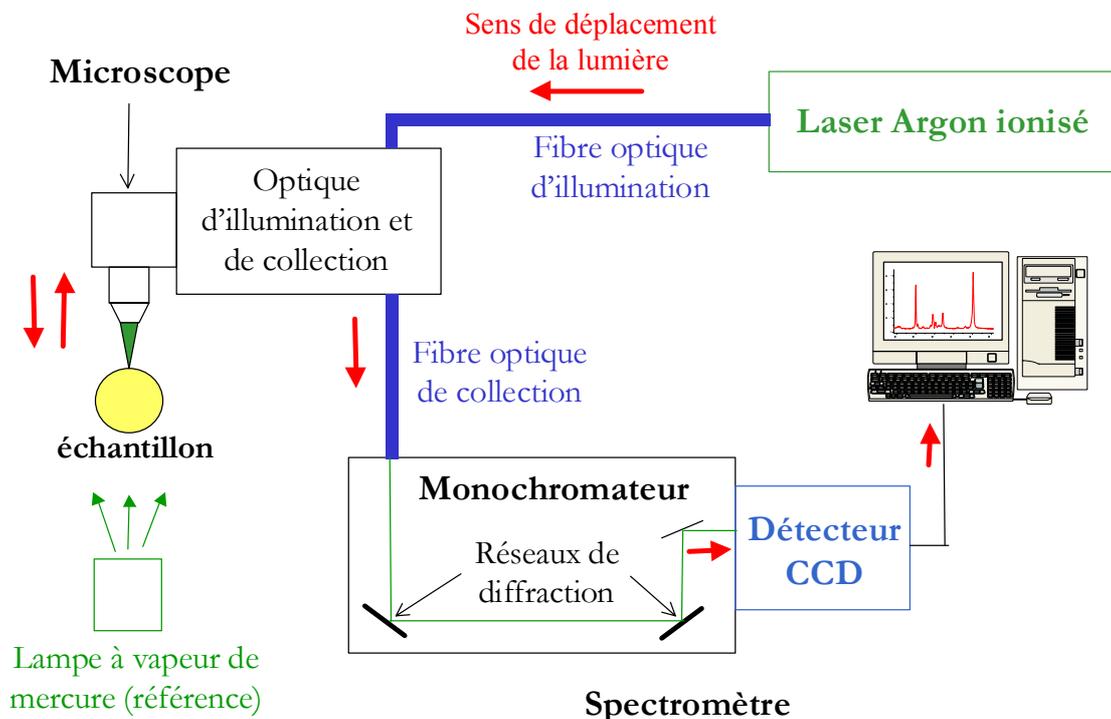


Figure III.19. Schéma de principe du montage Raman.

La position des raies sur le spectre Raman est susceptible de varier au cours du temps (de quelques cm^{-1} dans un sens ou dans l'autre) du fait de la sensibilité du spectromètre aux conditions extérieures (température du local notamment). Il est alors difficile de dissocier ces fluctuations des déplacements dus à la pression que l'on cherche à mesurer. La seule façon de remédier à ce problème est de disposer d'une référence interne sur le spectre Raman. Pour ce faire, une lampe spectrale à vapeur de mercure est utilisée. Elle présente l'avantage d'émettre une raie fine et très intense à la longueur d'onde 546.07 nm, correspondant à une position de 1122 cm^{-1} sur le spectre Raman (pour une excitatrice à 514.53 nm), très proche de la raie à 1001 cm^{-1} du 5P4E.

Avec les réseaux à 600 traits/mm, chaque fenêtre d'enregistrement couvre une plage spectrale large de 820 cm^{-1} environ. Par conséquent, on enregistre sur le même spectre la raie du 5P4E dont on veut mesurer le déplacement, et celle du mercure qui fait office de référence (cf. Figure III.13a).

(2) Description du tribomètre EHD bille-disque

Le tribomètre bille-disque utilisé dans notre étude (Figure III.20) est semblable à ceux couramment employés pour les mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique.

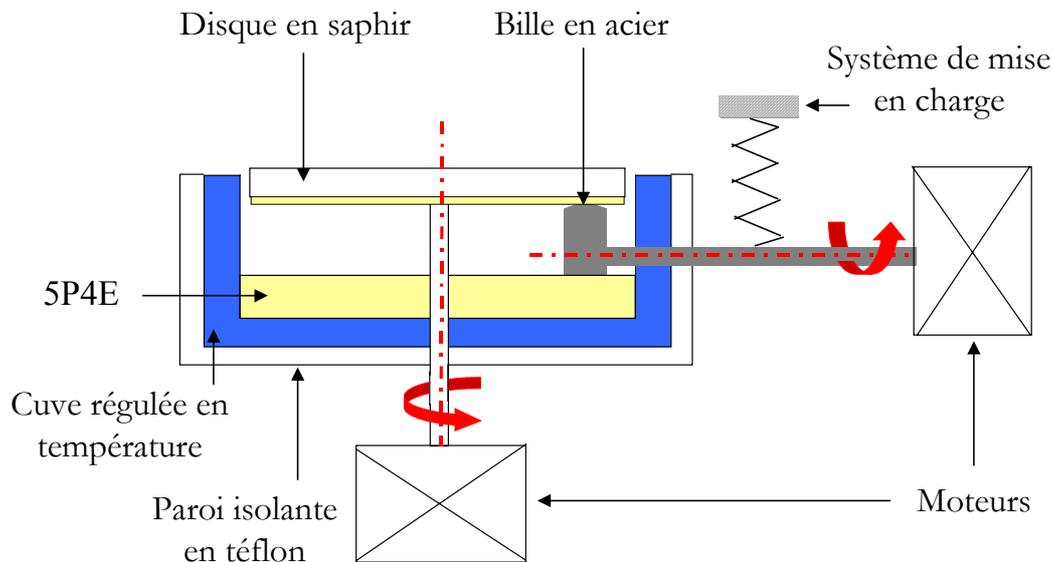


Figure III.20. Représentation schématique du tribomètre EHD.

Les mesures optiques nécessitent qu'un des deux solides en contact soit transparent à la lumière visible. Le plus souvent, c'est le disque qui fait office de fenêtre. En plus d'être transparent, le disque doit être suffisamment résistant pour supporter de fortes charges. En outre, il doit présenter le minimum d'aberrations optiques, et un état de surface convenable. Des disques en verre ou en saphir sont généralement utilisés. Pour notre étude, le saphir a été préféré au verre du fait des pressions de contact élevées qu'il génère (pression maximale supérieure au GPa pour une charge appliquée de l'ordre de 50 N).

Le contact est réalisé entre une bille en acier 100C6 de 25.4 mm de diamètre et un disque en saphir de 85 mm de diamètre et 10 mm d'épaisseur. La bille est polie miroir afin d'obtenir une rugosité de surface (R_a) de l'ordre de 30 nm. La rugosité de surface du disque est inférieure à 60 nm. Dans les conditions de notre étude, ces rugosités sont faibles devant les épaisseurs de film dans le contact (de quelques centaines de nm à quelques μm).

Les caractéristiques de la bille et du disque sont résumées dans le Tableau 3.

La bille et le disque sont entraînés de façon indépendante par deux moteurs "brushless" contrôlés par deux servo-commandes pilotées en position et en vitesse. Les moteurs sont isolés du reste du tribomètre pour éviter les problèmes de vibration. Grâce à ce type de motorisation et à un guidage fin des pièces tournantes, les vitesses de rotation sont contrôlées avec une grande précision (Tableau 4) et une excellente stabilité. Selon les vitesses imposées à la bille et au disque, il est possible de se placer dans des conditions cinématiques variées : roulement pur, roulement-glisement ou glissement pur.

La mise en charge du contact se fait en appliquant la bille contre le disque par l'intermédiaire d'un bras de levier, d'un ressort et d'une platine en translation verticale.

La partie inférieure de la bille trempe dans une cuve contenant le lubrifiant, assurant ainsi une alimentation surabondante du contact en roulement pur.

La cuve et l'ensemble du contact sont enfermés dans une enceinte isolée thermiquement de l'extérieur et contrôlée en température à l'aide d'un circuit de régulation. Les broches guidant la rotation des éprouvettes sont maintenues à la même température afin de limiter les pertes au niveau du contact. La température du lubrifiant est mesurée à proximité du contact par une sonde en platine. Un bain à circulation externe permet de régler la température désirée.

	Bille en acier	Disque en saphir
Dimensions (mm)	Diamètre : 25.4	Diamètre : 85 Epaisseur : 10
Rayon équivalent R' (mm)	12.7	
Rugosité Ra (nm)	30	60
Module d'Young (GPa)	210	360
Coefficient de Poisson	0.3	0.34
Module équivalent E' (GPa)	294	

Tableau 3. Caractéristiques de la bille et du disque.

Paramètre	Gamme	Précision
Vitesse	0.001 à 5.8 m.s ⁻¹	0.03% à 0.011 m.s ⁻¹
Taux de glissement	0 à ± 200%	0.1% à 0%
Température	20 à 100°C	0.1°C
Charge	0 à 300 N	2%
Pression maximale de Hertz Pression moyenne	0 à 2 GPa 0 à 1.4 GPa	3%

Tableau 4. Performances du tribomètre EHD.

(3) Couplage microspectromètre Raman-tribomètre EHD

Dans un microscope classique, l'échantillon est déplacé sous le microscope afin de changer la zone d'analyse. Le tribomètre EHD étant trop lourd pour être supporté par des platines motorisées de précision micrométrique, c'est le microscope Raman qui est placé sur des platines XYZ (Figure III.21). Ainsi le contact reste fixe, et le microscope se déplace dans le plan XY grâce à des tables motorisées micrométriques, pour analyser la totalité du contact. Le déplacement dans la direction Z sert à régler la focalisation. Le positionnement dans le contact se fait à partir de l'image du contact donnée par la caméra vidéo fixée sur le microscope.

La rotation du disque en saphir est ajustée avec un voile inférieur à $2\ \mu\text{m}$ de façon à assurer la stabilité géométrique du contact, mais aussi à limiter les aberrations sphériques produites lors du passage du faisceau laser à travers le disque.

Des photographies montrant le dispositif et le contact sous le microscope Raman sont données Figure III.22.

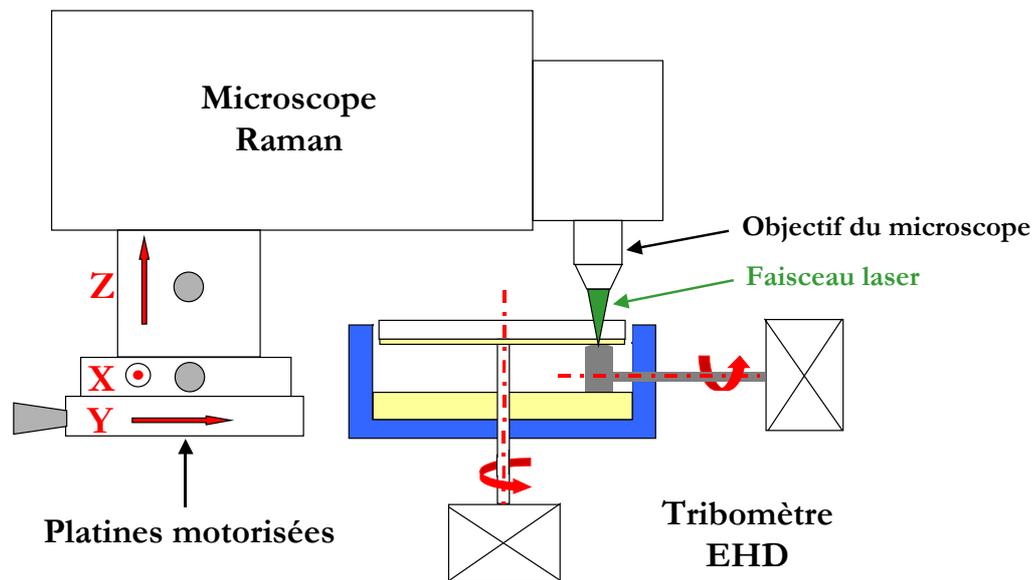
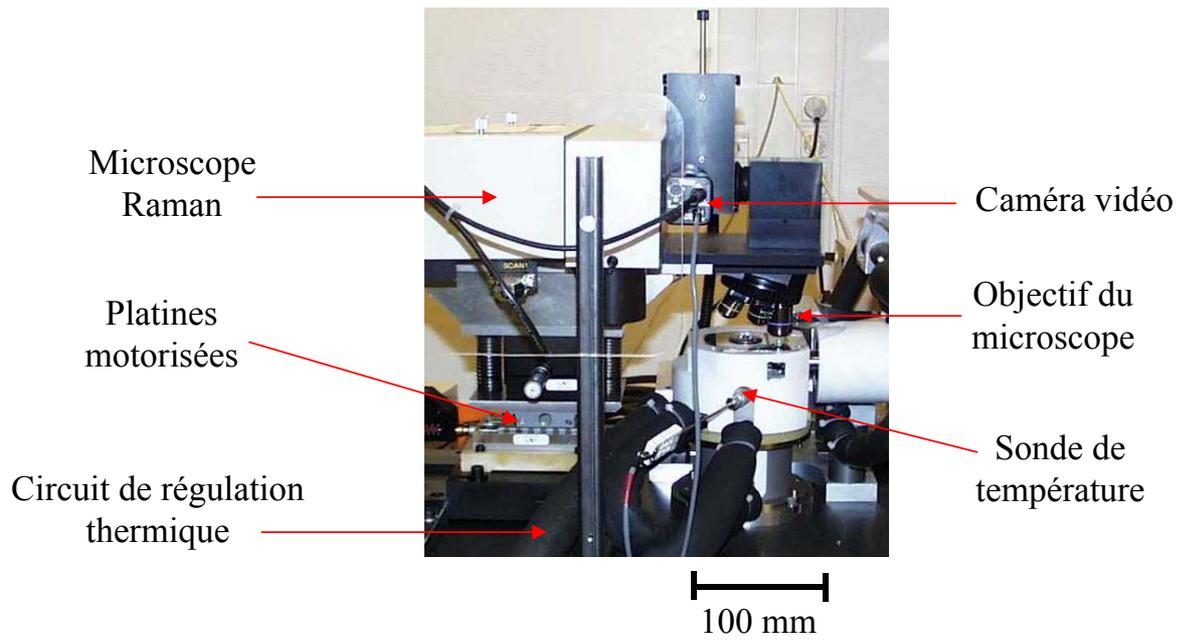
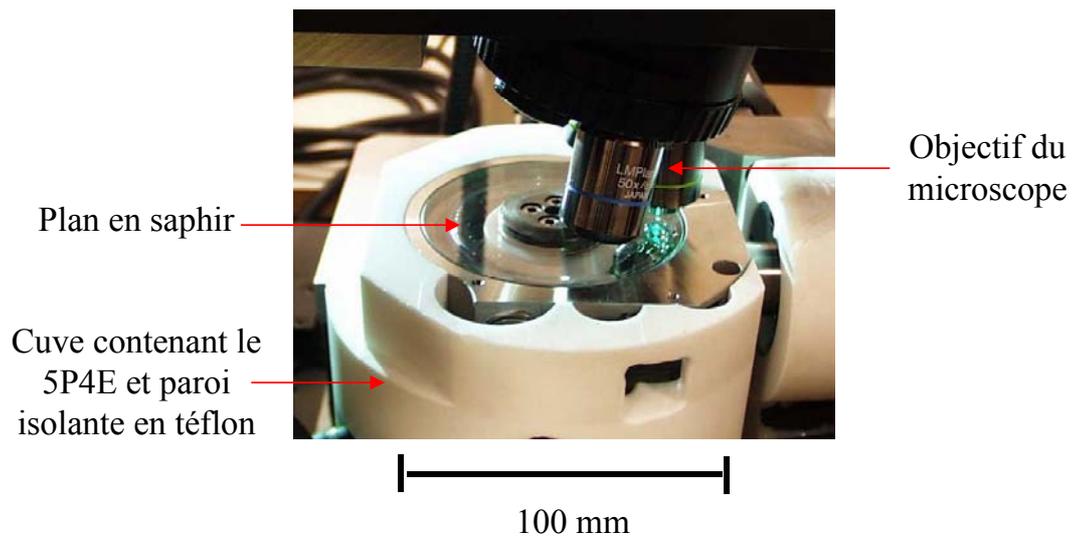


Figure III.21. Représentation schématique du couplage entre le microspectromètre Raman et le tribomètre EHD.



(a) Vue d'ensemble du dispositif.



(b) Vue rapprochée.

Figure III.22. Photographies du dispositif.

III.3 Résolution des mesures

III.3.1- Résolution en pression

La pression est déterminée à partir du déplacement en fréquence mesuré $\Delta\bar{\nu}$ en utilisant la relation (20) (§ III.1.3-(2)b-) :

$$p = \frac{\Delta\bar{\nu}}{K}$$

Cette expression montre que la résolution de la mesure de pression dépend :

- de la dispersion du spectromètre, qui détermine la précision sur la position du maximum d'intensité des raies Raman, et donc la précision sur la mesure du déplacement en fréquence $\Delta\bar{\nu}$,
- de la sensibilité K à la pression du lubrifiant.

Le spectromètre utilisé pour notre étude équipé d'un jeu de réseaux à 600 traits/mm donne une dispersion de 0.4 cm⁻¹/pixel.

En fait, la fréquence centrale $\bar{\nu}$ des raies Raman est déterminée en modélisant ces raies par un profil gaussien. La précision sur la position des raies est donc meilleure que la résolution du spectromètre, nous l'estimons à ± 0.1 cm⁻¹.

De plus, grâce à l'utilisation d'une référence interne (raie Hg, cf. § III.2.2-(1)), la mesure des déplacements en fréquence $\Delta\bar{\nu}$ est très précise et totalement indépendante des fluctuations du spectromètre.

La résolution en fréquence peut être augmentée en utilisant des réseaux ayant un plus fort pouvoir dispersif. Cependant, la plage de fréquence reçue par le détecteur est alors réduite, et le rapport signal sur bruit diminue de façon importante, nécessitant de plus longs temps d'acquisition. Les réseaux à 600 traits/mm donnent un bon compromis entre résolution et rapport signal sur bruit.

Le 5P4E possède une sensibilité moyenne à la pression : $K=3.3$ cm⁻¹/GPa pour la raie à 1001 cm⁻¹.

D'après l'expression (20), la résolution en pression de nos mesures est donc de :

$$\frac{0.1 \text{ cm}^{-1}}{3.3 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}} \approx 30 \text{ MPa.}$$

L'utilisation d'un lubrifiant ayant une sensibilité K plus élevée permettrait d'améliorer la résolution et de mesurer des pressions plus basses.

III.3.2- Résolution latérale

La résolution spatiale des mesures est liée à la taille de sonde Raman, c'est à dire au diamètre de la tache de focalisation du faisceau laser. Elle dépend entre autres de la longueur d'onde du rayonnement incident et du grossissement de l'objectif.

Dans l'air, la taille de sonde théorique d'un faisceau laser de longueur d'onde $\lambda=514.53$ nm focalisé avec un objectif $\times 50$ est égale à 2 μm environ (cf. annexe 5). En pratique, la taille de sonde est supérieure à cette valeur. De plus, les mesures dans le contact sont réalisées à travers un disque en saphir de 10 mm d'épaisseur. Du fait de l'aberration sphérique

longitudinale de l'objectif, la présence du disque induit un élargissement de la tache de focalisation.

Afin de déterminer la valeur effective de la taille de sonde, nous avons réalisé une expérience utilisant un échantillon de silicium clivé de façon à former une marche (cf. annexe 5). Le microscope Raman est déplacé au dessus du silicium de façon à ce que le faisceau laser passe de part et d'autre de la marche. L'intensité du signal émis par le silicium est analysée. La distance sur laquelle l'intensité mesurée passe de 100% à 0% donne la largeur du spot.

Les résultats de cette expérience indiquent une taille de sonde de $(7 \pm 2) \mu\text{m}$ dans l'air, et de $(11 \pm 2) \mu\text{m}$ à travers le disque en saphir.

La pression mesurée en un point donné du contact est la valeur moyenne de la pression réelle sur la surface de la tache de focalisation du laser. Dans les zones où la pression est quasiment constante (zone centrale du contact), la taille de sonde a peu d'influence sur le profil de pression mesuré. Elle est par contre déterminante dans les zones de forts gradients de pression (zone de constriction) où elle peut influencer la largeur et l'intensité du pic de pression.

Cet effet est mis en évidence sur un exemple présenté Figure III.23. Un profil de pression supposé être le profil de pression réel est comparé au profil intégré sur une taille de sonde de $11 \mu\text{m}$, assimilé au profil mesuré. Les deux profils sont confondus dans le convergent et dans la zone haute pression. Par contre, le pic de pression mesuré est plus large et surtout moins intense que le pic réel.

L'importance de cet effet dépend bien sûr de la taille du contact et de la largeur du pic de pression par rapport à la taille de sonde. Il est d'autant plus marqué que le contact est petit et le pic étroit.

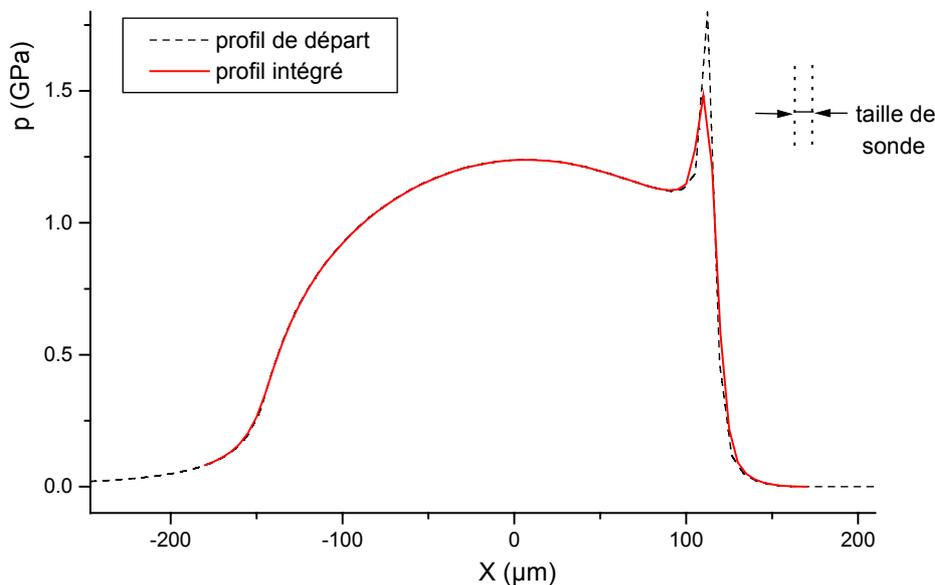


Figure III.23. Influence d'une taille de sonde de $11 \mu\text{m}$ sur le profil de pression mesuré dans un contact de $300 \mu\text{m}$ de diamètre.

III.3.3- Profondeur d'analyse : résolution axiale

Les mesures étant réalisées sans diaphragme confocal, la profondeur d'analyse est de quelques dizaines de microns.

Par conséquent, pour une épaisseur de film dans le contact de l'ordre du micron, la majeure partie du faisceau laser est focalisée dans le disque en saphir. Il en résulte un signal parasite important qui se superpose au signal Raman.

Cela signifie aussi que le signal Raman détecté en un point donné du contact provient de toute l'épaisseur de film en ce point. Les paramètres mesurés sont donc des valeurs moyennes sur cette épaisseur.

L'utilisation d'un diaphragme confocal permet de limiter la profondeur d'analyse. Avec un objectif $\times 100$ et un diaphragme de diamètre inférieur à 0.5 mm, il est possible d'atteindre une résolution axiale inférieure au micron. En dessous de 0.1 mm de diamètre, la résolution est limitée par les effets de diffraction à travers le diaphragme.

La diminution de la zone étudiée entraîne rapidement une perte importante du rapport signal sur bruit. De plus le réglage de la focalisation devient alors extrêmement sensible aux fluctuations verticales de la position du contact, générées par le voile du disque et la microgéométrie de la bille.

III.4 Conclusion

Du fait de l'anharmonicité du potentiel interatomique, l'application d'une force extérieure à une molécule a pour effet de modifier ses fréquences de vibration : une force d'élongation induit une diminution de fréquence, une force de compression une augmentation de fréquence. Cet effet peut être utilisé pour mesurer les contraintes par spectrométrie Raman, en particulier la pression.

Dans la gamme de pression étudiée, la fréquence, exprimée en nombre d'ondes, augmente de façon linéaire avec la pression selon une loi de la forme :

$$\Delta \bar{\nu} = Kp$$

La valeur du coefficient K exprime la sensibilité à la pression du mode de vibration considéré.

En pratique, la mesure de pression se fait en deux étapes : le lubrifiant est d'abord étalonné en cellule haute pression (détermination de la sensibilité K), puis les déplacements $\Delta \bar{\nu}$ de ses raies Raman sont mesurés in situ.

Le lubrifiant modèle choisi pour notre étude : le 5P4E, est un bon diffuseur Raman. Il possède un mode de vibration très intense à 1001 cm^{-1} dont la sensibilité à la pression est égale à $K=3.3 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$.

Sa viscosité et sa piézoviscosité élevées garantissent la formation dans le contact d'un film d'épaisseur suffisante à l'analyse Raman.

Le dispositif expérimental développé dans le cadre de ce travail, couplant un spectromètre Raman à un tribomètre EHD, a été décrit de façon détaillée. Il permet d'imposer des cinématiques variées de façon contrôlée, de générer des pressions de contact supérieures à 2 GPa, et d'effectuer des mesures en n'importe quel point du contact avec une précision de déplacement de l'ordre du micromètre.

La résolution en pression de nos mesures est de 30 MPa. La résolution spatiale est liée à la taille de sonde Raman. Elle est de $11 \mu\text{m}$ environ.

Grâce à ce dispositif expérimental, nous avons étudié le comportement du 5P4E dans le contact EHD en roulement pur et en roulement-glisement. Les résultats sont présentés dans les chapitres IV et V.

Chapitre IV -

Etude du contact EHD en roulement pur

L'objectif de ce chapitre est double. Il est d'abord de tester le dispositif expérimental développé, et d'évaluer les possibilités et les limites de la méthode de mesure de pression par spectrométrie Raman en l'appliquant à un contexte tribologique connu : le contact EHD fonctionnant en roulement pur. Il est ensuite d'exploiter les potentialités de cette méthode pour étudier le contact dans une large gamme de conditions de fonctionnement.

Dans une première partie, nous étudions de façon qualitative les influences respectives de la température du lubrifiant, de la charge et de la vitesse d'entraînement sur la forme des profils de pression mesurés, en particulier sur la position et l'intensité du pic de pression.

Afin de déterminer les épaisseurs de film correspondant aux mesures de pression, des mesures par interférométrie optique en lumière blanche ont été réalisées.

Dans une deuxième partie, nous comparons les évolutions en fonction de la charge et de la vitesse des épaisseurs centrale et minimale mesurées à celles prédites par différents modèles EHD. Le caractère newtonien du 5P4E dans les conditions étudiées est alors discuté.

Nous étudions ensuite comment varie la forme du champ d'épaisseur de film par rapport à celle du champ de pression en fonction des conditions d'essais. La pression et l'épaisseur étant reliées par l'intermédiaire de la déformation élastique des solides, la distribution de pression peut être calculée à partir de la distribution d'épaisseur mesurée par interférométrie optique.

Dans une dernière partie, nous comparons de façon quantitative les profils de pression mesurés par spectrométrie Raman aux profils de pression obtenus en résolvant numériquement le problème EHD. Il s'agit ainsi non seulement de valider la méthode de mesure, mais aussi d'apporter des informations sur le comportement du lubrifiant dans le contact, en particulier dans les conditions inaccessibles aux mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique en lumière blanche (fortes vitesses d'entraînement).

IV.1 Mesures de pression par spectrométrie Raman	113
IV.1.1- Présentation des essais	113
IV.1.2- Résultats et première discussion qualitative	117
IV.1.3- Evolution de l'intensité du pic de pression : rapport p_c/p_{pic}	122
IV.1.4- Cartographies de pression	125
IV.1.5- Conclusion	128
IV.2 Mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique.....	129
IV.2.1- Principe de la méthode de mesure, dispositif expérimental et conditions d'essais	129
IV.2.2- Comparaison entre les épaisseurs mesurées et les modèles EHD	131
IV.2.3- Conclusion sur le comportement du 5P4E dans le contact à 50°C	139

IV.3 Relation entre la pression et l'épaisseur de film	141
IV.3.1- Relation entre le rapport p_c/p_{pic} et le rapport h_c/h_{min}	141
IV.3.2- Calcul du champ de pression à partir du champ d'épaisseur mesuré	142
IV.3.3- Conclusion	144
IV.4 Comparaison entre les pressions mesurées par spectrométrie Raman et les solutions numériques du problème EHD	145
IV.4.1- Principe de la résolution numérique	145
IV.4.2- Résultats.....	146
IV.4.3- Discussion sur l'intensité du pic de pression. Influence de la taille de sonde.....	148
IV.4.4- Interprétation des écarts observés entre les profils de pression expérimentaux et numériques.....	149
IV.4.5- Conclusion	154
IV.5 Conclusion.....	155

IV.1 Mesures de pression par spectrométrie Raman

IV.1.1- Présentation des essais

Le principe de la mesure de pression par spectrométrie Raman, ainsi que le dispositif expérimental développé pour notre étude ont été décrits au chapitre III. Le lubrifiant utilisé est l'huile 5P4E.

(1) Conditions d'essais

Les conditions d'essais couvrent une gamme de charges, de vitesses, de viscosités et par conséquent d'épaisseurs de film très large. Ces conditions sont choisies de façon à suivre l'évolution des champs de pression entre des situations limites du domaine EHD, à savoir un champ de pression quasi-hertzien et un champ de pression quasi-hydrodynamique.

La gamme des conditions étudiées est cependant limitée par les possibilités de la méthode de mesure. En effet, le très faible rendement du processus de diffusion Raman impose un volume minimum d'analyse, et ce malgré les progrès de la détection et le choix d'un lubrifiant à fort pouvoir diffusant.

Le rapport signal sur bruit d'un spectre Raman augmente avec le volume de matière analysé et le temps d'acquisition. Aussi plus le film étudié est mince, plus les temps d'acquisition utilisés sont longs. Dans notre étude, l'épaisseur minimale de film pour laquelle des pressions ont été mesurées est de l'ordre de 160 nm. Le temps d'acquisition d'un spectre varie entre 120s et 360s suivant l'épaisseur de film.

Le 5P4E est étudié à deux températures différentes : 25°C et 50°C. La température est imposée dans la cuve par un circuit de régulation externe. Elle est contrôlée à proximité du contact par une sonde en platine immergée dans le lubrifiant (cf. § III.2.2). Du fait de la très forte viscosité du 5P4E à 25°C ($\eta_0=2.1$ Pa.s), des épaisseurs de film élevées sont générées dans le contact pour des vitesses d'entraînement plus faibles qu'à 50°C ($\eta_0=0.16$ Pa.s).

Trois charges sont appliquées : 17 N, 53 N et 237 N, correspondant à des pressions maximales de Hertz de 0.75 GPa à 1.84 GPa et à des diamètres de contact de 200 μm à 500 μm environ (cf. Tableau IV.2).

Les conditions d'essais et les épaisseurs de film correspondantes calculées à partir de la formule de Hamrock et Dowson (cf. annexe 3) sont résumées dans le Tableau IV.1.

Température du lubrifiant	25°C	50°C
Charge appliquée	17 N, 53 N, 237 N	
Vitesse d'entraînement	0.05 m.s ⁻¹ à 0.2 m.s ⁻¹	0.2 m.s ⁻¹ à 2 m.s ⁻¹
Epaisseur de film au centre Epaisseur minimale (d'après Hamrock et Dowson)	0.7 μm à 2.2 μm 0.4 μm à 1.3 μm	0.3 μm à 1.4 μm 0.16 μm à 0.8 μm
Temps d'acquisition des spectres	120 s à 240 s	180 s à 360 s

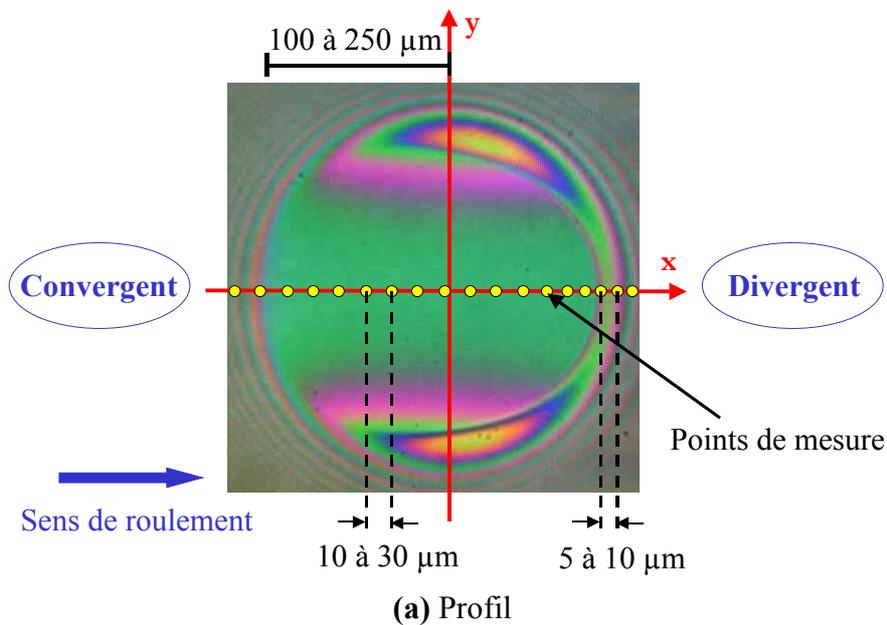
Tableau IV.1. Conditions d'essais des mesures de pression par spectrométrie Raman.

(2) Répartition des points de mesure

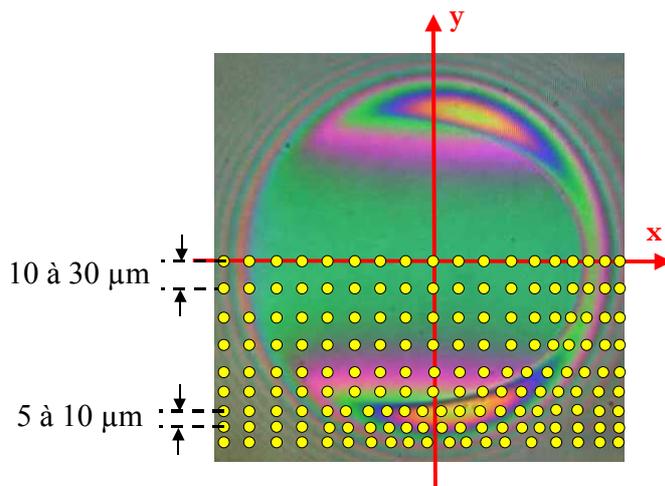
Afin de repérer la position des points de mesure dans la zone de contact, un repère cartésien est défini tel que l'axe des x corresponde à la direction longitudinale de roulement, l'axe des y à la direction transversale, et l'origine est prise au centre géométrique du contact statique.

Pour chacun des cas étudiés (charge, vitesse, température du lubrifiant), un profil de pression longitudinal est réalisé en $y=0$. Le profil est décrit du convergent vers le divergent dans la direction x . Les points de mesure sont espacés de 10 à 30 μm dans le convergent et dans la zone centrale du contact où les gradients de pression sont faibles, puis de 5 à 10 μm dans la zone de constriction, siège du pic de pression, où les gradients sont élevés (Figure IV.1a). Le pas de mesure est également adapté à la taille du contact qui augmente avec la charge appliquée.

Pour certaines conditions d'essais, des cartographies de l'ensemble du contact sont réalisées. Plusieurs profils de pression longitudinaux sont alors effectués par un balayage transversal d'un bord à l'autre du contact. Ces profils sont espacés de 5 à 10 μm sur les côtés où les gradients de pression sont les plus forts, et de 10 à 30 μm dans la zone centrale (Figure IV.1b). Par souci de clarté, seule la moitié des points de mesure a été représentée sur la Figure IV.1b.



(a) Profil



(b) Cartographie

Figure IV.1. Points de mesure de pression dans la zone de contact.

(3) Incertitudes sur les mesures

a- Incertitude sur la position des points de mesure

La position d'un point de mesure dans le contact est repérée par ses coordonnées (x, y) par rapport au centre géométrique du contact défini comme l'origine du repère.

Plusieurs sources d'erreur contribuent à l'incertitude sur cette position :

- Le centre du contact est repéré visuellement sur un écran vidéo relié à une caméra placée sur le microscope Raman (cf. § III.2.2-(1)). L'erreur de lecture commise lors de la détermination de la position du centre du contact est estimée à $\pm 5 \mu\text{m}$.
- Le déplacement selon les axes x et y de la sonde d'analyse Raman est assuré par des tables motorisées micrométriques. L'erreur sur le positionnement, liée notamment aux jeux mécaniques, est estimée à $\pm 4 \mu\text{m}$.
- L'ensemble du contact est susceptible de bouger au cours du temps (instabilité géométrique), introduisant une erreur sur la position du point de mesure. Grâce à un ajustement mécanique très fin, cette erreur est faible, de l'ordre de $\pm 1 \mu\text{m}$.

L'incertitude maximale sur la position d'un point de mesure résultant de ces différentes sources d'erreur est donc de $\pm 10 \mu\text{m}$.

Notons que l'erreur sur la position du centre du contact se traduit par une erreur systématique sur l'ensemble du profil de pression qui se trouve translaté avec l'origine du repère de $\pm 5 \mu\text{m}$ (Figure IV.2b). Cette erreur doit être prise en compte lors de la détermination de la position du pic de pression, et pour la comparaison de profils.

Par contre, l'erreur de déplacement due aux tables motorisées, et l'erreur due à l'instabilité géométrique du contact varient d'un point à l'autre d'un même profil (Figure IV.2a).

b- Incertitude sur la valeur de la pression

L'incertitude sur la valeur de la pression est liée à :

- L'incertitude sur la détermination de la position des raies Raman, c'est à dire sur la mesure de fréquence, estimée à $\pm 0.1 \text{ cm}^{-1}$ avec le spectromètre Raman utilisé pour nos mesures (cf. § III.3.1). Elle se traduit par une incertitude sur la pression de $\pm 30 \text{ MPa}$. Cette erreur varie de façon aléatoire pour les différents points d'un profil (Figure IV.2a).
- L'incertitude sur la valeur de la sensibilité K de la fréquence des modes de vibration à la pression ($\Delta \bar{\nu} = Kp$, cf. § III.1.2), estimée à $\pm 0.3 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ pour le mode à 1001 cm^{-1} du 5P4E. Toutes les pressions étant déterminées à partir de la même valeur de K, cette incertitude conduit à une erreur systématique pour tous les points d'un même profil, et pour tous les profils (Figure IV.2c). Par conséquent, elle n'intervient pas dans la comparaison qualitative entre différents profils. Elle doit par contre être prise en compte lors de la comparaison quantitative entre les profils expérimentaux et numériques.

L'erreur sur la détermination du centre du contact introduit indirectement une erreur sur les pressions mesurées lors de la réalisation d'un profil longitudinal en $y=0$. En effet, en cas d'erreur sur la définition de l'origine, le profil n'est pas réalisé sur la ligne centrale du contact mais sur une ligne décalée d'un côté ou de l'autre de $\pm 5 \mu\text{m}$. Si cette erreur est négligeable dans les conditions de forte charge où la pression varie relativement peu dans la zone centrale du contact, elle peut avoir un effet significatif à faible charge où les gradients de pression sont plus importants.

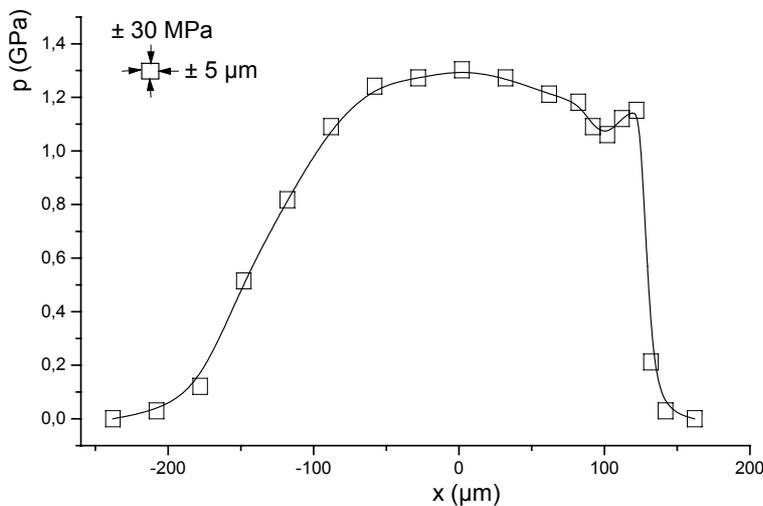
Notons enfin que pendant le temps nécessaire à la réalisation d'un profil de pression (1h à 2h environ), la charge appliquée est susceptible d'évoluer légèrement. La variation relative est de quelques % pour les fortes charges, mais elle peut atteindre près de 10% pour les faibles charges.

c- Conclusion

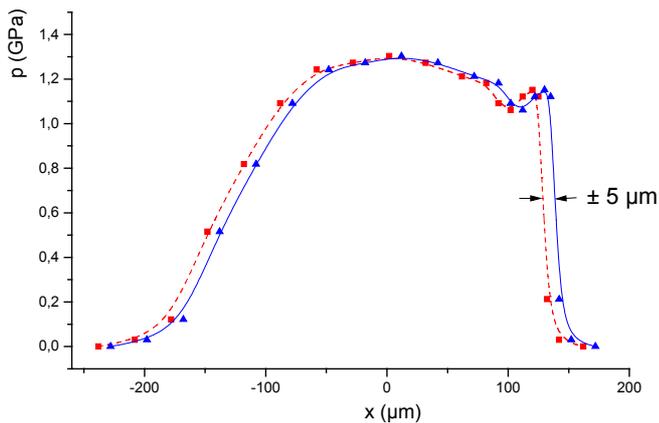
La précision des mesures est meilleure pour les fortes charges, et ce pour plusieurs raisons :

- Les pressions dans le contact sont plus élevées : la pression maximale de Hertz est de 1.84 GPa à 237 N contre 0.75 GPa à 17 N, soit une incertitude relative sur les pressions mesurées de 2% contre 4%.
- L'aire de contact étant plus grande, l'incertitude relative sur la position est plus faible (1% à 237 N contre 2.5% à 17 N). De plus, les gradients de pression sont moins importants et l'erreur sur le positionnement au centre du contact a donc moins d'incidence sur les profils de pression mesurés.
- Le contact est plus stable (spatialement et au niveau de la charge appliquée).

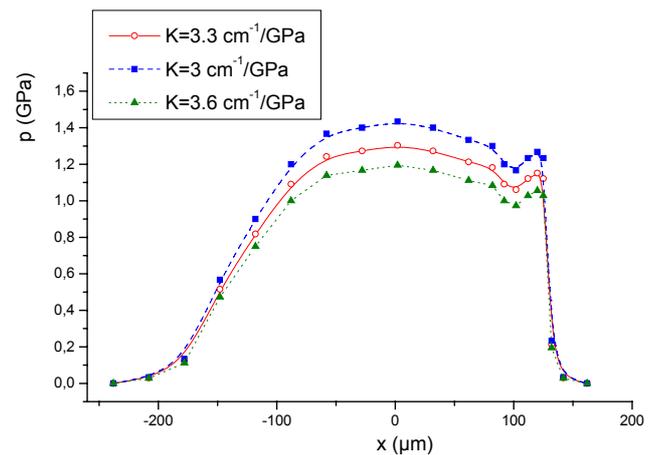
La Figure IV.2 représente les différentes incertitudes pour un profil de pression expérimental. Par soucis de clarté, elles ne seront pas portées sur les figures présentées par la suite.



(a) erreurs de mesure



(b) incertitude sur la détermination du centre du contact



(c) incertitude sur K

Figure IV.2. Représentation des différentes incertitudes sur un profil de pression expérimental (5P4E à 50°C, $w=53$ N, $u_e=0.62$ m/s).

IV.1.2- Résultats et première discussion qualitative

Ce paragraphe s'attache à décrire l'influence de la température du lubrifiant, de la charge et de la vitesse d'entraînement sur les profils de pression mesurés. La discussion des résultats est uniquement qualitative et porte sur l'allure générale des profils et sur la position, la largeur et l'intensité relative du pic de pression par rapport à la pression au centre du contact.

(1) Influence de la température du lubrifiant sur les profils de pression

Afin d'examiner l'influence de la viscosité et du coefficient de piézoviscosité du lubrifiant sur les profils de pression, nous avons étudié le lubrifiant à deux températures différentes.

La viscosité du 5P4E varie fortement avec la température. Elle passe de 2.1 Pa.s à 25°C à 0.16 Pa.s à 50°C (cf. § III.2.1), soit une diminution d'un facteur 13. Le coefficient de piézoviscosité diminue de façon moins importante en passant de 46 GPa⁻¹ à 28.4 GPa⁻¹ entre ces deux températures. Ces changements des propriétés rhéologiques du 5P4E conduisent à des épaisseurs de film très différentes à 25°C et à 50°C.

La Figure IV.3 montre deux profils de pression mesurés dans les mêmes conditions de charge ($w=53$ N) et de vitesse ($u_e=0.2$ m/s), mais à des températures différentes du 5P4E ($T=25^\circ\text{C}$ et $T=50^\circ\text{C}$). Dans ces conditions, l'épaisseur centrale de film est de l'ordre de 2 μm à 25°C et de 0.3 μm à 50°C. Le profil de pression donné par la théorie de Hertz pour un contact statique non lubrifié soumis à une charge de 53 N est également représenté.

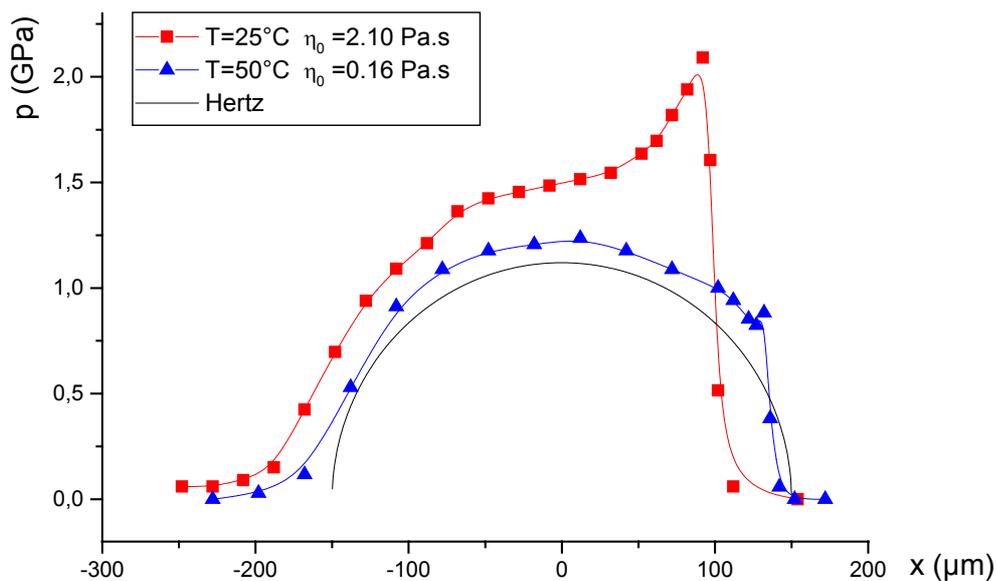


Figure IV.3. Profils de pression mesurés à 53 N et 0.2 m.s⁻¹ pour deux températures différentes du 5P4E.

Les profils de pression mesurés présentent les principales caractéristiques prévues par la théorie EHD (cf. § II.1.2) : une montée progressive en pression dans le convergent du contact, une zone centrale haute pression et un pic de pression à la suite duquel la pression chute brutalement jusqu'à la pression atmosphérique.

Le profil mesuré à 50°C est proche du profil de pression elliptique de Hertz. Le pic de pression est peu intense et situé à la sortie du contact.

Le profil mesuré à 25°C est nettement au-dessus du profil de Hertz. Il est principalement caractérisé par un pic de pression large et très intense, situé plus à l'intérieur du contact.

Le profil de pression à 25°C est un peu plus étroit que celui à 50°C, et la génération de pression a lieu plus tôt dans le convergent (20 à 30 µm avant). En fait, l'ensemble de la zone haute pression est déplacée vers l'entrée par rapport à la zone haute pression de Hertz.

L'écart important entre les pressions mesurées à 25°C et les pressions de Hertz (1.5 GPa et 1.1 GPa au centre, respectivement) peut sembler surprenant. La réalisation d'une cartographie de pression complète (cf. § IV.1.4-) montre que la zone de pression est plus petite que celle de Hertz, elle est en particulier plus étroite sur les côtés du contact (Figure IV.12). La conservation de la charge est ainsi assurée.

(2) Influence de la charge sur les profils de pression

La Figure IV.4a représente trois profils de pression réalisés à 50°C et à une vitesse d'entraînement de 0.62 m/s, pour trois charges appliquées différentes ($w = 17$ N, 53 N et 237 N). Les épaisseurs de film au centre mesurées pour ces trois charges sont voisines : 0.66 µm environ à 17 N et 0.62 µm à 237 N.

A faible charge (17 N), le pic de pression est large et son intensité est très supérieure à la pression au centre du contact. Lorsque la charge augmente, l'intensité relative du pic de pression par rapport à la pression au centre diminue. A 53 N l'intensité du pic atteint à peine la valeur de la pression au centre, et à 237 N le pic est très fin et son intensité est nettement plus faible que la pression au centre.

Les tailles de contact et les pressions étant très différentes, il n'est pas possible de faire de comparaison directe entre les différents profils, en particulier concernant la position du pic de pression. Les profils sont donc normalisés par rapport à la pression maximale p_0 et au rayon de contact a calculés à l'aide des formules de Hertz (cf. § II.2.1). Les valeurs correspondantes sont données dans le Tableau IV.2.

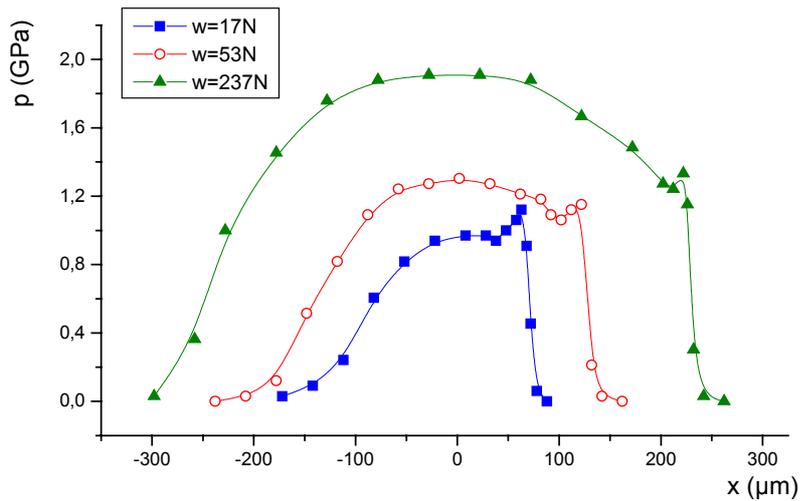
Les profils de pression normalisés, ainsi que le profil de Hertz sont représentés sur la Figure IV.4b. A faible charge (17 N), le profil de pression est moins large et très au-dessus du profil de Hertz, et il est décalé vers l'entrée du contact. Lorsque la charge augmente, le profil de pression se rapproche du profil de Hertz et le pic se déplace vers la sortie du contact tandis que son intensité et sa largeur diminuent. A forte charge (237 N), le profil de pression est pratiquement confondu avec celui de Hertz et le pic de pression est quasiment inexistant.

Charge w (N)	17	53	237
Pression maximale de Hertz p_0 (GPa)	0.75	1.12	1.84
Rayon de contact a (µm)	104	150	248
Déformation élastique au centre $\delta = a^2/R$ (µm)	0.85	1.77	4.84

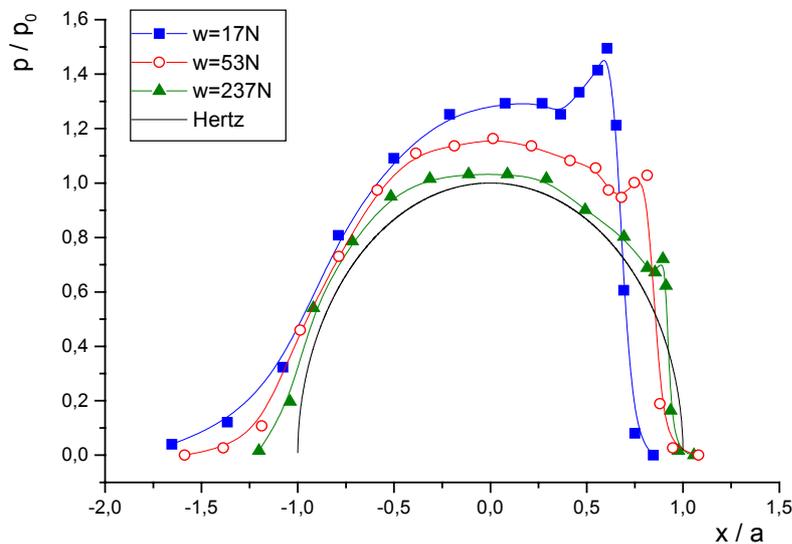
Tableau IV.2. Caractéristiques du contact de Hertz pour les différentes charges appliquées.

Si la charge a peu d'influence sur l'épaisseur centrale de film, elle modifie par contre de façon importante la déformation élastique des solides (Tableau IV.2) : à 17 N la déformation élastique est du même ordre que l'épaisseur de film, à 237 N elle est pratiquement huit fois supérieure.

Le rapport δ/h_c de la déformation élastique des solides sur l'épaisseur de film est donc un facteur déterminant pour la forme du champ de pression dans le contact. Nous en discuterons de façon plus détaillée au paragraphe IV.1.3-(3).



(a) Profils mesurés



(b) Profils normalisés

Figure IV.4. Influence de la charge sur les profils de pression mesurés à 50°C et à 0.62 m.s⁻¹.

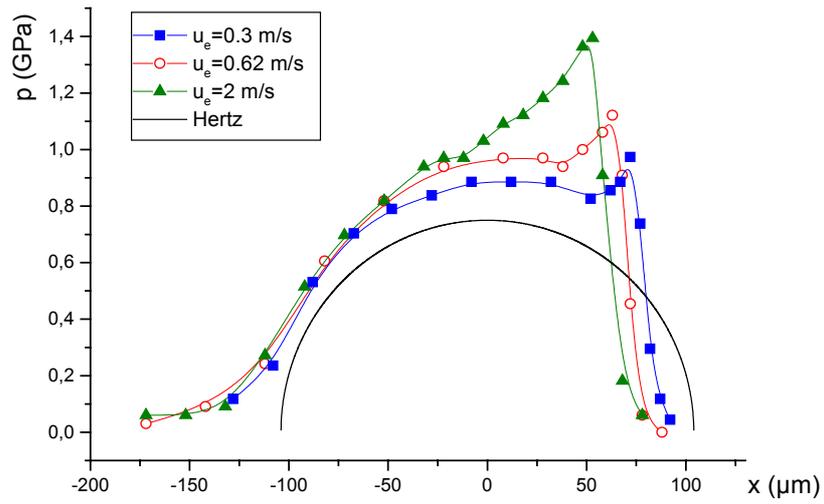
(3) Influence de la vitesse sur les profils de pression

Les Figures IV.5 a, b et c montrent l'influence de la vitesse d'entraînement sur les profils de pression mesurés à 50°C, pour trois charges différentes ($w=17$ N, 53 N et 273 N). Les vitesses d'entraînement imposées sont comprises entre 0.2 m.s⁻¹ et 2 m.s⁻¹.

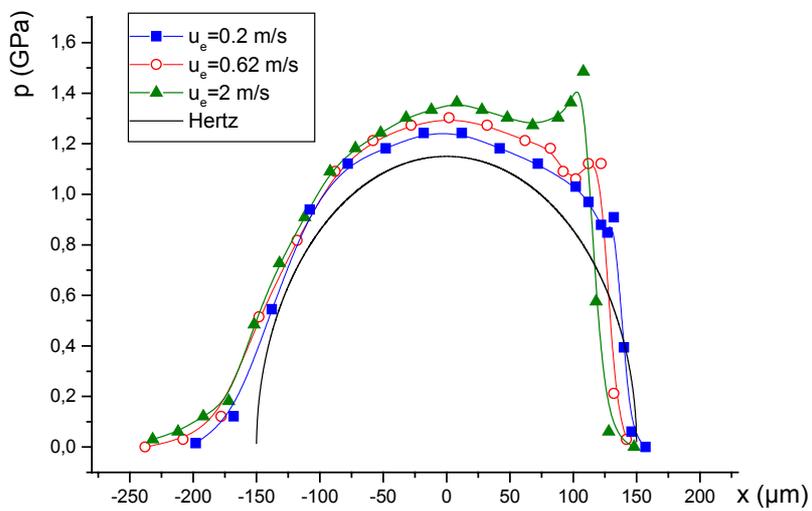
Contrairement à la charge, la vitesse d'entraînement a une grande influence sur l'épaisseur de film dans le contact. L'épaisseur centrale de film calculée à partir de la formule de Hamrock et Dowson pour $w=53$ N passe ainsi de 0.3 μm pour $u_e=0.2$ m.s⁻¹ à 1.3 μm pour $u_e=2$ m.s⁻¹.

A faible vitesse (0.2 ou 0.3 m.s⁻¹), le profil de pression est proche de celui de Hertz et le pic de pression situé à la sortie du contact est fin et peu intense. Lorsque la vitesse augmente (0.62 et 2 m.s⁻¹), l'intensité du pic augmente également, il s'élargit et se déplace vers l'intérieur du contact.

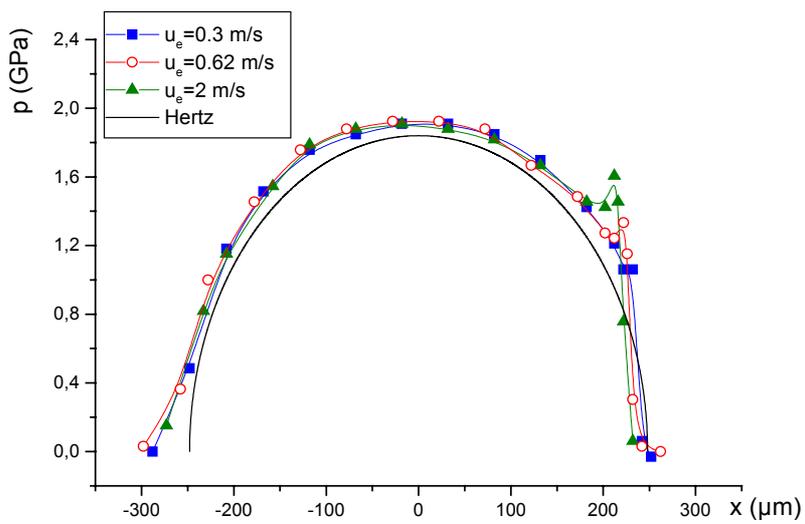
Les changements du profil de pression avec la vitesse sont d'autant plus importants que la charge est faible et le pic de pression intense. A 17 N et à 53 N, la pression au centre du contact augmente avec la vitesse d'entraînement (Figure IV.5 a et b). A forte charge par contre, la pression au centre reste la même et les changements sont localisés au niveau du pic de pression (Figure IV.5c).



(a) $w=17$ N



(b) $w=53$ N



(c) $w=237$ N

Figure IV.5. Influence de la vitesse sur les profils de pression mesurés à 50°C.

(4) Bilan

Une diminution de la température du lubrifiant (c'est à dire une augmentation de la viscosité et de la piézoviscosité), une diminution de la charge ou une augmentation de la vitesse d'entraînement produisent qualitativement les mêmes effets sur le profil de pression :

- le profil de pression s'éloigne du profil théorique de Hertz,
- le pic de pression s'élargit, son intensité augmente et il se déplace de la sortie vers l'intérieur du contact,
- le profil de pression devient plus étroit et la génération de pression a lieu plus tôt dans le convergent.

Ces résultats sont en accord avec les prévisions de la théorie EHD.

La viscosité, le coefficient de piézoviscosité et la vitesse d'entraînement influent sur l'épaisseur de film dans le contact, la charge détermine quant à elle la déformation élastique des solides.

Lorsque la charge décroît ou lorsque le produit de la vitesse par la viscosité augmente, le rapport δ/h_c de la déformation élastique des solides sur l'épaisseur du film lubrifiant diminue. La distribution de pression passe alors d'une distribution semi-ellipsoïdale de Hertz obtenue dans le cas d'un contact statique élastique non lubrifié ($h_c=0$, $\delta/h_c \rightarrow \infty$), à une distribution hydrodynamique (HD) obtenue dans le cas de solides rigides ($\delta=0$, $\delta/h_c=0$). La distribution hertzienne et la distribution hydrodynamique constituent donc deux situations limites de la distribution EHD pour les films respectivement très minces et très épais par rapport à la déformation élastique des solides (Figure IV.6).

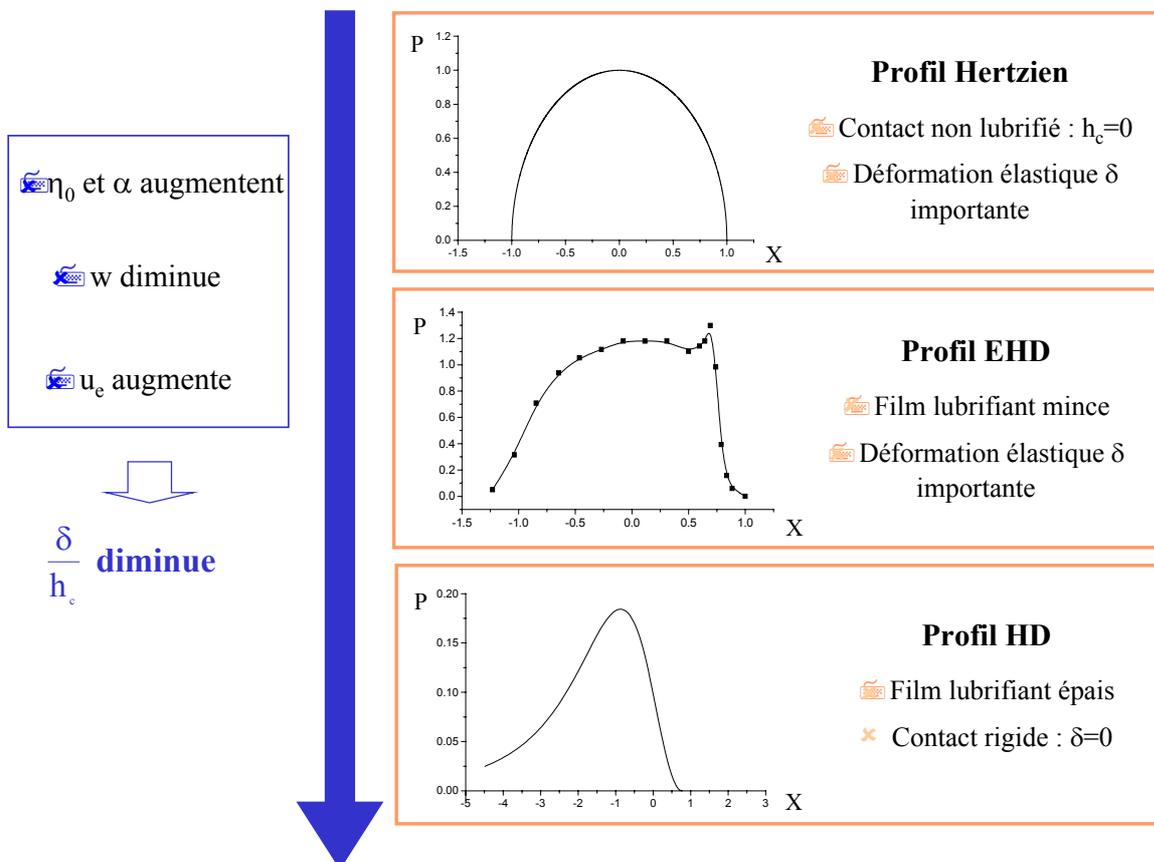


Figure IV.6. Evolution du profil de pression en fonction du rapport δ/h_c entre la déformation élastique des solides et l'épaisseur de film.

IV.1.3- Evolution de l'intensité du pic de pression : rapport p_c/p_{pic}

Dans de nombreuses applications pratiques, la pression dans le contact est calculée à partir des formules de Hertz. Nous avons vu qu'à forte charge et faible vitesse, le champ de pression de Hertz était une bonne approximation du champ de pression dans le contact. Par contre à faible charge et forte vitesse, l'intensité du pic de pression peut être très supérieure à la pression maximale donnée par la théorie de Hertz. Il est donc important de pouvoir estimer l'intensité du pic de pression en fonction des conditions imposées.

(1) Définition du rapport p_c/p_{pic}

Nous appellerons p_c/p_{pic} le rapport entre la pression p_c mesurée au centre du contact et l'intensité p_{pic} du pic de pression (Figure IV.7).

La pression mesurée par spectrométrie Raman étant moyennée sur la taille du spot laser, l'intensité du pic de pression expérimental est inférieure à sa valeur réelle (cf. § III.3.2).

Toutefois, les différences observées sur l'intensité du pic de pression entre les différentes conditions d'essais reflètent des différences réelles, et il est possible de les comparer.

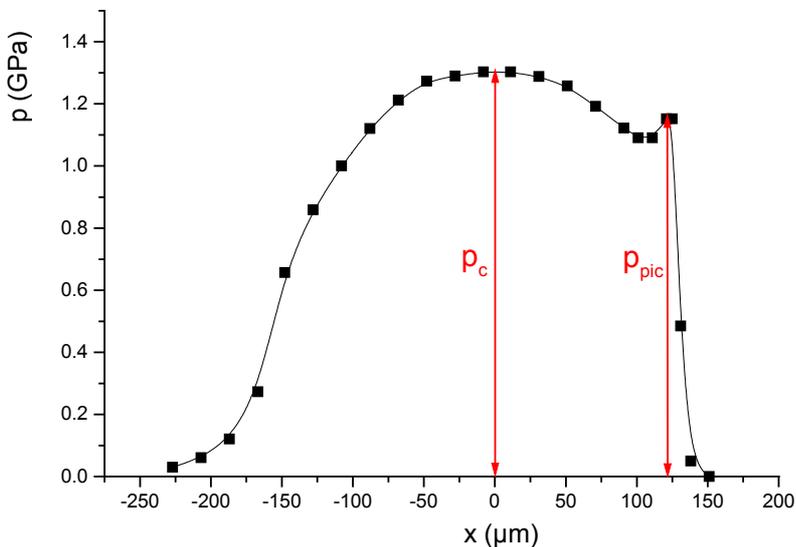


Figure IV.7. Définition du rapport p_c/p_{pic} .

(2) Evolution du rapport p_c/p_{pic} en fonction de la charge et de la vitesse

Les Figures IV.8 a et b donnent en coordonnées logarithmiques l'évolution du rapport p_c/p_{pic} en fonction de la charge et de la vitesse. Malgré le faible nombre de points expérimentaux pour chaque condition de charge ou de vitesse, des tendances générales se dégagent de ces courbes :

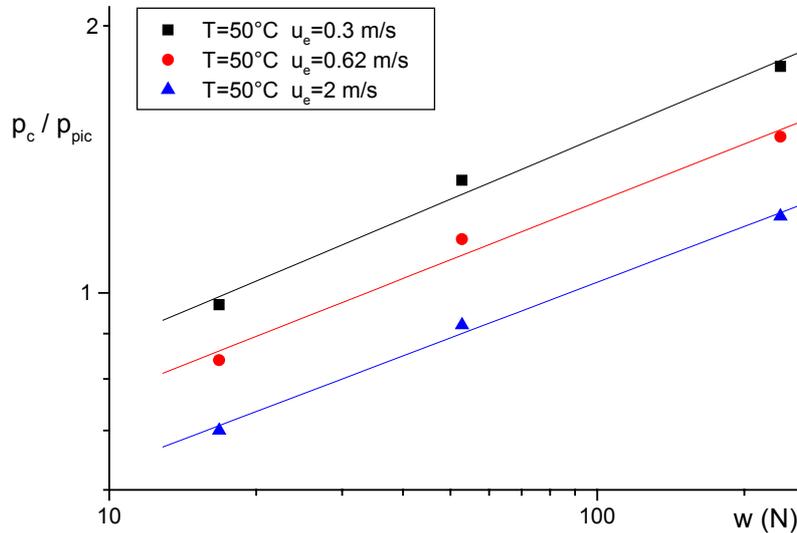
- le rapport p_c/p_{pic} augmente avec la charge appliquée, ce qui correspond à la diminution de l'intensité du pic de pression,
- le rapport p_c/p_{pic} diminue lorsque la vitesse augmente, ce qui correspond à l'augmentation de l'intensité du pic de pression.

En coordonnées logarithmiques, les courbes $p_c/p_{pic}=f(w)$ (Figure IV.8a) et $p_c/p_{pic}=f(u_e)$ (Figure IV.8b) sont linéaires sur les domaines étudiés, avec des pentes voisines pour les différentes vitesses (0.21 à 0.23) ou les différentes charges (-0.17 à -0.20).

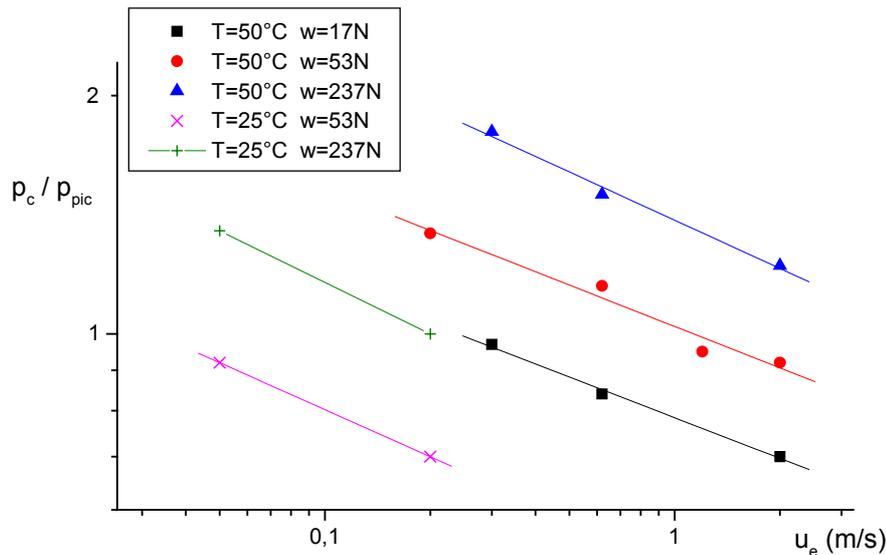
L'influence de la température, donc de la viscosité et de la piézo-viscosité du lubrifiant sur le rapport p_c/p_{pic} est également montrée sur la Figure IV.8b. A charge constante, le rapport

p_c/p_{pic} diminue lorsque la viscosité et la piézoviscosité augmentent (c'est à dire lorsque la température passe de 50°C à 25°C), la décroissance avec la vitesse restant du même ordre.

Lorsque la charge augmente ou lorsque la vitesse diminue, la largeur du pic de pression diminue et l'influence de la taille de sonde sur l'intensité p_{pic} mesurée est donc plus importante. Il est probable que cet effet accentue l'augmentation du rapport p_c/p_{pic} observée.



(a) Influence de la charge



(b) Influence de la vitesse

Figure IV.8. Influence de la charge et de la vitesse sur le rapport p_c/p_{pic} .

Le paramètre de Moes sans dimension M , défini par (cf. § II.2.3-(3)) :

$$M = \frac{W}{(2U)^{3/4}}$$

regroupe les paramètres charge W et vitesse U .

L'évolution du rapport p_c/p_{pic} en fonction du paramètre M permet donc de représenter à la fois l'influence de la charge et de la vitesse (Figure IV.9). Tous les points expérimentaux correspondant aux mesures réalisées à la même température mais dans des conditions d'essais

différentes se retrouvent sur la même courbe. En coordonnées logarithmiques, ces courbes sont quasiment linéaires, avec des pentes voisines pour les deux températures étudiées (0.22 ± 0.02). Une étude plus complète incluant d'autres lubrifiants serait nécessaire pour discuter de façon plus approfondie de ces résultats, pour déterminer par exemple si la valeur de cette pente dépend de la nature du lubrifiant.

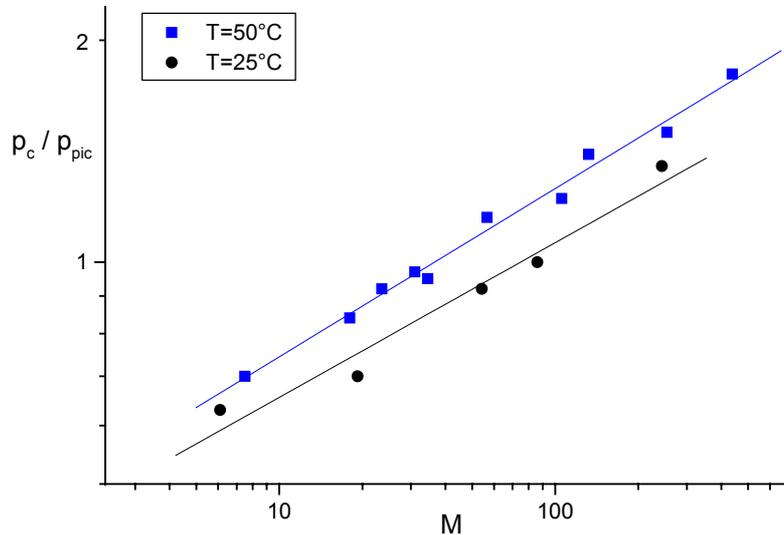


Figure IV.9. Evolution du rapport p_c/p_{pic} en fonction du paramètre de Moes sans dimension M.

(3) Relation entre le rapport p_c/p_{pic} et le rapport δ/h_c

Nous avons discuté au paragraphe IV.1.2-(4) de l'influence du rapport δ/h_c entre la déformation élastique des solides et l'épaisseur de film au centre du contact, sur la forme des profils de pression. Par conséquent, il est intéressant de voir comment évolue le rapport p_c/p_{pic} en fonction du rapport δ/h_c .

Cette évolution est représentée sur la Figure IV.10 et regroupe l'ensemble des conditions d'essais étudiées (charge, vitesse, température). La valeur du rapport δ/h_c varie entre 0.4 à faible charge, forte vitesse et forte viscosité (cas $w=17$ N, $u_e=0.2$ m/s, $T=25^\circ\text{C}$) et 15 à forte charge, faible vitesse et faible viscosité (cas $w=237$ N, $u_e=0.3$ m/s, $T=50^\circ\text{C}$).

En coordonnées logarithmiques, le rapport p_c/p_{pic} augmente linéairement en fonction du rapport δ/h_c , avec une pente de 0.3 environ. Ce résultat confirme qu'il existe une relation étroite entre la forme des profils de pression et l'intensité du pic d'une part, et le rapport de la déformation élastique des solides sur l'épaisseur de film d'autre part.

Nous avons montré que le profil de pression évoluait entre deux situations limites selon la valeur du rapport δ/h_c . Lorsque $\delta/h_c \rightarrow \infty$, le profil de pression se rapproche d'un profil de Hertz pour lequel il n'existe pas de pic de pression, soit $p_c/p_{pic} \rightarrow \infty$ en considérant que $p_{pic}=0$. Lorsque le rapport δ/h_c diminue, l'intensité du pic de pression augmente par rapport à la pression au centre et le rapport p_c/p_{pic} diminue. Lorsque $\delta/h_c \rightarrow 0$, le profil de pression se rapproche d'un profil HD. Dans ce cas, le rapport p_c/p_{pic} tel qu'il a été défini ici n'a plus de sens puisqu'on ne peut alors plus parler de pic de pression distinct d'une zone centrale de pression quasi-constante.

Ainsi, pour des conditions d'essais données, la valeur du rapport δ/h_c est un indicateur de la forme du champ de pression de pression dans le contact et de l'intensité relative du pic de pression.

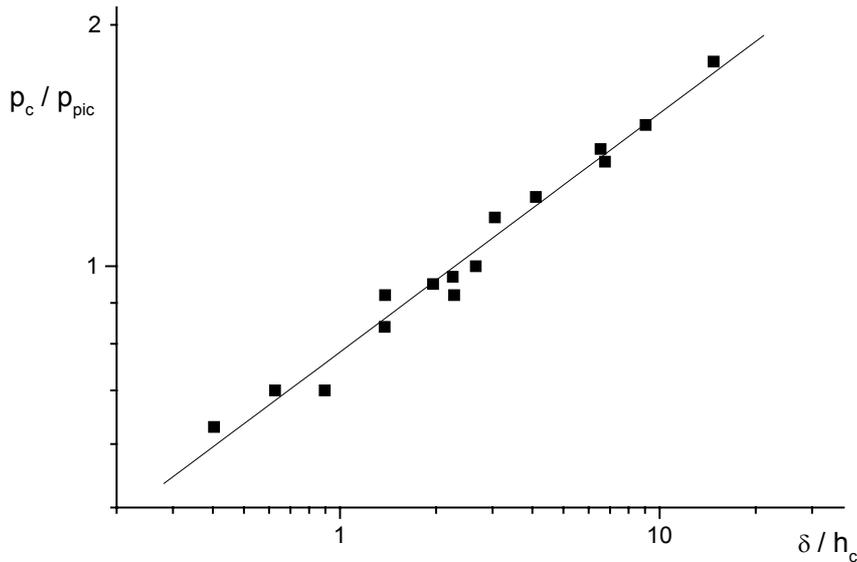


Figure IV.10. Evolution du rapport p_c/p_{pic} en fonction du rapport δ/h_c .

IV.1.4- Cartographies de pression

Nous n'avons présenté jusqu'ici que des profils de pression, mais il peut être intéressant d'étudier l'ensemble du champ de pression afin d'examiner comment évolue la pression sur les côtés du contact et comment se répartie la charge.

De plus, la réalisation d'une cartographie complète permet de s'affranchir des erreurs de positionnement par rapport au centre du contact et de les quantifier.

La Figure IV.11 montre deux cartographies de pression réalisées pour le 5P4E dans des conditions d'essais différentes, et la Figure IV.12 les représentations 2D correspondantes.

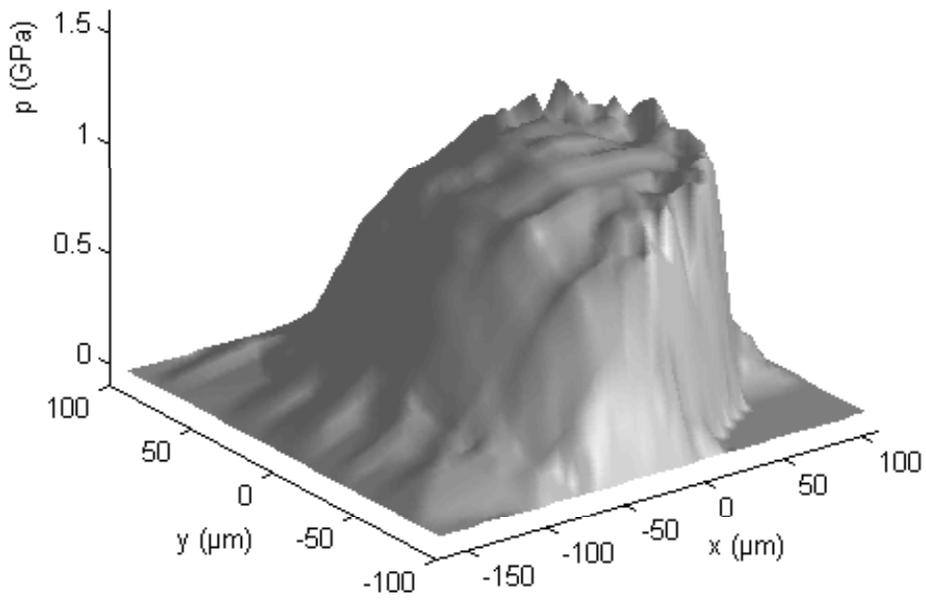
Rappelons que les mesures ont été faites sur l'ensemble du contact. La symétrie du champ de pression par rapport à la ligne médiane transversale $y=0$ a ainsi pu être vérifiée.

La surpression à la sortie du contact qui constitue le pic de pression s'étend également sur les côtés du contact, dans toute la zone de constriction. La surpression est plus importante pour le 5P4E à 25°C (Figure IV.11b) qu'à 50°C (Figure IV.11a) du fait de sa viscosité plus élevée à cette température, en accord avec les résultats du paragraphe IV.1.2-(1). L'effet est cependant moins marqué ici car la cartographie à 50°C a été réalisée à plus faible charge et à plus forte vitesse que celle à 25°C.

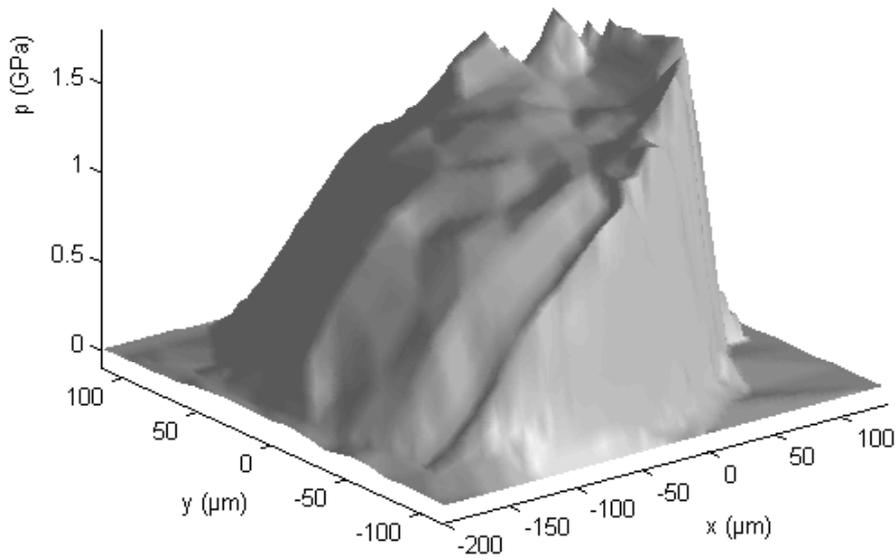
A 50°C, un plateau où la pression est quasiment constante existe au centre du contact. A 25°C cette zone est pratiquement inexistante et la pression augmente de façon continue de l'entrée du contact jusqu'à la zone de constriction.

La charge est répartie sur une zone moins large et plus allongée que la zone circulaire de Hertz (Figure IV.12). Cet effet est plus accentué à 25°C qu'à 50°C et explique que les pressions soient alors très supérieures à celles de Hertz (cf. § IV.1.2-(1)).

L'intégration de la distribution de pression mesurée sur toute la zone de contact permet de retrouver la charge appliquée avec une erreur inférieure à 3% dans le cas le plus fortement chargé, et avec une erreur de l'ordre de 10% dans le cas faiblement chargé. La meilleure précision des mesures réalisées à forte charge a été discutée précédemment (cf. § IV.1.1-(3)c-). A faible charge, l'incertitude sur la localisation dans la zone de contact et l'incertitude sur la charge sont plus grandes. En outre, le contact est moins stable et la charge appliquée peut fluctuer au cours des mesures (l'acquisition d'une cartographie complète dure plus de 20h).

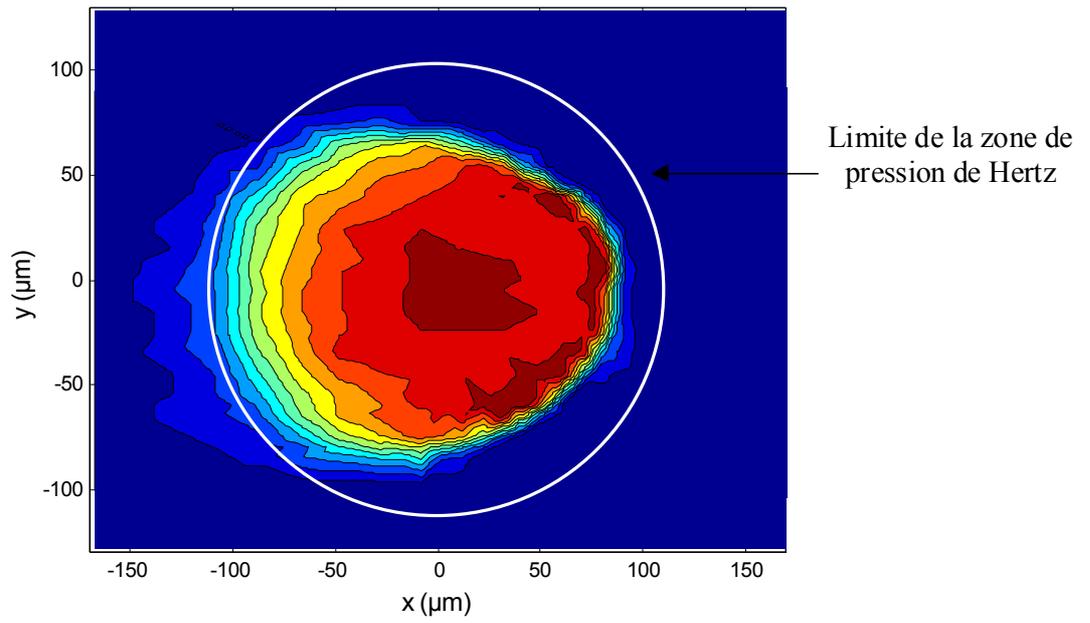


(a) $w=20$ N, $u_e=0.3$ m/s, $T=50^\circ\text{C}$
($M=37$, $L=19$)

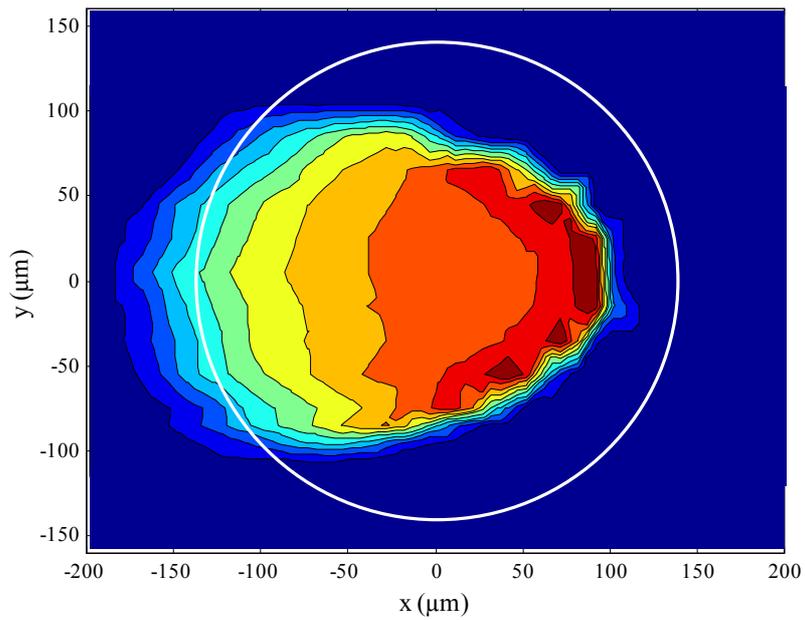


(b) $w=43$ N, $u_e=0.094$ m/s, $T=25^\circ\text{C}$
($M=28$, $L=43$)

Figure IV.11. Cartographies de pression réalisées par spectrométrie Raman pour le 5P4E dans deux conditions d'essais différentes.



(a) $w=20$ N, $u_e=0.3$ m/s, $T=50^\circ\text{C}$. Ecart entre 2 isobares : 0.09 GPa.



(b) $w=43$ N, $u_e=0.094$ m/s, $T=25^\circ\text{C}$. Ecart entre 2 isobares : 0.16 GPa.

Figure IV.12. Représentations 2D correspondantes.

IV.1.5- Conclusion

Des profils et des cartographies de pression ont été mesurés par microspectrométrie Raman dans un contact EHD en roulement pur, pour une large gamme de conditions d'essais (température du lubrifiant, charge, vitesse) correspondant à des pressions comprises entre 0 et plus de 2 GPa.

Grâce à une résolution spatiale de l'ordre de 10 μm , la présence du pic de pression caractéristique du régime EHD a été mise en évidence. Nous avons étudié de façon qualitative l'évolution de sa position, de sa largeur et de son intensité relative par rapport à la pression au centre (rapport p_c/p_{pic}) en fonction des conditions d'essais. Les tendances observées sont en très bon accord avec les prévisions de la théorie EHD.

L'incertitude relative sur les mesures est d'autant plus faible que la charge est élevée. Ainsi, l'intégration des champs de pression mesurés sur toute la zone de contact nous a permis de retrouver la charge appliquée avec une erreur de l'ordre de 10% à faible charge, et inférieure à 3% à forte charge.

La forme du champ de pression dans le contact évolue de façon importante avec la température du lubrifiant, la charge appliquée et la vitesse d'entraînement. Nous avons montré que le rapport δ/h_c entre la déformation élastique des solides et l'épaisseur du film lubrifiant était représentatif de cette évolution, et qu'il était directement relié au rapport p_c/p_{pic} .

A forte charge, à faible viscosité et à faible vitesse, le rapport δ/h_c est grand et la déformation élastique des solides contrôle la forme de la distribution de pression qui est proche de la distribution de Hertz. Lorsque la charge diminue et lorsque la viscosité et la vitesse augmentent, les rapports δ/h_c et p_c/p_{pic} diminuent. La distribution de pression est alors gouvernée par les propriétés du film lubrifiant et elle tend vers une distribution hydrodynamique.

La détermination des épaisseurs de film dans le contact est l'objet de la partie suivante.

IV.2 Mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique

Les mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique ont plusieurs objectifs :

- Déterminer les épaisseurs centrale h_c et minimale h_{\min} de film correspondant aux mesures de pression, et évaluer l'aptitude des modèles EHD à estimer ces épaisseurs.
- Vérifier la valeur du coefficient de piézoviscosité du 5P4E en comparant les épaisseurs mesurées à celles calculées à partir des modèles théoriques.
- Etablir si le 5P4E se comporte comme un fluide newtonien ou non dans les conditions étudiées.

Les mesures d'épaisseur de film sont réalisées dans des conditions identiques à celles des mesures de pression, en utilisant le même tribomètre EHD. Les résultats obtenus par interférométrie optique et par spectrométrie Raman peuvent donc être comparés directement dans le domaine d'étude commun à ces deux techniques.

L'interférométrie optique en lumière blanche permet de mesurer des épaisseurs de films très faibles (quelques nanomètres), mais ne convient pas à l'étude de films épais. En effet, pour des épaisseurs supérieures à 600 nm, le contraste des franges d'interférence diminue, et au-delà de 800 nm les mesures ne sont plus possibles.

Au contraire, la spectrométrie Raman est mieux adaptée à l'étude des films épais en raison de la faible intensité de la diffusion Raman. Plus l'épaisseur de film est importante, plus le signal diffusé est intense et il n'y a donc pas de limite supérieure en terme d'épaisseur de film analysable. Dans ce travail, les plus faibles épaisseurs étudiées sont de l'ordre de 100 nm. Cette valeur dépend bien entendu du pouvoir diffusant du lubrifiant étudié et de la sensibilité du système de mesure utilisé.

Par conséquent, le domaine d'étude commun à l'interférométrie optique et à la spectrométrie Raman est limité à une gamme de conditions d'essais (charge, vitesse et température du lubrifiant) conduisant à des épaisseurs de film comprises entre 100 et 600 nm.

IV.2.1- Principe de la méthode de mesure, dispositif expérimental et conditions d'essais

(1) Principe de la méthode de mesure

La méthode de mesure d'épaisseur de film utilisée dans ce travail a été développée par J. Molimard [MOL99a]. Il s'agit d'une méthode de colorimétrie différentielle alliant l'analyse d'images à l'interférométrie optique conventionnelle en lumière blanche (cf. § II.3.1).

Avec cette méthode, des épaisseurs de film comprises entre quelques nm et 800 nm peuvent être mesurées en chaque point du contact avec une très bonne précision (quelques nm) et une résolution spatiale de l'ordre du micromètre.

Le principe de la méthode est rappelé Figure IV.13. La mesure d'épaisseur comporte plusieurs étapes :

- Un étalonnage réalisé sur un contact statique lubrifié permet d'établir la relation entre les coordonnées colorimétriques (RVB ou $L^*a^*b^*$) et l'épaisseur, calculée à l'aide d'un modèle élastique.

- Pendant l'essai, un interférogramme du contact est enregistré et numérisé. Les coordonnées colorimétriques contenues dans chaque pixel de l'image sont alors converties en épaisseur par identification des intensités avec celles issues des courbes d'étalonnage.

- Enfin, l'épaisseur "brute" ainsi déterminée est corrigée pour tenir compte de la variation de l'indice de réfraction du lubrifiant avec la pression. Pour ce faire, deux relations sont utilisées : la relation de Lorentz-Lorentz qui relie l'indice de réfraction à la masse volumique, et la relation de Dowson et Higginson qui donne la masse volumique en fonction de la pression (cf. § II.2.2-(3), équation (11)).

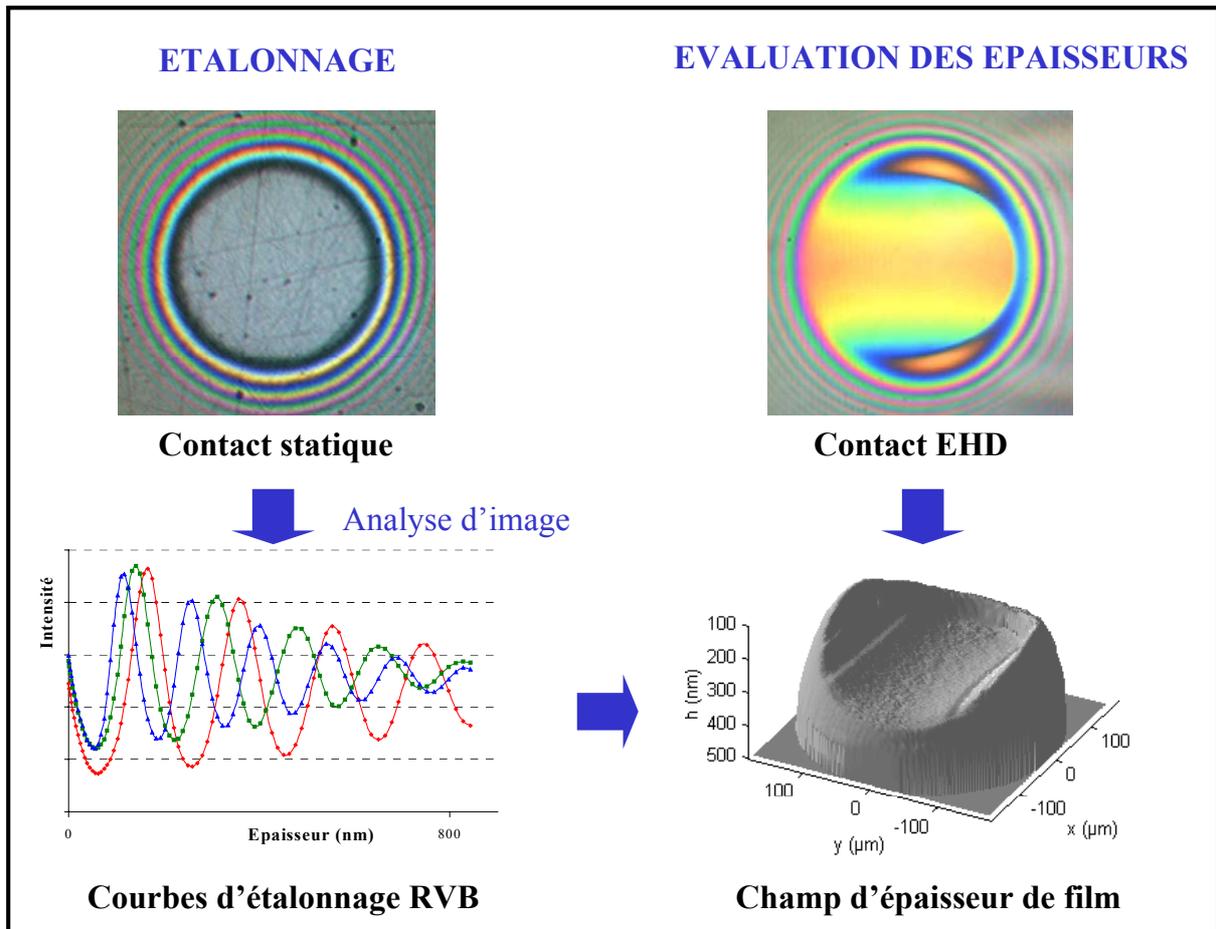


Figure IV.13. Schéma de principe de la mesure d'épaisseur.

(2) Dispositif expérimental

Pour les mesures d'interférométrie optique, un microscope optique vient prendre la place du microscope Raman au dessus du tribomètre bille-disque (cf. § III.2.2).

Le disque en saphir est revêtu sur sa face inférieure d'une fine couche de chrome semi-réfléchissante afin d'augmenter le contraste et donc la visibilité des franges d'interférence.

Le contact est éclairé par une source de lumière halogène. Une caméra CCD couleurs est fixée sur la sortie du microscope et raccordée à un moniteur et à un ordinateur (cf. § II.3.1-(2)c, Figure II.17). Ce système permet de visualiser la zone de contact et d'enregistrer les interférogrammes. Un logiciel d'analyse d'images assure le traitement numérique des interférogrammes.

(3) Conditions d'essais

Les mesures par interférométrie optique sur le 5P4E ont été réalisées uniquement à 50°C, les épaisseurs de film générées à 25°C étant trop élevées (supérieures à 800 nm).

Les interférogrammes correspondant à 5 charges différentes comprises entre 8 N et 237 N, et à 7 vitesses comprises entre 0.1 et 0.62 m/s (Tableau IV.3), soit au total 35 cas différents, ont été enregistrés. Pour chacune de ces conditions, l'épaisseur au centre h_c et l'épaisseur minimale h_{min} ont été déduites des interférogrammes et des courbes d'étalonnage RVB.

Les gammes de variation des paramètres de Moes sans dimension M et L pour les conditions étudiées sont données dans le Tableau IV.3.

Température du lubrifiant	50°C
Charge appliquée	8 N, 17 N, 53 N, 124 N et 237 N
Vitesse d'entraînement	0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.47, 0.55 et 0.62 m.s ⁻¹
Paramètres de Moes	$14 \leq L \leq 22$ et $9 \leq M \leq 1000$

Tableau IV.3. Conditions d'essais des mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique.

IV.2.2- Comparaison entre les épaisseurs mesurées et les modèles EHD

Les résultats expérimentaux présentés ici sont dus à P. Vergne et J. Molimard.

Les Figures IV.14 a à c représentent en échelles logarithmiques l'évolution des épaisseurs centrale h_c et minimale h_{min} de film en fonction de la vitesse d'entraînement pour trois des cinq charges étudiées (17 N, 53 N et 237 N), correspondant à celles utilisées pour les mesures de pression. Chaque point expérimental est la moyenne de plusieurs mesures effectuées à chaque vitesse (en général 4 mesures en chaque point).

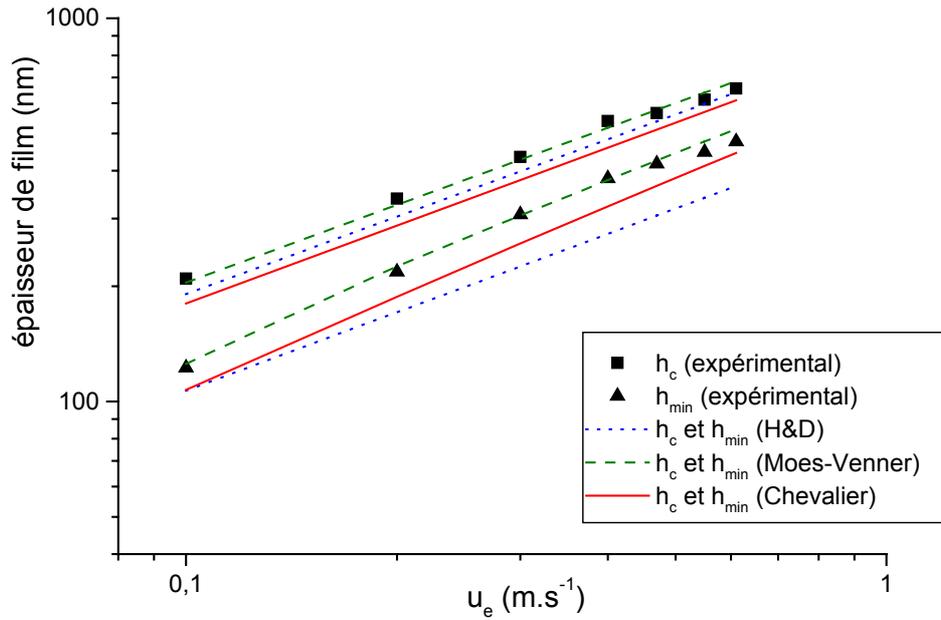
Les épaisseurs de film déterminées expérimentalement sont comparées aux épaisseurs calculées à partir des modèles numériques de Hamrock et Dowson (H&D) et de Moes-Venner, et à partir des travaux de Chevalier [CHEV96].

Les modèles de Hamrock et Dowson et de Moes-Venner décrits au chapitre II sont basés sur des approches différentes : Hamrock et Dowson modélisent les épaisseurs centrale et minimale de film par des fonctions puissance, Moes et Venner s'appuient sur le comportement du contact dans des cas asymptotiques (isovisqueux rigide, isovisqueux élastique, piézovisqueux rigide ou piézovisqueux élastique) pour exprimer l'épaisseur centrale de film. Chevalier propose une formulation de l'épaisseur centrale voisine de celle de Venner. Les formules d'épaisseurs correspondant à ces différents modèles sont données en annexe 3.

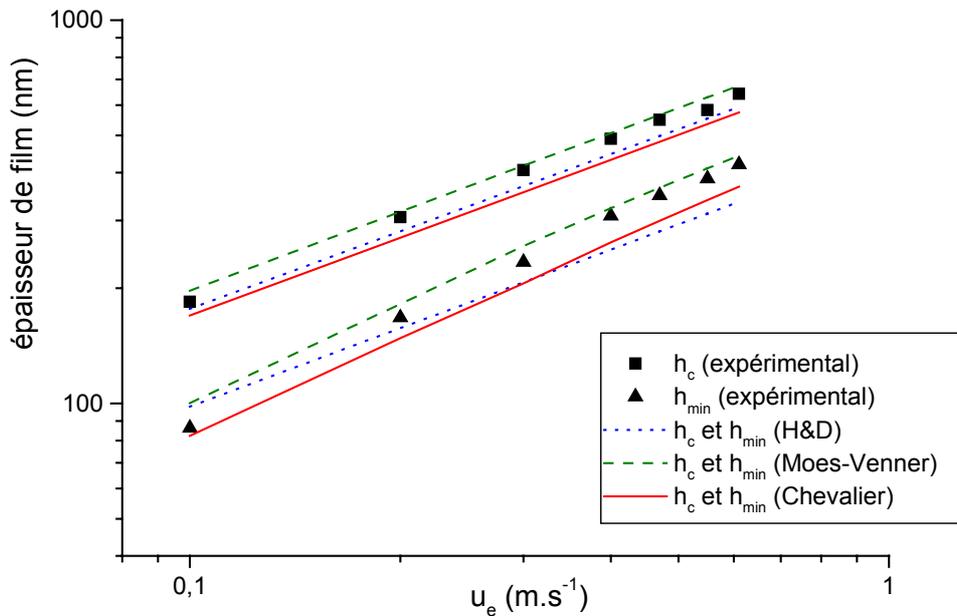
L'évaluation numérique des épaisseurs minimales est beaucoup plus sensible au maillage utilisé et à la convergence de la solution que celle des épaisseurs centrales. De plus les épaisseurs minimales ont un comportement complexe, très difficile à généraliser. C'est pourquoi Chevalier comme Venner ne donnent pas de formulation de l'épaisseur minimale, mais uniquement des tableaux de valeurs du rapport h_c/h_{min} pour différents jeux de paramètres de Moes sans dimension M et L (Tableau IV.4). Les épaisseurs minimales de film h_{min} sont alors calculées à partir des épaisseurs centrales h_c et des rapports h_c/h_{min} interpolés pour les paramètres M et L correspondants aux conditions d'essais.

LM	10	30	100	300	1000
0	1,26	1,25	1,33	1,48	1,93
2	1,35	1,48	1,8	2,23	3,28
5	1,35	1,57	1,92	2,42	3,43
10	1,35	1,54	1,87	2,33	3,2
20	1,31	1,46	1,72	2,08	2,79

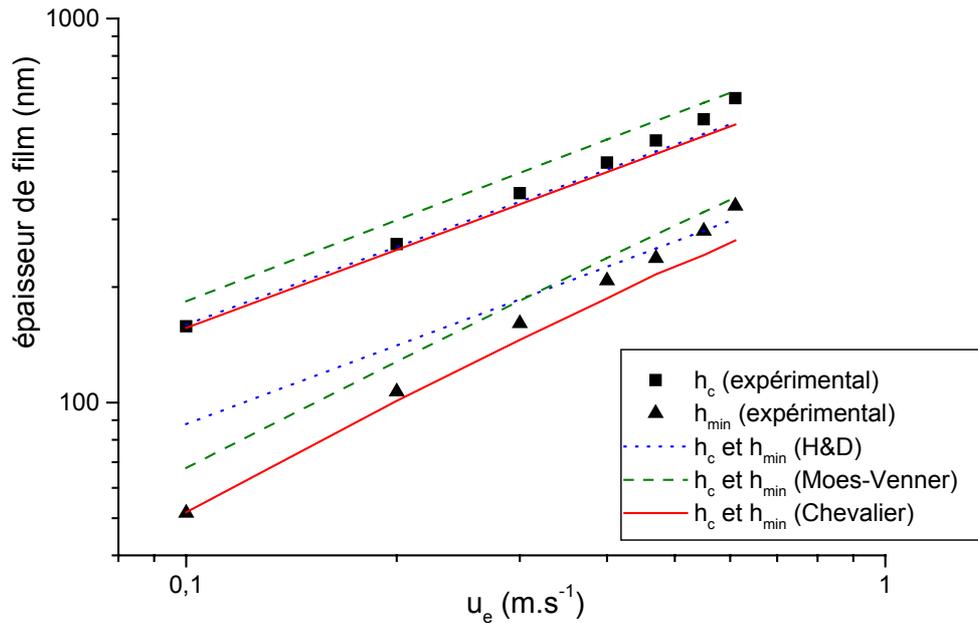
Tableau IV.4. Valeurs du rapport h_c/h_{min} pour différents M et L, d'après Chevalier [CHEV96].



(a) $w=17$ N



(b) $w=53$ N



(c) $w=237$ N

Figure IV.14. Evolution des épaisseurs centrale et minimale de film du 5P4E à 50°C en fonction de la vitesse, pour différentes charges appliquées.

(1) Discussion sur l'évaluation des épaisseurs centrale et minimale par les différents modèles

En comparant les épaisseurs expérimentales à différents modèles, notre intention est de déterminer quel modèle est le plus proche des résultats expérimentaux obtenus pour le 5P4E., Le domaine de validité des différents modèles est ensuite comparé au domaine d'étude couvert par nos expériences afin d'établir dans quelles conditions les épaisseurs de film correspondant aux mesures de pression peuvent être estimées à partir de ces modèles.

a- Epaisseur centrale

Les épaisseurs centrales calculées avec les formules de Hamrock et Dowson et de Chevalier sont proches et inférieures aux valeurs expérimentales de 6.5% et 9.5% en moyenne sur l'ensemble des conditions d'essais, respectivement. La formule de Moes-Venner surestime au contraire les épaisseurs expérimentales de 8% en moyenne.

En fait, les valeurs expérimentales sont plus proches des valeurs de Moes-Venner pour les faibles charges (écart inférieur à 3% pour $w=17$ N) et se rapprochent des valeurs de Hamrock et Dowson et de Chevalier aux charges plus élevées (écart de l'ordre de 6% pour $w=237$ N).

Les trois formules permettent donc d'estimer l'épaisseur centrale de film avec une erreur inférieure à 10% dans la majorité des cas traités, et de l'ordre de 15% dans le pire des cas. Ces erreurs correspondent à la précision donnée par les auteurs sur leurs formules ($\pm 10\%$ d'après Hamrock et Dowson [HAM77]).

b- Epaisseur minimale

Les Figures IV.14 montrent que les points expérimentaux correspondant aux mesures de l'épaisseur minimale de film h_{min} sont situés entre les courbes de Moes-Venner et de Chevalier. La pente de la courbe $h_{min}=f(u_e)$ correspondant au modèle de Hamrock et Dowson est très différente de celle des autres modèles et des valeurs expérimentales.

La pente de la courbe $h=f(u_e)$ en coordonnées logarithmiques est égale à l'exposant de la vitesse dans une formulation de l'épaisseur par une loi de puissance du type de celle de Hamrock et Dowson. Il est intéressant d'étudier l'évolution de cette pente en fonction de la charge pour les épaisseurs expérimentales et pour les différents modèles (Figure IV.15).

La pente de la courbe correspondant aux valeurs expérimentales augmente de façon importante avec la charge : elle passe de 0.74 à faible charge ($w=8$ N) à 1 à forte charge ($w=237$ N). Le modèle de Moes-Venner et les travaux de Chevalier reflètent l'évolution expérimentale même s'ils prévoient une pente moins élevée aux fortes charges. Le modèle de Hamrock et Dowson donne par contre une pente constante, égale à 0.68.

Cette inaptitude de la formule de Hamrock et Dowson à décrire correctement l'évolution des épaisseurs minimales de film a été mise en évidence par différents auteurs [EVA81], [SME97], [KRU00].

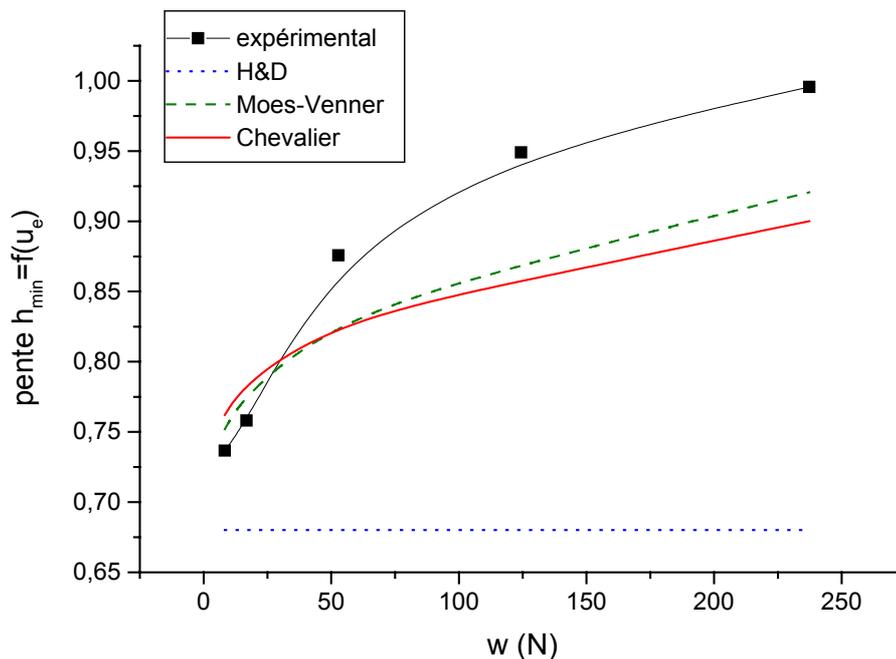


Figure IV.15. Evolution de la pente de la courbe $h_{\min}=f(u_e)$ en fonction de la charge w .

c- Rapport h_c/h_{\min}

Le Tableau IV.4 établi par Chevalier donne l'évolution du rapport h_c/h_{\min} en fonction des paramètres de Moes M et L ($M \propto W U^{-3/4}$ et $L \propto U^{1/4}$). Ce rapport augmente avec M pour un L donné. Son évolution en fonction de L est plus complexe : le rapport augmente pour L inférieur à 5 puis diminue pour les L plus grands.

Il est plus intéressant de suivre l'évolution du rapport h_c/h_{\min} en fonction de la charge et de la vitesse. En effet, si une augmentation de la charge est équivalente à une augmentation de M à L constant, une augmentation de vitesse se traduit à la fois par une diminution de M et par une augmentation de L . Il apparaît alors que le rapport h_c/h_{\min} diminue lorsque la vitesse augmente.

L'évolution avec la charge et avec la vitesse du rapport h_c/h_{\min} expérimental est comparée à celle prédite par les modèles sur les Figures IV.16 a et b (en coordonnées logarithmiques).

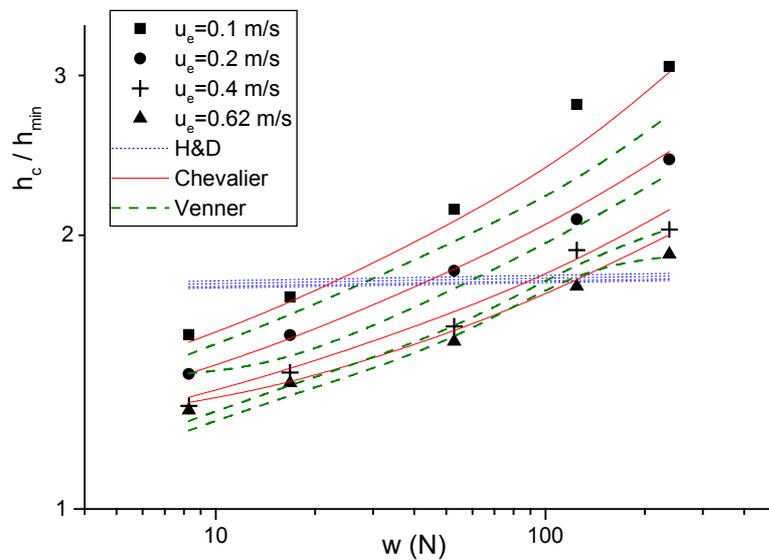
Les résultats expérimentaux sont en accord avec les prévisions de Chevalier et de Venner et montrent une forte dépendance du rapport h_c/h_{\min} par rapport aux conditions opératoires : le rapport augmente avec la charge et diminue avec la vitesse.

Le modèle de Hamrock et Dowson prédit un rapport h_c/h_{\min} quasiment constant et indépendant de la vitesse et de la charge, en désaccord avec l'expérience. Ce fait est bien sûr lié à la mauvaise estimation de l'épaisseur minimale par ce modèle.

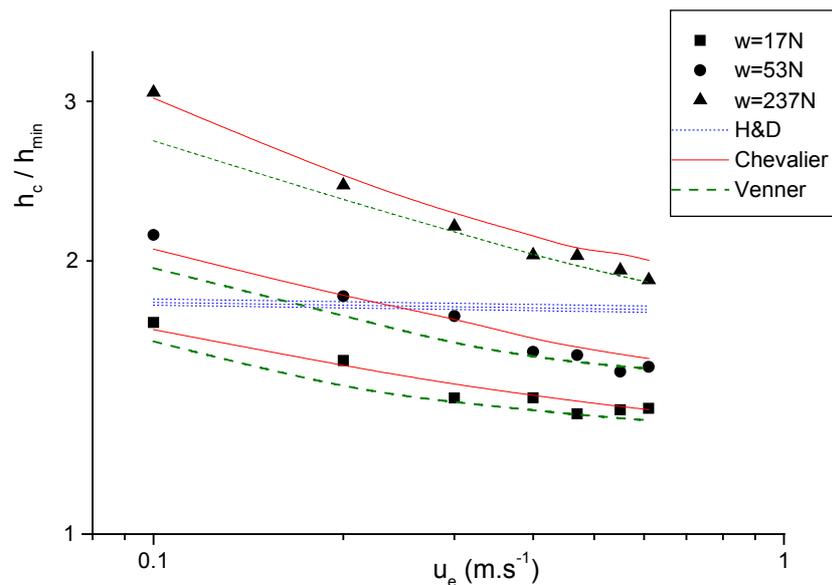
Une comparaison directe entre les rapports h_c/h_{\min} expérimentaux et prédits par les approches de Chevalier et de Venner est faite Figure IV.17 pour l'ensemble des conditions d'essais.

Les prévisions de Chevalier sont meilleures que celles de Venner pour les faibles vitesses et les fortes charges (rapport h_c/h_{\min} grand). Les rapports h_c/h_{\min} mesurés pour nos essais varient entre 1.3 et 3.1. Les rapports donnés par Chevalier varient dans la même gamme, ceux donnés par Venner varient entre 1.3 et 2.7.

Nos résultats sont en accord avec les travaux présentés par différents chercheurs. Par exemple, Kweh et al. [KWE89] mesurent selon les conditions d'essais des rapports h_c/h_{\min} compris entre 1.1 et 2.9, Krupka et al [KRU00] des rapports entre 1.8 et 4.



(a) Influence de la charge



(b) Influence de la vitesse

Figure IV.16. Evolution du rapport h_c/h_{\min} avec la charge et avec la vitesse.

La variation importante du rapport h_c / h_{\min} montre que les épaisseurs centrale et minimale diffèrent de façon significative dans leur dépendance vis à vis des conditions d'essais (charge, vitesse).

Dans les contacts linéaires, le même débit passe au niveau des zones d'épaisseur centrale et minimale, qui sont donc reliées par l'intermédiaire de l'équation de conservation du débit. Cela n'est plus vrai dans un contact circulaire ou elliptique puisque la zone d'épaisseur minimale se situe au niveau des lobes latéraux, et aucune équation de continuité ne la relie à l'épaisseur au centre.

Ainsi lorsque la charge augmente, l'épaisseur minimale a tendance à diminuer plus vite que l'épaisseur centrale (donc le rapport h_c / h_{\min} a tendance à augmenter).

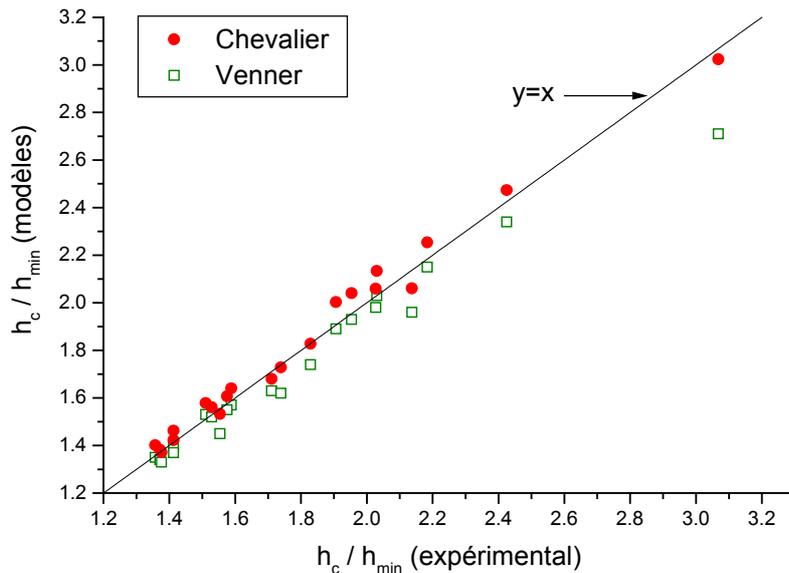


Figure IV.17. Comparaison du rapport h_c/h_{\min} expérimental avec celui prédit par les modèles.

d- Domaine de validité des différents modèles

Les formules prédictives d'épaisseurs de film proposées par les différents modèles ont été établies à partir d'un certain nombre de calculs effectués dans des conditions de fonctionnement (charge, vitesse, matériaux) diverses qui peuvent s'exprimer en termes des paramètres de Moes M et L . Ces formules ne sont donc rigoureusement valables que dans le domaine correspondant à ces calculs.

Le domaine dans lequel les solutions de Hamrock et Dowson ont été calculées correspond à :

$$4 \leq L \leq 17 \quad 13 \leq M \leq 310.$$

Le domaine de calcul couvert par l'approche de Moes-Venner est plus large :

$$0 \leq L \leq 25 \quad 3 \leq M \leq 1000.$$

Enfin, le domaine correspondant à l'approche de Chevalier est :

$$2 \leq L \leq 20 \quad 10 \leq M \leq 1000.$$

Ces différents domaines sont représentés sur la Figure IV.18 qui donne l'épaisseur centrale sans dimension H_c en fonction du paramètre M (représentation de Moes, cf. § II.2.3-(3)). Les points expérimentaux correspondant aux mesures d'épaisseur et aux mesures de pression réalisées sur le 5P4E sont également portés sur cette figure. Toutes les mesures correspondent à des valeurs de L supérieures à 14.

Le domaine de validité de la formule de Hamrock et Dowson est le plus réduit, et la plupart des points expérimentaux se trouvent en dehors.

Tous les points expérimentaux correspondant aux mesures d'épaisseur sont à l'intérieur du domaine couvert par l'approche de Moes-Venner.

Par contre, les mesures de pression réalisées dans des conditions telles que $L > 25$ sont hors du domaine de validité des trois modèles.

Certains points expérimentaux sont proches de la zone de transition entre le comportement piézo-visqueux élastique et le comportement iso-visqueux rigide. Ces points correspondent aux mesures de pression réalisées dans des conditions de faible charge (17 N) à vitesse élevée (2 m/s à 50°C) ou à viscosité élevée (à 25°C) pour lesquelles les épaisseurs de film sont grandes devant la déformation élastique des surfaces.

Notre étude couvre ainsi un large domaine allant du régime élastohydrodynamique jusqu'à la frontière du régime hydrodynamique.

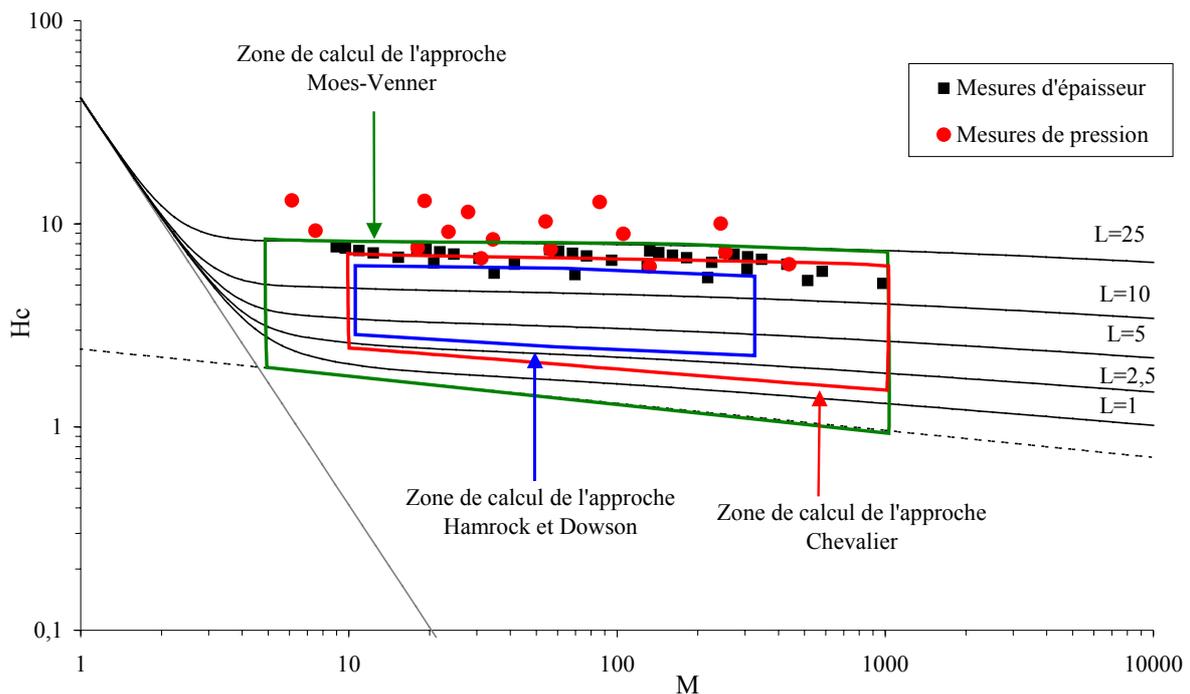


Figure IV.18. Comparaison du domaine de validité des différents modèles et des points expérimentaux dans la représentation de Moes.

e- Conclusion

Les épaisseurs de film mesurées par interférométrie optique pour le 5P4E sont globalement en bon accord avec les épaisseurs prédites par les modèles EHD.

L'épaisseur centrale peut être déterminée indifféremment par les formules de Hamrock et Dowson, de Moes-Venner ou de Chevalier, tout au moins lorsqu'on ne s'écarte pas trop des conditions dans lesquelles elles ont été établies.

Une grande partie des mesures de pression est réalisée dans des conditions situées en dehors du domaine de validité des modèles. Aussi, les épaisseurs prédites par les modèles dans ces conditions sont des valeurs extrapolées.

La comparaison des différents modèles nous a conduit aux conclusions suivantes :

- le modèle de Hamrock et Dowson donne une expression simple et relativement précise de l'épaisseur au centre, mais une mauvaise estimation de l'épaisseur minimale,
- le modèle de Moes-Venner donne une description plus réaliste de l'évolution de l'épaisseur minimale avec la charge et la vitesse, mais surévalue les épaisseurs pour les fortes charges,

- l'approche de Chevalier constitue un compromis intéressant puisqu'elle propose à la fois des épaisseurs au centre proches de celles de Hamrock et Dowson, et une évolution de l'épaisseur minimale proche de celle de Venner. Les épaisseurs prédites sont cependant toujours inférieures aux valeurs expérimentales, surtout à faible charge.

Les valeurs du rapport h_c/h_{\min} données par l'approche de Chevalier sont en meilleur accord avec les valeurs expérimentales que celles prédites par Venner, en particulier à faible vitesse et à forte charge.

(2) Evaluation du coefficient de piézoviscosité du 5P4E

Tous les paramètres d'entrée des modèles numériques sont mesurés (charge, vitesse, viscosité du lubrifiant) ou déduits de mesures (module élastique). Seule la valeur du coefficient de piézoviscosité α du 5P4E, égale à 28.4 GPa^{-1} à 50°C , est tirée de la littérature (cf. § III.2.1-(2)). Il est possible de vérifier la pertinence de cette valeur en comparant les épaisseurs de film mesurées aux modèles.

Molimard [MOL99a] a mis au point une méthode d'estimation du coefficient de piézoviscosité par ajustement de sa valeur dans les formules d'épaisseur au centre données par les modèles. La fonction d'erreur choisie est la moyenne des carrés des écarts entre le logarithme de l'épaisseur centrale expérimentale $h_c(\text{exp})$ et le logarithme de l'épaisseur centrale calculée $h_c(\text{modèle})$.

Nous avons appliqué cette méthode aux modèles de Hamrock et Dowson et de Moes-Venner pour chacune des charges étudiées.

Le modèle de Hamrock et Dowson conduit à une valeur estimée de α égale à 32 GPa^{-1} (valeur moyenne sur les différentes charges). En utilisant la valeur de 28.4 GPa^{-1} tirée de la littérature, nous avons vu que ce modèle sous-estimait légèrement les valeurs expérimentales. On comprend donc qu'une valeur supérieure de α conduise à un meilleur accord.

A l'inverse, le modèle de Moes-Venner surestime les épaisseurs, et en appliquant la même méthode on trouve une valeur de α égale à 27.3 GPa^{-1} , inférieure à celle de la littérature.

Les épaisseurs expérimentales sont comprises entre ces deux modèles. Ces épaisseurs sont déterminées avec une certaine incertitude, en particulier aux fortes vitesses du fait des limites de la méthode de mesure pour les épaisseurs élevées. De plus, les modèles ne sont que des approximations, et les valeurs des autres paramètres (charges, vitesses, module élastique du saphir) sont aussi connues avec une certaine incertitude. Par conséquent, la valeur du coefficient de piézoviscosité tirée de la littérature apparaît tout à fait valide et sera conservée par la suite.

(3) Discussion sur le caractère newtonien du 5P4E

Formellement, en roulement pur et avec une alimentation en lubrifiant juste suffisante pour alimenter le contact, il n'y a pas de cisaillement du lubrifiant. En réalité, le débit trop important de lubrifiant à l'entrée du contact génère des phénomènes de refoulement de part et d'autre de la veine centrale qui est entraînée dans le contact. De ce fait, des taux de cisaillement élevés peuvent exister dans le convergent et induire un changement de comportement rhéologique du lubrifiant.

Weslake et al. [WES72] considèrent que le cisaillement est maximal à l'endroit où l'épaisseur de lubrifiant est le double de l'épaisseur au centre du contact. Ils évaluent le taux de cisaillement moyen dans le convergent à partir d'une relation de la forme :

$$\dot{\gamma}_m = k \frac{u_e}{2h_c} \quad (1)$$

où k est une constante choisie égale à 0.75 en référence aux travaux de Dyson et al. [DYS65] pour les contacts linéaires. Bien entendu, cette relation ne donne qu'une valeur approchée du taux de cisaillement réel.

En échelles logarithmiques, l'épaisseur au centre évolue linéairement avec la vitesse (Figure IV.14). Les pentes des droites $h_c=f(u_e)$ expérimentales obtenues pour le 5P4E varient entre 0.63 et 0.74 selon la valeur de la charge, soit une moyenne de 0.68 sur l'ensemble des charges étudiées. Cette valeur est très proche de la pente de 0.67 prédite par la formule de Hamrock et Dowson.

Dans le cas d'un fluide non newtonien, cette pente doit être plus faible. En effet, lorsque la vitesse d'entraînement u_e augmente, le taux de cisaillement moyen dans le convergent augmente également (équation (1)), ce qui se traduit pour un fluide non newtonien par une diminution de la viscosité η_0 , la viscosité restant constante pour un fluide newtonien.

L'épaisseur de film h_c est une fonction puissance de la viscosité et de la vitesse d'après la formule de Hamrock et Dowson :

$$h_c \propto \eta_0^{0.67} u_e^{0.67} \quad (2)$$

Elle augmentera donc de façon moins importante avec la vitesse pour un fluide non newtonien que pour un fluide newtonien.

Suivant ce raisonnement, Marchetti [MARC00] montre le comportement non newtonien d'un perfluoropolyalkyléther en mesurant une pente de 0.59 pour la courbe $h_c=f(u_e)$.

A la vue de ces résultats, on peut donc affirmer que le 5P4E se comporte comme un fluide newtonien dans les conditions où les épaisseurs ont été mesurées, c'est à dire à 50°C et jusqu'à des vitesses d'entraînement de 0.62 m.s⁻¹ (soit jusqu'à un taux de cisaillement de l'ordre de 4.10⁵ s⁻¹ d'après l'équation (1)).

(4) Discussion sur les effets thermiques éventuels

Aux vitesses d'entraînement élevées, des échauffements locaux peuvent avoir lieu dans le convergent du contact du fait des contraintes de cisaillement auxquelles y est soumis le lubrifiant. Ces échauffements entraînent une diminution de la viscosité du lubrifiant dans le convergent. L'épaisseur de film dans le contact étant déterminée par le comportement du lubrifiant dans le convergent, l'épaisseur centrale de film diminue également. Ceci se traduit par un infléchissement de la courbe $h_c=f(u_e)$ aux vitesses élevées.

Aucune diminution d'épaisseur n'étant observée dans les conditions étudiées (Figure IV.14), on en conclue qu'il n'y a pas d'effet thermique significatif jusqu'à des vitesses de 0.62 m.s⁻¹.

IV.2.3- Conclusion sur le comportement du 5P4E dans le contact à 50°C

Les épaisseurs centrale et minimale de film ont été mesurées à 50°C pour différentes conditions d'essais (charges comprises entre 8 N et 237 N, et vitesses entre 0.1 et 0.62 m.s⁻¹). Le bon accord entre les résultats expérimentaux et les prévisions des modèles EHD confirme les valeurs des paramètres mécaniques et rhéologiques utilisés, en particulier la valeur du coefficient de piézoviscosité du 5P4E.

Les valeurs expérimentales de l'épaisseur centrale de film sont encadrées par celles calculées par les formules de Hamrock et Dowson et de Chevalier (qui sous-estiment les valeurs mesurées) et de Moes-Venner (qui les surestime). Ces trois formules prédisent l'épaisseur centrale avec une erreur inférieure à 10% dans la plupart des cas étudiés.

La dépendance de l'épaisseur centrale et de l'épaisseur minimale de film vis à vis des conditions d'essais diffèrent. Ainsi, l'épaisseur minimale dépend plus de la charge que l'épaisseur centrale. Il s'ensuit que la valeur du rapport h_c/h_{min} varie fortement en fonction des conditions : le rapport augmente avec la charge et diminue avec la vitesse.

Cette évolution est correctement décrite par les approches de Venner ou de Chevalier. L'approche de Hamrock et Dowson prédit une dépendance de l'épaisseur minimale par rapport à la charge et à la vitesse nettement inférieure à celle observée expérimentalement.

Dans la gamme de vitesses étudiée (c'est à dire jusqu'à 0.62 m.s^{-1}), le comportement du 5P4E est newtonien et aucun signe de la présence d'effets thermiques n'a été observé. Le comportement du 5P4E à plus forte vitesse ou à 25°C n'a pas pu être étudié par interférométrie optique car les épaisseurs de film sont trop importantes. Dans ces conditions de fortes vitesses ou de forte viscosité, les contraintes de cisaillement générées dans le film lubrifiant sont élevées et l'apparition d'échauffements locaux n'est pas exclue. Ce point sera discuté au paragraphe IV.4.4-.

IV.3 Relation entre la pression et l'épaisseur de film

L'objectif de cette partie est de montrer la relation étroite qui existe entre la géométrie du film lubrifiant et le champ de pression dans le contact.

De nombreux travaux ont porté sur la mesure des épaisseurs de film dans le contact EHD et différentes techniques ont été développées à cet effet, l'interférométrie optique étant la plus largement utilisée (cf. § II.2). A l'inverse, les mesures de pression dans le contact sont rares et difficiles, et très peu de laboratoires possèdent l'équipement nécessaire à la réalisation de mesures in situ par spectrométrie Raman.

Pour cette raison, il est utile de pouvoir déduire des épaisseurs mesurées des informations sur le champ de pression dans le contact, en particulier dans les situations où les modèles EHD classiques ne sont plus applicables.

IV.3.1- Relation entre le rapport p_c/p_{pic} et le rapport h_c/h_{min}

Les évolutions des rapports p_c/p_{pic} et h_c/h_{min} en fonction de la charge et de la vitesse ont été étudiées aux paragraphes IV.1.3-(2) (Figure IV.8) et IV.2.2-(1)c (Figure IV.16), respectivement. Les résultats obtenus montrent que les rapports p_c/p_{pic} et h_c/h_{min} évoluent de la même façon en fonction des conditions d'essais : ils augmentent lorsque la charge augmente ou lorsque la vitesse diminue.

La comparaison directe entre les rapports p_c/p_{pic} mesurés par spectrométrie Raman et h_c/h_{min} mesurés par interférométrie optique dans les mêmes conditions d'essais est faite Figure IV.19 pour un nombre limité de cas appartenant au domaine d'étude commun à ces deux méthodes (épaisseurs de film comprises entre 100 et 600 nm). Dans ce domaine, on trouve une relation linéaire entre ces deux rapports (pente 0.9 ± 0.1).

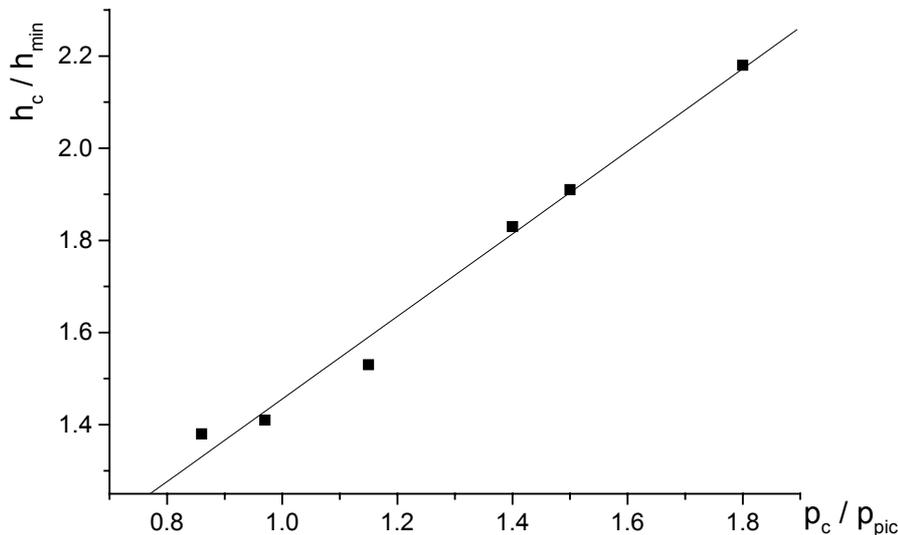


Figure IV.19. Evolution du rapport h_c/h_{min} en fonction du rapport p_c/p_{pic} .

Une relation entre les rapports p_c/p_{pic} et h_c/h_{min} comme celle établie par la Figure IV.19 est intéressante puisqu'elle permet d'estimer l'intensité du pic de pression à partir des épaisseurs de film mesurées. En première approximation, la pression au centre du contact p_c peut être prise égale à la pression maximale de Hertz p_0 . Cette approximation est très bonne pour les fortes charges et les faibles vitesses d'entraînement (rapport $p_c/p_{pic} > 1$). Pour les faibles

charges et les vitesses élevées (rapport $p_c/p_{pic} < 1$), la pression au centre du contact est supérieure à la pression de Hertz.

Il serait intéressant d'étudier l'évolution des rapports p_c/p_{pic} et h_c/h_{min} pour d'autres lubrifiants.

IV.3.2- Calcul du champ de pression à partir du champ d'épaisseur mesuré

Les techniques d'analyse d'images développées récemment, couplées à l'interférométrie optique, fournissent des distributions d'épaisseur avec une excellente résolution spatiale. Différents auteurs ont montré la possibilité de calculer les champs de pression à partir des champs d'épaisseur expérimentaux [AST94], [OST96], [JOL99], [MARK99], [LOR00].

Dans ce paragraphe, nous utilisons les champs d'épaisseur mesurés par interférométrie optique sur le 5P4E pour déterminer les champs de pression correspondants. Les pressions ainsi calculées sont comparées à celles mesurées par spectrométrie Raman.

(1) Principe

L'analyse mécanique classique du contact EHD consiste à résoudre simultanément l'équation géométrique du film qui traduit la déformation élastique des solides et l'équation de Reynolds (cf. § II.2.2).

Connaissant la distribution d'épaisseur de film donc la géométrie déformée, la pression peut être déterminée à partir de l'une ou l'autre de ces équations. Les propriétés élastiques des solides étant mieux connues que les propriétés rhéologiques du lubrifiant, on utilise plutôt l'équation de la déformation élastique :

$$h(x,y) = h_0 + \frac{x^2 + y^2}{2R} + \frac{2}{\pi E'} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p(x',y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \quad (3)$$

Aström [AST94] utilise la technique multigrille pour résoudre le problème. Nous appliquons ici la méthode développée par Molimard [MOL02] dont l'algorithme de résolution est basé sur des transformées de Fourier.

La Figure IV.20 montre un exemple de champ de pression calculé à partir d'un champ d'épaisseur mesuré par interférométrie.

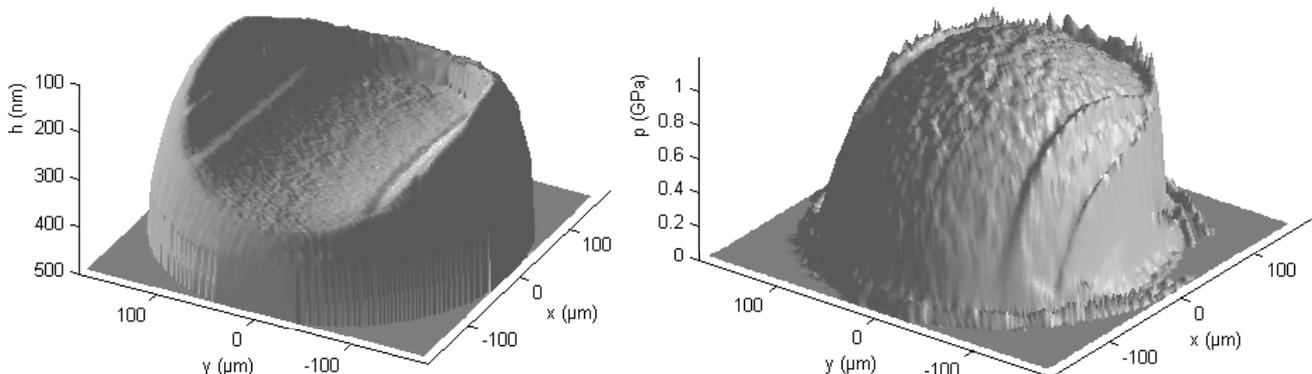


Figure IV.20. Distribution d'épaisseur mesurée par interférométrie optique pour le 5P4E à 50°C, à $w=53N$ et $u_e=0.2$ m/s, et distribution de pression calculée par Molimard.

(2) Comparaison avec les pressions mesurées par spectrométrie Raman

Les profils de pression présentés sur la Figure IV.21 ont été extraits des champs de pression calculés par J. Molimard à partir des champs d'épaisseur mesurés. Ils sont comparés aux profils de pression expérimentaux réalisés par spectrométrie Raman pour deux conditions d'essais différentes.

L'accord entre les profils expérimentaux et calculés est très bon en ce qui concerne la forme et la largeur des profils, ainsi que la position du pic de pression. Les pressions mesurées par spectrométrie Raman sont systématiquement supérieures aux pressions calculées, l'écart étant respectivement de 7% ($w=53\text{ N}$, $u_e=0.2\text{ m/s}$) et de 4% ($w=237\text{ N}$, $u_e=0.3\text{ m/s}$) pour les deux conditions d'essais présentées. Cet écart est faible compte tenu des incertitudes des deux méthodes.

L'incertitude sur la valeur de la sensibilité $K=(3.3 \pm 0.3)\text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ pourrait par exemple expliquer un tel écart (cf. § IV.1.1-(3), Figure IV.2c). Par ailleurs, le champ de pression calculé dépend de la précision sur les épaisseurs mesurées, sur les paramètres élastiques et sur le rayon de courbure des solides, ainsi que du processus numérique lui-même. Le champ de pression calculé est déterminé à une constante près, qui est ajustée de sorte que la pression soit nulle aux extrémités du domaine d'étude.

Il est difficile de discuter de l'intensité du pic de pression à partir de ces résultats. En effet, dans les conditions présentées Figure IV.21, le pic de pression est fin et peu intense et le calcul ne permet pas de le déterminer avec une grande précision.

Les conditions d'essais pour lesquelles les profils de pression présentent un pic large et intense correspondent à des épaisseurs de film trop élevées pour être mesurées par interférométrie optique. Par conséquent, la comparaison entre les profils expérimentaux et calculés n'a pas pu être faite.

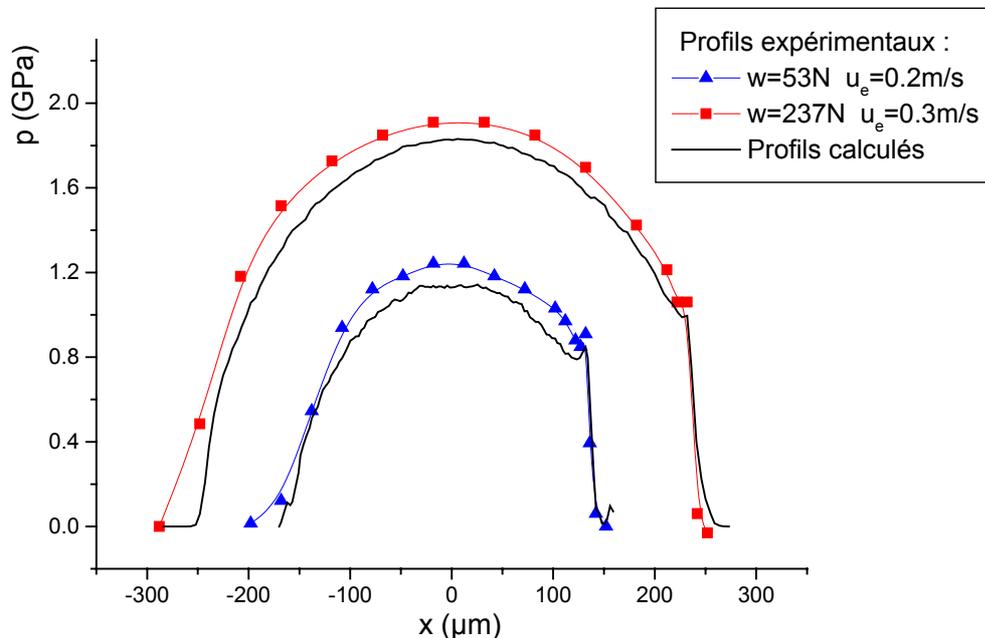


Figure IV.21. Comparaison entre les profils de pression calculés à partir des champs d'épaisseur de film et les profils mesurés par spectrométrie Raman pour le 5P4E à 50°C.

IV.3.3- Conclusion

Les domaines couverts par la spectrométrie Raman et par l'interférométrie optique en lumière blanche étant différents, la comparaison entre les mesures de pression et les mesures d'épaisseur n'a été faite que pour un nombre limité de conditions d'essais.

Dans le domaine étudié, une relation de proportionnalité a été trouvée entre les rapports p_c/p_{pic} et h_c/h_{min} mesurés. A partir de cette relation, il est possible d'estimer l'intensité relative du pic de pression par rapport à la pression au centre, connaissant les épaisseurs centrale et minimale de film.

La détermination de l'ensemble du champ de pression à partir du champ d'épaisseur est moins directe puisqu'elle nécessite la résolution numérique de l'équation de la déformation élastique des solides.

La méthode de calcul utilisée conduit à des pressions plus basses que celles mesurées par spectrométrie Raman. Néanmoins, les écarts demeurent inférieurs à 8%, et l'accord entre les profils expérimentaux et calculés est excellent en ce qui concerne la largeur du profil et la position du pic de pression.

Il est d'autant plus important d'établir un lien entre la pression et l'épaisseur que ces grandeurs ne peuvent pas toujours être mesurées simultanément.

Les mesures de pression par spectrométrie Raman pour les films de faible épaisseur sont longues (près de 2h pour la réalisation d'un profil de pression pour un film de 5P4E de 0.3 μm d'épaisseur). De plus, elles ne sont pas réalisables pour tous les lubrifiants (nécessité d'un mode de vibration actif en Raman et suffisamment intense). L'interférométrie optique permet au contraire de mesurer des épaisseurs de film inférieures à quelques centaines de nanomètres dans des temps très courts (moins d'une seconde pour l'acquisition d'un interférogramme) et quelle que soit la nature du lubrifiant.

Dans ces conditions, il est donc utile de savoir déduire l'intensité du pic de pression ou la totalité du champ de pression du champ d'épaisseur mesuré par interférométrie.

Inversement, les mesures de pression par spectrométrie Raman peuvent apporter des informations concernant l'épaisseur de film dans le contact lorsque celle-ci est trop élevée pour être mesurée directement. C'est le cas pour le 5P4E à 50°C pour les vitesses d'entraînement supérieures à 0.62 m/s, et à 25°C pour toutes les vitesses étudiées.

En utilisant l'équation de la déformation élastique (3), il est possible de calculer les champs d'épaisseur à partir des champs de pression mesurés. Cela n'a pas été fait dans le cadre de ce travail, mais une solution alternative est proposée dans la partie suivante (§ IV.4.4-(3)) pour estimer les épaisseurs de film dans ces conditions.

IV.4 Comparaison entre les pressions mesurées par spectrométrie Raman et les solutions numériques du problème EHD

Le but de cette partie est d'abord de valider la méthode de mesure de pression par spectrométrie Raman et le dispositif expérimental développé, en comparant de façon quantitative les profils de pression mesurés aux profils obtenus par résolution numérique du problème EHD. Il est ensuite d'apporter des informations concernant le comportement du 5P4E et les épaisseurs de film dans le contact dans les conditions où des mesures par interférométrie optique n'ont pu être réalisées.

IV.4.1- Principe de la résolution numérique

Résoudre le problème EHD consiste à résoudre l'équation de Reynolds et l'équation de la déformation élastique des solides, en tenant compte de l'évolution des propriétés du lubrifiant (viscosité et masse volumique) avec la pression (cf. § II.2.2), et en choisissant des conditions aux limites adaptées (pression nulle sur le pourtour du domaine, et conditions aux limites de Reynolds en rupture de film).

La résolution du problème se fait en supposant que le lubrifiant est newtonien, que des conditions isothermes sont assurées, que les surfaces sont lisses, que le contact est suralimenté et que le régime est permanent.

Les calculs présentés dans cette partie ont été réalisés par le Professeur A.A. Lubrecht, à l'aide d'un code de calcul basé sur les techniques multigrilles [LUB87].

Les équations étant discrétisées par la méthode des différences finies, la précision de la solution obtenue dépend du nombre de points de discrétisation utilisé. Généralement, la vitesse de convergence d'un processus itératif décroît sensiblement lorsque le nombre de points de discrétisation augmente. L'utilisation des techniques multigrilles permet d'accélérer fortement la vitesse de convergence du processus de résolution.

Pour résoudre le problème EHD, les numériciens travaillent généralement avec des équations et des paramètres sans dimension. Les conditions d'essais (vitesse, charge, matériaux) sont exprimées par les paramètres de Moes M et L .

Les coordonnées d'espace X et Y et la pression P sont normalisées par rapport au rayon de contact de Hertz a et à la pression maximale de Hertz p_0 (cf. § II.2.3- (3)).

Les solutions sont calculées sur un domaine rectangulaire $\{(X,Y) \text{ tel que } -4.5 \leq X \leq 1.5, -3 \leq Y \leq 3\}$. La discrétisation est de $(128+1) \times (128+1)$ ou de $(256+1) \times (256+1)$ points selon les cas.

L'évolution de la viscosité du lubrifiant avec la pression est décrite par l'équation de Roelands et la compressibilité par l'équation de Dowson et Higginson (cf. § II.2.2-(3)).

IV.4.2- Résultats

Les profils numériques sont calculés pour des valeurs des paramètres M et L correspondant exactement aux conditions expérimentales supposées.

Le domaine couvert par notre étude est tel que : $7 \leq M \leq 438$ et $17 \leq L \leq 52$.

L'épaisseur de film étant jusqu'à présent le paramètre le plus facilement mesurable, les modèles EHD ont été validés par comparaison des épaisseurs de film calculées avec les épaisseurs mesurées. Aussi la plupart des solutions numériques trouvées dans la littérature concernent un large domaine de M , mais ne dépassent pas en général $L=25$.

La comparaison de nos mesures de pression avec les calculs numériques couvre par conséquent un domaine complémentaire à celui exploré par les mesures d'épaisseur.

Les profils de pression mesurés par spectrométrie Raman pour le 5P4E dans différentes conditions de charge w et de vitesse u_e sont comparés aux profils numériques sur la Figure IV.22 pour les essais à 50°C, et sur la Figure IV.23 pour les essais à 25°C.

La pression sans dimension P est portée en fonction de la coordonnée sans dimension X dans la direction longitudinale du contact, le long de la ligne médiane $Y=0$. La même échelle est conservée pour toutes les conditions afin de faciliter les comparaisons.

A 50°C, les profils de pression expérimentaux sont en bon accord avec les profils numériques tant que la vitesse d'entraînement reste modérée ($u_e \leq 0.62$ m/s, Figure IV.22 a à f).

A forte vitesse ($u_e=2$ m/s, Figure IV.22 g à i), des écarts importants existent entre les profils de pression expérimentaux et numériques. Les pressions mesurées sont inférieures aux pressions calculées et le pic de pression est décalé vers la sortie du contact.

Dans tous les cas, les profils expérimentaux et numériques suivent la même évolution en fonction de la charge et de la vitesse, décrite au paragraphe IV.1.2- : lorsque la charge augmente ou lorsque la vitesse diminue, le profil se rapproche du profil de Hertz, le pic de pression devient moins intense, plus étroit, et se déplace vers la sortie du contact.

Toutefois, l'intensité du pic de pression est beaucoup plus élevée pour les profils numériques que pour les profils expérimentaux. D'autre part, les profils expérimentaux sont souvent un peu plus larges que les profils numériques dans la zone de montée en pression.

Toutes ces remarques restent valables à 25°C. Pour la vitesse la plus faible ($u_e=0.05$ m/s, Figure IV.23a), l'accord entre les profils expérimentaux et numériques est très bon, hormis au niveau de l'intensité du pic de pression. A vitesse plus élevée ($u_e=0.094$ m/s, Figure IV.23b et $u_e=0.2$ m/s, Figure IV.23c), le profil expérimental s'écarte du profil numérique de la même façon qu'à 50°C.

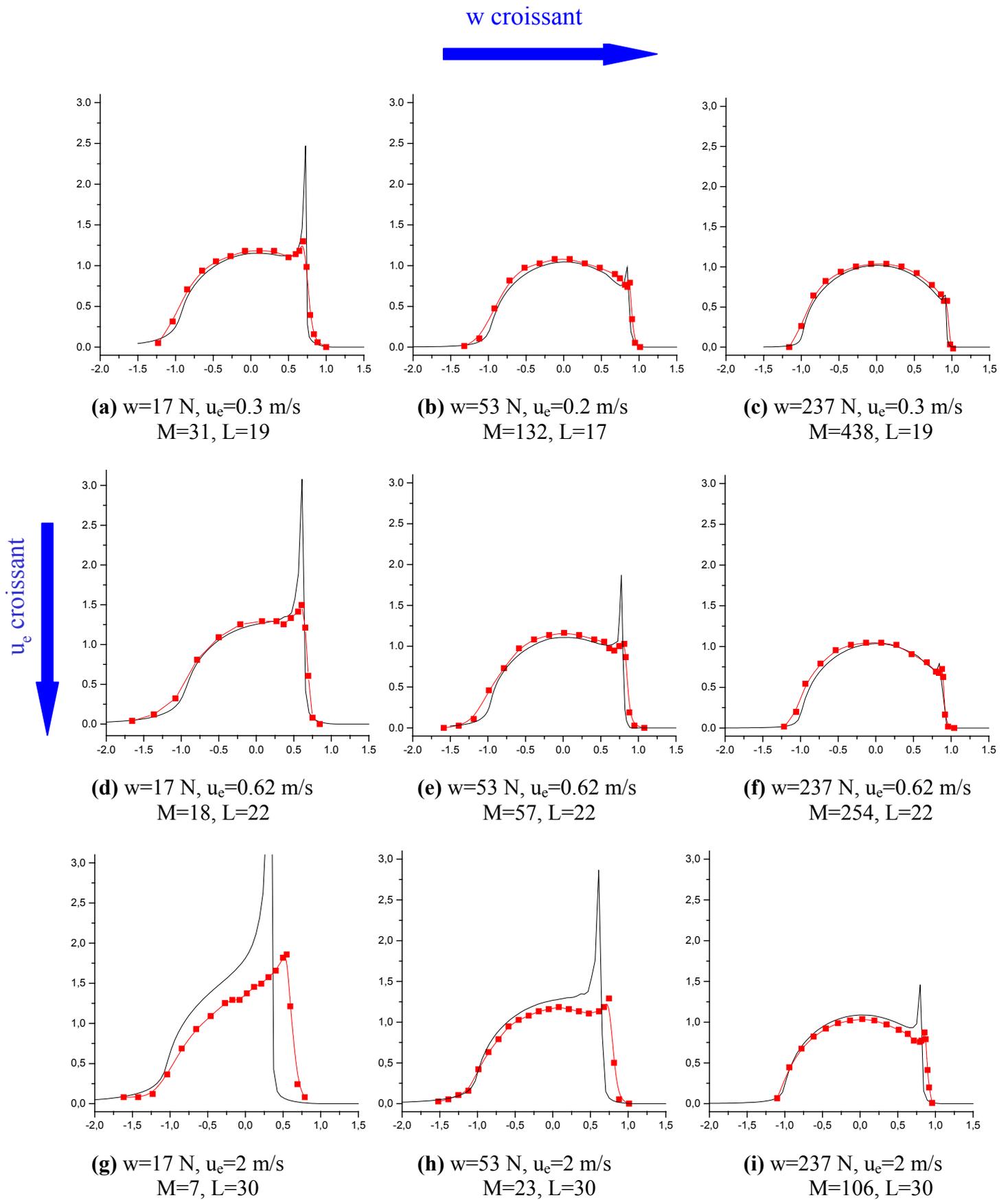


Figure IV.22. Comparaison entre les profils de pression expérimentaux et numériques normalisés pour le 5P4E à 50°C dans différentes conditions d'essais.

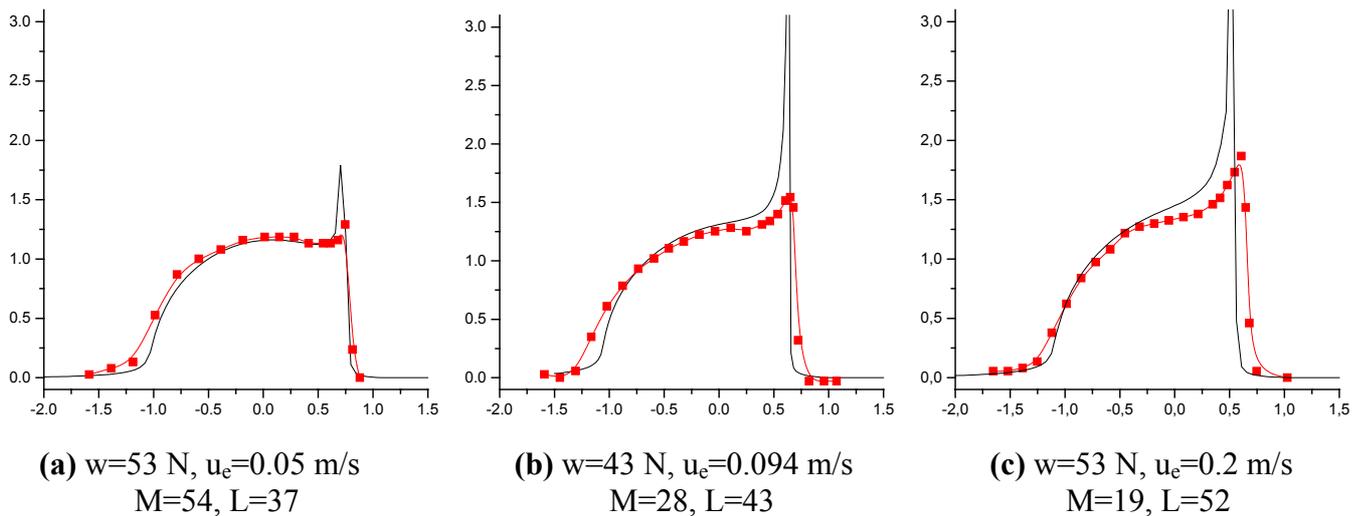


Figure IV.23. Comparaison entre les profils de pression expérimentaux et numériques normalisés pour le 5P4E à 25°C dans différentes conditions d'essais.

IV.4.3-Discussion sur l'intensité du pic de pression. Influence de la taille de sonde.

Comme nous avons remarqué au chapitre précédent (cf. § III.3.1), la pression mesurée est moyennée sur le diamètre de la sonde Raman et l'intensité du pic de pression expérimental est par conséquent inférieure à sa valeur réelle.

La Figure IV.24 simule les profils expérimentaux qui seraient obtenus pour différentes tailles de sonde Raman (t_s de 11 à 50 μm), en assimilant le profil de pression numérique au profil réel pour les conditions de la Figure IV.22e. Les profils simulés sont calculés en intégrant le profil numérique sur une distance t_s en différents points coïncidant avec les points de mesure expérimentaux.

La Figure IV.24 montre que l'augmentation de la taille de sonde se traduit par le déplacement du pic de pression vers l'intérieur du contact, et par une décroissance beaucoup plus douce de la pression en sortie du contact que sur le profil numérique. Cette tendance ne correspond pas aux observations expérimentales : dans toutes les conditions d'essais étudiées, le pic de pression expérimental est au contraire décalé vers la sortie du contact, et le retour à la pression atmosphérique est presque aussi brutal que sur le profil numérique (Figures IV.22 et IV.23). Cela signifie que si la taille de sonde induit effectivement une diminution de l'intensité du pic de pression mesuré, elle n'explique pas à elle seule les différences observées entre les profils de pression expérimentaux et numériques.

Par ailleurs, l'intensité du pic de pression calculé dépend fortement du processus de résolution numérique, de la convergence de la solution, du nombre de points de discrétisation [EHR97]. Il est donc difficile de connaître exactement l'intensité réelle du pic, probablement comprise entre les intensités mesurées et calculées.

Néanmoins, il est possible de discuter de l'évolution de l'intensité du pic de pression en fonction des conditions d'essais. Il a été montré au paragraphe IV.1.3- que le rapport p_c/p_{pic} de la pression au centre du contact sur l'intensité du pic de pression mesuré par spectrométrie Raman augmentait avec la charge et diminuait avec la vitesse (Figure IV.8). La même évolution est constatée pour les solutions numériques.

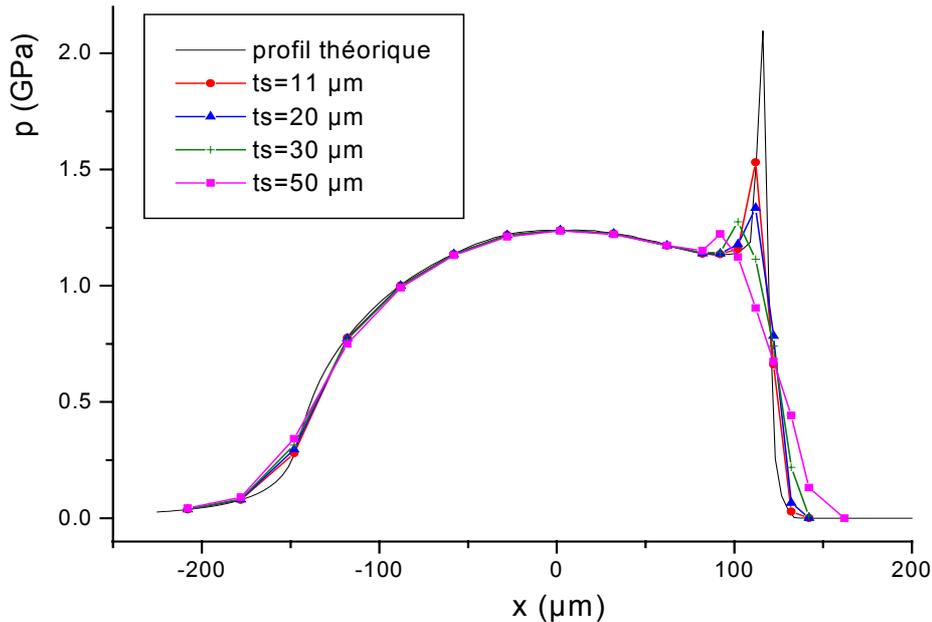


Figure IV.24. Intégration du profil numérique pour différentes tailles de sonde Raman (conditions de la Figure 22e, $T=50^{\circ}\text{C}$, $w=53\text{ N}$, $u_e=0.62\text{ m/s}$).

IV.4.4-Interprétation des écarts observés entre les profils de pression expérimentaux et numériques

Les profils de pression numériques sont calculés à partir de lois rhéologiques qui ne décrivent le comportement du lubrifiant que de façon approchée, le comportement réel du lubrifiant dans le contact n'étant pas totalement connu.

Les mesures de viscosité réalisées dans un rhéomètre haute pression montrent que la viscosité du 5P4E varie moins à faible pression, et plus à forte pression que ne le prévoit une loi exponentielle comme celle de Roelands [YAS84].

Par conséquent, l'accord obtenu entre les profils expérimentaux et numériques pour les vitesses d'entraînement modérées ($u_e \leq 0.62\text{ m/s}$ à 50°C et $u_e=0.05\text{ m/s}$ à 25°C) est très satisfaisant et valide notre méthode de mesure de pression par spectrométrie Raman.

Il s'agit alors d'expliquer les différences significatives existant entre les profils expérimentaux et numériques pour les vitesses plus élevées.

Lorsque la vitesse augmente, les contraintes de cisaillement subies par le lubrifiant dans le convergent du contact augmentent également. Le cisaillement du lubrifiant peut avoir deux effets majeurs : une orientation des molécules de lubrifiant à l'origine d'un changement de son comportement rhéologique (effet non newtonien), et une dissipation d'énergie induisant des échauffements locaux (effet thermique).

(1) Effet thermique ou effet non newtonien ?

Pour les vitesses d'entraînement inférieures à 0.62 m/s à 50°C , les mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique ont montré que le 5P4E se comportait comme un fluide newtonien, et aucun effet thermique n'a été mis en évidence (cf. § IV.2.3-).

Les effets thermiques et les effets non newtoniens n'étant pas pris en compte lors de la résolution du problème EHD, l'excellent accord entre les profils de pression expérimentaux et numériques dans ce domaine de vitesse confirme ces résultats.

Pour les vitesses supérieures à 0.62 m/s, les épaisseurs de film générées dans le contact sont trop élevées pour être mesurées par interférométrie optique. Pour la même raison, aucune mesure d'épaisseur n'a pu être faite à 25°C.

En suivant le même raisonnement que précédemment, l'excellent accord obtenu entre les profils expérimentaux et numériques à 25°C et à 0.05 m/s (Figure IV.23a) laisse penser que jusqu'à cette vitesse, le comportement du fluide est toujours newtonien et qu'il n'y a pas d'effet thermique. A l'inverse, les différences observées pour les vitesses supérieures à 0.62 m/s à 50°C, et supérieures à 0.05 m/s à 25°C révèlent qu'au moins une des hypothèses de calcul (conditions isothermes dans le convergent et lubrifiant newtonien) n'est plus vérifiée.

Nous ignorons l'influence d'un comportement non newtonien du lubrifiant sur la forme des profils de pression. Si les effets non newtoniens induisent comme les effets thermiques une diminution de la viscosité du lubrifiant, leur effet sur la piézo-viscosité peut être différent, et rien n'indique que les modifications du profil de pression obtenues dans ce cas seraient les mêmes que pour une augmentation de la température du lubrifiant dans le convergent.

L'influence de la température du lubrifiant dans le convergent sur le profil de pression a été étudiée au paragraphe IV.1.2-(1). Une augmentation de température se traduit par un élargissement du profil et par une diminution de la pression, en particulier au niveau du pic qui se déplace vers la sortie du contact (cf. Figure IV.3). Les effets observés sur les Figures IV.22 g, h et i et IV.23 b et c sont en accord avec cette description. Ainsi, le profil de pression expérimental semble correspondre à celui qui serait obtenu pour une température du lubrifiant dans le convergent plus élevée que la température supposée.

L'hypothèse de conditions isothermes dans le convergent est donc discutable. Différents arguments vont dans ce sens et montrent que les effets thermiques dans le convergent peuvent influencer de façon importante les propriétés du 5P4E, et donc la pression et l'épaisseur de film dans le contact.

La faible conductivité thermique du 5P4E ($k_f = 0.15$ W/mK) ne permet pas une dissipation rapide de la chaleur générée par cisaillement et favorise son échauffement. La viscosité du 5P4E est très sensible à la température (cf. § III.2.1(2)b) :

$$\eta(T) = \eta_0 \exp \left[\beta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \quad (4)$$

où le coefficient de thermoviscosité β est de l'ordre de 8500 K à 50°C, et de 13000 K à 25°C. Une élévation de température de quelques degrés entraîne donc une diminution importante de viscosité.

Le coefficient de réduction thermique Φ_T introduit par Cheng [CHE67] (cf. annexe 4) permet d'estimer la diminution d'épaisseur de film dans un contact linéaire due aux effets thermiques dans le convergent. Nous l'utiliserons ici uniquement comme un indicateur de l'importance des effets thermiques dans le convergent pour des conditions d'essais données.

Le coefficient de réduction thermique Φ_T est fonction du paramètre sans dimension :

$$Q_{th} = \frac{\eta_0 u_e^2 \beta}{k_f T^2}$$

où β est le coefficient de thermoviscosité du lubrifiant à la température T,
 η_0 sa viscosité,
 k_f sa conductivité thermique,
 u_e la vitesse d'entraînement.

Si Q_{th} est faible (< 0.1), $\Phi_T \approx 1$ et les effets thermiques sont négligeables. Lorsque Q_{th} augmente, $\Phi_T < 1$ et on peut s'attendre à ce que la température du lubrifiant dans le convergent augmente.

En roulement pur et pour un lubrifiant donné, Φ_T dépend essentiellement de la vitesse d'entraînement u_e , la charge ayant une influence négligeable.

Les valeurs de Φ_T calculées pour les vitesses correspondant aux mesures de pression réalisées pour le 5P4E à 50°C et à 25°C sont reportées dans les Tableau IV.5 a et b.

Pour $u_e = 0.2$ m/s à 50°C, $\Phi_T = 0.99$ et l'hypothèse isotherme est parfaitement vérifiée. Dès 0.62 m/s, Φ_T s'écarte de cette valeur. A 2 m/s, la diminution importante de $\Phi_T = 0.88$ montre que les effets thermiques ne peuvent plus être négligés.

A 25°C, les effets thermiques se manifestent pour des vitesses d'entraînement plus faibles qu'à 50°C (Tableau IV.5b). En effet, à cette température le 5P4E est très visqueux et les contraintes de cisaillement dans le convergent atteignent des valeurs élevées même pour des vitesses d'entraînement modérées.

u_e (m/s)	0.2	0.62	1.2	2
Φ_T	0.99	0.97	0.93	0.88

(a) 5P4E à 50°C

u_e (m/s)	0.05	0.1	0.2
Φ_T	0.99	0.97	0.94

(b) 5P4E à 25°C

Tableau IV.5. Evolution du coefficient de réduction thermique Φ_T avec la vitesse.

Ces différents arguments conduisent à attribuer les écarts entre les profils de pression expérimentaux et numériques observés pour les vitesses d'entraînement supérieures à 0.62 m/s à 50°C, et supérieures à 0.05 m/s à 25°C, à l'échauffement du lubrifiant dans le convergent du contact sous l'effet des contraintes de cisaillement qu'il subit. De tels effets thermiques ont été observés à maintes reprises et discutés dans la littérature [GRE73].

Bien sûr, seule une mesure directe de la température à l'entrée du contact permettrait de confirmer cette hypothèse.

(2) Estimation de l'élévation de température dans le convergent

Les profils numériques représentés sur les Figures IV.22 et IV.23 ont été calculés en supposant une température du lubrifiant dans le convergent égale à celle de la cuve (soit 50°C et 25°C, respectivement).

Partant de l'hypothèse que des échauffements se produisent aux fortes vitesses, nous avons cherché à estimer l'élévation de température du lubrifiant dans le convergent à partir des profils de pression expérimentaux.

Pour ce faire, les calculs EHD ont été reconduits pour différentes températures, en changeant uniquement les valeurs de la viscosité et de la piézoviscosité du 5P4E. Ces valeurs sont déterminées par interpolation à partir des valeurs mesurées, en utilisant une loi de décroissance exponentielle avec la température (équation (4)). La température retenue est celle donnant le meilleur accord entre les profils de pression expérimentaux et numériques.

La Figure IV.25 compare le profil de pression expérimental aux profils calculés pour différentes températures du lubrifiant dans le convergent (50°C, 55°C, 60°C et 65°C), pour une température du 5P4E dans la cuve de 50°C, une charge de 17 N et une vitesse d'entraînement de 2 m/s.

Le profil calculé pour une température égale à 55°C est au dessus du profil expérimental, avec un pic de pression décalé vers l'intérieur du contact. Le profil calculé à 65°C présente au contraire une pression inférieure à la pression expérimentale et un pic de pression trop décalé vers la sortie du contact. Le profil calculé à 60°C est en excellent accord avec le profil expérimental. L'élévation de température dans le convergent déduite de ces comparaisons est donc de 10°C, avec une incertitude sur la température estimée à $\pm 2^\circ\text{C}$ compte tenu des incertitudes sur le profil de pression expérimental.

La même démarche est répétée pour les conditions d'essais où des différences significatives entre les profils de pression expérimentaux et numériques ont été constatées.

A 50°C, l'élévation de température dans le convergent est ainsi estimée à $5^\circ\text{C} \pm 2^\circ\text{C}$ à 1.2 m/s, et à $10^\circ\text{C} \pm 2^\circ\text{C}$ à 2 m/s pour les trois charges étudiées (Figure IV.26).

Au voisinage de 25°C, la viscosité du 5P4E diminue de 12 % par °C. Par conséquent, une augmentation même faible de la température a des effets importants sur les profils de pression. La comparaison entre les profils expérimentaux et numériques indique une élévation de température de $2^\circ\text{C} \pm 1^\circ\text{C}$ à 0.094 m/s et de $3^\circ\text{C} \pm 1^\circ\text{C}$ à 0.2 m/s (Figure IV.27).

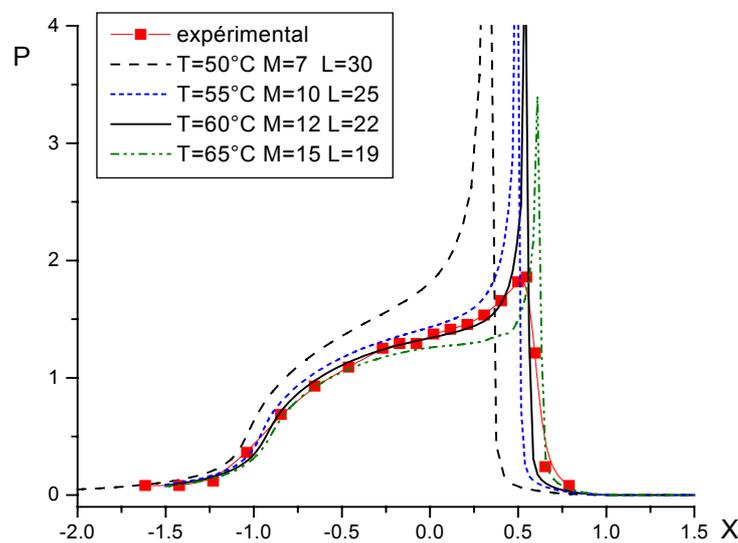
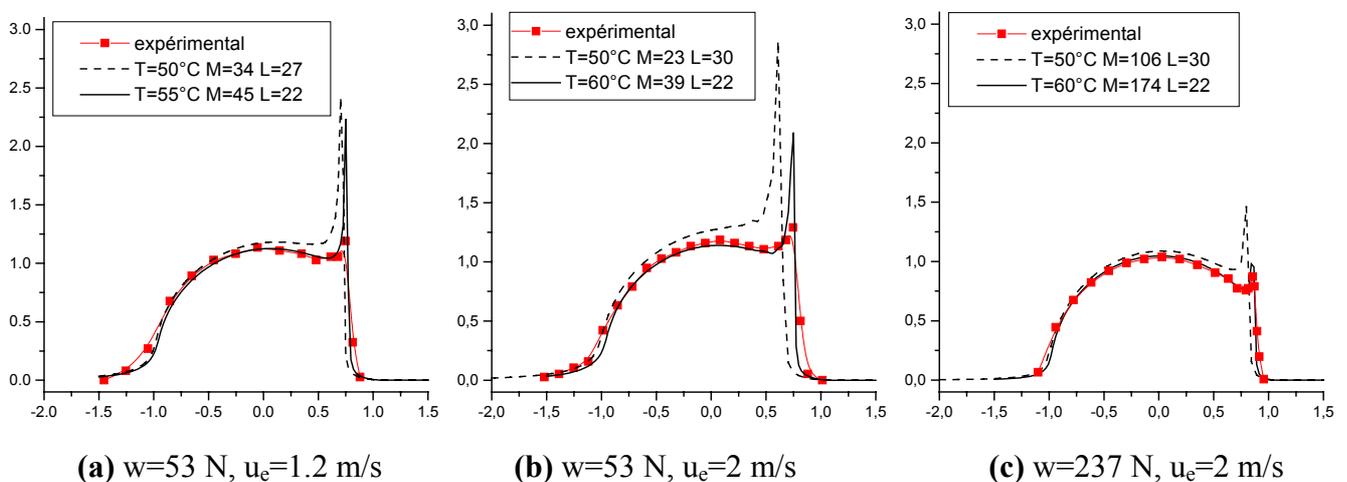


Figure IV.25. Comparaison entre le profil de pression expérimental mesuré à $w=17\text{ N}$ et $u_e=2\text{ m/s}$ et les profils calculés pour différentes températures du 5P4E dans le convergent ($T=50^\circ\text{C}$ dans la cuve).



(a) $w=53\text{ N}$, $u_e=1.2\text{ m/s}$

(b) $w=53\text{ N}$, $u_e=2\text{ m/s}$

(c) $w=237\text{ N}$, $u_e=2\text{ m/s}$

Figure IV.26. Comparaison entre les profils de pression expérimentaux et les profils calculés en tenant compte de l'échauffement du 5P4E dans le convergent ($T=50^\circ\text{C}$ dans la cuve).

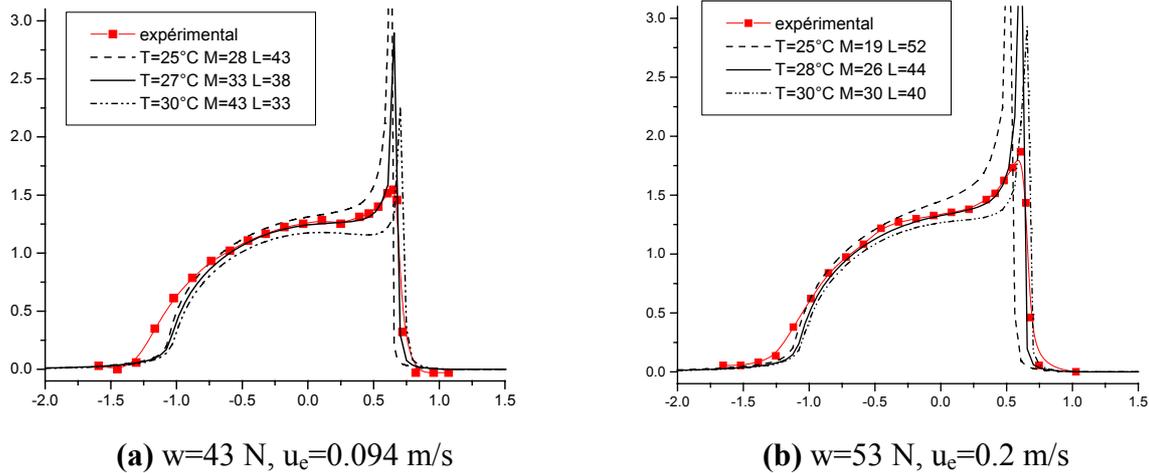


Figure IV.27. Comparaison entre les profils de pression expérimentaux et les profils calculés pour différentes températures du 5P4E dans le convergent ($T=25^{\circ}\text{C}$ dans la cuve).

(3) Evaluation des épaisseurs de film. Régime thermo-élastohydrodynamique

L'échauffement du lubrifiant dans le convergent induit une diminution des épaisseurs de film dans le contact. Cette diminution peut avoir des conséquences pratiques importantes sur la durée de vie des mécanismes par exemple. Il est donc utile de connaître les conditions pour lesquelles ces effets thermiques se manifestent et les épaisseurs de film réelles dans le contact.

La résolution du problème EHD permet de calculer à la fois les pressions et les épaisseurs de film. La Figure IV.28 représente l'évolution de l'épaisseur au centre h_c en fonction de la vitesse d'entraînement, pour une température du 5P4E dans la cuve de 50°C et pour une charge de 53 N. Les épaisseurs de film sont déduites des calculs effectués avant et après avoir pris en compte les effets thermiques, c'est à dire pour des températures du lubrifiant dans le convergent respectivement égales à 50°C et à 55°C ou 60°C selon la vitesse. Les points correspondant aux épaisseurs mesurées par interférométrie optique sont également portés sur la Figure IV.28.

Deux régions distinctes sont mises en évidence : une région basse vitesse pour laquelle l'épaisseur de film augmente de façon linéaire avec la vitesse (en coordonnées logarithmiques), et une région haute vitesse pour laquelle l'épaisseur de film n'augmente quasiment plus. La première correspond au régime EHD où les effets thermiques peuvent être négligés, la deuxième correspond au régime thermo-élastohydrodynamique (TEHD) pour lequel ces effets deviennent prépondérants.

La vitesse de transition entre ces deux régimes est d'environ 0.7 m/s à 50°C (cas de la Figure IV.28). Elle est de l'ordre de 0.05 à 0.1 m/s à 25°C . Bien entendu, la transition n'est pas brutale et se fait de façon progressive. De plus, la vitesse à laquelle des effets thermiques significatifs commencent à se manifester et la valeur des élévations de température associées dépendent du dispositif utilisé, des propriétés et de la géométrie des solides en contact, ...

Les épaisseurs prédites par les modèles isothermes de Hamrock et Dowson, de Moes-Venner ou de Chevalier surestiment les épaisseurs réelles dans le régime TEHD. Ces modèles peuvent néanmoins permettre de déterminer les épaisseurs réelles si l'on tient compte de l'élévation de température du lubrifiant dans le convergent.

Enfin, il est possible d'évaluer le rapport h_c/h_{\min} à partir du rapport p_c/p_{pic} mesuré par spectrométrie Raman, en utilisant la relation de proportionnalité établie au paragraphe IV.3.1- (Figure IV.19). Les valeurs ainsi obtenues sont en bon accord avec les valeurs déduites des calculs numériques.

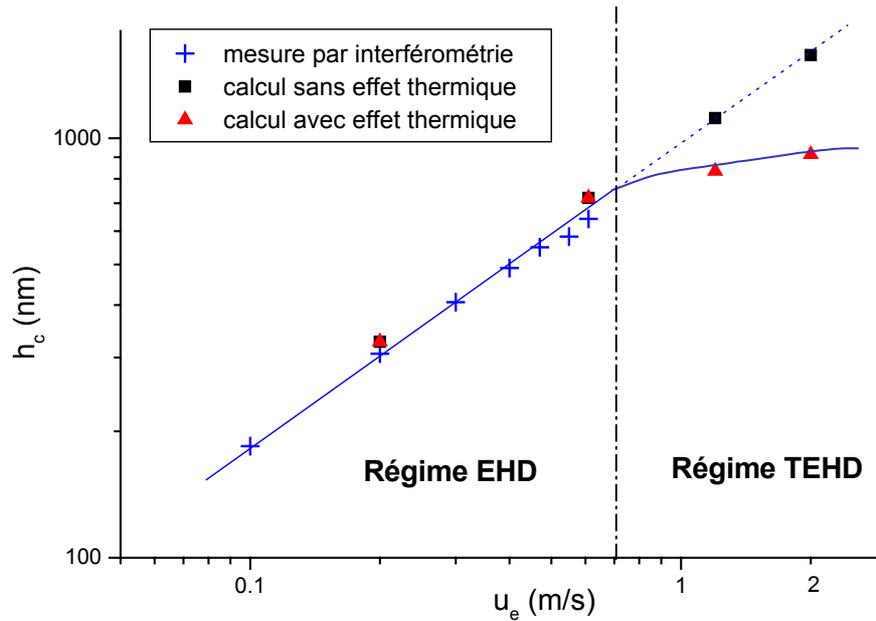


Figure IV.28. Evolution de l'épaisseur centrale de film en fonction de la vitesse d'entraînement pour le 5P4E à 50°C et à $w=53$ N.

IV.4.5- Conclusion

Dans cette partie, les profils de pression expérimentaux ont été comparés de façon quantitative aux profils calculés en résolvant numériquement le problème EHD. L'excellent accord obtenu valide la méthode de mesure de pression par spectrométrie Raman et le dispositif expérimental développé.

Les écarts entre les profils de pression expérimentaux et numériques observés pour les vitesses d'entraînement élevées nous ont permis de mettre en évidence l'apparition d'effets thermiques dans le convergent du contact.

Nous avons estimé la température du lubrifiant dans le convergent en comparant les profils de pression expérimentaux aux profils numériques calculés pour différentes températures, supérieures à la température initiale. Des élévations de température de l'ordre de 10°C pour le 5P4E à 50°C et à 2 m/s, et de l'ordre de 3°C à 25°C et à 0.2 m/s ont été obtenues.

Les épaisseurs de film dans le contact ont également été déterminées.

A partir des mesures de pression réalisées par spectrométrie Raman, nous avons ainsi étudié le comportement du 5P4E dans des conditions de vitesse ($u_e > 0.62$ m/s à 50°C) et de température (25°C) inaccessibles aux mesures par interférométrie optique en lumière blanche.

Ces résultats montrent la complémentarité entre les approches expérimentale et numérique, et l'intérêt de les utiliser conjointement afin d'obtenir des informations que l'une ou l'autre de ces approches ne peut apporter seule.

Ils montrent également la nécessité de mettre au point des modèles décrivant le comportement rhéologique et thermique réel du lubrifiant dans l'interface et dans le convergent. Dans ce but, les études expérimentales aident à mieux connaître ce comportement.

IV.5 Conclusion

Grâce au couplage entre un microspectromètre Raman et un tribomètre EHD, nous avons mesuré in situ la pression dans le contact entre une sphère et plan lubrifié par une huile 5P4E et fonctionnant en roulement pur. Des profils et des cartographies de pression ont ainsi été réalisés pour une large gamme de conditions correspondant à des pressions comprises entre 0 et plus de 2 GPa.

Les influences respectives de la température du lubrifiant, de la charge appliquée et de la vitesse d'entraînement sur la forme des profils de pression, en particulier sur la position, la largeur et l'intensité du pic de pression ont été étudiées de façon qualitative. Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les prévisions de la théorie EHD.

Lorsque la température du lubrifiant et la charge diminuent, et lorsque la vitesse augmente, les distributions de pression évoluent entre une distribution quasi-hertzienne et une distribution quasi-hydrodynamique, qui constituent deux situations limites pour les films respectivement très minces et très épais par rapport à la déformation élastique des solides.

Pour des conditions d'essais données, la valeur du rapport δ/h_c entre la déformation élastique des solides et l'épaisseur du film lubrifiant constitue un indicateur de la forme du champ de pression et de l'intensité relative du pic de pression par rapport à la pression au centre du contact.

Les épaisseurs de film mesurées par interférométrie optique en lumière blanche ont été comparées à celles prédites par différents modèles EHD. Le bon accord obtenu nous a permis d'une part de vérifier les valeurs des paramètres mécaniques et rhéologiques utilisés comme données d'entrée des modèles, d'autre part de montrer le comportement newtonien du 5P4E et l'absence d'effets thermiques dans les conditions étudiées par interférométrie optique ($T=50^\circ\text{C}$, $u_e \leq 0.62$ m/s).

Le rapport p_c/p_{pic} de la pression au centre du contact sur l'intensité du pic de pression, et le rapport h_c/h_{min} entre les épaisseurs centrale et minimale de film évoluent de la même façon en fonction des conditions d'essais : ils augmentent avec la charge et diminuent avec la vitesse. Dans la gamme d'étude commune à la spectrométrie Raman et à l'interférométrie optique, nous avons obtenu une relation de proportionnalité entre ces rapports.

Le lien étroit existant entre la pression et l'épaisseur de film dans le contact n'est pas surprenant puisque ces deux paramètres sont reliés par l'intermédiaire de la déformation élastique des solides.

Dans ce chapitre, trois méthodes différentes ont été utilisées pour déterminer les distributions de pression dans le contact (Figure IV.29) :

- une méthode purement expérimentale de mesure de pression par spectrométrie Raman,
- une méthode semi-expérimentale qui consiste à calculer les distributions de pression à partir des distributions d'épaisseur mesurées par interférométrie optique,
- une méthode purement numérique basée sur la résolution des équations de l'EHD pour un lubrifiant newtonien en régime permanent et isotherme.

Le bon accord entre les résultats obtenus par ces trois méthodes valide nos mesures de pression par spectrométrie Raman et le dispositif expérimental développé.

La spectrométrie Raman nous a permis non seulement de mesurer la pression dans le contact, mais aussi d'obtenir des informations concernant le comportement du lubrifiant et les épaisseurs de film dans les conditions inaccessibles à l'interférométrie optique en lumière blanche ($h > 800$ nm).

Ainsi, en comparant les profils de pression mesurés par spectrométrie Raman aux profils numériques, nous avons mis en évidence des écarts de comportement du lubrifiant par rapport aux prédictions des modèles EHD isothermes pour les vitesses d'entraînement élevées.

Ces écarts ont été attribués à l'échauffement du lubrifiant dans le convergent du contact sous l'effet des contraintes de cisaillement auxquelles il est soumis. Les élévations de température correspondantes, ainsi que les épaisseurs de film dans le contact ont alors été estimées.

La spectrométrie Raman s'avère donc particulièrement utile dans les situations où les hypothèses des modèles EHD "classiques" ne sont plus vérifiées : vitesse d'entraînement élevée, glissement, surfaces rugueuses... Dans ces situations, seule une mesure directe reflète le comportement réel du lubrifiant dans le contact et peut aider à mieux comprendre les phénomènes mis en jeu.

Ainsi dans le chapitre suivant, la spectrométrie Raman est appliquée à l'étude du contact EHD en roulement-glissement.

Un schéma de synthèse est proposé Figure IV.29.

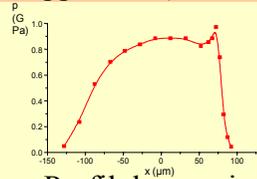
Approche expérimentale

SPECTROMETRIE RAMAN

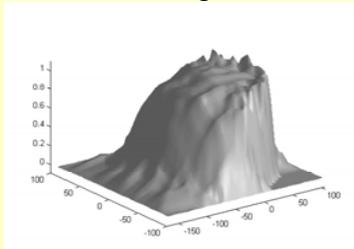
⇒ Mesure de pression



Influence de T, w, u_e sur la forme des profils et sur le rapport p/p_{pic} . Relation avec le rapport h_c/h_{min} . (Partie IV.1)



Profil de pression

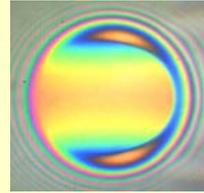


Distribution de pression

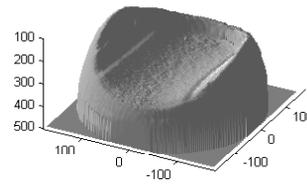
Conditions d'étude
 $h > 100 \text{ nm}$
 * 5P4E à $T=50^\circ\text{C}$
 $0.2 \leq u_e \leq 2 \text{ m/s}$
 * 5P4E à $T=25^\circ\text{C}$
 $0.05 \leq u_e \leq 0.2 \text{ m/s}$

INTERFEROMETRIE OPTIQUE

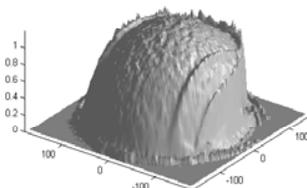
⇒ Mesure d'épaisseur



Evolution $h_c, h_{min} = f(u_e, w)$
 $h_c/h_{min} = f(u_e, w)$



Distribution d'épaisseur



Distribution de pression

Comparaison des rapports :
 p/p_{pic}
 et h_c/h_{min}
 (Partie IV.3)

Comparaison des profils de pression
 (Partie IV.3)

Comparaison des profils de pression. Validation de la méthode de mesure par spectrométrie
 Mise en évidence d'effets thermiques dans le convergent. Détermination de la température et des épaisseurs de
 (Partie IV.4)

Approche numérique

THEORIE EHD

Fluide newtonien
 Conditions isothermes

⇒ Calcul des pressions et des épaisseurs

Modèles EHD

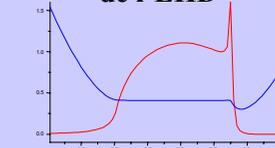
Hamrock et Dowson,
 Moes - Venner, Chevalier

⇒ $h_c, h_{min} = f(u_e, w)$

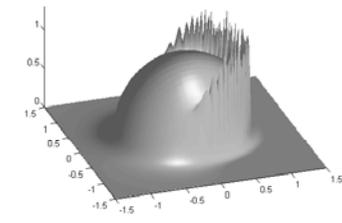
Paramètres d'entrée :

E', R, η_0, α

Résolution des équations de l'EHD



Profils de pression et d'épaisseur



Distribution de pression

Conditions d'étude :
 $h < 800 \text{ nm}$
 * 5P4E à $T=50^\circ\text{C}$
 $0.1 \leq u_e \leq 0.62 \text{ m/s}$

Comparaison des épaisseurs :
 * Vérification des paramètres d'entrée
 * Comportement newtonien du 5P4E ?
 Effets thermiques ?
 (Partie IV.2)

Figure IV.29. Schéma de synthèse.

Chapitre V -

Etude du contact EHD en roulement- glissement

Dans un contact EHD en roulement-glissement, le lubrifiant est soumis simultanément à des contraintes de pression et de cisaillement importantes. Dans le cadre de notre travail, il est donc nécessaire d'étudier quelle peut être l'influence du cisaillement sur la fréquence des modes de vibration du lubrifiant mesurée par spectrométrie Raman.

Dans une première partie, nous examinons d'une part si le cisaillement du lubrifiant est susceptible de perturber les mesures de pression, d'autre part si il est possible de mesurer la contrainte de cisaillement par spectrométrie Raman à partir de son influence sur la fréquence de vibration.

La partie suivante est consacrée à l'étude expérimentale du contact EHD en roulement-glissement. Après avoir évalué la contribution du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré par spectrométrie Raman, nous étudions l'évolution du champ de pression dans le contact en fonction du taux de glissement, pour différentes conditions d'essais (vitesse, charge et température du lubrifiant).

Des mesures complémentaires par interférométrie optique en lumière blanche sont réalisées afin de déterminer les épaisseurs de film et d'examiner si les modifications du champ d'épaisseur sous l'effet du glissement sont en accord avec celles obtenues pour le champ de pression.

Les deux dernières parties sont consacrées à la discussion et à l'interprétation des résultats. Nous comparons d'abord nos mesures à d'autres études expérimentales, puis nous examinons l'influence des effets thermiques dans le convergent et dans le contact sur la forme des champs de pression et d'épaisseur.

Enfin, deux hypothèses sont émises pour expliquer le fait que la contribution du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré soit négligeable.

V.1 Etude préalable : influence du cisaillement sur la fréquence des modes de vibration.....	161
V.1.1- Hypothèse de départ	161
V.1.2- Influence du cisaillement sur la mesure de pression	162
V.1.3- Mesure de la contrainte de cisaillement dans le contact	164
V.1.4- Conclusion.....	165
V.2 Etude expérimentale du contact EHD en roulement-glissement	166
V.2.1- Etude par spectrométrie Raman	166
V.2.2- Etude complémentaire par interférométrie optique.....	172
V.2.3- Conclusion.....	177

V.3 Interprétation des modifications des champs de pression et d'épaisseur sous l'effet du glissement	179
V.3.1- Comparaison avec d'autres études expérimentales.....	179
V.3.2- Explications proposées	182
V.3.3- Influence des effets thermiques sur la forme des champs de pression et d'épaisseur ..	183
V.3.4- Conclusion.....	189
V.4 Hypothèses expliquant la contribution négligeable du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré.....	191
V.4.1- Hypothèse d'une force d'élongation trop faible	191
V.4.2- Hypothèse d'un cisaillement non uniforme	192
V.4.3- Conclusion.....	193
V.5 Conclusion.....	195

V.1 Etude préalable : influence du cisaillement sur la fréquence des modes de vibration

L'effet de la pression sur la fréquence des modes de vibration est connu depuis longtemps et a été déterminé expérimentalement dans les cellules hautes pressions pour un grand nombre de matériaux solides, liquides ou gazeux [SHE82], [FER84]. Dans la plupart des cas étudiés, la fréquence de vibration augmente de façon linéaire avec la pression, dans une large gamme de pression pouvant atteindre plusieurs dizaines de GPa. Ce résultat est couramment utilisé pour mesurer la pression dans les cellules hautes pressions. Il a été utilisé au chapitre précédent pour mesurer la pression dans le contact EHD en roulement pur.

L'effet du cisaillement sur la fréquence des modes de vibration est par contre beaucoup moins connu et, à notre connaissance, aucune étude expérimentale n'a été réalisée dans ce domaine.

Dans un contact EHD en roulement-glissement, le lubrifiant peut être soumis à des contraintes de cisaillement importantes (plusieurs dizaines de MPa) dans la zone de contact. Il est donc nécessaire de savoir si ces contraintes sont susceptibles de modifier les fréquences de vibration du lubrifiant et, par là même, d'influencer les mesures de pression.

Généralement, seule la valeur moyenne de la contrainte de cisaillement est déterminée en mesurant la force de frottement, mais la répartition des contraintes de cisaillement dans le contact n'est pas connue. La détermination des contraintes de cisaillement au niveau local permettrait par exemple de mieux connaître la rhéologie du lubrifiant dans l'interface et d'établir des modèles décrivant de façon plus réaliste son comportement, de progresser dans la compréhension des problèmes thermiques et dans la modélisation du frottement.

Un des objectifs de notre étude est donc d'évaluer s'il est possible de mesurer par spectrométrie Raman les contraintes de cisaillement dans le contact.

Pour répondre à cette question, il nous faut déterminer au préalable quelle est l'influence du cisaillement sur les fréquences de vibration des molécules.

V.1.1-Hypothèse de départ

Différents travaux expérimentaux ont montré que sous l'effet du cisaillement, des ruptures de chaînes moléculaires étaient susceptibles de se produire dans le contact en glissement. La majorité de ces travaux concerne la dégradation des polymères utilisés comme additifs dans les huiles de lubrification [CAS78], [POR85]. De tels effets ont été mis en évidence par West et al. [WEST65] en analysant les huiles après leur passage dans un moteur d'automobile.

Les chercheurs se sont alors attachés à reproduire la scission mécanique des polymères sous cisaillement dans des rhéomètres, des dispositifs spéciaux ou des tribomètres EHD dans lesquels les conditions de sollicitation imposées sont contrôlées [HARR65], [CAS71].

Walker et al. [WAL74], par exemple, ont comparé la viscosité et la distribution de masse moléculaire de différents lubrifiants prélevés à l'entrée et à la sortie d'un contact EHD. Ils ne trouvent pas de changement significatif pour les molécules de faible masse moléculaire (inférieure à 1000), mais obtiennent par contre une diminution de viscosité de près de 70% et une diminution de la masse moléculaire pour les molécules à longues chaînes, témoignant de leur dégradation dans le contact.

Plus récemment, plusieurs auteurs ont réalisé des mesures optiques in situ utilisant la variation de biréfringence du lubrifiant pour suivre les changements de masse moléculaire [KIS92].

Odell et al. [ODE86] ont ainsi étudié le comportement en cisaillement de molécules de polystyrène en solution diluée dans un écoulement à l'intérieur de fentes croisées. Ils montrent que la rupture des molécules est l'étape ultime, précédée par l'élongation des chaînes qui passent d'une configuration dite "en pelote" où les chaînes sont repliées sur elles-mêmes, à une configuration dite "étirée" où les chaînes sont allongées dans la direction de l'écoulement.

Sans aller jusqu'à la rupture des liaisons interatomiques, le cisaillement a donc d'abord pour effet d'orienter l'axe principal des molécules dans la direction de l'écoulement.

Lauer et al. [LAU79, 82] ont ainsi mis en évidence l'alignement partiel des molécules de différents lubrifiants (dont le 5P4E) dans un contact EHD en glissement, en analysant leur émission infrarouge. Cann et al. [CAN91, 92] ont obtenu des résultats similaires par spectroscopie d'absorption infrarouge polarisée.

En nous appuyant sur ces différentes observations expérimentales, nous faisons l'hypothèse que sous l'effet du cisaillement, les molécules de lubrifiant subissent une force d'élongation à leurs extrémités, responsable de leur alignement et, si elle est suffisante, de leur rupture.

En conséquence, l'étude de l'influence du cisaillement sur la fréquence des modes de vibration des molécules peut être abordée par le biais de l'influence d'une force d'élongation sur la fréquence.

V.1.2-Influence du cisaillement sur la mesure de pression

L'application d'une pression hydrostatique à un volume de lubrifiant se traduit à l'échelle moléculaire par une diminution des distances interatomiques, c'est à dire par l'application d'une force de compression aux extrémités des liaisons (Figure V.1b). D'après l'hypothèse précédente, l'application d'une contrainte de cisaillement à un volume de lubrifiant se traduit par l'application d'une force d'élongation sur les liaisons (Figure V.1c).

L'influence d'une force de compression ou d'élongation sur la fréquence de vibration d'une molécule diatomique a été étudiée au chapitre III :

- Une force de compression induit une élévation de la fréquence de vibration $\bar{\nu}'$ des molécules par rapport à leur fréquence au repos $\bar{\nu}$: $\Delta\bar{\nu} = \bar{\nu}' - \bar{\nu} > 0$.

- Une force d'élongation induit au contraire une diminution de fréquence : $\Delta\bar{\nu} < 0$, c'est à dire un déplacement des raies Raman dans le sens opposé à celui induit par la pression.

Nous avons montré que la diminution de fréquence est d'abord linéaire pour les forces peu élevées (inférieures au nN), puis de plus en plus importante jusqu'à rupture de la liaison interatomique (force de rupture de l'ordre de 7 nN pour une liaison covalente carbone-carbone) (cf. § III.1.2-(2), Figure III.8).

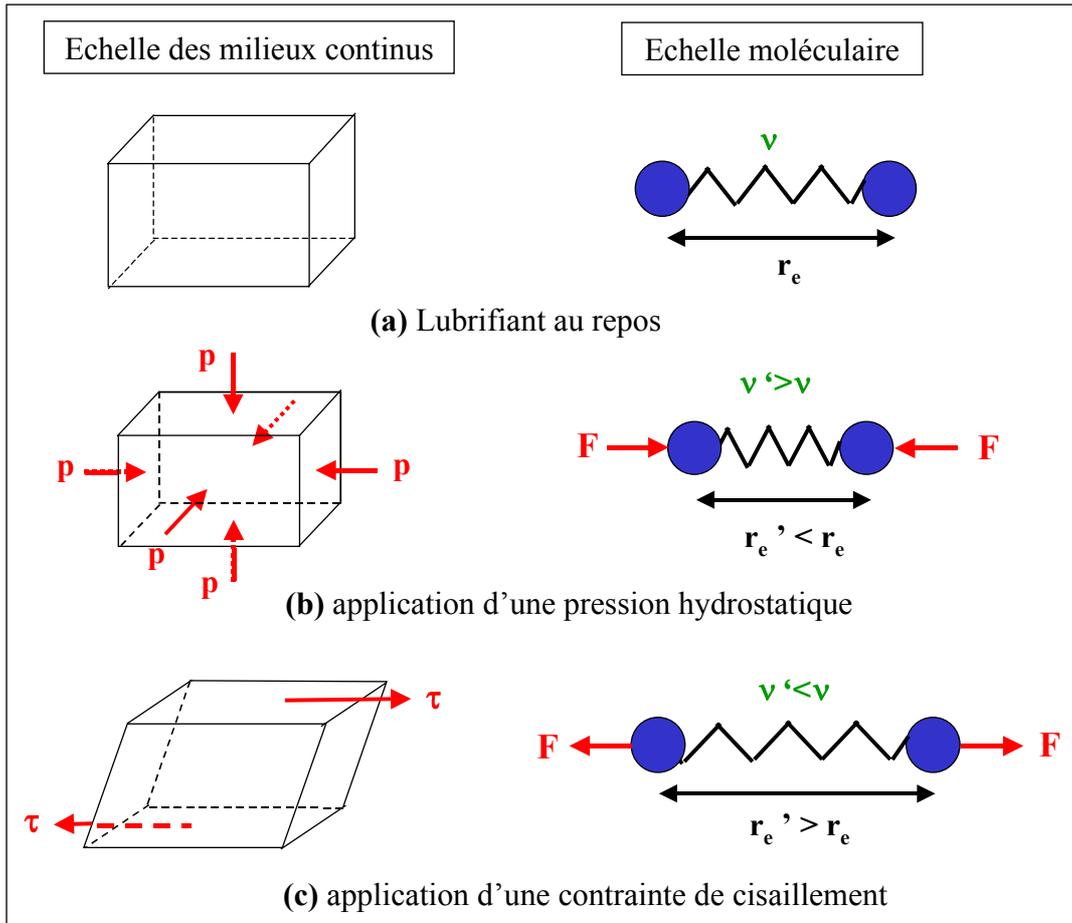


Figure V.1. Influence à l'échelle moléculaire de l'application d'une contrainte mécanique à un volume de lubrifiant.

Dans ce qui suit, nous noterons $\Delta \bar{\nu}$ le déplacement en fréquence des raies Raman du lubrifiant mesuré par spectrométrie Raman, $\Delta \bar{\nu}_p$ la contribution due à la pression, $\Delta \bar{\nu}_\tau$ la contribution due au cisaillement et Λ le taux de glissement dans le contact.

Dans le contact EHD en roulement pur ($\Lambda=0$), seule la pression contribue au déplacement en fréquence mesuré :

$$\Delta \bar{\nu}_\tau(\Lambda=0) = 0, \text{ d'où : } \Delta \bar{\nu}(\Lambda=0) = \Delta \bar{\nu}_p(\Lambda=0) = Kp > 0$$

où K est la sensibilité du mode de vibration étudié à la pression.

Dans le contact en roulement-glissement ($\Lambda \neq 0$), les molécules de lubrifiant sont soumises simultanément à des contraintes de pression et de cisaillement. Le déplacement en fréquence mesuré est alors la résultante de l'augmentation de fréquence due à la pression, et de la diminution de fréquence due au cisaillement :

$$\Delta \bar{\nu}(\Lambda) = \Delta \bar{\nu}_p(\Lambda) + \Delta \bar{\nu}_\tau(\Lambda)$$

avec $\Delta \bar{\nu}_p(\Lambda) = Kp > 0$ et $\Delta \bar{\nu}_\tau(\Lambda) < 0$.

Si le déplacement en fréquence dû au cisaillement est du même ordre de grandeur que celui dû à la pression, la mesure de pression s'en trouve perturbée. La difficulté consiste alors à dissocier les effets respectifs du cisaillement et de la pression.

Pour évaluer la diminution de fréquence due au cisaillement dans le contact en roulement-glissement et savoir si elle est comparable à l'augmentation de fréquence due à la pression (de

l'ordre de $3.3 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ pour le 5P4E), il nous faudrait connaître l'ordre de grandeur des forces d'élongation agissant sur les molécules de lubrifiant dans l'interface. Le comportement du lubrifiant dans le contact en glissement étant mal connu, il est très difficile d'estimer la valeur de ces forces.

V.1.3-Mesure de la contrainte de cisaillement dans le contact

En théorie, la diminution de fréquence induite par cisaillement pourrait être utilisée pour déterminer les contraintes de cisaillement dans le contact en roulement-glissement.

En pratique, cette mesure nécessite que plusieurs conditions soient satisfaites.

✕ Tout d'abord, il faut que la diminution de fréquence due au cisaillement soit suffisamment élevée pour être mesurée par spectrométrie Raman, c'est à dire qu'elle soit supérieure à la résolution en fréquence, estimée à 0.1 cm^{-1} dans les conditions de notre étude (cf. § III.3.1).

✕ Ensuite, il faut pouvoir dissocier la contribution $\Delta \bar{\nu}_\tau$ due au cisaillement de la contribution $\Delta \bar{\nu}_p$ due à la pression dans le déplacement en fréquence total mesuré $\Delta \bar{\nu}$.

Dans l'hypothèse où le champ de pression ne serait pas modifié par l'introduction de glissement dans le contact, une approche consisterait à comparer les mesures en roulement-glissement à celles réalisées en roulement pur. Le déplacement en fréquence dû à la pression étant alors le même en roulement pur et en roulement-glissement ($\Delta \bar{\nu}_p(\Lambda) = \Delta \bar{\nu}_p(\Lambda=0)$), la contribution du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré pourrait être déterminée simplement en faisant la différence entre les profils obtenus en roulement-glissement et ceux obtenus en roulement pur :

$$\Delta \bar{\nu}_\tau(\Lambda) = \Delta \bar{\nu}(\Lambda) - \Delta \bar{\nu}(\Lambda=0)$$

✕ Enfin, la mesure de la contrainte de cisaillement implique de connaître la relation $\Delta \bar{\nu}_\tau = f(\tau)$ entre le déplacement en fréquence et la contrainte de cisaillement.

Le déplacement en fréquence des raies Raman en fonction de la pression $\Delta \bar{\nu}_p = f(p)$ est généralement étalonné dans une cellule haute pression hydrostatique. De la même façon, il faudrait mesurer le déplacement en fréquence $\Delta \bar{\nu}_\tau$ en fonction de la contrainte de cisaillement dans une cellule où l'on puisse appliquer au lubrifiant à pression constante des contraintes de cisaillement comparables à celles qui existent dans le contact EHD.

Aucune étude de ce type n'a été faite jusqu'ici. Un rhéomètre équipé d'une fenêtre transparente pour l'analyse Raman pourrait faire office de cellule pour l'étalonnage. Toutefois, les taux de cisaillement atteints dans les rhéomètres les plus performants ne dépassent pas 10^5 s^{-1} , ce qui correspond pour le 5P4E à 50°C ($\eta_0=0.16 \text{ Pa}\cdot\text{s}$) à des contraintes de cisaillement maximales de l'ordre de $2 \cdot 10^4 \text{ Pa}$, très inférieures aux contraintes moyennes atteintes dans le contact (de l'ordre de 30 MPa). Dans ces conditions, les variations de fréquence seraient certainement très faibles et aucun déplacement des raies Raman ne serait détecté. Une alternative pourrait être de réaliser l'étalonnage sous pression (viscosité du lubrifiant plus élevée) sous réserve que des taux de cisaillement suffisants puissent être appliqués dans ces conditions.

V.1.4-Conclusion

L'objectif de cette partie était d'examiner l'influence éventuelle du cisaillement sur les fréquences de vibration du lubrifiant, afin de déterminer d'une part si le cisaillement du lubrifiant dans le contact en roulement-glisement était susceptible de perturber les mesures de pression, et d'autre part si les contraintes de cisaillement pouvaient être mesurées par spectrométrie Raman.

En nous basant sur différentes observations expérimentales, nous avons émis l'hypothèse que dans un contact en glissement, les molécules de lubrifiant subissent sous l'effet du cisaillement une force d'élongation qui tend à les orienter et qui peut, dans certains cas, induire leur rupture.

Nous avons montré qu'une force d'élongation produit l'effet contraire d'une force de compression, à savoir une diminution de la fréquence de vibration des molécules.

Si la diminution de fréquence due au cisaillement est du même ordre de grandeur que l'augmentation de fréquence due à la pression, les deux effets se superposent et la mesure de pression n'est plus possible.

La diminution de fréquence induite par cisaillement pourrait être utilisée pour mesurer par spectrométrie Raman les contraintes de cisaillement dans le contact. Toutefois, la mise en œuvre pratique d'une telle mesure n'est pas directe et implique que différentes conditions soient satisfaites.

Dans le cadre de notre étude, nous chercherons uniquement à déterminer si un déplacement en fréquence $\Delta \bar{\nu}_\tau$ dû au cisaillement est mesuré dans le contact en roulement-glisement, et le cas échéant à étudier de façon qualitative sa répartition dans le contact.

Dans le cas contraire (c'est à dire si $\Delta \bar{\nu}_\tau \ll \Delta \bar{\nu}_p$), nous examinerons l'effet du glissement sur le champ de pression dans le contact.

V.2 Etude expérimentale du contact EHD en roulement-glissement

V.2.1-Etude par spectrométrie Raman

(1) Conditions d'essais

Les essais en roulement-glissement ont été réalisés en suivant une procédure identique aux essais en roulement pur (cf. chapitre IV).

Les vitesses du disque et de la bille sont choisies de façon à imposer différentes vitesses de glissement tout en maintenant une vitesse d'entraînement moyenne constante.

Le taux de glissement Λ est défini de la façon suivante :

$$\Lambda = \frac{2(u_1 - u_2)}{(u_1 + u_2)} \times 100\% = \frac{u_g}{u_e} \times 100\% \quad (1)$$

où u_1 est la vitesse du disque,
 u_2 est la vitesse de la bille,
 $u_e = (u_1 + u_2)/2$ est la vitesse d'entraînement moyenne,
 $u_g = u_1 - u_2$ est la vitesse de glissement.

On a $\Lambda > 0$ lorsque la vitesse du disque est supérieure à celle de la bille, et $\Lambda < 0$ dans le cas contraire. La valeur $\Lambda = \pm 200\%$ correspond au glissement pur.

Dans tous les cas, le disque et la bille tournent dans le même sens : $u_1 \geq 0$ et $u_2 \geq 0$.

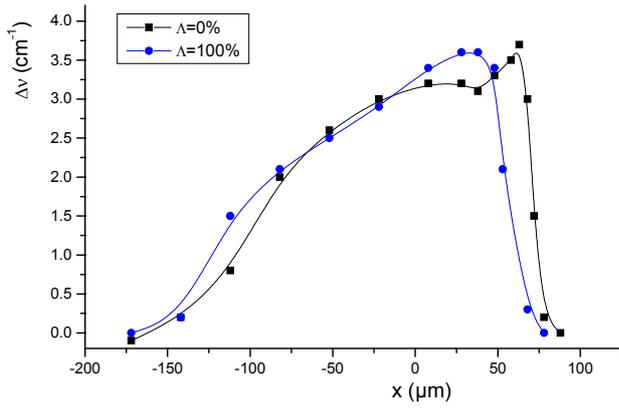
Le 5P4E est étudié à 50°C et à 25°C dans les mêmes conditions de charge et de vitesse d'entraînement qu'en roulement pur (cf. § IV.1.1, Tableau 1). Des taux de glissement compris entre -180% et 180% sont appliqués.

(2) Contribution du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré

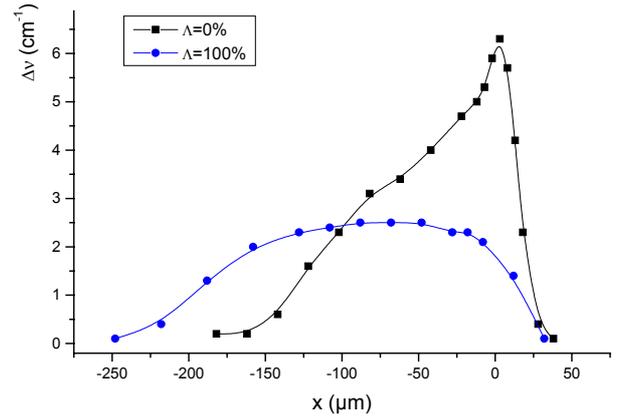
Nous avons discuté dans la partie V.1. du fait que le cisaillement du lubrifiant dans le contact en roulement-glissement était susceptible d'influencer la fréquence de ses modes de vibration. Par conséquent, pour interpréter les résultats obtenus, il est nécessaire d'évaluer les contributions respectives de la pression et du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré par spectrométrie Raman.

La Figure V.2 montre plusieurs profils longitudinaux mesurés en roulement pur ($\Lambda=0\%$) et à fort taux de glissement ($\Lambda=100\%$) pour différentes conditions d'essais (température, charge et vitesse d'entraînement). Le déplacement en fréquence $\Delta \bar{\nu}$ mesuré est représenté en fonction de la position x dans le contact.

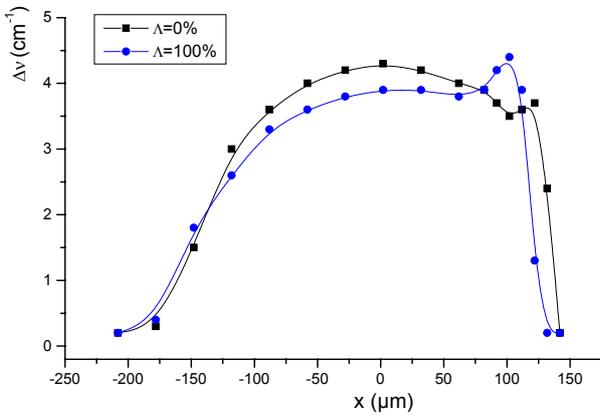
Des différences significatives sont observées entre les profils mesurés en roulement pur et en roulement-glissement. Ces différences peuvent être dues à l'influence du cisaillement sur la fréquence de vibration du lubrifiant (le champ de pression obtenu en roulement pur n'étant pas modifié), à des changements du champ de pression dans le contact sous l'effet du glissement (la contribution du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré étant négligeable), ou à la combinaison de ces deux effets.



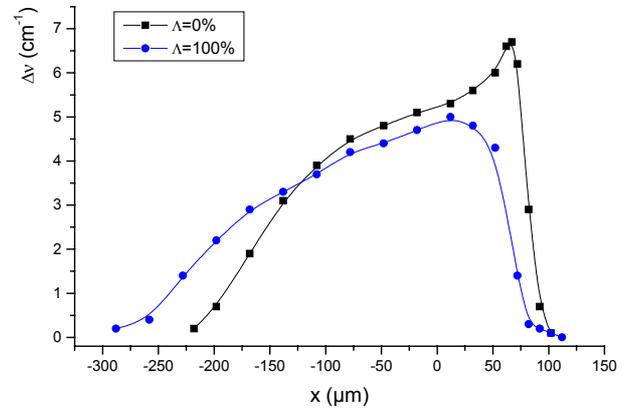
(a) $T=50^{\circ}\text{C}$, $w=17\text{ N}$, $u_e=0.62\text{ m/s}$
($M=18$, $L=22$)



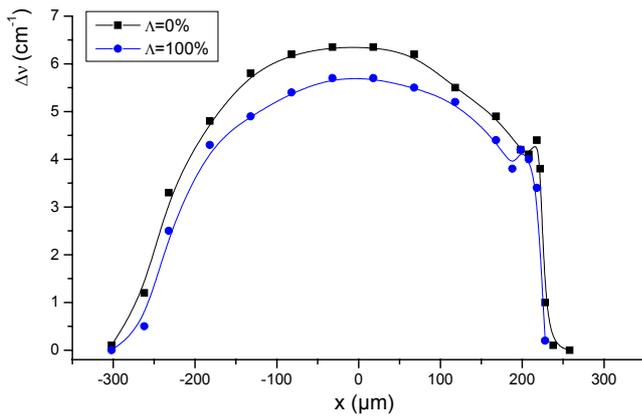
(b) $T=25^{\circ}\text{C}$, $w=15\text{ N}$, $u_e=0.2\text{ m/s}$
($M=6$, $L=52$)



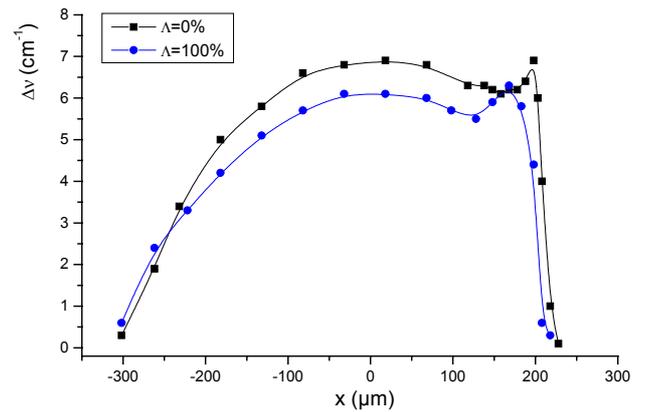
(c) $T=50^{\circ}\text{C}$, $w=53\text{ N}$, $u_e=0.62\text{ m/s}$
($M=57$, $L=22$)



(d) $T=25^{\circ}\text{C}$, $w=53\text{ N}$, $u_e=0.2\text{ m/s}$
($M=19$, $L=52$)



(e) $T=50^{\circ}\text{C}$, $w=237\text{ N}$, $u_e=0.62\text{ m/s}$
($M=254$, $L=22$)



(f) $T=25^{\circ}\text{C}$, $w=237\text{ N}$, $u_e=0.2\text{ m/s}$
($M=86$, $L=52$)

Figure V.2. Comparaison entre les profils mesurés en roulement pur ($\Lambda=0\%$) et en roulement-glissement ($\Lambda=100\%$) pour le 5P4E dans différentes conditions d'essais.

Une analyse rapide des résultats présentés sur la Figure V.2 montre que l'hypothèse selon laquelle le champ de pression en roulement-glisement ne serait pas modifié par rapport au champ de pression en roulement pur n'est pas valide. En effet, les différences observées seraient alors dues uniquement à l'influence du cisaillement sur les fréquences de vibration mesurées, qui doit se traduire par une diminution de fréquence ($\Delta \bar{v}_\tau(\Lambda) < 0$). On constate que les profils obtenus en roulement-glisement ne sont pas systématiquement en dessous des profils obtenus en roulement pur sur toute l'étendue du contact. Les profils mesurés dans les conditions $T=25^\circ\text{C}$, $w=15\text{ N}$ et $u_e=0.2\text{ m/s}$ (Figure V.2b) mettent par exemple en évidence une zone située à l'avant du contact dans laquelle le décalage de fréquence mesuré vaut plus de 2 cm^{-1} à $\Lambda=100\%$, alors qu'il est nul en roulement pur ($\Lambda=0\%$).

Il apparaît donc clairement que le champ de pression est modifié par l'introduction de glissement dans le contact. L'utilisation des profils obtenus en roulement pur pour déterminer directement la contribution du cisaillement n'est donc pas possible.

Nous avons donc utilisé une autre méthode pour évaluer la contribution du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré. Dans les conditions où les différences observées entre les profils mesurés en roulement pur et en roulement-glisement sont les plus importantes ($T=25^\circ\text{C}$, $w=15\text{ N}$, $u_e=0.2\text{ m/s}$, Figure V.2b), nous avons réalisé deux cartographies complètes du contact : une en roulement pur (Figure V.3a), et une à un taux de glissement de 100% (Figure V.3b). La même échelle est conservée sur les deux figures afin de faciliter la comparaison.

En roulement pur, seule la pression contribue au déplacement en fréquence mesuré $\Delta \bar{v}$. La pression est déterminée à partir de la relation :

$$p = \frac{\Delta \bar{v}}{K}$$

avec $K=3.3\text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$ pour le mode à 1001 cm^{-1} du 5P4E.

L'intégration de la distribution sur la totalité du contact permet alors de retrouver la charge appliquée :

$$w = \iint p(x, y) dx dy = \frac{1}{K} \iint \Delta \bar{v}(x, y) dx dy$$

Pour la distribution mesurée en roulement pur, on trouve : $w=14.5\text{ N}$.

En intégrant de la même façon la distribution de déplacement en fréquence mesurée en roulement-glisement, on obtient : $w=15.2\text{ N}$.

Dans les deux cas, on retrouve ainsi la valeur de la charge avec une erreur inférieure à 4%.

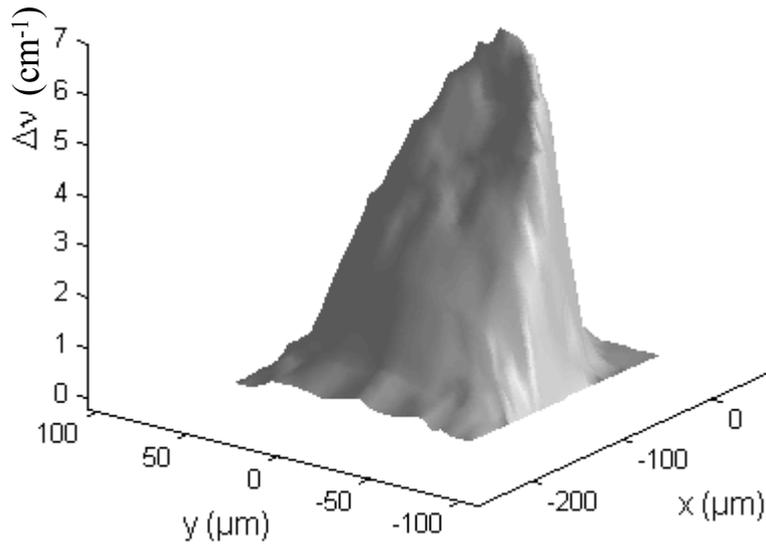
Le cisaillement a pour effet de diminuer la fréquence de vibration : $\Delta \bar{v}_\tau < 0$. Par conséquent, si on mesurait en plus de la pression une contribution significative due au cisaillement, l'intégration de la distribution obtenue en roulement-glisement conduirait à une charge inférieure à la charge réelle.

On en conclue que le déplacement en fréquence mesuré est dû au seul effet de la pression, la contribution de la contrainte de cisaillement étant négligeable : $\Delta \bar{v}_\tau \ll \Delta \bar{v}_p$.

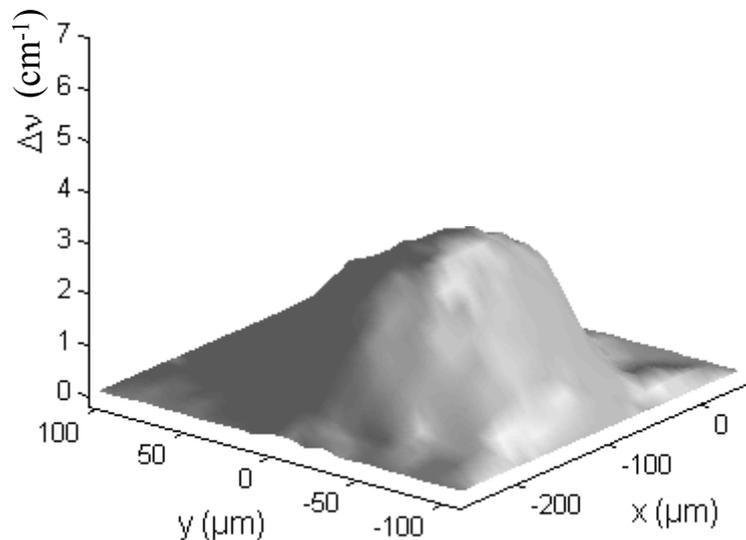
Ce résultat peut avoir différentes interprétations. Il sera discuté ultérieurement (cf. § V.4).

Les différences entre les profils mesurés en roulement pur et en roulement-glisement sont donc attribuées à des changements du champ de pression sous l'effet du glissement.

Dans l'exemple de la Figure V.3, la conservation de la charge est assurée par le fait qu'en roulement-glisement, la pression est répartie sur une zone beaucoup plus grande qu'en roulement pur.



(a) Roulement pur : $\Lambda=0\%$



(b) Roulement glissement : $\Lambda=100\%$

Figure V.3. Cartographies réalisées par spectrométrie Raman pour le 5P4E à 25°C, $w=15$ N, $u_e=0.2$ m/s ($M=6$, $L=52$).

(3) Evolution des profils de pression en fonction du taux de glissement : influence des conditions d'essais

Les profils de pression mesurés à différents taux de glissement compris entre 0% et 180% sont représentés sur les Figures V.4 et V.5 pour le 5P4E à 50°C et à 25°C, respectivement.

Les profils évoluent de façon significative avec le taux de glissement et ce, sur toute la gamme de taux de glissement étudiée.

Bien que les effets observés soient différents et plus ou moins importants suivant les conditions d'essais, plusieurs tendances peuvent être dégagées :

- Lorsque le taux de glissement augmente, l'intensité du pic de pression reste constante ou augmente légèrement à faible taux de glissement, puis diminue à plus fort taux de glissement. Cette évolution s'accompagne d'un élargissement du pic. Dans certains cas, le pic

en diminuant d'intensité et en s'élargissant se fond dans le reste du profil (Figure V.4b) et disparaît ainsi progressivement (Figure V.5 a, b et c).

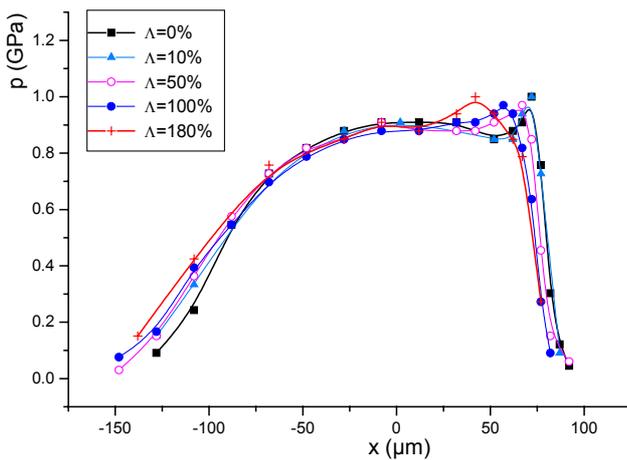
Le taux de glissement à partir duquel l'intensité du pic diminue diffère selon les conditions. A 50°C et à faible vitesse d'entraînement ($u_e=0.3$ m/s, Figure V.4a), aucune diminution n'est observée jusqu'à $\Lambda=180\%$. A vitesse plus élevée ($u_e=0.62$ m/s, Figure V.4 b, c et d), l'intensité du pic diminue à partir de $\Lambda=50\%$ après avoir augmenté entre 0 et 50%. A 25°C, la transition se fait plus tôt, dès $\Lambda=5-10\%$ (Figure V.5).

- Lorsque le taux de glissement augmente, le pic de pression se déplace vers l'intérieur du contact. Dans certaines conditions, l'effet s'inverse pour les forts taux de glissement : le pic se stabilise à une certaine position puis retourne vers la sortie du contact. Ce phénomène n'est observé que lorsque la vitesse d'entraînement est suffisamment élevée ($u_e=0.62$ m/s à 50°C, et $u_e=0.2$ m/s à 25°C). La transition se produit autour de $\Lambda=100\%$ à charge modérée (Figure V.4 b et c, Figure V.5 b et c), et dès $\Lambda=50\%$ à forte charge (Figure V.4d et Figure V.5d). A 25°C et à faible charge, l'ensemble de la zone de pression se déplace vers l'entrée puis vers la sortie du contact lorsque le taux de glissement augmente (Figure V.5 b et c).

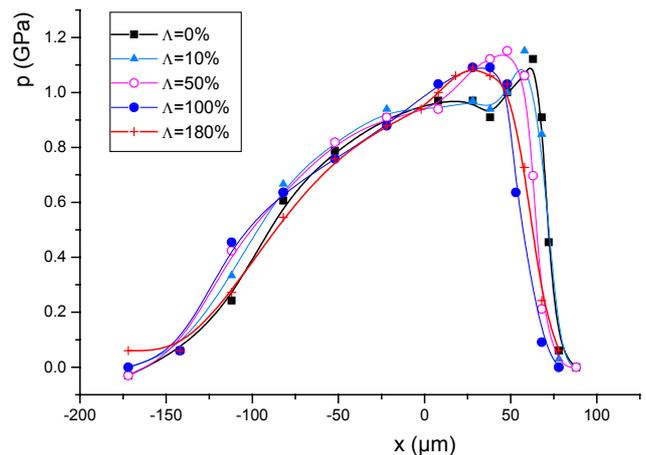
- Dans toutes les conditions sauf pour les cas les plus faiblement chargés à 50°C (Figure V.4 a et b), la pression au centre du contact diminue lorsque le taux de glissement augmente.

Ainsi, pour un même taux de glissement, les profils de pression semblent à un stade d'autant plus avancé de leur évolution que la vitesse d'entraînement, la charge et la viscosité du lubrifiant sont élevées.

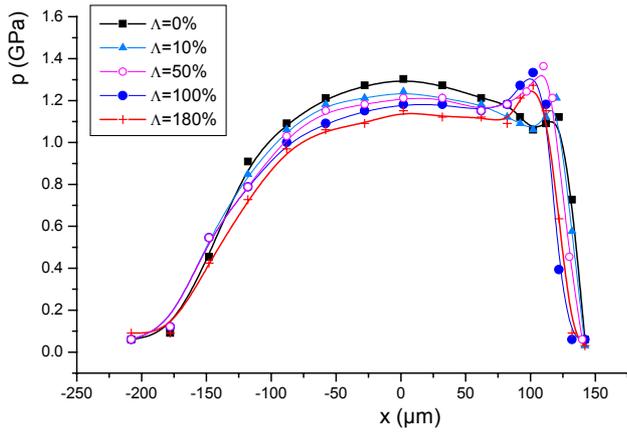
Les changements les plus spectaculaires sont observés dans les conditions de la Figure V.5b correspondant aux cartographies présentées Figure V.2. C'est le cas pour lequel l'épaisseur de film dans le contact est la plus élevée (forte viscosité, vitesse importante et faible charge). La distribution de pression en roulement pur est proche d'une distribution hydrodynamique. En présence de glissement la pression chute, la génération de pression commence plus tôt dans le convergent et la charge est répartie sur une zone beaucoup plus large qu'en roulement pur.



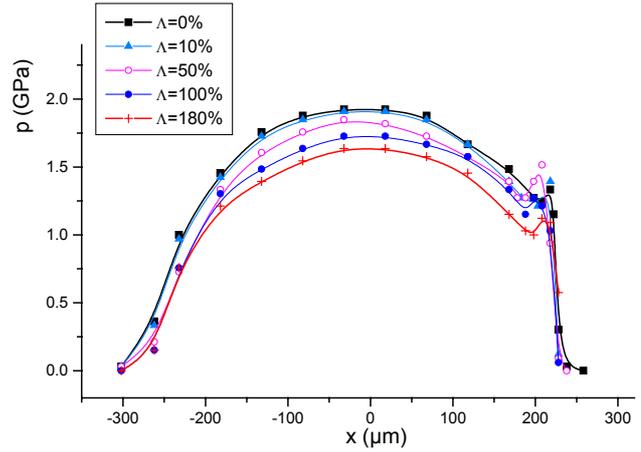
(a) $w=17$ N, $u_e=0.3$ m/s
($M=31$, $L=19$)



(b) $w=17$ N, $u_e=0.62$ m/s
($M=18$, $L=22$)

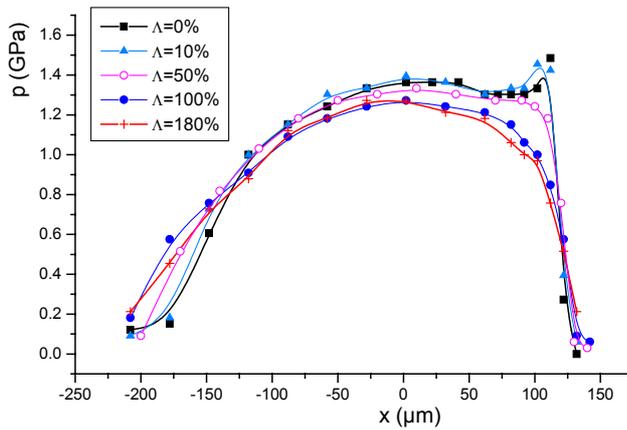


(c) $w=53 \text{ N}$, $u_e=0.62 \text{ m/s}$
($M=57$, $L=22$)

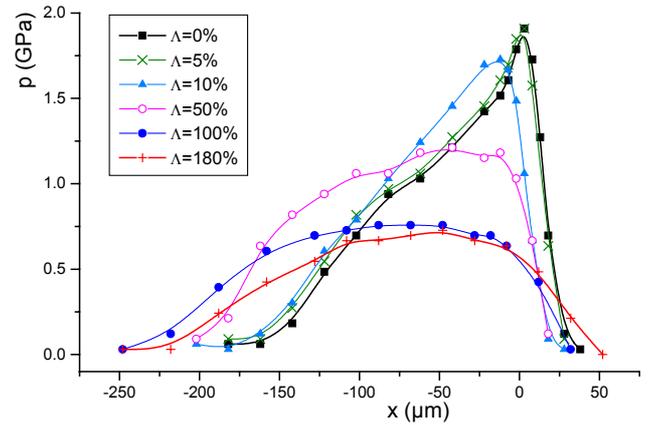


(d) $w=237 \text{ N}$, $u_e=0.62 \text{ m/s}$
($M=254$, $L=22$)

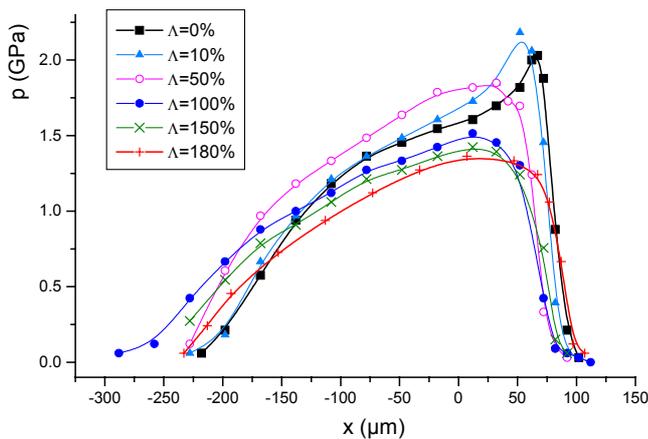
Figure V.4. Evolution des profils de pression en fonction du taux de glissement pour le 5P4E à 50°C dans différentes conditions d'essais.



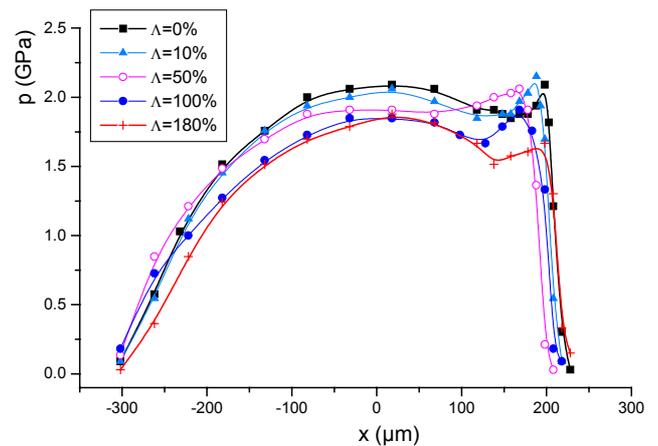
(a) $w=53 \text{ N}$, $u_e=0.05 \text{ m/s}$
($M=54$, $L=37$)



(b) $w=15 \text{ N}$, $u_e=0.2 \text{ m/s}$
($M=6$, $L=52$)



(c) $w=53 \text{ N}$, $u_e=0.2 \text{ m/s}$
($M=19$, $L=52$)



(d) $w=237 \text{ N}$, $u_e=0.2 \text{ m/s}$
($M=86$, $L=52$)

Figure V.5. Evolution des profils de pression en fonction du taux de glissement pour le 5P4E à 25°C dans différentes conditions d'essais.

(4) Comparaison $\Lambda > 0$ et $\Lambda < 0$

Les résultats précédents ont été obtenus pour des taux de glissement $\Lambda > 0$, c'est à dire en accélérant le disque et en ralentissant la bille. Il est intéressant d'étudier si les mêmes effets sont observés pour $\Lambda < 0$, en accélérant cette fois la bille et en ralentissant le disque.

Les profils de pression mesurés dans les mêmes conditions d'essais mais avec $\Lambda > 0$ et $\Lambda < 0$ sont comparés sur les Figures V.6a ($T=25^\circ\text{C}$, $w=53\text{ N}$, $u_e=0.2\text{ m/s}$) et V.6b ($T=25^\circ\text{C}$, $w=237\text{ N}$, $u_e=0.2\text{ m/s}$) pour différents taux de glissement.

L'évolution générale des profils de pression avec le taux de glissement est la même pour $\Lambda > 0$ et $\Lambda < 0$ et suit les tendances décrites au paragraphe précédent.

A faible taux de glissement ($\Lambda=\pm 10\%$ et $\Lambda=\pm 50\%$), les profils obtenus sont quasiment confondus. Des différences apparaissent pour les taux de glissement plus élevés

A 53 N , le profil de pression mesuré à $\Lambda=-100\%$ est plus décalé vers la sortie du contact que le profil mesuré à $\Lambda=100\%$ (Figure V.6a). Cette différence s'accroît entre les profils mesurés à $\Lambda=-180\%$ et $\Lambda=180\%$.

A 237 N , le pic de pression dont l'intensité diminue lorsque le taux de glissement augmente a quasiment disparu pour $\Lambda=-180\%$, alors qu'il est encore présent pour $\Lambda=180\%$ (Figure V.6b).

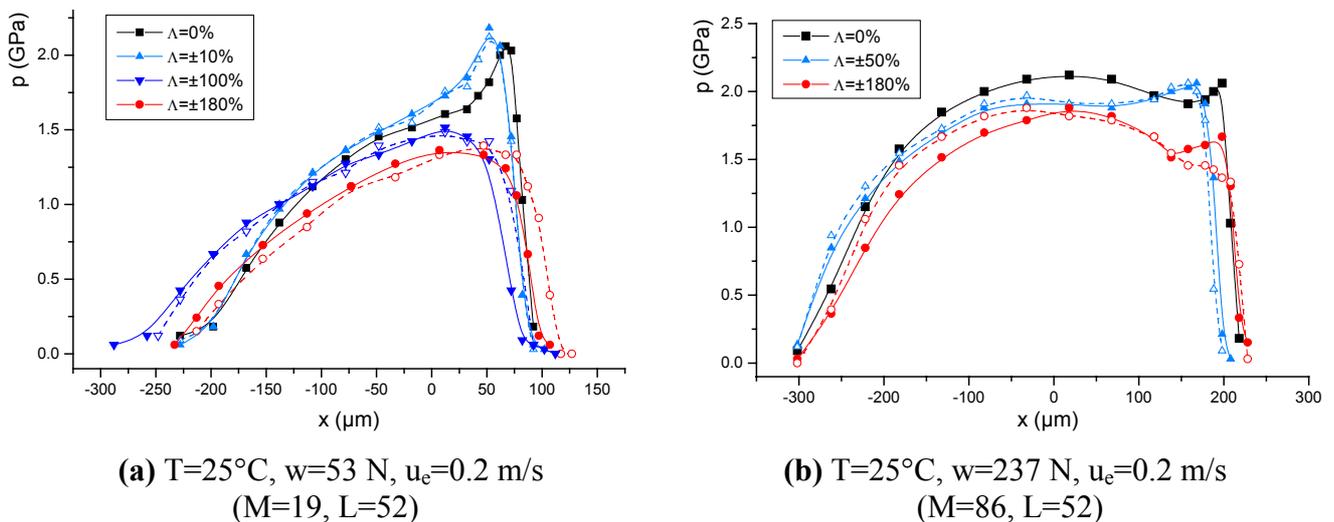


Figure V.6. Evolution des profils de pression en fonction du taux de glissement pour $\Lambda > 0$ (traits pleins) et $\Lambda < 0$ (pointillés).

V.2.2-Etude complémentaire par interférométrie optique

Lors de l'acquisition des spectres Raman dans le contact en roulement-glisement, nous avons constaté une diminution de l'intensité des raies Raman par rapport à leur intensité en roulement pur. Cette diminution laisse présager une diminution de l'épaisseur de film dans le contact. Afin de confirmer ces observations, des mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique en lumière blanche ont été réalisées.

Notre intention est d'examiner comment évolue la forme du champ d'épaisseur sous l'effet du glissement, afin de comparer les éventuels changements à ceux obtenus pour le champ de pression.

La connaissance des épaisseurs de film dans le contact en roulement-glisement est également nécessaire pour estimer le taux de cisaillement moyen en fonction des conditions d'essais.

Comme au chapitre précédent (cf. § IV.2.1), les mesures d'épaisseur n'ont pu être faites qu'à 50°C, les épaisseurs à 25°C étant trop élevées.

(1) Evolution des épaisseurs centrales et minimales de film en fonction du taux de glissement

La Figure V.7a représente l'évolution des épaisseurs centrale et minimale de film en fonction du taux de glissement, pour différentes conditions d'essais. Afin de faciliter les comparaisons, les épaisseurs ont été normalisées par rapport aux épaisseurs mesurées en roulement pur (Figure V.7b).

Dans toutes les conditions étudiées, les épaisseurs de film diminuent lorsque le taux de glissement augmente, et ce de façon plus importante pour $\Lambda < 0$ que pour $\Lambda > 0$. L'épaisseur minimale varie plus que l'épaisseur au centre.

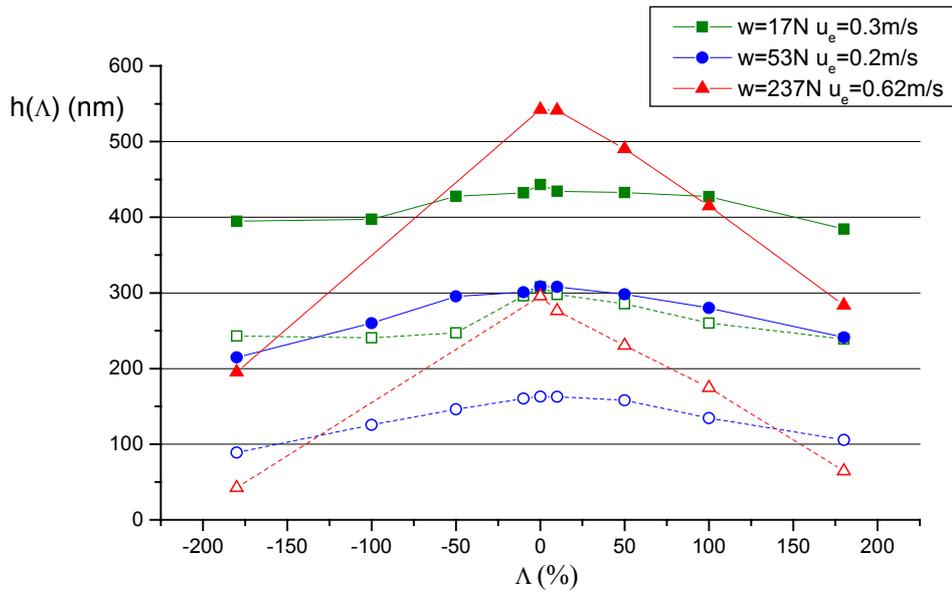
La diminution d'épaisseur et la dissymétrie sont d'autant plus fortes que la charge et la vitesse d'entraînement sont élevées.

A faible charge ($w=17$ N) et à faible vitesse ($u_e=0.3$ m/s), l'épaisseur au centre reste quasiment constante pour $-50\% < \Lambda < 50\%$, alors que l'épaisseur minimale commence à diminuer dès $\Lambda=-10\%$. A fort taux de glissement ($\Lambda=\pm 180\%$), h_c diminue de 12% par rapport à sa valeur en roulement pur et h_{min} de 22%.

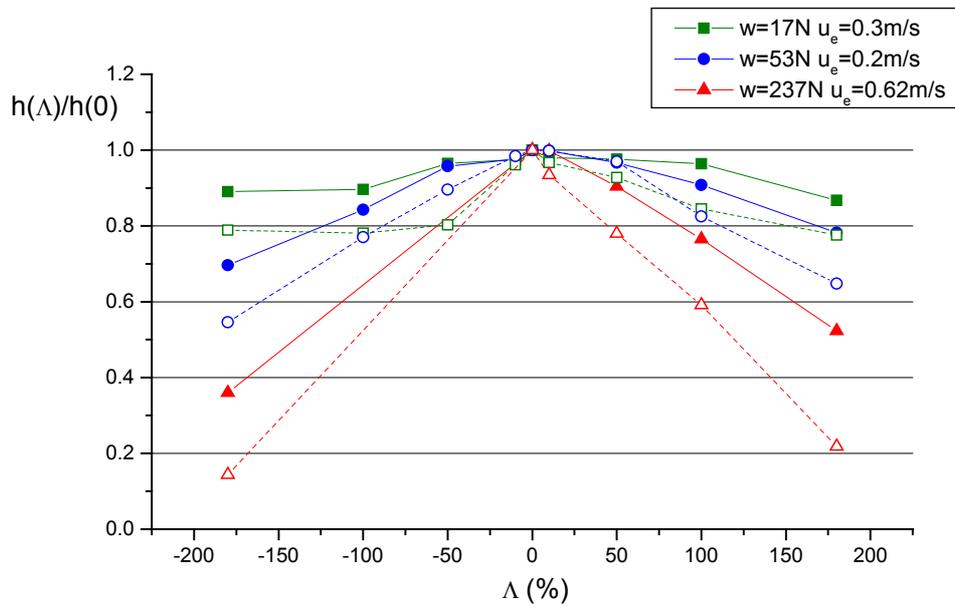
De la même façon dans les conditions : $w=53$ N, $u_e=0.2$ m/s, l'épaisseur au centre varie peu jusqu'à $\Lambda=\pm 50\%$. Par contre, lorsque le taux de glissement augmente, la diminution d'épaisseur est beaucoup plus importante qu'à 17 N bien que la vitesse d'entraînement soit plus faible. Pour $\Lambda=180\%$, h_c diminue de 22% par rapport à sa valeur en roulement pur et h_{min} de 35%. Pour $\Lambda=-180\%$, h_c diminue de 30% et h_{min} de 45%.

Les diminutions d'épaisseurs les plus importantes sont obtenues pour une charge et une vitesse élevées ($w=237$ N, $u_e=0.62$ m/s). Dans ces conditions, l'épaisseur chute dès les faibles taux de glissement. Pour $\Lambda=180\%$, h_c diminue de 48% et h_{min} de 78%. Pour $\Lambda=-180\%$, h_c diminue de 64% et h_{min} de 86%.

En roulement pur, l'épaisseur de film dépend essentiellement de la vitesse d'entraînement, la charge n'ayant que peu d'influence. Les résultats obtenus montrent que ce n'est plus vrai en présence de glissement. Ainsi, en roulement pur, l'épaisseur au centre pour $w=237$ N et $u_e=0.62$ m/s est beaucoup plus élevée que l'épaisseur pour $w=53$ N et $u_e=0.2$ m/s du fait de la plus forte vitesse d'entraînement (Figure V.7a). Pour $\Lambda=-180\%$, l'épaisseur mesurée à forte charge ($w=237$ N et $u_e=0.62$ m/s) est inférieure à l'épaisseur mesurée à $w=53$ N et $u_e=0.2$ m/s.



(a) Epaisseurs mesurées en roulement–glissement $h(\Lambda)$.



(b) Epaisseurs normalisées par rapport aux épaisseurs mesurées en roulement pur $h(0)$.

Figure V.7. Evolution des épaisseurs centrales (traits pleins) et minimales (pointillés) en fonction du taux de glissement Λ .

Le taux de cisaillement moyen dans le contact $\dot{\gamma}_m$ est calculé pour un taux de glissement Λ donné, à partir de la relation :

$$\dot{\gamma}_m = \frac{|u_g|}{h_c(\Lambda)} = \frac{|\Lambda| u_e}{100 h_c(\Lambda)}$$

où u_e est la vitesse d'entraînement,
 u_g est la vitesse de glissement,
 $h_c(\Lambda)$ est l'épaisseur au centre pour un taux de glissement Λ .

Quelques valeurs sont données dans le Tableau V.1. Les taux de cisaillement les plus élevés sont atteints à forte charge et à forte vitesse où les diminutions d'épaisseurs sont les plus importantes. Pour $w=237$ N et $u_e=0.62$ m/s, $\gamma_m \approx 6.10^6$ s⁻¹ à $\Lambda=-180\%$.

	$\Lambda=\pm 10\%$	$\Lambda=\pm 100\%$	$\Lambda=\pm 180\%$
$w=17$ N $u_e=0.3$ m/s	$6.9.10^4$ s ⁻¹	$7-7.5.10^5$ s ⁻¹	$1.4.10^6$ s ⁻¹
$w=53$ N $u_e=0.2$ m/s	$6.5.10^4$ s ⁻¹	$7.1-7.7.10^5$ s ⁻¹	$1.5-1.7.10^6$ s ⁻¹
$w=237$ N $u_e=0.62$ m/s	$1.1.10^5$ s ⁻¹	$1.5.10^6$ s ⁻¹	$3.9-5.7.10^6$ s ⁻¹

Tableau V.1. Taux de cisaillement moyen dans le contact pour différentes conditions d'essais.

(2) Influence du glissement sur la forme du champ d'épaisseur

Les interférogrammes du contact enregistrés en roulement pur et en roulement-glissement présentent des différences significatives et montrent que le glissement influence non seulement les épaisseurs centrale et minimale de film, ce qui se traduit par un changement de couleurs sur les interférogrammes, mais également la forme de la zone de constriction (Figure V.8 et annexe 6).

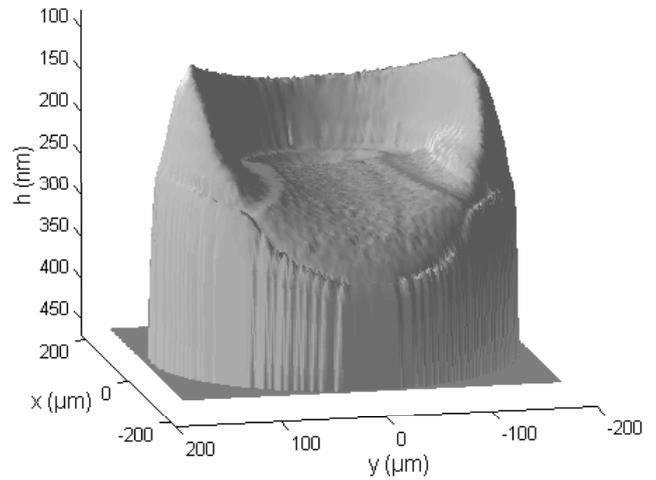
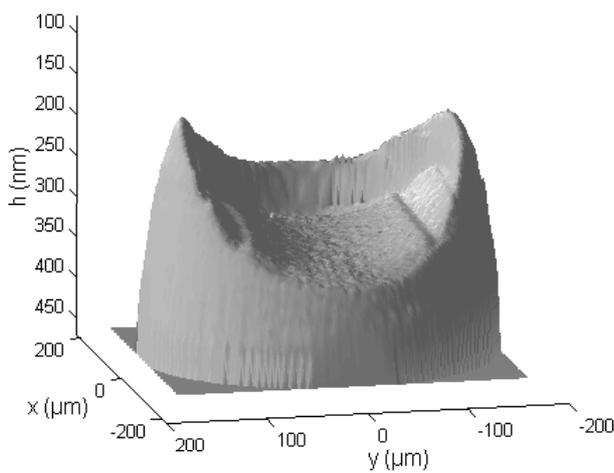
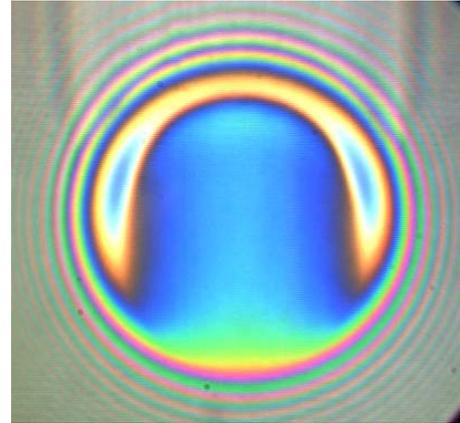
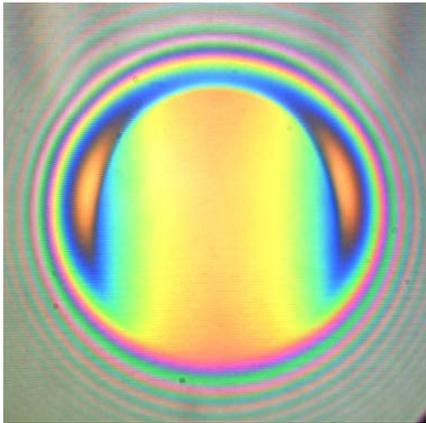
Dans le contact en roulement pur, les épaisseurs minimales se situent généralement dans les lobes latéraux de la zone de constriction, l'épaisseur située à la sortie du contact sur le profil longitudinal étant supérieure à l'épaisseur dans les lobes. Lorsque le taux de glissement augmente, l'épaisseur en sortie du contact diminue d'avantage que l'épaisseur dans les lobes latéraux, si bien qu'à fort taux de glissement ($\Lambda=180\%$) l'épaisseur est pratiquement la même dans toute une partie de la zone de constriction (Figure V.8 et Figure V.9).

Cet effet apparaît de façon plus marquée sur les interférogrammes enregistrés à forte vitesse ($u_e=0.62$ m/s, cf. annexe 6) ou à 25°C, c'est à dire dans les conditions où les épaisseurs de film sont les plus élevées et où les changements du champ de pression sont les plus importants. Le traitement des interférogrammes n'a pu être réalisé dans ces conditions mais on peut supposer que les modifications du champ d'épaisseur sont alors plus accentuées que dans les exemples présentés ici pour des vitesses d'entraînement plus faibles ($u_e=0.2-0.3$ m/s).

Les profils longitudinaux d'épaisseur représentés Figure V.9 montrent que sous l'effet du glissement, le bourrelet situé à la sortie du contact en roulement pur se déplace vers l'intérieur du contact, s'élargit et que sa hauteur augmente. Ce résultat est en accord avec les mesures de pression par spectrométrie Raman qui donnent un pic de pression plus large et décalé vers l'intérieur du contact (§ V.2.1-(3)).

Les profils d'épaisseur mesurés pour $\Lambda=\pm 180\%$ sont comparés Figure V.10. Dans les deux cas étudiés, le bourrelet du profil correspondant à $\Lambda=-180\%$ est d'avantage décalé vers la sortie du contact que celui correspondant à $\Lambda=180\%$. Là encore, la tendance est la même que pour les profils de pression (§ V.2.1-(4), Figure V.6). Cela n'a rien de surprenant puisque les champs de pression et d'épaisseur de film évoluent conjointement en fonction des conditions d'essais et sont directement reliés par l'intermédiaire de la déformation élastique des solides (cf. chapitre IV).

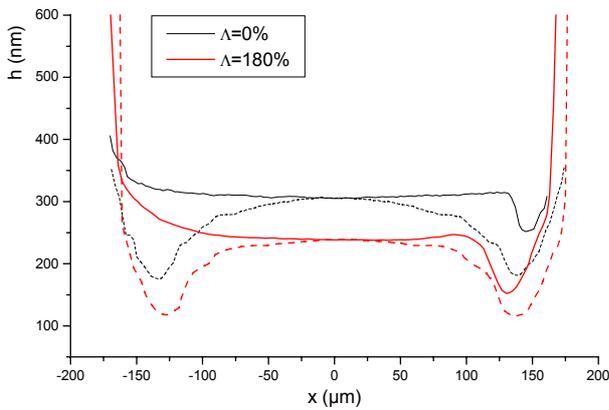
Le bon accord entre l'évolution des champs de pression et d'épaisseur sous l'effet du glissement confirme donc que les différences observées entre les profils mesurés par spectrométrie Raman en roulement pur et en roulement-glissement sont dues essentiellement à des changements du champ de pression (§ V.2.1-(2)).



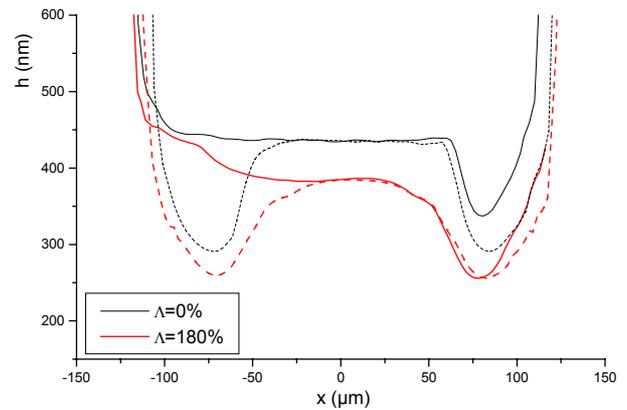
(a) $\Lambda=0\%$

(b) $\Lambda=180\%$

Figure V.8. Interférogrammes et cartographies d'épaisseur correspondantes en roulement pur et à fort taux de glissement pour $w=53$ N et $u_e=0.2$ m/s ($M=132$, $L=17$).



(a) $w=53$ N $u_e=0.2$ m/s



(b) $w=17$ N $u_e=0.3$ m/s

Figure V.9. Comparaison des profils longitudinaux (traits pleins) et transversaux (pointillés) d'épaisseur en roulement pur ($\Lambda=0\%$) et à fort taux de glissement ($\Lambda=180\%$).

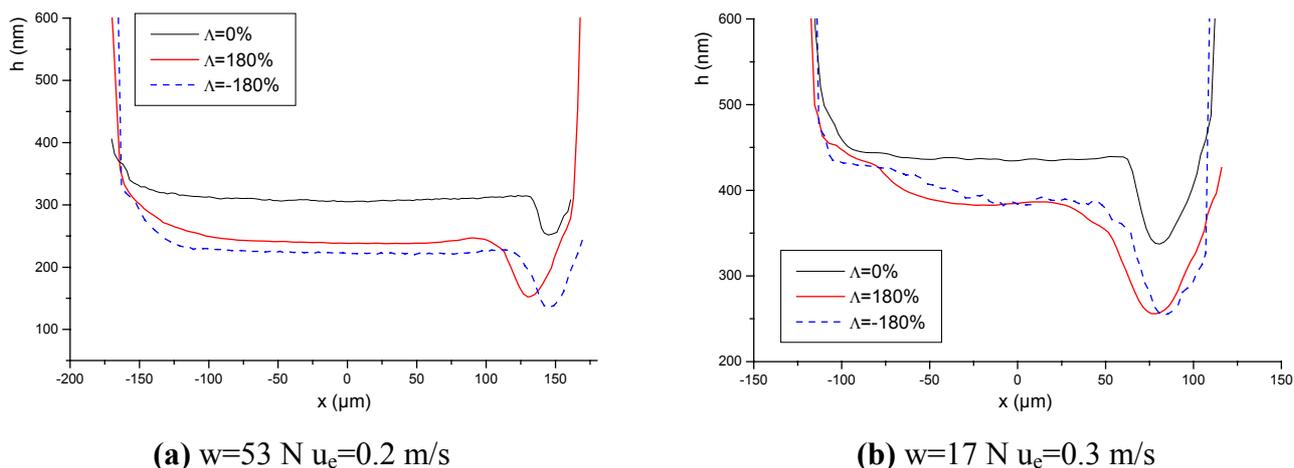


Figure V.10. Comparaison des profils longitudinaux d'épaisseur obtenus pour $\Lambda > 0$ et $\Lambda < 0$.

V.2.3-Conclusion

En intégrant la distribution de déplacement en fréquence obtenue en roulement-glisement et en retrouvant la charge appliquée, nous avons montré que le déplacement en fréquence mesuré par spectrométrie Raman était dû uniquement à l'effet de la pression, la contribution du cisaillement étant négligeable.

Nous avons alors étudié l'influence du taux de glissement sur les profils de pression mesurés dans différentes conditions d'essais (charge, vitesse et température du 5P4E).

Par ailleurs, les épaisseurs de film à 50°C ont été mesurées par interférométrie optique en lumière blanche.

Les résultats obtenus montrent que l'introduction de glissement dans le contact induit des changements importants des champs de pression et d'épaisseur, en particulier au niveau du pic de pression et de la zone de constriction.

Lorsque le taux de glissement augmente :

- l'intensité du pic de pression augmente puis diminue, le pic pouvant disparaître complètement à fort taux de glissement,
- le pic de pression et le bourrelet situés à la sortie du contact s'élargissent et se déplacent vers l'intérieur du contact,
- dans certains cas (vitesse ou viscosité élevées), l'effet s'inverse à fort taux de glissement et le pic de pression retourne vers la sortie du contact,
- la pression au centre du contact diminue, sauf à faible vitesse et faible charge,
- l'épaisseur centrale et l'épaisseur minimale de film diminuent dans des proportions différentes,
- l'épaisseur en sortie du contact diminue plus rapidement que l'épaisseur minimale dans les lobes latéraux, si bien qu'à fort taux de glissement l'épaisseur devient quasiment uniforme dans toute une partie de la zone de constriction.

Les changements observés sont d'autant plus importants que la vitesse d'entraînement et la charge sont élevées.

Aux forts taux de glissement, les pressions et les épaisseurs mesurées présentent une forte dissymétrie selon le signe du taux de glissement $|\Lambda|$: les épaisseurs de film sont plus faibles, et le pic de pression et le bourrelet sont d'avantage décalés vers la sortie du contact lorsque $\Lambda < 0$, c'est à dire lorsque la bille tourne plus vite que le disque.

Les mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique nous ont ainsi permis de confirmer les tendances observées par spectrométrie Raman.

Les résultats obtenus dans cette partie amènent deux questions :

A quels phénomènes attribuer les changements des champs de pression et d'épaisseur sous l'effet du glissement ?

Comment expliquer que l'effet du cisaillement sur la fréquence de vibration du 5P4E n'ait pas pu être mesuré par spectrométrie Raman ?

Les parties suivantes sont destinées à apporter des éléments de réponse à ces questions.

V.3 Interprétation des modifications des champs de pression et d'épaisseur sous l'effet du glissement

V.3.1-Comparaison avec d'autres études expérimentales

Plusieurs auteurs ont étudié expérimentalement l'influence du glissement sur l'épaisseur de film dans un contact EHD. Quelques uns des résultats obtenus sont présentés sur les Figures V.11, V.12 et V.13.

Par contre, à notre connaissance, aucun article reportant des mesures de pression dans un contact en roulement–glissement n'a été publié à ce jour.

Jolkin et Larsson [JOL99] ont proposé des profils de pression calculés à partir des profils d'épaisseur mesurés (Figure V.13b).

Dans les différents exemples présentés ici, la définition du taux de glissement est la même que celle que nous avons utilisée (relation 1). Les épaisseurs de film sont mesurées par interférométrie optique dans le contact entre un disque en verre et une bille en acier.

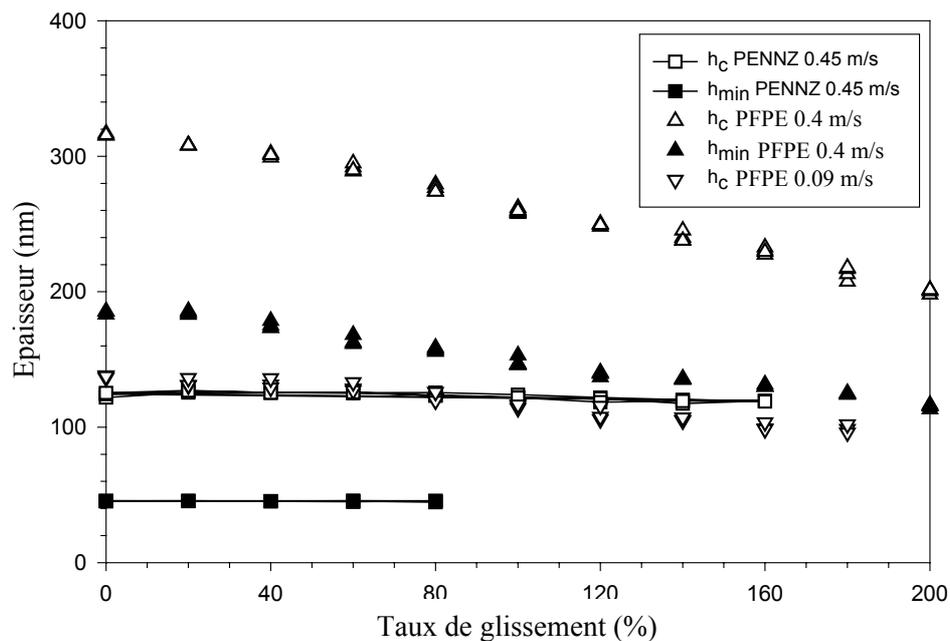
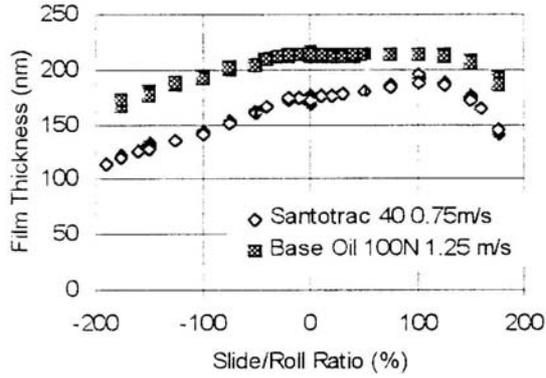
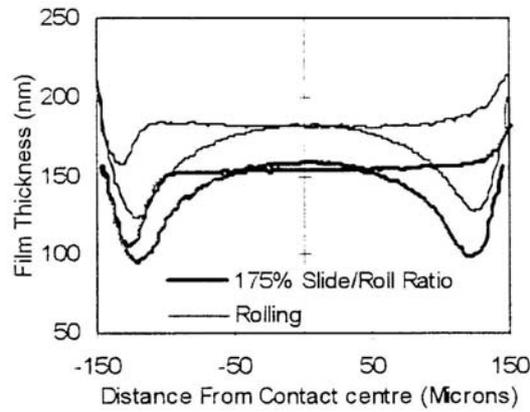


Figure V.11. Evolution de l'épaisseur au centre et de l'épaisseur minimale en fonction du taux de glissement pour deux lubrifiants différents à 60°C, d'après Marchetti [MARC00].

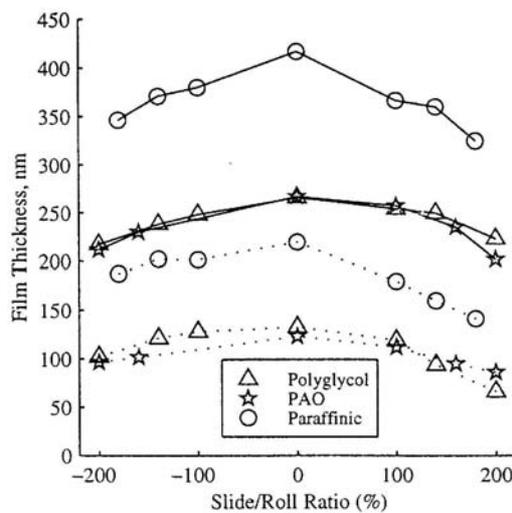


(a) Evolution de l'épaisseur au centre en fonction du taux de glissement pour deux lubrifiants différents ($T=30^{\circ}\text{C}$, $p_0=0.5\text{ GPa}$).

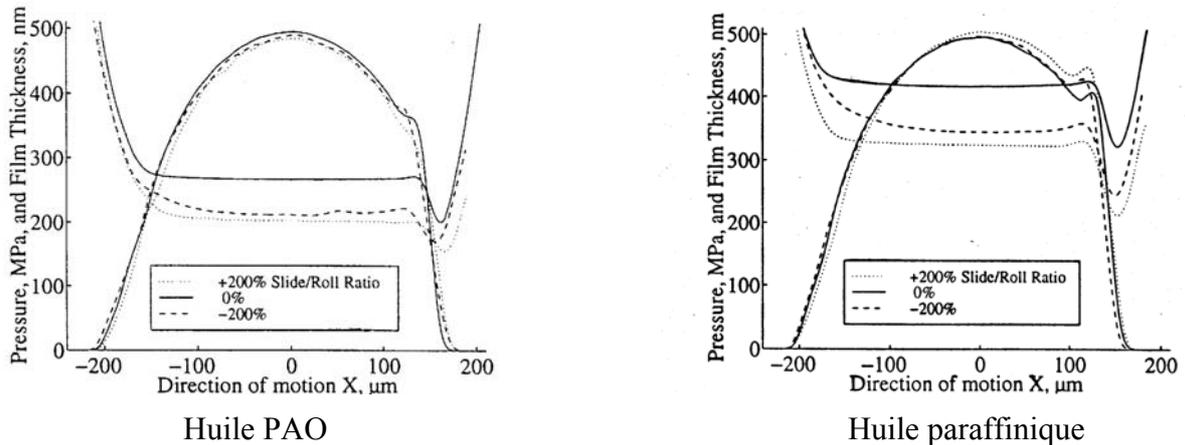


(b) Effet du glissement sur les profils d'épaisseurs longitudinaux et transversaux pour une huile minérale ($T=30^{\circ}\text{C}$, $u_e=1\text{ m/s}$, $p_0=0.5\text{ GPa}$).

Figure V.12. Influence du glissement sur l'épaisseur de film, d'après Smeeth et Spikes [SME96].



(a) Evolution de l'épaisseur au centre et de l'épaisseur minimale en fonction du taux de glissement pour différents lubrifiants.



(b) Effet du glissement sur les profils d'épaisseurs mesurés et sur les profils de pression calculés pour deux lubrifiants différents.

Figure V.13. Influence du glissement sur l'épaisseur de film et sur la pression, d'après Jolkin et Larsson [JOL99] ($T=30^{\circ}\text{C}$, $u_e=0.17$ m/s, $p_0=0.5$ GPa).

(1) Evolution de h_c et h_{\min} en fonction de Λ

Marchetti [MARC00] étudie deux lubrifiants : un cyclopentane ramifié (PENNZ) pour lequel l'épaisseur de film demeure quasi-constante jusqu'au plus fort taux de glissement étudié ($\Lambda=160\%$), et un perfluoropolyalkyléther linéaire (PFPE) pour lequel il mesure une diminution d'épaisseur de l'ordre de 35% à $\Lambda=200\%$ (Figure V.11).

Smeeth et Spikes [SME96] mesurent l'épaisseur centrale de film en fonction du taux de glissement pour deux huiles différentes (Figure V.12a). Dans les deux cas, ils trouvent une diminution d'épaisseur pour les taux de glissement élevés, avec une forte dissymétrie selon que $\Lambda < 0$ ou $\Lambda > 0$. L'épaisseur diminue de façon plus importante et pour un taux de glissement plus faible lorsque la bille tourne plus vite que le disque ($\Lambda < 0$). Par exemple pour l'huile Santotrac, h_c diminue de 17% environ à $\Lambda=180\%$ et de 30% à $\Lambda=-180\%$.

Ce résultat est en accord avec nos mesures sur le 5P4E (§ V.2.2-(1)).

Jolkin et Larsson obtiennent au contraire une diminution d'épaisseur plus importante lorsque le disque tourne plus vite que la bille ($\Lambda > 0$) (Figure V.13a).

(2) Influence du glissement sur les profils d'épaisseur

L'influence du glissement sur les profils d'épaisseurs donnés par Smeeth et al. (Figure V.12b) et par Jolkin et al. (Figure V.13b) est en accord avec nos résultats (§ V.2.2-(2), Figure V.9) : en présence de glissement, le bourrelet correspondant à la zone de constriction s'élargit et se déplace vers l'intérieur du contact.

Les épaisseurs centrales et minimales de film varient dans des proportions différentes. L'épaisseur située à la sortie du contact sur le profil longitudinal diminue d'avantage que l'épaisseur minimale dans les lobes latéraux, si bien qu'à fort taux de glissement l'épaisseur est quasiment égale en sortie du contact et dans les lobes (Figure V.12b).

Nous avons également montré que dans les conditions de fort glissement, le bourrelet retourne vers la sortie du contact (Figure V.10). En supposant que le glissement est maximal lorsque la diminution d'épaisseur est la plus forte, soit pour $\Lambda=200\%$ dans le cas de l'huile PAO étudiée par Jolkin et al. (Figure V.13b), on observe le même effet : le bourrelet correspondant au profil mesuré à $\Lambda=200\%$ est situé plus en sortie du contact que le bourrelet correspondant à $\Lambda=-200\%$. Cet effet est moins marqué dans le cas de l'huile paraffinique.

(3) Influence du glissement sur les profils de pression

L'étude de Jolkin et al. est réalisée à faible charge ($p_0=0.5$ GPa) et à faible vitesse d'entraînement ($u_e=0.17$ m/s pour des lubrifiants de viscosité $\eta_0 \approx 0.2-0.3$ Pa.s), c'est à dire dans des conditions où les effets du glissement sont faibles. Les profils de pression calculés sont proches des profils de Hertz avec un pic de pression peu intense (Figure V.13b), et il est difficile de les comparer à ceux que nous avons mesurés par spectrométrie Raman (§ V.2.1-(3)). Dans le contact en glissement, le pic de pression est décalé vers l'intérieur du contact par rapport au roulement pur, et son intensité augmente. Dans le cas de l'huile PAO, l'intensité diminue lorsque le glissement est maximal, soit pour $\Lambda=200\%$. Ces résultats sont globalement en accord avec nos mesures.

V.3.2-Explications proposées

L'épaisseur de film dans le contact étant déterminée par les propriétés du lubrifiant dans le convergent, la diminution d'épaisseur observée en présence de glissement est généralement attribuée à une diminution de la viscosité du lubrifiant dans le convergent. Cette diminution peut avoir deux origines principales : un comportement non newtonien du lubrifiant, ou une élévation de sa température.

Marchetti attribue la diminution d'épaisseur qu'il mesure pour le PFPE à une chute de viscosité due au comportement non newtonien de ce lubrifiant aux forts taux de cisaillement. Ce comportement avait déjà été détecté en roulement pur, l'épaisseur au centre évoluant en fonction de la vitesse d'entraînement avec une pente de 0.59, inférieure à la pente de 0.67 correspondant à un comportement newtonien classique.

Dans le cas du 5P4E, les mesures d'épaisseur de film réalisées dans le contact en roulement pur ont montré un comportement newtonien, avec une pente de 0.68 (cf. chapitre IV).

Le comportement non newtonien du PFPE est lié à sa structure moléculaire constituée de longues chaînes (masse moléculaire comprise entre 4000 et 40000) généralement enroulées sur elles-mêmes lorsqu'elles sont au repos, et qui tendent à se dérouler sous l'effet du cisaillement, induisant ainsi une diminution de viscosité.

Les molécules de 5P4E sont beaucoup plus courtes (masse moléculaire 446) et donc a priori moins propices à ce type de comportement. Toutefois, il n'est pas exclu que des effets non newtoniens se manifestent aux forts taux de glissement où les taux de cisaillement sont très élevés (supérieurs à 10^6 s⁻¹).

Smeeth et Spikes privilégient plutôt l'hypothèse d'effets thermiques pour expliquer les diminutions d'épaisseurs mesurées en présence de glissement.

Nous avons montré dans le chapitre précédent que des effets thermiques apparaissent dans le convergent du contact en roulement pur pour les fortes vitesses d'entraînement. A fortiori, des effets thermiques d'autant plus importants doivent se produire dans le contact en roulement-glissement où le lubrifiant est soumis à des contraintes de cisaillement élevées non seulement dans le convergent, mais aussi dans la zone haute pression. La viscosité du 5P4E étant très sensible à la température (coefficient de thermoviscosité $\beta \approx 13000$ K à 25°C et $\beta \approx 8500$ K à 50°C, alors que $\beta \approx 2500$ K pour le PFPE à 60°C), les échauffements locaux peuvent avoir des conséquences importantes sur les épaisseurs de film et les pressions dans le contact.

C'est pourquoi, sans exclure pour autant l'éventualité d'effets non newtoniens aux forts taux de glissement, nous privilégions plutôt l'hypothèse d'effets thermiques qui semble la plus probable. Voyons si ces effets permettent d'expliquer les changements des champs de pression et d'épaisseur obtenus expérimentalement.

V.3.3-Influence des effets thermiques sur la forme des champs de pression et d'épaisseur

(1) Effets thermiques dans le convergent

Si l'on suppose que la diminution d'épaisseur de film dans le contact est due à une élévation de température du lubrifiant dans le convergent, entraînant une diminution de sa viscosité, il est possible d'évaluer la viscosité correspondant aux épaisseurs mesurées et d'en déduire l'élévation de température associée.

En considérant dans chaque cas les épaisseurs mesurées aux plus forts taux de glissement ($\Lambda=\pm 180\%$), on trouve une élévation de température de 3°C environ pour $w=17\text{ N}$ $u_e=0.3\text{ m/s}$, de 5°C à 8°C pour $w=53\text{ N}$ $u_e=0.2\text{ m/s}$ et de 16°C à 25°C pour $w=237\text{ N}$ $u_e=0.62\text{ m/s}$.

a- Calcul du coefficient de réduction thermique

Le coefficient de réduction thermique Φ_T permet d'évaluer l'importance des effets thermiques dus au cisaillement du lubrifiant dans le convergent. Le calcul pour différentes conditions d'essais à 50°C montre qu'en présence de glissement, la valeur de Φ_T diminue par rapport à sa valeur en roulement pur (Tableau V.2). Ainsi, même à faible vitesse d'entraînement ($u_e=0.3\text{ m/s}$) où les effets thermiques sont négligeables en roulement pur ($\Phi_T=0.99$), des échauffements sont susceptibles de se produire à fort taux de glissement ($\Phi_T=0.95$) et d'induire une diminution d'épaisseur dans le contact.

Pour une valeur de $\Phi_T=0.88$ obtenue en roulement pur pour une vitesse d'entraînement de 2 m/s , nous avons estimé une élévation de température de 10°C environ dans le convergent (cf. § IV.4.4-(2)). Pour une même valeur de Φ_T obtenue ici pour $w=237\text{ N}$ et $u_e=0.62\text{ m/s}$ à $\Lambda=\pm 180\%$, l'élévation de température correspondant à la diminution d'épaisseur mesurée est de 16°C à 25°C . La diminution d'épaisseur prédite par le coefficient de réduction thermique est donc inférieure à la diminution mesurée.

De plus, la valeur de Φ_T dépend essentiellement de la vitesse d'entraînement et du taux de glissement, la charge ayant une influence négligeable. Ainsi, la diminution d'épaisseur prédite pour le cas $w=53\text{ N}$ $u_e=0.2\text{ m/s}$ ($\Phi_T=0.97$) est inférieure à celle prédite pour le cas $w=17\text{ N}$ $u_e=0.3\text{ m/s}$ ($\Phi_T=0.95$), pour lequel la charge est plus faible mais la vitesse d'entraînement plus élevée. Ce résultat est en désaccord avec nos observations expérimentales qui donnent au contraire une diminution d'épaisseur plus importante à 53 N (diminution de 22 à 30% par rapport au roulement pur) qu'à 17 N (12%).

	w=17 N $u_e=0.3\text{ m/s}$		w=53 N $u_e=0.2\text{ m/s}$		w=237 N $u_e=0.62\text{ m/s}$	
Λ	0%	$\pm 180\%$	0%	$\pm 180\%$	0%	$\pm 180\%$
Φ_T	0.99	0.95	0.99	0.97	0.96	0.88

Tableau V.2. Calcul du coefficient de réduction thermique Φ_T en roulement pur et à fort taux de glissement pour différentes conditions d'essais à 50°C .

Ces résultats montrent que si l'introduction de glissement favorise les effets thermiques dans le convergent, en particulier pour les fortes vitesses d'entraînement, l'élévation de température due au cisaillement du lubrifiant dans le convergent ne suffit pas à expliquer les diminutions d'épaisseurs mesurées.

Un autre mécanisme peut être à l'origine d'une élévation de température supplémentaire. La chaleur générée par le cisaillement du lubrifiant dans la zone haute pression du contact est transmise aux solides par conduction ou par convection et entraîne leur échauffement. Cette chaleur peut induire de façon indirecte une élévation de la température du lubrifiant dans le convergent.

b- Influence d'une élévation de température du lubrifiant dans le convergent sur les profils de pression et d'épaisseur

La Figure V.14 montre à travers un exemple l'effet d'une élévation de la température du lubrifiant dans le convergent sur la forme des profils de pression et d'épaisseur (profils calculés pour le 5P4E à 50°C et 60°C, représentés sous forme normalisée).

Lorsque la température du lubrifiant dans le convergent augmente, la pression et l'épaisseur de film dans le contact diminuent, mais les changements au niveau du pic de pression et de la zone de constriction sont différents de ceux obtenus dans nos mesures en roulement-glissement : le pic de pression et le bourrelet se déplacent vers la sortie du contact, deviennent plus étroits et leur amplitude diminue. Nos mesures montrent au contraire un déplacement vers l'intérieur du contact et un élargissement du pic de pression et de la zone de constriction (Figures V.4, V.5, V.10). Seul le retour du pic de pression vers la sortie du contact observé à fort taux de glissement pour les vitesses d'entraînement élevées peut être attribué à l'échauffement du lubrifiant dans le convergent.

Il apparaît donc que les changements des champs de pression et d'épaisseur en roulement-glissement ne peuvent être expliqués uniquement par une élévation de la température du lubrifiant dans le convergent. L'influence des effets thermiques sur les propriétés et le comportement du lubrifiant dans le contact doit donc être considérée.

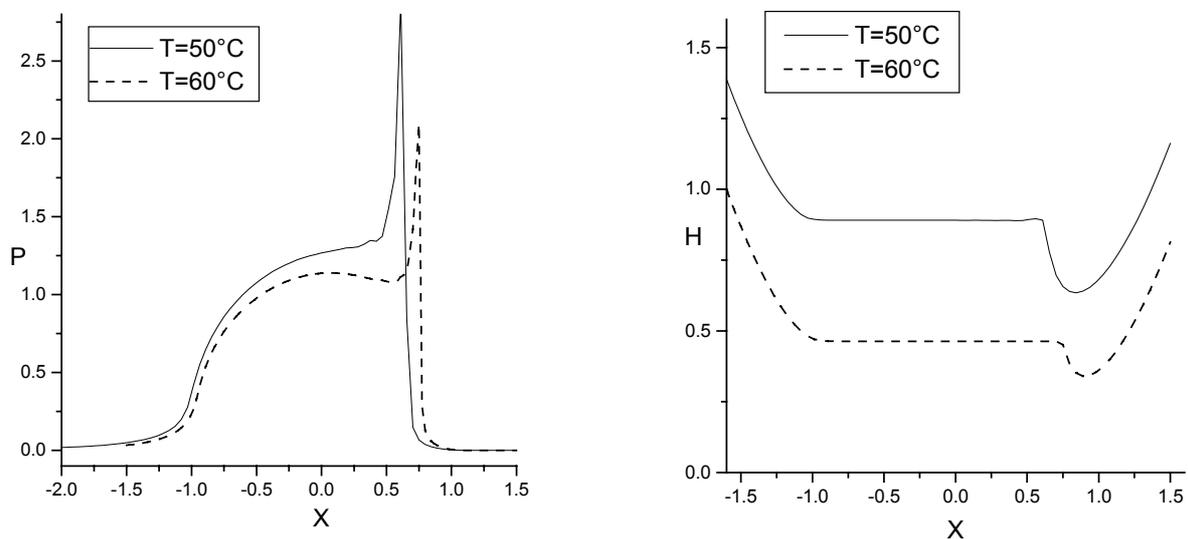


Figure V.14. Effet d'une augmentation de température du lubrifiant dans le convergent sur les profils de pression et d'épaisseur (T=50°C, M=23, L=30. T=60°C, M=39, L=22).

(2) Effets thermiques dans le contact

a- Chaleur générée dans le contact

La puissance thermique moyenne générée dans le contact en roulement–glissement du fait du cisaillement du lubrifiant est donnée par :

$$q = F_T u_g = \mu w u_g = \mu w \Lambda u_e / 100 \quad (2)$$

où F_T est la force de frottement,
 w est la charge appliquée,
 μ est le coefficient de frottement ($\mu = F_T / w$),
 u_g est la vitesse de glissement,
 u_e est la vitesse d'entraînement,
 Λ est le taux de glissement.

Les mesures de forces de frottement dans le contact indiquent que $\mu \approx 0.07$ pour le 5P4E [DAL92].

L'expression (2) montre que la chaleur générée dans le contact en roulement-glissement augmente avec la vitesse d'entraînement, le taux de glissement et la charge.

Une partie de la chaleur générée dans le film est transmise au disque et à la bille par conduction. Du fait de la faible conductivité thermique du lubrifiant, une partie importante de la chaleur est dissipée dans le film, induisant une augmentation de la température du lubrifiant et par conséquent un changement de ses propriétés physiques et rhéologiques. L'écoulement du lubrifiant dans le contact et la forme des champs de pression et d'épaisseur peuvent s'en trouver modifiés.

b- Solutions numériques du problème thermo-élastohydrodynamique

Plusieurs auteurs ont proposé des solutions numériques complètes du problème thermo-élastohydrodynamique (TEHD) prenant en compte les effets thermiques dans le contact [CHE65b], [DOWS65], [ZHU84], [SAD90], [BLA87], [KHO94], [PIC96].

En plus de l'équation de Reynolds et de l'équation géométrique du film, la résolution du problème inclue l'équation de l'énergie qui décrit le transfert de chaleur du lubrifiant vers les deux solides et permet de déterminer la distribution de température et de vitesse dans le film (cf. chapitre II, § II.2.4-(1)). En outre, les lois de comportement du lubrifiant sont complétées de façon à intégrer non seulement l'effet de la pression, mais aussi celui de la température, sur la viscosité et la masse volumique du lubrifiant.

Les méthodes de résolution des équations varient selon les auteurs. La plupart des études concernent les contacts linéaires et peu d'auteurs ont traité le cas des contacts ponctuels.

Quelques uns des résultats obtenus sont présentés sur les Figures V.15 et V.16. Les calculs ont été réalisés dans des conditions différentes de nos conditions expérimentales. L'idée ici n'est donc pas de faire de comparaison quantitative avec nos mesures, mais uniquement d'examiner de façon qualitative l'influence des effets thermiques sur la forme des champs de pression et d'épaisseur.

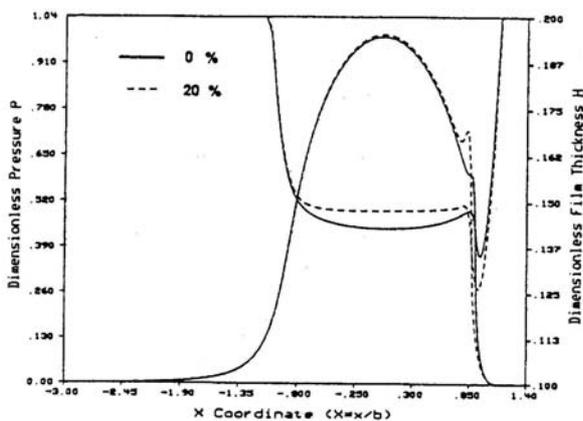
Les profils de pression et d'épaisseur calculés en roulement-glissement sont proches des profils calculés en roulement pur. En particulier, la pression au centre du contact reste quasiment constante. Les changements obtenus sont essentiellement localisés au niveau du pic de pression et de la zone de constriction. Tous les auteurs montrent un déplacement du pic de pression vers l'intérieur du contact lorsque le taux de glissement augmente.

Dans les conditions étudiées par Sadeghi et Sui [SAD90], le profil de pression en roulement pur est proche du profil de Hertz, avec un pic de pression très peu intense en sortie du contact (Figure V.15a). Pour un taux de glissement de 20%, l'intensité du pic augmente.

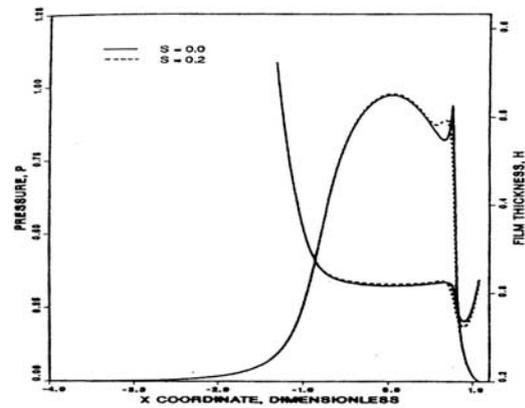
Khonsari et Hua [KHO94], pour des conditions différentes correspondant à un pic de pression plus intense sur le profil en roulement pur, obtiennent au contraire une diminution de l'intensité du pic sous l'effet du glissement, accompagnée d'un élargissement important (Figure V.15b).

Les calculs réalisés par Piccigallo [PIC96] sont très proches de nos résultats expérimentaux puisqu'ils montrent une augmentation de l'intensité du pic pour $\Lambda=10\%$ ($S=0.1$), suivie d'une diminution pour $\Lambda=50\%$ ($S=0.5$) (Figure V.15c). Piccigallo trouve également une diminution des épaisseurs centrales et minimales de film et un élargissement du bourrelet qui se déplace vers l'intérieur du contact.

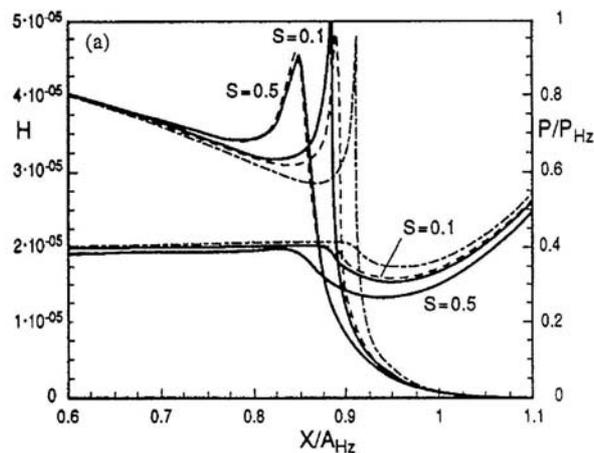
Piccigallo, comme Khonsari et Hua, considèrent aussi dans leurs calculs l'influence d'un comportement non newtonien du lubrifiant. Ils obtiennent quasiment les mêmes effets du glissement sur les profils de pression et d'épaisseur que le lubrifiant soit newtonien ou non (Figure V.15c).



(a) D'après Sadeghi et Sui [SAD90]
($W=1.3 \cdot 10^{-4}$, $U=7.3 \cdot 10^{-11}$, $G=3500$)



(b) D'après Khonsari et Hua [KHO94]
($W=4 \cdot 10^{-5}$, $U=2 \cdot 10^{-11}$, $G=4788$)



(c) D'après Piccigallo [PIC96] ($W=10^{-4}$, $U=10^{-11}$, $G=5000$). En pointillés, lubrifiant non newtonien.

Figure V.15. Influence du taux de glissement $S=\Lambda/100$ sur les profils de pression et d'épaisseur calculés en prenant en compte les effets thermiques dans un contact linéaire.

Les profils de pression calculés par Blahey et Schneider [BLA87] pour un contact elliptique (Figure V.16) correspondent à une vitesse d'entraînement élevée pour laquelle l'influence des effets thermiques est forte. En roulement pur, le profil de pression présente un pic de pression

très intense. Lorsque le taux de glissement augmente, l'intensité du pic de pression diminue de façon importante (diminution de près de 50% pour $\Lambda=200\%$), le pic se déplace vers l'intérieur du contact et se confond avec le reste du profil.

Ce type de profil est comparable à ceux que nous avons mesurés pour le 5P4E à 25°C, pour une vitesse d'entraînement de 0.2 m/s et à faible charge ($w=15$ N ou 53 N). Il correspond en particulier aux cartographies de la Figure V.3. Les profils de pression numériques (Figure V.16) reproduisent bien l'évolution du pic de pression sous l'effet du glissement observée sur les profils expérimentaux (Figure V.5 b et c) mais ne rendent pas compte de l'élargissement des profils vers l'avant du contact.

Les changements dans la forme du profil d'épaisseur obtenus par Blahey et al. sont en accord avec nos résultats. L'épaisseur au centre diminue de 25% environ par rapport à sa valeur isotherme.

Les mêmes effets sont observés, mais dans une moindre mesure, sur les profils de pression et d'épaisseur calculés par ces auteurs pour une vitesse d'entraînement plus faible.

Les calculs de Zhu Dong et al. [ZHU84] donnent également une diminution de l'intensité du pic de pression sous l'effet du glissement. Par ailleurs, ils prédisent que l'épaisseur de film est minimale sur toute une zone en forme de croissant à l'intérieur de la zone de constriction, ce qui correspond aux observations faites dans notre étude du 5P4E par interférométrie optique (§ V.2.2-(2)).

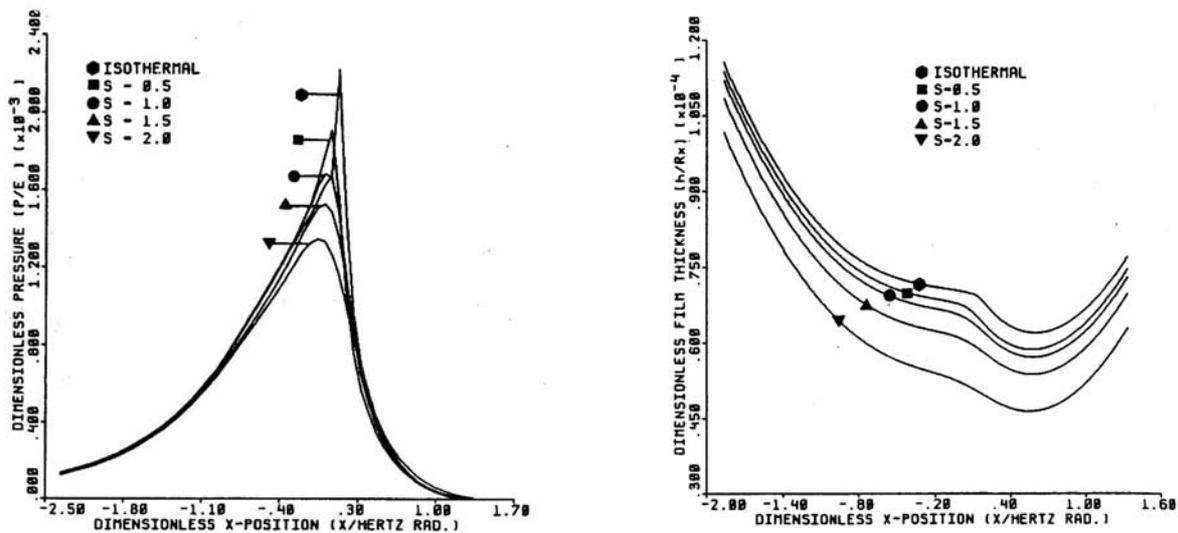


Figure V.16. Influence du taux de glissement $S=\Lambda/100$ sur les profils de pression et d'épaisseur calculés en prenant en compte les effets thermiques dans un contact ponctuel elliptique, d'après Blahey et Schneider [BLA87] ($W=7.37.10^{-7}$, $U=5.05.10^{-11}$, $G=4522$).

(3) Explication de la dissymétrie observée pour $\Lambda>0$ et $\Lambda<0$

La répartition de la chaleur générée dans le contact entre la bille et le disque varie en fonction de leurs propriétés thermiques (conductivité thermique et capacité calorifique) et de leurs vitesses respectives. Aux forts taux de glissement, les vitesses de la bille et du disque sont très différentes : un des solides est presque immobile tandis que l'autre tourne à vitesse élevée. Selon l'analyse de Jaeger [JAE42], la chaleur générée dans le contact passe majoritairement dans le solide le plus rapide.

Smeeth et al. calculent la répartition de chaleur entre une bille en acier et un disque en verre en fonction du taux de glissement (Figure V.17). Ils montrent que pour de forts taux de

glissement négatifs, 95% de la chaleur générée va dans la bille, tandis que pour de forts taux de glissement positifs, la chaleur est répartie en proportions à peu près égales entre la bille et le disque.

Les conductivités thermiques de l'acier et du saphir sont moins différentes que celles de l'acier et du verre (Tableau V.3) et il n'est pas possible d'appliquer directement ces résultats. Toutefois, on peut penser que si les effets sont moins prononcés, les tendances restent les mêmes.

La bille recevant plus de chaleur pour $\Lambda < 0$ que pour $\Lambda > 0$, sa température augmente d'avantage et induit une élévation de température plus importante du lubrifiant dans le convergent. Il s'ensuit une plus forte diminution de l'épaisseur de film dans le contact, en accord avec les observations expérimentales (Figure V.7 et Figure V.12a).

Ce mécanisme permet également d'expliquer les différences entre les profils de pression mesurés à fort taux de glissement pour $\Lambda < 0$ et $\Lambda > 0$ (cf. § V.2.1-(4)). Dans les conditions de la Figure V.6a, le profil obtenu pour $\Lambda = -180\%$ est d'avantage décalé vers la sortie du contact que le profil obtenu pour $\Lambda = 180\%$, ce qui va dans le sens d'une augmentation plus importante de la température du lubrifiant dans le convergent (Figure V.14). La diminution de l'intensité du pic de pression dans les conditions de la Figure V.6b peut être expliquée de la même façon.

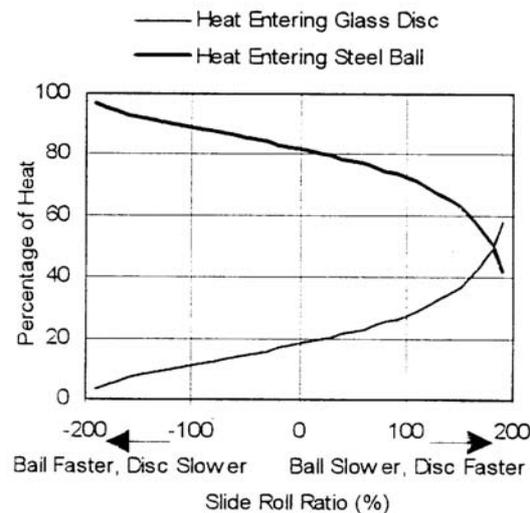


Figure V.17. Répartition de la chaleur entre une bille en acier et un disque en verre en fonction du taux de glissement, d'après Smeeth et al. [SME96].

	Conductivité thermique (W/mK)	Capacité calorifique (J/kgK)
Bille en acier	60	460
Disque en saphir	40	750
Disque en verre	1.1	860

Tableau V.3. Propriétés thermiques des solides.

L'influence de la nature des solides en contact et de leurs vitesses relatives sur la forme du champ d'épaisseur de film est clairement révélé par des expériences réalisées par Kaneta et al. [KAN92]. En étudiant par interférométrie optique un contact en glissement pur entre un

disque en verre et une bille en acier, ces auteurs obtiennent des profils d'épaisseur anormaux présentant une zone de surépaisseur dans la région centrale du contact où l'épaisseur est habituellement constante. Ils mettent ainsi en évidence la présence de cavités, appelées "dimples", dans lesquelles le lubrifiant est emprisonné. Ce phénomène n'apparaît que lorsque le disque tourne et que la bille est stationnaire, aucun "dimple" n'étant observé dans le cas contraire.

Des travaux numériques effectués récemment et prenant en compte les effets thermiques dans la résolution du problème EHD expliquent la formation de ces "dimples" par la variation de viscosité du lubrifiant dans l'épaisseur du film, associée à l'existence de gradients de température importants entre la bille et le disque [QU00]. La modification du champ d'épaisseur s'accompagne alors d'une forte surpression.

Ces travaux montrent l'importance du rôle joué par les effets thermiques sur la forme des champs de pression et d'épaisseur dans le contact.

V.3.4-Conclusion

Dans cette partie, nous avons d'abord comparé nos résultats aux mesures d'épaisseur de film réalisées par différents auteurs. Ces études montrent une diminution de l'épaisseur lorsque le taux de glissement augmente, et des changements de la forme des profils d'épaisseur en accord avec nos mesures.

Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer les diminutions d'épaisseurs observées (comportement non newtonien du lubrifiant, effets thermiques dans le convergent ou effets thermiques dans le contact). A partir de la seule connaissance des épaisseurs centrales et minimales de film, il est difficile de statuer. Nous avons donc examiné l'influence des effets thermiques sur la forme des champs de pression et d'épaisseur.

L'échauffement du lubrifiant dans le convergent permet d'expliquer la diminution de l'épaisseur de film et de la pression dans le contact, mais conduit à des changements de la position et de la largeur du pic de pression et de la zone de constriction opposés à ceux que l'on observe expérimentalement pour les taux de glissement modérés.

Les calculs TEHD prenant en compte les effets thermiques dans le contact donnent des profils de pression et d'épaisseur en roulement-glissement peu différents des profils en roulement pur, la pression au centre restant quasiment constante. Les changements se situent essentiellement au niveau du pic de pression et de la zone de constriction qui s'élargissent et se déplacent vers l'intérieur du contact lorsque le taux de glissement augmente, en accord avec nos résultats expérimentaux.

L'évolution des champs de pression et d'épaisseur en fonction du taux de glissement apparaît donc comme la résultante de ces deux effets :

- L'élévation de température du lubrifiant dans le convergent entraîne une diminution de l'épaisseur de film et de la pression dans le contact.
- Les effets thermiques dans le contact induisent des gradients de température et des variations de viscosité du lubrifiant dans l'épaisseur du film, responsables des changements observés au niveau du pic de pression et de la zone de constriction.

L'élévation de température du lubrifiant dans le convergent peut provenir à la fois du cisaillement du lubrifiant dans le convergent, et des effets thermiques dans le contact par l'intermédiaire de l'échauffement des solides.

Les effets thermiques dans le convergent jouent un rôle prépondérant à forte vitesse et fort taux de glissement où ils peuvent expliquer le retour du pic de pression vers la sortie du contact.

La dissymétrie observée expérimentalement selon que le disque tourne plus ou moins vite que la bille ($\Lambda > 0$ ou $\Lambda < 0$) est interprétée par la répartition de chaleur différente entre les solides lorsqu'ils sont constitués de matériaux différents.

La résolution du problème TEHD dans les conditions de nos expériences (charges, vitesses, propriétés du 5P4E, de l'acier et du saphir) et le calcul de la répartition des flux de chaleur entre les solides permettraient de vérifier et de préciser ces différents points.

V.4 Hypothèses expliquant la contribution négligeable du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons supposé que dans un contact en roulement-glissement, les molécules de lubrifiant subissaient sous l'effet du cisaillement une force d'élongation à leurs extrémités, se traduisant par une diminution de leur fréquence de vibration.

Les mesures réalisées sur le 5P4E ont montré que la contribution du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré par spectrométrie Raman était négligeable.

Deux hypothèses peuvent expliquer ce résultat :

- (1) La force d'élongation exercée sur les molécules de 5P4E dans le contact est petite devant la force de compression, et le déplacement en fréquence associé est trop faible pour être mesuré.
- (2) Le cisaillement est localisé dans un petit volume de lubrifiant dans l'interface (bande de cisaillement) dont la contribution par rapport au volume total analysé est négligeable.

V.4.1-Hypothèse d'une force d'élongation trop faible

Lorsque la force d'élongation ou de compression F exercée sur la liaison interatomique est faible ($|F| < 1$ nN environ), la fréquence de vibration évolue de façon linéaire en fonction de la force, selon une relation de la forme (cf. chapitre III, § III.1.2-(2), relations (11) et (16)) :

$$\Delta\bar{\nu} = CF \quad (3)$$

où C est une constante qui dépend de la forme du potentiel interatomique.

Une force d'élongation ou une force de compression induit alors en valeur absolue le même déplacement en fréquence $|\Delta\bar{\nu}|$.

Une relation simple entre la pression et la force de compression exercée sur les liaisons, conduisant à des ordres de grandeurs corrects (cf. § III.1.3-(1)), est :

$$F = Sp \text{ avec } S \approx 0.1 \text{ nN/GPa} \quad (4)$$

On en déduit que $C = K/S$ où K est la sensibilité du mode de vibration à la pression ($\Delta\bar{\nu} = Kp$).

Pour le mode à 1001 cm^{-1} du 5P4E, $K = 3.3 \text{ cm}^{-1}/\text{GPa}$, d'où $C \approx 33 \text{ cm}^{-1}/\text{nN}$.

La diminution de fréquence due au cisaillement $\Delta\bar{\nu}_\tau$ n'est pas mesurée par spectrométrie Raman si elle est inférieure à la résolution en fréquence, estimée à 0.1 cm^{-1} . D'après la relation (3), cela signifie que les forces d'élongation exercées sur les liaisons sont inférieures à 3 pN environ.

Dans les conditions d'essais que nous avons étudiées (charges comprises entre 15 N et 237 N), les pressions maximales dans le contact ne dépassent pas 2 GPa. D'après la relation (4), les forces de compression exercées sur les liaisons sont donc inférieures à 200 pN.

Les études réalisées sur le 5P4E dans des rhéomètres haute pression ou dans le contact montrent que la contrainte de cisaillement augmente jusqu'à une valeur limite τ_L au-delà de laquelle elle n'évolue plus [BAIR79, 92], [EVAN86]. Cette contrainte limite dépend de la pression de façon quasiment linéaire. Dans la gamme de pression couverte par nos expériences, les contraintes de cisaillement dans le contact sont inférieures à 130 MPa. Ainsi, la contrainte de cisaillement maximale est près de 15 fois plus faible que la pression

maximale dans le contact. Cela pourrait expliquer le fait que les forces d'élongation dues au cisaillement soient inférieures aux forces dues à la pression.

Toutefois, nous ne connaissons pas la relation entre la contrainte de cisaillement et la force d'élongation, et rien n'indique qu'elle est similaire à la relation (4).

Les études sur la scission mécanique des chaînes de polymères sous cisaillement montrent que la force d'élongation exercée sur une liaison interatomique dépend de la longueur de la chaîne moléculaire et de la position de la liaison dans la chaîne. Odell et al. [ODE86] trouvent que la force est maximale au centre de la molécule, et donnée par :

$$F \propto \tau N^2$$

où τ est la contrainte de cisaillement et N est le nombre de monomères dans une chaîne. N est proportionnel à la longueur des chaînes, et à la masse moléculaire du polymère.

D'après cette relation, plus les chaînes moléculaires sont longues, plus les forces exercées sur les liaisons interatomiques sont élevées, pour une même contrainte de cisaillement appliquée.

Ainsi, la rupture des chaînes de polystyrène étudiées par Odell et al. (masse moléculaire de l'ordre de 10^6) est produite pour des taux de cisaillement relativement faibles, de l'ordre de 10^3 à 10^5 s^{-1} .

La molécule de 5P4E est courte et sa masse moléculaire (446) est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à celle des chaînes polymériques. Par conséquent, les forces d'élongation exercées sur les liaisons interatomiques dans une molécule de 5P4E sont très inférieures à celles exercées dans une chaîne de polymère. Cet argument va dans le sens de notre première hypothèse.

V.4.2-Hypothèse d'un cisaillement non uniforme

Dans l'hypothèse où la force d'élongation exercée sur les molécules est suffisante pour induire un déplacement en fréquence Δv_τ significatif, la mesure de ce déplacement implique que la force d'élongation, donc le cisaillement, s'applique à tout le volume de lubrifiant présent dans l'interface. Cela n'est pas forcément vérifié.

Dans le contact en roulement-glisement, de forts gradients de température existent non seulement dans le plan du contact (directions x et y) mais aussi dans l'épaisseur du film (direction z) du fait de la conduction de la chaleur vers les solides dans cette direction.

La Figure V.18 montre un exemple de distributions de température et de vitesse dans l'épaisseur du film calculées pour des solides identiques. A faible taux de glissement où les vitesses des solides sont voisines, les températures des surfaces sont égales et la distribution de température est symétrique par rapport au plan horizontal situé à mi-hauteur de film (Figure V.18a). Une grande proportion du lubrifiant adjacent aux surfaces se déplace avec une vitesse constante, voisine de celle des surfaces (Figure V.18b). Le cisaillement du film se produit majoritairement dans une bande centrale où la température est maximale. Cela s'explique par le fait que la résistance au cisaillement diminue lorsque la température augmente.

Ces résultats sont en accord avec le modèle thermique proposé par Tevaarwerk [TEV80].

Dans le cas où les solides en contact sont différents, la répartition de chaleur dans chacun des solides varie en fonction de leurs propriétés thermiques et de leurs vitesses respectives. La distribution de température dans l'interface n'est alors plus symétrique et la bande de cisaillement se déplace d'un côté ou de l'autre par rapport au plan central.

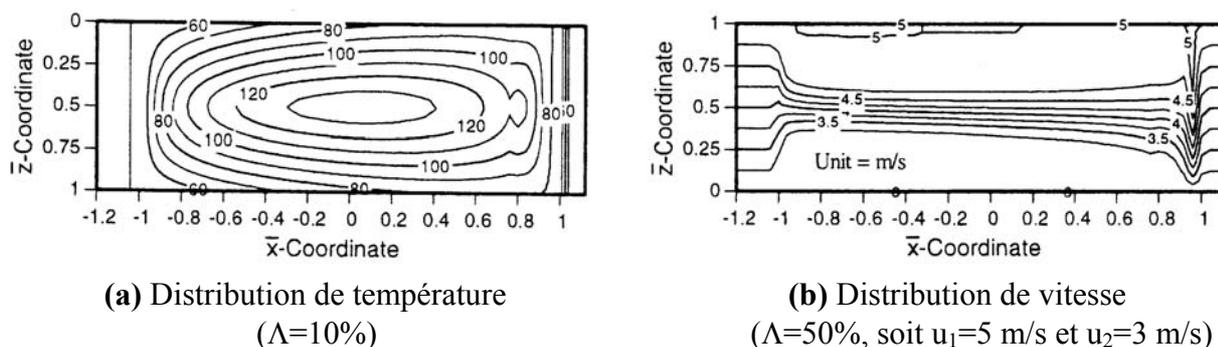


Figure V.18. Distributions de température et de vitesse dans l'interface calculées pour des solides identiques à $u_e=4$ m/s et $p_0=2$ GPa, d'après [MIN98].

Le comportement du lubrifiant et les phénomènes qui se produisent dans l'interface d'un contact en glissement sont encore mal connus. Différentes études expérimentales montrent que le cisaillement peut être localisé dans des bandes situées dans le volume ou près des surfaces.

Dans les solides, le cisaillement induit souvent des mécanismes de fracture ou de glissement aux parois [BRO92], [GEO00]. Des bandes de cisaillement sont observées lors de la déformation des polymères ou des métaux amorphes à fort taux de cisaillement [GIL75], [BAI92].

En observant latéralement un film de 5P4E soumis à une pression constante (0.3 GPa) et à une contrainte de cisaillement de 25 MPa entre deux plaques parallèles, Bair et al. [BAIR93] mettent en évidence la présence de bandes de cisaillement dans le lubrifiant, inclinées de 20° par rapport aux surfaces. Les films utilisés dans cette étude sont épais, de l'ordre de $150 \mu\text{m}$. Un des challenges pour les expérimentateurs est de montrer si de tels effets existent dans les films minces présents dans les contacts EHD, et où et comment se produit le cisaillement du film.

Il apparaît ainsi que la position de la zone effective de cisaillement dépend de la nature du lubrifiant et des solides en contact, des vitesses respectives des solides ainsi que de l'épaisseur de film.

Dans nos expériences sur le 5P4E, on peut s'attendre à ce que l'échauffement du fluide dans l'interface induise des gradients de température importants dans l'épaisseur du film et que le cisaillement se produise préférentiellement dans les zones les plus chaudes. Dans ces conditions, seul un faible volume de fluide est soumis à l'effet du cisaillement et la quasi-totalité du volume analysé par spectrométrie Raman n'est soumis qu'à l'effet de la pression. Cela pourrait expliquer pourquoi l'effet du cisaillement sur la fréquence de vibration n'a pas été mesuré.

V.4.3-Conclusion

Les deux hypothèses avancées pour expliquer la contribution négligeable du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré par spectrométrie Raman semblent plausibles.

La faible longueur des molécules de 5P4E peut justifier le fait que les forces d'élongation exercées sur les liaisons sous l'effet du cisaillement ne soient pas suffisamment fortes pour être mesurées.

L'utilisation de molécules possédant des chaînes plus longues (polymères notamment) devrait permettre de générer des forces d'élongation sur les liaisons plus élevées, et donc de mesurer des déplacements en fréquence plus importants.

Par ailleurs, différentes études montrent que la vitesse ne varie pas forcément de façon continue dans l'épaisseur du film et que le cisaillement peut être localisé dans une ou plusieurs bandes de faible épaisseur.

Dans cette hypothèse, même si les forces d'élongation exercées sur les liaisons sont suffisantes, l'effet du cisaillement sur la fréquence de vibration n'est pas détecté car il concerne un volume de lubrifiant négligeable par rapport au volume total analysé par spectrométrie Raman.

Dans l'état actuel des connaissances, il n'est pas possible de privilégier une de ces deux hypothèses. Un étalonnage de l'évolution de la fréquence de vibration en fonction de la contrainte de cisaillement réalisé hors contact dans une cellule adaptée permettrait d'évaluer l'ordre de grandeur des forces d'élongation exercées sur les molécules et des déplacements en fréquence associés. La validité de nos hypothèses pourrait ainsi être vérifiée.

V.5 Conclusion

La première partie de ce chapitre était destinée à examiner l'influence éventuelle du cisaillement sur la fréquence des modes de vibration.

En nous appuyant sur différentes observations expérimentales, nous avons émis l'hypothèse que le cisaillement du lubrifiant dans un contact en roulement-glisement devait se traduire à l'échelle moléculaire par l'application d'une force d'élongation aux extrémités des molécules, donc par une diminution de leur fréquence de vibration.

Nous avons ensuite montré que dans le cas du 5P4E, la contribution du cisaillement au déplacement en fréquence mesuré par spectrométrie Raman était négligeable, et que la mesure de pression n'était donc pas perturbée.

L'évolution des profils de pression en fonction du taux de glissement a été étudiée pour différentes conditions d'essais (vitesse, charge, température du lubrifiant). Sous l'effet du glissement, la forme des profils de pression est modifiée de façon importante, la pression au centre du contact diminue et l'intensité, la position et la largeur du pic de pression varient.

Par ailleurs, les mesures d'épaisseur de film par interférométrie optique révèlent une forte réduction des épaisseurs centrale et minimale, et des changements au niveau de la forme de la zone de constriction en accord avec les changements observés sur les profils de pression.

Afin d'interpréter ces résultats, nous avons comparé de façon qualitative l'évolution de la forme des profils de pression et d'épaisseur observée expérimentalement avec celle correspondant à :

- une élévation de température du lubrifiant dans le convergent et un écoulement isotherme dans le contact (profils obtenus par résolution numérique du problème EHD isotherme),
- un échauffement du lubrifiant dans la zone haute pression du contact (profils obtenus par résolution numérique du problème TEHD).

Nous avons ainsi montré que l'évolution des champs de pression et d'épaisseur en fonction du taux de glissement résultait de la combinaison des effets thermiques dans le convergent et des effets thermiques dans le contact.

Les résultats obtenus révèlent la complexité des phénomènes mis en jeu en présence de glissement et le rôle décisif des effets thermiques sur le comportement et les propriétés du lubrifiant dans le contact. De forts gradients de température peuvent exister entre le disque et la bille et entraîner des variations importantes de la viscosité du lubrifiant. Ces effets permettent d'expliquer les modifications des champs de pression et d'épaisseur, ainsi que la dissymétrie observée en fonction des vitesses respectives du disque et de la bille. En outre, les distributions de température et de vitesse n'étant pas uniformes dans l'épaisseur du film, il est probable que le cisaillement soit localisé dans des bandes de faible épaisseur.

L'existence de zones de cisaillement préférentielles pourrait justifier le fait que l'effet du cisaillement sur la fréquence de vibration n'ait pas été mesuré. L'autre hypothèse avancée est que les forces d'élongation exercées sur les molécules de 5P4E sont trop faibles pour induire un déplacement en fréquence suffisant.

Nous n'avons pas pu privilégier une de ces deux hypothèses. Les difficultés rencontrées pour interpréter l'effet du cisaillement résident dans la mauvaise connaissance du comportement du lubrifiant dans le contact en glissement. Ainsi, s'il est possible d'obtenir simplement un ordre de grandeur des forces de compression agissant sur les liaisons pour une pression donnée, l'estimation des forces d'élongation dues au cisaillement est extrêmement délicate. Des études complémentaires s'avèrent nécessaires pour poursuivre ce travail.

Conclusion et perspectives

Le travail présenté dans cette thèse a été motivé par la nécessité de connaître de façon locale les paramètres physiques tels que la pression, la contrainte de cisaillement et la température régnant dans un contact dynamique. Afin de déterminer ces paramètres, nous avons développé une méthode de mesure in situ non perturbatrice basée sur l'utilisation d'une technique de spectrométrie optique : la microspectrométrie Raman.

Le premier objectif de notre travail était d'appliquer cette spectrométrie à la mesure de pression dans un contact élastohydrodynamique et d'en déduire des informations sur le comportement du lubrifiant dans le contact.

En couplant un microspectromètre Raman et un tribomètre EHD, nous avons pu réaliser des profils et des cartographies de pression du contact en roulement pur, puis en roulement-glissement pour des taux de glissement allant de 0% à $\pm 180\%$. En faisant varier la charge, la vitesse d'entraînement et la température du lubrifiant, un large domaine de conditions a été étudié, correspondant à des pressions comprises entre 0 et plus de 2 GPa et des épaisseurs de film allant de 0.1 μm à 2 μm .

Les épaisseurs de film dans le contact ont été mesurées par interférométrie optique en lumière blanche.

Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

- ✖ Les profils de pression mesurés en roulement pur ont été comparés aux profils calculés en résolvant numériquement les équations de l'EHD. Le bon accord obtenu nous a permis de valider la méthode de mesure et le dispositif expérimental.
- ✖ Il a été montré expérimentalement que dans le contact EHD en roulement pur, la forme du champ de pression évolue en fonction du rapport δ/h_c entre la déformation élastique des solides et l'épaisseur de film dans le contact. Lorsque la déformation élastique des solides est grande devant l'épaisseur de film (forte charge, faible vitesse, température élevée), le champ de pression est proche d'un champ de pression Hertzien. Lorsqu'au contraire la déformation élastique est faible devant l'épaisseur de film (faible charge, forte vitesse, faible température), le champ de pression est déterminé essentiellement par les propriétés du film lubrifiant et se rapproche d'un champ de pression hydrodynamique. Ces deux situations constituent des cas limites du champ de pression élastohydrodynamique lorsque $\delta/h_c \rightarrow \infty$ et lorsque $\delta/h_c \rightarrow 0$, respectivement.

Ces résultats suggèrent qu'il existe une relation entre le rapport δ/h_c et le rapport p_c/p_{pic} (rapport de la pression au centre du contact sur l'intensité du pic de pression). L'établissement d'une telle relation permettrait d'estimer rapidement l'intensité du pic de pression dans des conditions de fonctionnement données, à partir de la déformation élastique des solides calculée par la théorie de Hertz et de l'épaisseur de film mesurée ou calculée par les modèles EHD.

- ✖ La forme du champ de pression et la forme du champ d'épaisseur de film dans le contact sont étroitement liées. Dans le domaine étudié, nous avons trouvé une relation linéaire entre les rapports p_c/p_{pic} et h_c/h_{min} mesurés. Une étude expérimentale et théorique plus approfondie est à mener pour confirmer et expliquer ce résultat.

La spectrométrie Raman étant plus adaptée à l'étude des films épais, et l'interférométrie optique à celle des films minces, il s'avère très utile de pouvoir déduire des épaisseurs mesurées des informations concernant la pression dans le contact, et vice versa. Il est bien entendu possible de calculer l'ensemble du champ de pression à partir du champ d'épaisseur mesuré, mais ce calcul n'est pas immédiat et nécessite l'utilisation d'une méthode de résolution numérique.

✖ Nous avons mis en évidence la présence d'effets thermiques dans le convergent du contact en roulement pur pour les vitesses d'entraînement élevées et à basse température où la viscosité et la thermoviscosité du lubrifiant sont importantes. En comparant les profils de pression mesurés dans ces conditions aux profils calculés pour différentes températures du lubrifiant, nous avons pu estimer l'élévation de température dans le convergent et la diminution d'épaisseur de film dans le contact.

✖ Nous avons montré que le champ de pression est modifié par la présence de glissement : la pression au centre du contact diminue et l'intensité, la position et la largeur du pic de pression varient. Les changements sont d'autant plus importants que le taux de glissement, la vitesse d'entraînement et la charge sont élevées. Ils s'accompagnent d'une diminution de l'épaisseur de film dans le contact et de modifications dans la forme du champ d'épaisseur, en particulier au niveau de la zone de constriction.

Ces changements ont été attribués à la fois à une élévation de la température du lubrifiant dans le convergent et à des échauffements dans la zone haute pression du contact, induisant des gradients de température dans l'épaisseur du film et donc des variations de viscosité. Ces résultats vont dans le sens des travaux numériques récents qui montrent que les effets thermiques dans le contact peuvent induire des changements significatifs des champs de pression et d'épaisseur de film, et expliquer par exemple la formation des "dimples" observés par Kaneta.

Ainsi, en roulement pur comme en roulement-glissement, l'étude de la forme des profils de pression mesurés et leur comparaison avec les profils obtenus par résolution numérique du problème EHD isotherme ou thermique nous a permis d'interpréter nos résultats et de mettre en évidence l'influence des effets thermiques dans le convergent ou dans la zone haute pression du contact.

Le deuxième objectif de notre travail était d'aborder la mesure de contrainte de cisaillement par spectrométrie Raman et d'étudier la faisabilité d'une telle mesure dans le contact.

Dans un contact en glissement, les molécules de lubrifiant sont soumises à des forces d'élongation à l'origine de leur orientation dans la direction de l'écoulement et pouvant dans certains cas provoquer la rupture des liaisons interatomiques.

En considérant le cas d'une molécule diatomique et en choisissant un potentiel interatomique particulier, nous avons réalisé une étude théorique simple afin d'examiner l'influence d'une élongation ou d'une compression sur la fréquence de vibration des molécules. Le cisaillement du lubrifiant se traduisant par une élongation des molécules, il doit induire une diminution de la fréquence de vibration, c'est à dire un effet opposé à celui de la pression. En théorie, cet effet pourrait être utilisé pour mesurer les contraintes de cisaillement par spectrométrie Raman à condition qu'il puisse être dissocié de l'effet de la pression.

Dans nos expériences sur le 5P4E, aucune diminution significative de la fréquence de vibration due au cisaillement n'a été obtenue. Deux hypothèses ont été proposées pour expliquer ce résultat :

- les forces d'élongation exercées sur les molécules de 5P4E dans le contact sont trop faibles pour induire un déplacement en fréquence significatif,
- le cisaillement est localisé dans une ou plusieurs bandes de faible épaisseur et concerne par conséquent un volume de lubrifiant très petit par rapport au volume total analysé.

Il ne nous a pas été possible de privilégier une de ces deux hypothèses. Des efforts de recherche sont encore à faire pour progresser dans la compréhension des phénomènes mis en jeu lors du cisaillement du lubrifiant dans le contact en glissement.

Les résultats obtenus dans ce travail et les potentialités de la microspectrométrie Raman laissent entrevoir de nombreuses perspectives d'études :

✱ La microspectrométrie Raman a donné de très bons résultats pour la mesure de pression in situ dans un contact EHD. On peut envisager de l'appliquer à l'étude de situations plus complexes. La réalisation de profils de pression dans un contact lubrifié en présence d'une surface indentée a ainsi fait l'objet de travaux récents [COU02].

La principale difficulté rencontrée dans notre étude a été la faible intensité du signal Raman collecté, nécessitant de longs temps d'acquisition et des films d'épaisseur suffisante. Une solution pour augmenter de façon significative l'intensité du signal Raman diffusé est de travailler en Raman de résonance, soit en adaptant la longueur d'onde excitatrice aux molécules étudiées et en travaillant éventuellement dans l'UV, soit en utilisant des molécules possédant une bande d'absorption dans le visible (colorants ou groupements chromophores greffés sur les molécules de lubrifiant). On pourrait alors appliquer la spectrométrie Raman à l'étude des régimes mixte ou limite.

Afin de poursuivre le travail initié sur la mesure des contraintes de cisaillement par microspectrométrie Raman, différentes études sont à envisager :

✱ En utilisant des molécules à chaînes longues, en particulier des polymères, les forces d'élongation exercées sur les liaisons devraient être plus élevées et donc les déplacements en fréquence plus importants. Le polystyrène pourrait être un candidat intéressant puisqu'il possède un mode de vibration intense en Raman.

✱ La réalisation d'un étalonnage de l'influence du cisaillement sur les fréquences de vibration du lubrifiant dans une cellule adaptée nous semble une étape indispensable. Elle permettrait en effet d'estimer les forces exercées sur les liaisons en fonction du lubrifiant étudié et de déterminer l'importance des déplacements en fréquence que l'on peut s'attendre à mesurer dans le contact.

✱ Dans notre étude, nous nous sommes uniquement intéressés à l'influence du cisaillement sur la position des raies Raman. L'analyse précise de la forme des raies s'est avérée difficile du fait de leur très faible intensité et du signal parasite provenant du disque en saphir. Toutefois, nous avons pu constater un élargissement des raies du lubrifiant dans le contact. Cet élargissement peut avoir différentes origines, il peut en particulier révéler l'existence de gradients de contraintes dans la zone analysée. Il serait donc intéressant d'étudier l'évolution de la largeur des raies Raman en fonction de la position dans le contact et des conditions d'essais.

En plus de la mesure des contraintes de pression et de cisaillement, la microspectrométrie Raman offre d'autres potentialités pour l'étude des contacts :

- ✖ En travaillant en Raman polarisé, il est possible d'étudier les phénomènes d'orientations moléculaires. Le principal obstacle est la perte d'intensité du signal Raman collecté, due aux polariseurs et aux analyseurs placés sur le chemin optique.
- ✖ La microspectrométrie Raman donne des informations d'ordre chimique sur la structure et sur la composition du lubrifiant dans le contact ou en sortie. Il est par exemple possible de déterminer si des réactions chimiques se sont produites dans le contact et d'analyser les produits de ces réactions.
- ✖ La microspectrométrie Raman permet de mesurer de façon locale la température à partir du rapport des intensités des raies Stokes et anti-Stokes. Nous avons montré l'influence de la température dans le contact en glissement. Le développement de cette méthode et son application au contact se révèlent donc d'un grand intérêt.

Références bibliographiques

- [AGE93] **AGER, J.W., DRORY, M.D.** Quantitative measurement of residual biaxial stress by Raman spectroscopy in diamond grown on a Ti alloy by chemical vapor deposition. *Physical Review B*, 1993, vol. 48, n°4, p. 2601-2607.
- [ANA89] **ANASTASSAKIS, E.** Stress measurements using Raman scattering. *Proc. Eur. Chem. Soc. Symp. on Analytical Techniques for Semiconducting Materials and Processes Characterization*, Berlin, sept. 1989.
- [AST94] **ASTROM, H., VENNER, C.H.** Soap-thickener induced local pressure fluctuations in a grease-lubricated elastohydrodynamic point contact. *Proc Instn Mech Engrs*, 1994, vol. 208, Part J 3, p. 191-198.
- [AUS76] **AUSHERMAN, V.K., NAGARAJ, H.S., SANBORN, D.M., WINER, W.O.** Infrared temperature mapping in elastohydrodynamic lubrication. *Trans. ASME Journal of Lubrication Technology*, 1976, vol. 98, p. 236-243.
- [BAI92] **BAI, Y., DODD, B.** *Adiabatic Shear Localization*. Pergamon Press: Oxford, 1992.
- [BAIR79] **BAIR, S., WINER, W.O.** Shear strength measurements of lubricants at high pressure. *Journal of Lubrication Technology*, 1979, vol. 101, p 251-257.
- [BAIR92] **BAIR, S., WINER, W.O.** The high pressure high shear stress rheology of liquid lubricants. *Journal of Tribology*, 1992, vol. 114, n°1, p. 1-9.
- [BAIR93] **BAIR, S., QURESHI, F., WINER, W.O.** Observations of shear localization in liquid lubricants under pressure. *Journal of Tribology*, 1993, vol. 115, p 507-514.
- [BARB99] **BARBILLAT, J., BOUGEARD, D., BUNTINX, G. DELHAYE, M., DHAMELINCOURT, P.** Spectrométrie Raman. *Techniques de l'ingénieur* P2865, 1999, vol. PE 4, p. 1-31.
- [BART76] **BARTZ, W.J., EHLERT, J.** Influence of pressure viscosity of lubrication oils on pressure, temperature, and film thickness in elastohydrodynamic rolling contacts. *Trans. ASME, Journal of Lubrication Technology*, 1976, vol. 76, n°5, p. 501-508.
- [BAR93] **BARUS, C.** Isothermal, isopiestic and isometrics relative to viscosity. *Am. J. of Science*, 1893, vol. 45, p. 87-96.
- [BAU87] **BAUMANN, H.** Measuring surface temperatures between rolling steel cylinders using double-layer transducers. *Proc Instn Mech Engrs*, 1987, vol. 201, n° C4, p 263-270.
- [BED95] **BEDNAR, M.S., KUHLMANN-WILSDORF, D.** Amorphous and alloy film formation in sliding of silver on copper. *Wear*, 1995, vol. 181-183, p. 922-937.
- [BEL01] **BELIN, M.** Communication orale. Séminaire IET, Insa de Lyon, mars 2001.

- [BEN98] **BEN-AMOTZ, D., HUTCHINSON, E.** New theoretical and experimental probes of tribochemistry in model bearing contacts. *Tribology Letters*, 1998, vol. 4, p. 171-174.
- [BLA87] **BLAHEY, A.G., SCHNEIDER, G.E.** A numerical solution of the elastohydrodynamic lubrication of elliptical contacts with thermal effects. *Proceedings of the 13th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*. Amsterdam: Elsevier, 1987, p. 219-230.
- [BLO63a] **BLOK, H.** The flash temperature concept. *Wear*, 1963, vol. 6, p. 483-494.
- [BLO63b] **BLOK, H.** Inverse problems in hydrodynamic lubrication and design directives for lubricated flexible surfaces. *Proceedings of the International Symposium on Lubrication and Wear*, Houston, 1963, Berkeley : McCutchan Pub. Corp., p. 1-151.
- [BOR91] **BORDENET, L.** *Approche de la thermique du contact élastohydrodynamique par une technique de radiométrie infrarouge*. Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1991, 244 p. (N° d'ordre 91ISAL 081).
- [BOU85] **BOUSSINESQ, J.** *Application des potentiels à l'étude de l'équilibre et du mouvement des solides élastiques*. Paris : Gautier-Villard, 1885, 235 p.
- [BOW01] **BOWDEN, M., GARDINER, D.J., WOOD, D., BURDESS, J., HARRIS, A., HEDLEY, J.** Raman and finite-element analysis of a mechanically strained silicon microstructure. *J. Micromech. Microeng.*, 2001, vol. 11, p. 7-12.
- [BRI31] **BRIDGMAN, P.W.** *The Physics of High Pressure*. London: G. Bell and Sons Ltd. 1931, 398 p.
- [BRI64] **BRIDGMAN, P.W.** *Studies in large plastic flow and fracture*. 2^{ème} édition, London : Oxford University Press, 1964, 362 p.
- [BRO92] **BROCHARD, F., DE GENNES, P.G.** Shear-dependent slippage at a polymer/solid interface. *Langmuir*, 1992, vol. 8, p. 3033-3037.
- [CAI91] **CAI, B.C., KUHLMANN-WILSDORF, D., NELSON, R.B.** A study of shear deformation and work hardening of metals under pressures to 2100 MPa. *Material Science and Engineering*, 1991, vol. 138, p. 33-47.
- [CAN89] **CANN, P.M., SPIKES, H.A.** Determination of the shear stresses of lubricants in elastohydrodynamic contacts. *Tribology Transactions*, 1989, vol. 32, n° 3, p 414-422.
- [CAN91] **CANN, P.M., SPIKES, H.A.** In lubro studies of lubricants in EHD contacts using FTIR absorption spectroscopy. *Tribology Transactions*, 1991, vol. 34, n° 2, p 248-256.
- [CAN92] **CANN, P.M., ADERIN, M., JOHNSTON, G.J., SPIKES, H.A.** An investigation into the orientation of lubricant molecules in EHD contacts. *Wear Particles, Proceedings of the 18th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Elsevier, 1992, p. 209-218.
- [CAN96] **CANN, P.M., SPIKES, H.A., HUTCHINSON, J.** The development of a spacer layer imaging method (SLIM) for mapping elastohydrodynamic contacts. *Tribology Transactions*, 1996, vol. 39, n° 4, p. 915-921.

- [CAS71] **CASALE, A., PORTER, R.S., JOHNSON, J.F.** The mechanochemistry of high polymers. *Rubber Chemistry and Technology*, 1971, vol. 44, N°2.
- [CAS78] **CASALE, A., PORTER, R.S.** *Polymer Stress Reactions*. New York : Academic Press, 1978, vol. 1, 1979, vol. 2.
- [CHE65a] **CHENG, H.S.** A refined solution to the thermal-elastohydrodynamic lubrication of rolling and sliding cylinders. *ASLE Transactions*, 1965, vol. 8, p. 397-410.
- [CHE65b] **CHENG, H.S., ORCUTT, F.K.** A correlation between the theoretical and experimental results on the elastohydrodynamic lubrication of rolling and sliding contacts. *Proc Instn Mech Engrs*, 1965-1966, vol. 180, 3B, p 158-168.
- [CHE67] **CHENG, H.S.** *Calculation of elastohydrodynamic film thickness in high speed rolling and sliding contacts*. Mechanical Technology Incorporated Report N° MTI-67TR214, Latham, NY, 1967.
- [CHEO98] **CHEONG CHENG U, STAIR, P.C.** In situ study of multialkylated cyclopentane and perfluoropolyalkyl ether chemistry in concentrated contacts using ultraviolet Raman spectroscopy. *Tribology Letters*, 1998, vol. 4, p. 163-170.
- [CHEV96] **CHEVALIER, F.** *Modélisation des conditions d'alimentation dans les contacts élastohydrodynamiques ponctuels*. Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1996, 170 p, (N° d'ordre 96ISAL0124).
- [CHI85] **CHITTENDEN, R.J., DOWSON, D., DUNN, J.F., TAYLOR, C.M.** A theoretical analysis of the isothermal elastohydrodynamic lubrication of concentrated contacts. II: General case with lubricant entrainment along either principal axis of the hertzian contact ellipse or at some intermediate angle. *Proceedings of the Royal Society of London*, 1985, vol. A 397, p. 271-294.
- [COU02] **COULON, S., JUBAULT, I., LUBRECHT, T., VILLE, F., VERGNE, P.** Pressure profiles measured within lubricated contacts in presence of dented surfaces. Comparison with numerical models. *Proposal for the 6th International Tribology Conference*, AUSTRIB 2002.
- [CRO58] **CROOK, A.W.** The lubrication of rollers, I. *Phil. Trans. R. Soc.*, 1958, vol. A250, p. 387.
- [CRO61] **CROOK, A.W.** Elasto-hydrodynamic lubrication of rollers. *Nature*, 1961, vol. 190, p. 1182.
- [CRO63] **CROOK, A.W.** Developments in elasto-hydrodynamic lubrication. *J. Inst. Petrol.*, 1963, vol. 49, n° 478, p. 295-305.
- [DAL92] **DALMAZ, G., CHAOMLEFFEL, J.P.** Lubrification élastohydrodynamique par le fluide 5P4E des contacts ponctuels en roulement-glissement : épaisseurs de film et forces de frottement. 1992, *Acta Tribologyca*, vol. 1, n°1, p. 7-20.
- [DEN00] **DENAPE, J., LARAQI, N.** Aspect thermique du frottement : mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation. *Mec. Ind.*, 2000, vol. 1, p. 563-579.
- [DOWS65] **DOWSON, D., WHITAKER, A.V.** A numerical procedure for the solution of the elastohydrodynamic problem of rolling and sliding contacts lubricated by a newtonian fluid. *Proc Instn Mech Engrs*, 1965-1966, vol. 180, Part 3B, p. 57-71.

- [DOWS66] **DOWSON, D., HIGGINSON, G.R.** *Elasto-Hydrodynamic Lubrication*. S.I., Oxford : Pergamon Press, 1966, 236 p.
- [DOW87] **DOW, T.A., STOCKWELL, R.D., KANNEL, J.W.** Thermal effects in rolling/sliding EHD contacts: Part 1- Experimental measurements of surface pressure and temperature. *ASME Journal of Tribology*, 1987, vol. 109, p. 503-511.
- [DYS65] **DYSON, A., WILSON, A.R.**, Film thicknesses in elasto-hydrodynamic lubrication by silicone fluids. *Proc Instn Mech Engrs*, 1965-1966, vol. 180, Part 3K, p. 97-112.
- [EHR97] **EHRET, P., DOWSON, D., TAYLOR, C.M., WANG, D.** Analysis of isothermal elasto-hydrodynamic point contacts lubricated by newtonian fluids using multigrid methods. *Proc Instn Mech Engrs*, 1997, vol 211, Part C, p. 493-508.
- [ETT81] **ETTERS, R.D., HELMY, A.A.** *Physics of Solids Under High Pressure*, Amsterdam : Schilling, J.S. and Shelton, R.N., North-Holland Publishing Company, 1981.
- [EVA81] **EVANS, H.P., SNIDLE, R.W.** The isothermal elasto-hydrodynamic lubrication of spheres. *Transactions of the ASME: Journal of Lubrication Technology*, 1981, vol. 103, p. 547-557.
- [EVAN86] **EVANS, C.R., JOHNSON, K.L.** The rheological properties of EHD lubricants. *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 1986, vol. 200, n° C5, p. 303-312.
- [FER84] **FERRARO, J.R.** *Vibrational spectroscopy at high external pressures. The Diamond Anvil Cell*. Orlando: Academic Press, 1984, 261 p.
- [FER94] **FERRARO, J.R., NAKAMOTO, K.** *Introductory Raman Spectroscopy*. Boston: Academic Press, 1994, 370 p.
- [FIL99] **FILIOU, C., GALIOTIS, C.** In situ monitoring of the fibre strain distribution in carbon-fibre thermoplastic composites. 1. Application of a tensile stress field. *Composites Science and Technology*, 1999, vol. 59, p. 2149-2161.
- [FOO69] **FOORD, C.A., WEDEVEN, L.D., WESTLAKE, F.J., CAMERON, A.** Optical elasto-hydrodynamics. *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 1969-70, vol. 184, Pt.1, n°28, p 487-505.
- [FRE90] **FRENE, J., NICOLAS, D., DEGUEURCE, B., BERTHE, D., GODET, M.** *Lubrification hydrodynamique, Paliers et butées*. Paris : Eyrolles, 1990, 488 p.
- [GAR83] **GARDINER, D.J., BAIRD, E., GORVIN, A.C., MARSHALL, W.E., DARE-EDWARDS, M.P.** Raman spectra of lubricants in elasto-hydrodynamic entrappings. *Wear*, 1983, vol. 91, p 111-114.
- [GAR89] **GARDINER, D.J., BAIRD, E., CRAGGS, C.** Raman microspectroscopy of a working elasto-hydrodynamic contact. *Lubric. Sci.*, 1989, vol. 1, p 301-313.
- [GEO00] **GEORGES, J.M.** *Frottement, usure et lubrification. Tribologie ou science des surfaces*. Paris : Editions Eyrolles, CNRS Editions, 2000, 424 p.
- [GIL75] **GILMAN, J.J.** Mechanical behavior of metallic glasses. *Journal of applied Physics*, 1975, vol. 46, N°4.

- [GLO95] **GLOVNEA, R.P., SPIKES, H.A.** Mapping shear stress in elastohydrodynamic contacts. *Tribology Transactions*, 1995, vol. 38, n° 4, p 932-940.
- [GOH63] **GOHAR, R., CAMERON, A.** Optical measurement of oil film thickness under elastohydrodynamic lubrication. *Nature*, 1963, vol. 200, p. 458-459.
- [GOH67] **GOHAR, R., CAMERON, A.** The mapping of elastohydrodynamic contacts. *ASLE Transactions*, 1967, vol. 10, p 215-225.
- [GRE73] **GREENWOOD, J.A., KAUZLARICH, J.J.** Inlet shear heating in elastohydrodynamic lubrication. *Trans. ASME, Journal of Lubrication Technology*, 1973, vol. 95, p. 417-425.
- [GUS94] **GUSTAFSSON, L., HOGLUND, E., MARKLUND, O.** Measuring lubricant film thickness with image analysis. *Proc Instn Mech Engrs*, 1994, vol. 208, Part J 3, p. 199-205.
- [HAI89] **HAIHEM, A.** *Aire réelle et raideur d'un contact normal rugueux sec ou lubrifié.* Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1989, (N° d'ordre 89 ISAL 0018).
- [HAMI71] **HAMILTON, G.M., MOORE, S.L.** Deformation and pressure in an elastohydrodynamic contact. *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 1971, vol. 322, p. 313-330.
- [HAM76a] **HAMROCK, B.J., DOWSON, D.** Isothermal elastohydrodynamic lubrication of point contacts. Part I- Theoretical Formulation. *Transactions of the ASME: Journal of Lubrication Technology*, 1976, vol. 98, n°2, p 223-229.
- [HAM76b] **HAMROCK, B.J., DOWSON, D.** Isothermal elastohydrodynamic lubrication of point contacts. Part II- Ellipticity parameter results. *Transactions of the ASME: Journal of Lubrication Technology*, 1976, vol. 98, n°3, p. 375-383.
- [HAM77] **HAMROCK, B.J., DOWSON, D.** Isothermal elastohydrodynamic lubrication of point contacts. Part III- Fully flooded results. *Transactions of the ASME: Journal of Lubrication Technology*, 1977, vol. 99, n°2, p. 264-276.
- [HARR65] **HARRINGTON, R.E., ZIMM, B.H.** Degradation of polymers by controlled hydrodynamic shear. *J. Physical Chemistry*, 1965, vol. 69, N°1.
- [HAR97] **HARTL, M., KRUPKA, I., LISKA, M.** Differential colorimetry: tool for evaluation of the chromatic interference patterns. *Opt. Eng.*, 1997, vol. 36, n°9, p. 2384-2391.
- [HAR99] **HARTL, M., KRUPKA, I., LISKA, M.** Elastohydrodynamic film thickness mapping by computer differential colorimetry. *Tribology Transactions*, 1999, vol. 42, n° 2, p 361-368.
- [HER81] **HERTZ, H.** Über die berührung fester elastischer körper. *J. reine und angew. Math.*, 1881, vol. 92, p. 156-171.
- [HIR75] **HIRST, W., MOORE, A.J.** The elastohydrodynamic behaviour of polyphenyl ether. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, 1975, vol. A344, p 403-426.

- [HOS99] **HOSHI, Y., SHIMOTOMAI, N., SATO, M., MORI, S.** Change of concentration of additives under EHL conditions: observation by micro-FTIR. *Japanese Journal of Tribology*, 1999, vol. 44, p.481-4494.
- [HUT95] **HUTCHINSON, E.J., SHU, D., LaPLANT, F., BEN-AMOTZ, D.** Measurements of fluid film thickness on curved surfaces by Raman spectroscopy. *Applied Spectroscopy*, 1995, vol. 49, n° 9, p 1275-1278.
- [HUT98] **HUTCHINSON, E.J., BEN-AMOTZ, D.** Molecular force measurement in liquids and solids using vibrational spectroscopy. *J. Phys. Chem. B*, 1998, vol. 102, n° 18, p. 3354-3362.
- [JAE42] **JAEGER, J.C.** Moving sources of heat and the temperature at sliding contacts. *Proc. Roy. Soc. New. S. Wales*, 1942, vol. 56, p. 203-224.
- [JOHN85] **JOHNSON, K.L.** *Contact Mechanics*. London : Cambridge University Press, 1985, 452 p.
- [JOH91] **JOHNSTON, G.J., WAYTE, R., SPIKES, H.A.** The measurement and study of very thin lubricant films in concentrated contacts. *Tribology Transactions*, 1991, vol. 34, n° 2, p. 187-194.
- [JOHR94] **JOHNS-RAHNEJAT, P.M., GOHAR, R.** Measuring contact pressure distribution under elastohydrodynamic point contacts. *Tribotest Journal*, 1994, vol. 1, p. 33-53.
- [JOL99] **JOLKIN, A., LARSSON, R.** Film thickness, pressure distribution and traction in sliding EHL conjunctions. *Proceedings of the 25th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*. Elsevier, 1999, p. 505-516.
- [JUB02] **JUBAULT, I., MANSOT, J.L., VERGNE, P., MAZUYER, D.** In situ pressure measurements using Raman microspectroscopy in a rolling elastohydrodynamic contact. *Trans. ASME, Journal of Tribology*, 2002, vol. 124, p. 114-120.
- [KAN92] **KANETA, M., NISHIKAWA, H., KAMEISHI, K., SAKAI, T., OHNO, N.** Effects of elastic moduli of contact surfaces in elastohydrodynamic lubrication. *Trans. ASME, Journal of Tribology*, 1992, vol. 114, p. 75-80.
- [KANN65] **KANNEL, J.W.** Measurements of pressures in rolling contact. *Proc Instn Mech Engrs*, 1965-1966, vol. 180, 3B, p 135-142.
- [KHO94] **KHONSARI, M.M., HUA, D.Y.** Thermal elastohydrodynamic analysis using a generalized non-newtonian formulation with application to Bair-Winer constitutive equation. *Journal of Tribology*, 1994, vol. 116, p. 37-46.
- [KIM91] **KIM, K.H., SADEGHI, F.** Non-Newtonian elastohydrodynamic lubrication of point contact. *ASME Journal of Tribology*, 1991, vol. 113, p. 703-711.
- [KING64] **KING, G.W.** *Spectroscopy and Molecular Structure*. New-York: Holt, Rinehart and Winston, 1964, 482 p.
- [KIN81] **KING, V.W., LAUER, J.L.** Temperature gradients through EHD films and molecular alignment evidenced by infrared spectroscopy. *Journal of Lubrication Technology*, 1981, vol. 103, p 65-73.

- [KIP90] **KIP, B.J., MEIER, R.J.** Determination of the local temperature at a sample during Raman experiments using Stokes and anti-Stokes Raman bands. *Applied Spectroscopy*, 1990, vol. 44, n° 4, p. 707-711.
- [KIR62] **KIRK, M.T.** Hydrodynamic lubrication of Perspex. *Nature*, 1962, vol. 194, p. 965-966.
- [KIS92] **KISHBAUGH, A.J., McHUGH, A.J.** A note on the sensitivity of birefringence to polymer solution degradation. *J. Rheology*, 1992, vol. 36, N°6, p. 1213-1222.
- [KRU00] **KRUPKA, I., HARTL, M., POLISCUK, R., LISKA, M.** Experimental Study of Central and Minimum Elastohydrodynamic Film Thickness by Colorimetric Interferometry Technique. *Tribology Transactions*, 2000, vol. 43, n°4, p. 611-618.
- [KWE89] **KWEH, C.C., EVANS, H.P., SNIDLE, R.W.** Elastohydrodynamic lubrication of heavily loaded circular contacts. *Proc Instn Mech Engrs*, 1989, vol 203, Part C, p.133-148.
- [LAN52] **LANE, T.B., HUGHES, J.R.** A study of the oil film formation in gears by electrical resistance measurements. *Brit. J. Appl. Phys.*, 1952, vol. 3, p. 315.
- [LAP97] **LAPLANT, F., HUTCHINSON, E.J., BEN-AMOTZ, D.** Raman measurements of localized pressure variations in lubricants above the glass transition pressure. *Journal of Tribology*, 1997, vol. 119, p 817-822.
- [LAU79] **LAUER, J.L.** Study of polyphenyl ether fluid (5P4E) in operating elastohydrodynamic contacts by infrared emission spectroscopy. *Journal of Lubrication Technology*, 1979, vol. 101, p 67-73.
- [LAU82] **LAUER, J.L., KELLER, L.E., CHOI, F.H., KING, V.W.** Alignment of fluid molecules in an EHD contact. *ASLE Transactions*, 1982, vol. 25, 3, p 329-336.
- [LEW55] **LEWICKI, W.** Some physical aspects of lubrication in rolling bearings and gears. *Engineer, Lond.*, 1955, vol. 200, n°176, p. 212.
- [LON77] **LONG, D.A.** *Raman Spectroscopy*. Great Britain: McGraw-Hill, 1977, 276 p.
- [LOR00] **LORD, J., JOLKIN, A., LARSSON, R., MARKLUND, O.** A hybrid film thickness evaluation scheme based on multi-channel interferometry and contact mechanics. *Journal of Tribology*, 2000, vol. 122, p.16-22.
- [LUB87] **LUBRECHT, A.A.** *Numerical solution of the EHL line and point contact problem using multigrid techniques*. Ph.D. Thesis, University of Twente, Enschede, The Netherlands, 1987, 219 p, (ISBN 90-9001583-3.).
- [LUO96] **LUO, J., WEN, S., HUANG, P.** Thin film lubrication, Part I: Study of the transition between EHL and thin film lubrication using a relative optical interference intensity technique. *Wear*, 1996, vol. 194, p. 107-115.
- [MAL83] **MALYJ, M., GRIFFITHS, J.E.** Stokes/anti-Stokes Raman vibrational temperatures: reference materials, standard lamps, and spectrophotometric calibrations. *Applied Spectroscopy*, 1983, vol. 37, n° 4, p. 315-333.
- [MAN85] **MANSOT, J.L., MARTIN, J.M.** Measurements of local pressure in a static sphere/plane interface containing organic compounds by means of Raman

spectroscopy. *Proceedings of the 12th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, 1985, p. 234-237.

- [MAN86] **MANSOT, J.L.** *Etude des pressions dans un interface sphère/plan en présence d'une couche mince organique*. Thèse de Docteur Ingénieur, Université Lyon I, 1986, 91 p, (N° d'ordre 86-50).
- [MAN93] **MANSOT, J.L., HALLOUIS, M., MARTIN, J.M.** Colloidal antiwear additives. 2. Tribological behaviour of colloidal additives in mild wear regime. *Colloids and surfaces A*, 1993, vol. 75, p. 25-31.
- [MAO86] **MAO, H.K., BELL, P.M.** Calibration of the ruby pressure gauge to 800 kbar under quasi-hydrostatic conditions. *J. Geophys. Res.*, 1986, vol. 91, p. 4673-4676.
- [MARC00] **MARCHETTI, M.** *Aspects globaux et locaux de la mise en œuvre de la lubrification fluide en ambiance spatiale*. Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2000, (N° d'ordre 00 ISAL 0082).
- [MARG95] **MARGINSON, H.J., SAYLES, R.S., OLVER, A.V.** Limitations of thin film microtransducers in highly loaded contacts. *Tribology International*, 1995, vol. 28, n° 8, p. 517-521.
- [MARK99] **MARKLUND, O., GUSTAFSSON, L.** Correction for pressure dependence of the refractive index in measurements of lubricant film thickness with image analysis. *Proc Instn Mech Engrs*, 1999, vol. 213, Part J, p. 109-126.
- [MAR86a] **MARTIN, J.M., MANSOT, J.L., BERBEZIER, I., BELIN, M., BALOSSIER, G.** Microstructural aspects of lubricated mild wear with zinc dialkyldithiophosphate. *Wear*, 1986, vol. 107, p. 355-366.
- [MAR86b] **MARTIN, J.M., BELIN, M., MANSOT, J.L., DEXPERT, H., LAGARDE, P.** Friction-induced amorphization with ZDDP- An EXAFS study. *ASLE Trans.*, 1986, vol. 49, n°4, p. 523-531.
- [MAR93] **MARTIN, J.M., BELIN, M.** New trends in analytical tribology. *Thin solid films*, 1993, p. 173-179.
- [MAS89] **MASSON, M., YAHIAOUI, B., HARRAND, M.** Etude des interfaces liquide-solide par spectrométrie Raman polarisée. Cas des molécules à longue chaîne hydrocarbonée. *Compte Rendu de l'Académie des Sciences de Paris*, 1989, t. 308, Série II, p. 1681-1684.
- [MIN98] **MING-TANG MA** Effects of the non-newtonian behavior of lubricants on the temperature, traction and film thickness in an elliptical EHD contact under heavy loads. *Journal of Tribology*, 1998, vol. 120, p.685-694.
- [MOE92] **MOES, H.** Optimum similarity analysis with applications to elastohydrodynamic lubrication. *Wear*, 1992, vol. 159, p. 57-66.
- [MOK85] **MOKHTAR, M.O.A., ABDEL GHANY, A.A.** Elastohydrodynamic behaviour of rolling elliptical contacts: Part I: Pressure and temperature distributions. *Journal of Tribology*, 1985, vol. 107, p. 343-351.

- [MOL99a] **MOLIMARD, J.** *Etude expérimentale du régime de lubrification en film mince. Application aux fluides de laminage.* Thèse de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1999, (N° d'ordre 99 ISAL 0121).
- [MOL99b] **MOLIMARD, J., QUERRY, M., VERGNE, P.** New tools for experimental study of EHD and limit lubrications. *Proceedings of the 25th Leeds-Lyon Symposium on Tribology*, Elsevier, 1999, p. 717-726.
- [MOL02] **MOLIMARD, J., VERGNE, P., KRUPKA, I., HARTL, M.** Evaluation of pressure distribution in EHL contacts by inverse method. *Soumis à la conférence SEM*, Milwaukee, 10-12 Juin 2002.
- [MOR29] **MORSE, P.M.** *Phys. Rev.*, 1929, vol. 34, p. 57.
- [NAG77] **NAGARAJ, H.S., SANBORN, D.M., WINER, W.O.** Effects of load, speed, and surface roughness on sliding EHD contact temperatures. *Trans. ASME Journal of Lubrication Technology*, 1977, vol. 99, p. 254-261.
- [NAG78] **NAGARAJ, H.S., SANBORN, D.M., WINER, W.O.** Direct surface temperature measurement by infrared radiation in elastohydrodynamic contacts and the correlation with the Blok flash temperature theory. *Wear*, 1978, vol. 49, p. 43-59.
- [NIJ94] **NIJENBANNING, G., VENNER, C.H., MOES, H.** Film thickness in elastohydrodynamically lubricated elliptic contacts. *Wear*, 1994, vol. 176, p. 217-229.
- [ODE86] **ODELL, J.A., KELLER, A.** Flow-induced chain fracture of isolated linear macromolecules in solution. *Journal of Polymer Science: Part B: Polymer Physics*, 1986, vol. 24, p. 1889-1916.
- [OST96] **OSTENSEN, J. O., LARSSON, R., VENNER, C.H.** Determination of viscosity and pressure in an elastohydrodynamic rolling contact by using optical interferometry: a theoretical study. *Proc Instn Mech Engrs*, 1996, vol. 210, Part J, p. 259-268.
- [PET94] **PETITET, J.P.** Techniques de mesures sous haute pression. *Techniques de l'Ingénieur*, 1994, R370, vol. RAB, traité Mesures et contrôle.
- [PETR51] **PETRUSEVICH, A.I.** En russe (Fundamental conclusions from the hydrodynamic contact theory of lubrication). *Izv. Akad. Nauk. SSSR (OTN)*, 1951, vol. 2, p. 209.
- [PIC96] **PICCIGALLO, B.** A fast method for the numerical solution of thermal-elastohydrodynamic lubrication problems. 1996, *Wear*, vol. 193, p. 56-65.
- [PIE75] **PIERMARINI, G.J., BLOCK, S., BARDNETT, J.D., FORMAN, R.A.** Calibration of the pressure dependence of the R₁ ruby fluorescence line to 195 kbar. *Journal of Applied Physics*, 1975, vol. 46, p. 2274-2780.
- [POR85] **PORTER, R.S., CASALE, A.** Recent studies of polymer reactions caused by stress. *Polymer Eng. Sci.*, 1985, vol. 25, p. 129-156.

- [QU00] **QU,S., YANG, P., GUO, F.** Theoretical investigation on the dimple occurrence in the thermal EHL of simple sliding steel-glass circular contacts. *Tribology International*, 2000, vol. 33, p. 59-65.
- [RAS94] **RASSAT, S.D., DAVIS, E.J.** Temperature measurement of single levitated microparticules using Stokes/Anti-Stokes Raman intensity ratios. *Applied Spectroscopy*, 1994, vol. 48, n°12, p. 1498-1505.
- [REY86] **REYNOLDS, O.** On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. *Phil. Trans.*, 1886, vol. 177, p. 157-234.
- [ROE66] **ROELANDS, C.J.A.** *Correlational aspects of the viscosity-temperature-pressure relationship of lubricating oils*. Ph.D Thesis, Technical University Delft, Netherlands, 1966, 259 p.
- [SAD90] **SADEGHI, F., SUI, P.C.** Thermal elastohydrodynamic lubrication of rolling/sliding contacts. *Journal of Tribology*, 1990, vol. 112, p. 189-195.
- [SAF82] **SAFA, M.M.A., ANDERSON, J.C., LEATHER, J.A.** Transducers for pressure, temperature and oil film thickness measurement in bearings. *Sensors and Actuators*, 1982-83, vol. 3, p. 119-128.
- [SAT95] **SATO, M., IMAI, J., HATA, H., MORI, S.** Study on the dynamic behavior of EHD film on synthetic hydrocarbon oils by FTIR microscope. *Synopses of the International Tribology Conference*, Yokohama, 1995, p. 374.
- [SHE82] **SHERMAN, W.F.** Vibrational spectroscopy under high pressures. *Bulletin de la Société Chimique de France*, 1982, n° 9-10, p. 347-369.
- [SIB61] **SIBLEY, L.B., ORCUTT, F.K.** Elasto-Hydrodynamic lubrication of rolling contact surfaces. *ASLE Transactions*, 1961, vol. 4, p. 234-249.
- [SMA74] **SMART, A.E., FORD, R.A.J.** Measurement of thin liquid films by fluorescence technique. *Wear*, 1974, vol. 29, p. 41-47.
- [SME96] **SMEETH, M., SPIKES, H.A.** The influence of slide/roll ratio on the film thickness of an EHD contact operating within the mixed lubrication regime. *The Third Body Concept, Proceedings of the 22nd Leeds-Lyon Symposium on Tribology*. Elsevier, 1996, p. 695-703.
- [SME97] **SMEETH, M., SPIKES, H.A.** Central and minimum elastohydrodynamic film thickness at high contact pressure. *Journal of Tribology*, 1997, vol. 119, p. 291-296.
- [SPI90] **SPIKES, H.A., CANN, P.M.** The influence of sliding speed and lubricant shear stress on EHD contact temperatures. *Tribology Transactions*, 1990, vol. 33, n° 3, p 355-362.
- [SPI99] **SPIKES, H.A.** Thin films in elastohydrodynamic lubrication: the contribution of experiment. *Proc Instn Mech Engrs*, 1999, vol. 213, Part J, p 335-352.
- [STU98] **STUART, B.H.** The application of Raman spectroscopy to the tribology of polymers. *Tribology International*, 1998, vol. 31, n°11, p. 687-693.

- [TEV80] **TEVAARWERK, J.L.** Traction calculations using the shear plane hypothesis. *Proc Instn Mech Engrs*, 1980, vol. 194, p. 201-213.
- [TUR74] **TURCHINA, V., SANBORN, D.M., WINER, W.O.** Temperature measurements in sliding elastohydrodynamic point contacts. *Trans. ASME Journal of Lubrication Technology*, 1974, Series F, vol. 96, n° 3, p. 464-471.
- [USA93] **USAMI, H., FUNABASHI, K., NAKAMURA, T.** Experimental study of surface temperature during friction and wear test. *Proceedings of the 6th International Congress of Tribology Eurotrib 93*, Budapest, 1993, vol. 3, p. 440-445.
- [VEN91] **VENNER, C.H.** *Multilevel solution of the EHL line and point contact problems*. Ph.D. Thesis, University of Twente, Enschede, The Netherlands, 1991, 318 p, (ISBN 90-9003974-0).
- [VEN92a] **VENNER, C.H., TEN NAPEL, W.E.** Multilevel solution of the elastohydrodynamically lubricated circular contact problem. Part I: Theory and numerical algorithm. *Wear*, 1992, vol. 152, p. 351-367.
- [VEN92b] **VENNER, C.H., TEN NAPEL, W.E.** Multilevel solution of the elastohydrodynamically lubricated circular contact problem. Part II: Smooth surface results. *Wear*, 1992, vol. 152, p. 368-381.
- [VEN00] **VENNER, C.H., LUBRECHT, A.A.** Multigrid techniques: a fast and efficient method for the numerical simulation of elastohydrodynamically lubricated point contact problems. *Proc Instn Mech Engrs*, 2000, vol. 214, Part J, p 43-61.
- [VLA97] **VLASOV, I.I., RALCHENKO, V.G., OBRAZTSOVA, E.D., SMOLIN, A.A., KONOVOV, V.I.** Stress mapping of chemical-vapor-deposited diamond film surface by micro-Raman spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 1997, vol. 71, n°13, p. 1789-1791.
- [WAL74] **WALKER, D.L., SANBORN, D.M., WINER, W.O.** Polymer degradation in elastohydrodynamic lubrication. *Colloques Internationaux du CNRS*, 1974, N°233, Polymères et Lubrification, p. 69-79.
- [WEST65] **WEST, J.P., SELBY, T.W.** The effect of engine operation on the viscometric properties of multigrade engine oils. *SAE Paper*, 1965, N°650445.
- [WES67] **WESTLAKE, F.J., CAMERON, A.** A study of ultra-thin lubricant films using an optical technique. *Proc Instn Mech Engrs*, 1967-68, vol. 182, Part 3G, p. 75-78.
- [WES72] **WESTLAKE, F.J., CAMERON, A.** Optical elastohydrodynamic fluid testing. *ASLE Transactions*, 1972, vol. 15, n°2, p. 81-95.
- [WHA76] **WHALLEY, E., LAVERGNE, A., WONG, P.T.T.** Hydrostatic optical cell with glass windows for 25 kilobars, *Rev. Sci. Instrum.*, 1976, vol. 47, n°7, p 845-848.
- [WIL83] **WILSON, W.R.D., SHEU, S.** Effect of inlet shear heating due to sliding on elastohydrodynamic film thickness. *Journal of Lubrication Technology*, 1983, vol. 105, p. 187-188.

- [XU86] **XU, J.A., MAO, H.K., BELL, P.M.** High-pressure ruby and diamond fluorescence: observations at 0.21 to 0.55 Terapascals. *Science*, 1986, vol. 232, p. 1404-1406.
- [YAS84] **YASOTUMI, S., BAIR, S., WINER, W.O.** An application of a free-volume model to lubricant rheology. Part I. Dependence of viscosity on temperature and pressure. *ASME Journal of Tribology*, 1984, vol. 106, p. 291-312.
- [ZAM98] **ZAMBELLI, G., VINCENT, L.** *Matériaux et contacts*. Lausanne : Presses polytechniques et universitaires romandes, 1998, p. 160.
- [ZHU84] **ZHU DONG, WEN SHI-ZHU** A full numerical solution for the thermoelastohydrodynamic problem of elliptical contacts. *Journal of Lubrication Technology*, 1984, vol. 106, p. 246-254.

Annexes

Annexe 1 : Les différents régimes de lubrification

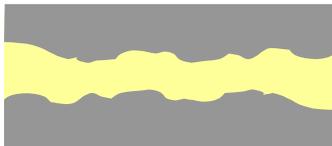
L'objectif principal de la lubrification est de réduire le frottement et l'usure des surfaces en contact en introduisant un film interfacial entre deux surfaces en mouvement relatif.

Une grande variété de matériaux peuvent être utilisés comme lubrifiants à l'état de solide, de liquide ou de gaz. En lubrification liquide, les lubrifiants sont essentiellement des huiles.

La formation et le maintien d'un film de lubrifiant entre deux surfaces impose l'existence d'une pression dans ce film pour équilibrer la charge appliquée. Lorsque cette pression est créée et maintenue par un système extérieur au contact (compresseur par exemple), la lubrification est dite hydrostatique. Lorsque cette pression est générée par le déplacement relatif des surfaces, la lubrification est dite hydrodynamique. Il est généralement nécessaire d'avoir une géométrie permettant à l'épaisseur de film de varier (coin de lubrifiant). L'épaisseur de film dans l'interface dépend de la vitesse d'entraînement moyenne u_e , de la viscosité η du lubrifiant et de la charge appliquée.

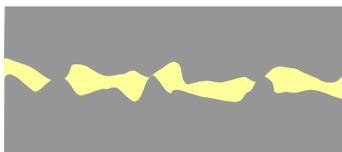
Selon l'épaisseur du film lubrifiant, on distingue trois régimes de lubrification caractérisés par le mode de portance de la charge (film lubrifiant ou aspérités) et par la valeur du coefficient de frottement :

* Le régime de lubrification "complète"



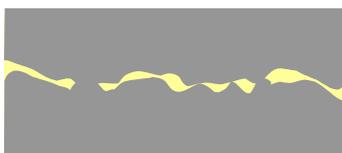
C'est le régime le plus favorable, le film lubrifiant est épais (de 0.1 à 100 μm) et sépare totalement les surfaces. Le frottement dans le contact, qui correspond aux efforts de cisaillement du film, est relativement faible.

* Le régime de lubrification mixte



Le film lubrifiant n'est pas suffisamment épais (quelques dizaines de nm) pour séparer complètement les surfaces. La charge est supportée à la fois par le film et par des contacts directs entre aspérités. Le coefficient de frottement augmente par rapport au régime de lubrification complète.

* Le régime de lubrification limite



C'est une aggravation du régime précédent. Le film est réduit à quelques nanomètres d'épaisseur. La majeure partie de la charge est supportée par les contacts entre aspérités. Les propriétés volumiques du lubrifiant n'interviennent plus. Les mécanismes de frottement sont gouvernés par les propriétés physico-chimiques des films surfaciques. Ce régime est caractérisé par un coefficient de frottement élevé. Il apparaît dans les mécanismes fonctionnant dans des conditions sévères (faible vitesse, basse viscosité, charge élevée) ou lorsqu'il y a pénurie de lubrifiant.

Les frontières entre ces différents régimes sont souvent difficiles à situer. Un contact réel peut fonctionner sous différents régimes selon les conditions de fonctionnement.

Lorsque le film lubrifiant sépare totalement les surfaces (lubrification "complète"), deux types de lubrification peuvent être distingués suivant la pression de contact :

- la lubrification est dite **HydroDynamique** (HD) lorsque les pressions générées dans le film sont faibles (<10 MPa) et n'entraînent pas de déformations élastiques significatives des solides. C'est principalement le cas des contacts conformes caractérisés par des surfaces de contact importantes et donc des pressions relativement faibles. Le film formé est épais (quelques μm à quelques dizaines de μm).

Les paliers et les butées fonctionnent en régime hydrodynamique.

- la lubrification est dite **ElastoHydroDynamique** (EHD) lorsque les pressions générées dans le film sont élevées (>100 MPa) et engendrent des déformations élastiques importantes des solides. Ces déformations peuvent être très supérieures à l'épaisseur du film dans le contact et influencent fortement sa géométrie. C'est le cas des contacts non conformes pour lesquels la charge est appliquée sur une surface réduite. Les fortes pressions présentes dans le film entraînent une augmentation de la viscosité du lubrifiant de plusieurs ordres de grandeur. Le film formé a une épaisseur de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres à quelques microns.

Ce régime est rencontré par exemple dans les engrenages et les roulements.

La courbe de Stribeck est une illustration classique des différents régimes de lubrification (Figure 1). Elle représente le coefficient de frottement μ en fonction d'un paramètre de fonctionnement égal au produit de la vitesse d'entraînement u_e et de la viscosité η du lubrifiant.

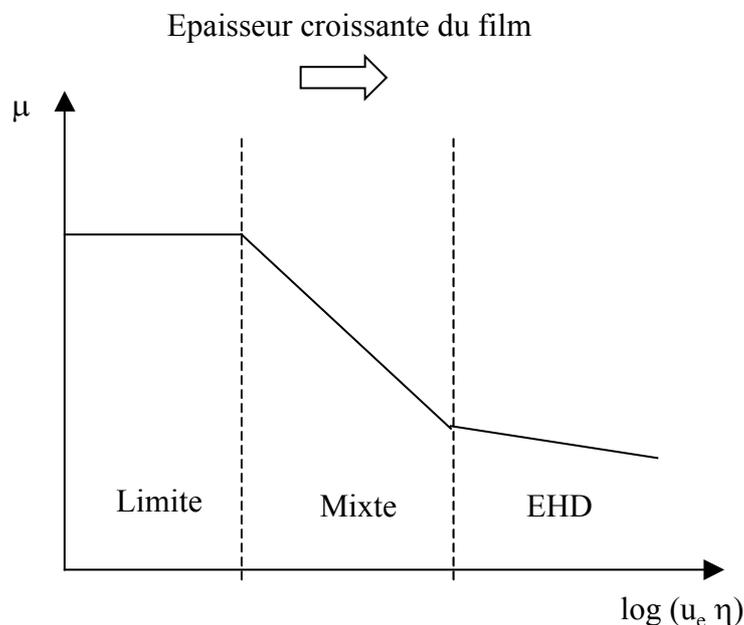


Figure 1. Courbe de Stribeck pour les fortes pressions de contact.

Annexe 2 : Principe théorique de la diffusion Raman

L'effet Raman correspond à une diffusion inélastique des photons par les molécules lorsque celles-ci sont éclairées par un faisceau de lumière monochromatique dont la longueur d'onde peut varier du proche UV au proche IR.

Les molécules, de même que les cristaux, sont constituées d'atomes liés les uns aux autres par des liaisons chimiques. Ces liaisons ne sont pas rigides et peuvent se déformer élastiquement, si bien que les atomes effectuent sans cesse des oscillations autour de leur position d'équilibre. Ce sont ces mouvements de vibration, s'effectuant à des fréquences ν_v caractéristiques de chaque groupe d'atomes, que la spectroscopie Raman permet de mesurer.

(1) Traitement classique

Un rayonnement électromagnétique de fréquence ν_0 , caractérisé par un champ magnétique et un champ électrique de même fréquence, peut se coupler avec tout mouvement moléculaire faisant intervenir une variation de l'état de polarisation électrique de cette molécule.

Ainsi, certains mouvements du nuage électronique peuvent être mis en résonance par une onde électromagnétique de même fréquence (domaine UV-visible) donnant lieu à un phénomène d'absorption de ce rayonnement.

De la même manière, un mouvement de vibration des noyaux de la molécule peut donner lieu à une **absorption** dans le domaine de l'infrarouge, si ce mouvement modifie le moment dipolaire $\vec{\mu}$ de la molécule. On dit souvent qu'une telle vibration est polaire. Inversement, une vibration polaire peut émettre un champ électromagnétique à la même fréquence. Ce phénomène est appelé **émission**.

Enfin, lorsque la fréquence de l'onde électromagnétique est loin de toute fréquence de vibration moléculaire, c'est le phénomène de **diffusion**, lié à la polarisabilité moléculaire, qui est prépondérant. Cette polarisabilité exprime la faculté du nuage électronique à acquérir un moment dipolaire électrique induit \vec{P} sous l'effet du champ électrique \vec{E} , ce qui s'écrit :

$$\vec{P} = \overline{\alpha} \vec{E}$$

où $\overline{\alpha}$ est le tenseur de polarisabilité de la molécule de rang 2,

et \vec{E} est le champ électrique correspondant à la radiation électromagnétique incidente de fréquence ν_0 , tel que :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(2\pi\nu_0 t)$$

La polarisabilité est modulée par les vibrations des molécules. Pour des mouvements suffisamment petits, les composantes α_{ij} du tenseur $\overline{\alpha}$ peuvent s'écrire sous la forme d'un développement en série de Taylor en fonction des coordonnées normales Q . En limitant le développement au premier ordre, on a :

$$\alpha_{ij} = (\alpha_{ij})_0 + \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q} \right)_0 Q$$

où $(\alpha_{ij})_0$ représente la valeur de α_{ij} lorsque les atomes sont à leur position d'équilibre.

La coordonnée normale Q correspondant à une vibration de fréquence propre ν_v s'écrit :

$$Q = Q_0 \cos(2\pi\nu_v t)$$

Le champ électrique diffusé E_{diff} , proportionnel au moment dipolaire induit P , a alors pour expression :

$$E_{\text{diff}} \propto P = (\alpha_{ij})_0 E_0 \cos(2\pi\nu_0 t) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q} \right)_0 Q_0 E_0 [\cos 2\pi(\nu_0 + \nu_v)t + \cos 2\pi(\nu_0 - \nu_v)t]$$

Chaque terme correspond à un type de diffusion particulier :

✖ Le premier terme correspond à la **diffusion Rayleigh**, c'est-à-dire à une diffusion élastique de la lumière sans changement de fréquence.

✖ Le deuxième terme est relatif à la **diffusion Raman**, qui est un processus de diffusion inélastique. Elle se décompose en deux processus appelés **Stokes** et **anti-Stokes**, correspondant respectivement à une diffusion de la lumière à une fréquence inférieure ($\nu_0 - \nu_v$) et supérieure ($\nu_0 + \nu_v$) à celle du rayonnement incident ν_0 .

La diffusion Raman est un phénomène du second ordre, beaucoup moins intense que la diffusion Rayleigh (facteur 10^6).

L'ensemble des radiations diffusées constitue le spectre Raman. Les raies correspondant aux processus Stokes et anti-Stokes sont situées de part et d'autre du pic de diffusion élastique très intense (Rayleigh) situé à la fréquence ν_0 du rayonnement incident. Les écarts entre les raies Raman et le pic central sont égaux aux fréquences de vibration ν_v de la molécule.

Toutes les vibrations ne donnent pas expérimentalement de raie Raman. Pour qu'il en soit ainsi, il faut que la dérivée $\left(\frac{\partial \alpha_{ij}}{\partial Q} \right)_0$ soit non nulle, c'est-à-dire que la vibration fasse varier la polarisabilité de la molécule. On dit alors de ces vibrations qu'elles sont actives en diffusion Raman.

(2) Traitement quantique

Le traitement classique de la diffusion Raman rend compte des changements de fréquence observés expérimentalement mais il n'explique pas le mécanisme d'interaction entre le rayonnement incident et la matière et ne donne pas les intensités relatives des raies Raman Stokes et anti-Stokes, que seul le traitement quantique permet d'obtenir.

L'effet Raman peut s'interpréter comme un échange d'énergie entre les molécules diffusantes et les quanta énergétiques, ou photons, qui constituent la lumière excitatrice.

A chacune des vibrations de la molécule correspondent des niveaux d'énergie discrets E_v ($v=0, 1, 2, \dots$).

L'interaction entre la lumière, caractérisée par un photon d'énergie $h\nu_0$, et une molécule se trouvant sur un niveau d'énergie v donné peut engendrer différents phénomènes :

✖ si $\nu_0 \approx \nu_v$, la transition la plus probable est la transition $v \rightarrow v+1$. C'est le phénomène d'**absorption infrarouge** (Figure 1).

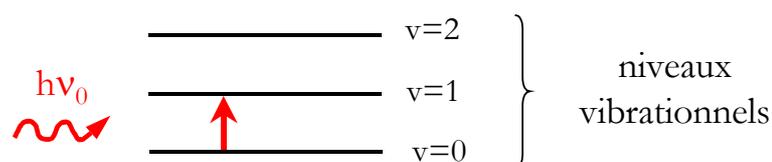


Figure 1. Mécanisme de l'absorption infrarouge.

* si ν_0 est très grand devant tous les ν_v , le phénomène le plus probable est celui de **diffusion** dont le mécanisme peut-être décrit, de façon très schématique, de la manière suivante : lors de l'excitation par un photon d'énergie $h\nu_0$, la molécule transite par un état virtuel et redescend sur un niveau réel (temps de transition généralement inférieur à 10^{-10} s). On montre que seuls les niveaux d'arrivée $\nu-1$, ν et $\nu+1$ sont possibles. Selon les niveaux vibrationnels mis en jeu, on distingue trois processus (Figure 2) :

- La diffusion **Rayleigh**, pour laquelle les états vibrationnels initial et final sont identiques. Il s'agit du processus élastique : les photons conservent la même énergie $h\nu_0$.
- La diffusion **Raman Stokes**, pour laquelle l'état vibrationnel final possède une énergie supérieure à l'état initial. La molécule gagne un quantum d'énergie $h\nu_v$: on dit qu'il y a création d'un phonon. Cette énergie est cédée par le photon incident qui est diffusé à une énergie plus faible, égale à $h(\nu_0 - \nu_v)$.
- La diffusion **Raman anti-Stokes**, pour laquelle l'état vibrationnel final possède une énergie inférieure à l'état initial. La molécule perd un quantum d'énergie $h\nu_v$: on dit qu'il y a annihilation d'un phonon. Cette énergie est gagnée par le photon incident qui est diffusé à une énergie supérieure, égale à $h(\nu_0 + \nu_v)$.

La diffusion Rayleigh est la plus probable, alors que les diffusions Stokes et anti-Stokes sont très peu favorisées.

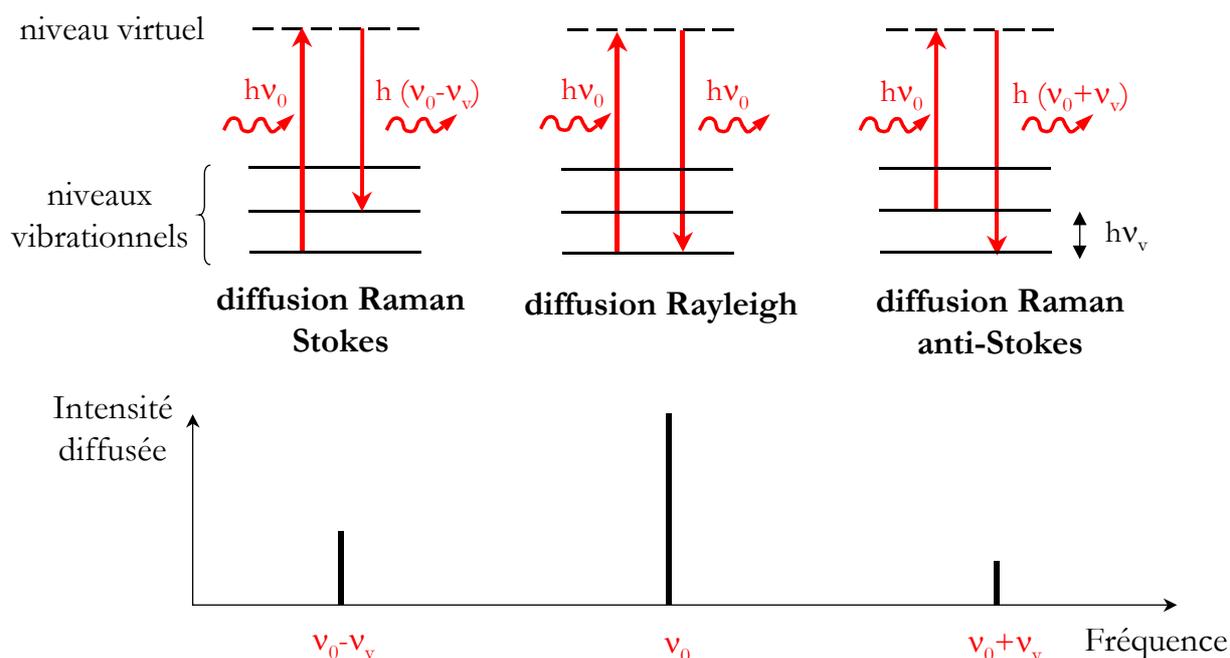


Figure 2 : Mécanismes de diffusion Rayleigh et Raman et spectre de la lumière diffusée.

A une température T donnée, la répartition en niveaux d'énergie d'un ensemble de molécules obéit à une distribution de Maxwell-Boltzmann. La probabilité d'occupation des niveaux diminue lorsque leur énergie augmente et seules les molécules se trouvant dans un état excité peuvent donner une transition anti-Stokes de type $\nu \rightarrow \nu-1$. Cela explique le fait expérimentalement observé que les raies anti-Stokes sont moins intenses que les raies Stokes.

Dans l'approximation harmonique, l'intensité du rayonnement Stokes correspondant au mode de vibration de fréquence ν_v peut s'écrire :

$$I_S = C \frac{(\nu_0 - \nu_v)^4}{\nu_v \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_v}{kT}\right) \right]} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)^2$$

et l'intensité du rayonnement anti-Stokes :

$$I_{AS} = C \frac{(\nu_0 + \nu_v)^4}{\nu_v \left[\exp\left(\frac{h\nu_v}{kT}\right) - 1 \right]} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial Q} \right)^2$$

où k est la constante de Boltzmann,

T est la température thermodynamique de l'échantillon,

C est une constante qui contient en particulier l'intensité du rayonnement incident et le nombre de molécules contribuant au rayonnement diffusé.

Le rapport des intensités des raies Stokes I_S et anti-Stokes I_{AS} est alors donné par la relation :

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = \frac{(\nu_0 + \nu_v)^4}{(\nu_0 - \nu_v)^4} \exp\left(-\frac{h\nu_v}{kT}\right)$$

La connaissance de I_S et I_{AS} pour une vibration donnée peut donc être une bonne **mesure de la température** de l'échantillon.

(3) Effet Raman de résonance

La diffusion Raman de résonance est un cas particulier de l'effet Raman qui intervient lorsque la fréquence de la radiation excitatrice est voisine de celle d'une transition électronique de la molécule étudiée.

L'état intermédiaire virtuel dans le processus Raman peut être décrit comme une combinaison linéaire de tous les états électroniques de la molécule, chaque état étant représenté par un terme pondéré par un facteur d'autant plus grand que l'énergie de cet état est proche de l'énergie excitatrice.

En Raman conventionnel, la fréquence de la radiation excitatrice ne coïncide avec aucune transition électronique. Tous les facteurs de pondération sont faibles et de grandeur comparable. Le calcul de l'intensité des raies de diffusion résulte donc d'une sommation sur tous les états électroniques excités et n'est sensible à aucun d'eux en particulier.

En revanche, lorsque la radiation excitatrice est proche ou égale à une transition électronique, le terme de pondération correspondant devient très important et les autres termes de la sommation négligeables. L'état intermédiaire dans le processus Raman peut alors être assimilé à l'état excité résonnant.

On distingue la **résonance** exacte, pour laquelle l'excitation coïncide avec le maximum d'absorption, de la **pré-résonance** plus fréquemment observée puisqu'il suffit de s'approcher des bandes d'absorption électroniques de la molécule.

L'effet Raman de résonance se traduit par une exaltation très importante (jusqu'à un facteur 10^6) de l'intensité des raies correspondant aux vibrations impliquées dans la transition électronique.

En pratique, les effets de résonance sont mis à profit, grâce à un choix judicieux de la radiation excitatrice, pour exalter sélectivement le spectre de vibration de certaines molécules, dans un mélange complexe ou une solution diluée.

Annexe 3 : Formules d'épaisseur de film

Toutes les formules présentées ici ont été établies dans le cas d'un contact EHD suralimenté, en supposant les surfaces lisses, l'écoulement isotherme et le lubrifiant compressible, piézovisqueux et newtonien.

(1) Formules de Hamrock et Dowson

Les formules suivantes ont été obtenues par Hamrock et Dowson [HAM 76 et 77] pour un contact ponctuel circulaire ou elliptique.

Paramètres sans dimension :

$$H = \frac{h}{R'}$$

$$U = \frac{\eta_0 u_e}{E' R'}$$

$$W = \frac{w}{E' R'^2}$$

$$G = \alpha E'$$

$$k = 1.03 \left(\frac{R_y}{R_x} \right)^{0.64}$$

où R_x et R_y désignent les rayons de courbure équivalents dans les directions x et y (dans le cas d'un contact entre une sphère et un plan $R_x=R_y$ et $k=1.03$).

Épaisseur au centre :

$$H_c = 2.69 U^{0.67} W^{-0.067} G^{0.53} (1 - 0.61e^{-0.73k})$$

Épaisseur minimale :

$$H_{\min} = 3.63 U^{0.68} W^{-0.073} G^{0.49} (1 - e^{-0.68k})$$

(2) Formule de Venner

Les résultats suivants ont été établis par Venner [VEN92] pour un contact ponctuel circulaire.

Paramètres sans dimension :

$$M = \frac{W}{(2U)^{3/4}}$$

$$L = G(2U)^{1/4}$$

$$H_c = \frac{h_c}{R' \sqrt{2U}}$$

où U , W et G sont les paramètres sans dimension de Hamrock et Dowson.

Epaisseur au centre :

$$H_c = \{[(1.70 M^{-1/9} L^{3/4} t)^r + (1.96 M^{-1/9})^r]^{s/r} + (47.3 M^{-2})^s\}^{1/s}$$

avec $r = \exp [1-6/(L+8)]$
 $s = 12-10 \exp (-M^2)$
 $t = 1-\exp (-0.9 M^{1/6} L^{-1/6})$

Rapport H_c/H_{\min} :

L\M	3	5	10	20	50	100	200	500	1000
0	1.3	1.3	1.3	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.9
1	1.3	1.3	1.3	1.4	1.5	1.7	1.9	2.3	2.7
2.5	1.3	1.3	1.3	1.5	1.7	1.9	2.2	2.6	3.1
5	1.3	1.3	1.3	1.5	1.7	1.9	2.2	2.7	3.1
10	1.3	1.2	1.3	1.5	1.6	1.8	2	2.4	2.8
25	1.3	1.2	1.2	1.3	1.5	1.6	1.8	2.1	2.5

(3) Formule de Chevalier

La formule suivante a été proposée par Chevalier [CHEV96] pour un contact circulaire, à partir d'une approche similaire à celle de Venner et en utilisant les mêmes paramètres sans dimension.

Epaisseur au centre :

$$H_c = \{[(1.56 M^{-0.055} L^{0.52} t)^r + (2 M^{-1/8})^r]^{s/r} + (47.3 M^{-2})^s\}^{1/s}$$

avec $r = \exp [1-6/(L+8)]$
 $s = 12-10 \exp (-M^2)$
 $t = 1-\exp (-0.7 M^{1/22} L^{1/2})$

Les valeurs du rapport H_c/H_{\min} obtenues par Chevalier pour différentes valeurs des paramètres M et L sont données dans le Tableau IV.4, chapitre IV, § IV.2.2.

(4) Formule de Nijenbanning, Venner et Moes

Nijenbanning et al. [NIJ94] ont généralisé les travaux de Venner au cas des contacts elliptiques.

Epaisseur au centre :

$$H_c = [(H_{RI}^{3/2} + (H_{EI}^{-4} + H_{00}^{-4})^{-3/8})^{2s/3} + (H_{RP}^{-8} + H_{EP}^{-8})^{-s/8}]^{1/s}$$

avec $D=R_y/R_x$
 $H_{00}=1.8 D^{-1}$
 $H_{RI} = 145 (1 + 0.796 D^{14/15})^{-15/7} D^{-1} M^{-2}$
 $H_{EI} = 3.18 (1 + 0.006 \ln D + 0.63 D^{4/7})^{-14/25} D^{-1/15} M^{-2/15}$
 $H_{RP} = 1.29 (1 + 0.691D)^{-2/3} L^{2/3}$
 $H_{EP} = 1.48 (1+0.006 \ln D + 0.63 D^{4/7})^{-7/20} D^{-1/24} M^{-1/12} L^{3/4}$
 $s = 1.5 (1+\exp (-1.2 H_{EI}/H_{RI}))$

Annexe 4 : Coefficient de réduction thermique

Différents auteurs ont proposé des coefficients correctifs afin d'estimer la diminution d'épaisseur de film dans le contact due aux effets thermiques dans le convergent en roulement pur et en roulement glissement [CHE67], [WIL83].

Le coefficient de réduction thermique utilisé dans ce travail est donné par la formule :

$$\Phi_T = \frac{1 - 13.2 \left(\frac{p_0}{E'} \right) Q_{th}^{0.42}}{1 + 0.213 (1 + 2.23 |\Lambda|^{0.83}) Q_{th}^{0.64}}$$

où p_0 est la pression maximale de Hertz,

E' est le module d'Young équivalent,

Λ est le taux de glissement,

Q_{th} est un paramètre thermique sans dimension, défini par :

$$Q_{th} = \left(- \frac{\partial \eta}{\partial T} \right) \frac{u_e^2}{k_f}$$

où η est la viscosité du lubrifiant,

k_f sa conductivité thermique,

T la température,

u_e la vitesse d'entraînement.

L'expression de Q_{th} est fonction de la forme de la relation $\eta=f(T)$ entre la viscosité et la température.

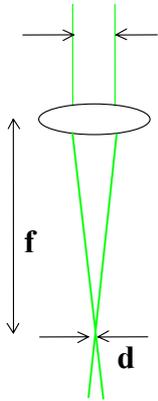
Pour une relation de type I : $\eta(T)=\eta_0 \exp[\beta(T_0 - T)]$, on a : $Q_{th} = \frac{\eta_0 u_e^2 \beta}{k_f}$

Pour une relation de type II : $\eta(T)=\eta_0 \exp \left[\beta \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right]$, on a : $Q_{th} = \frac{\eta_0 u_e^2 \beta}{k_f T^2}$

Le coefficient de thermoviscosité β du lubrifiant est exprimé en K^{-1} dans la relation de type I, et en K dans la relation de type II.

Dans ce travail, nous avons utilisé une relation de type II. Le coefficient de réduction thermique n'a pas été employé pour déterminer les épaisseurs de film dans le contact, mais uniquement comme un indicateur de l'importance des effets thermiques dans le convergent dans des conditions de fonctionnement données.

Annexe 5 : Détermination de la taille de sonde



Le diamètre théorique du spot obtenu en focalisant un faisceau laser de longueur d'onde λ et de diamètre D à l'aide d'un objectif de distance focale f (Figure 1), est donné par la formule :

$$d = \frac{4\lambda f}{\pi D}$$

La distance focale f est reliée au grossissement G de l'objectif par la relation :

$$f = \frac{\Delta}{G - 1}$$

où Δ est l'intervalle optique fixé à 180 mm pour un microscope standard.

Pour un objectif de grossissement $\times 50$ comme celui que nous avons utilisé pour nos mesures, la distance focale est alors égale à $f=3.67$ mm.

Pour un diamètre d'entrée $D=1$ mm, on obtient une taille de spot $d=2.4$ μm .

En pratique, le diamètre du spot est généralement supérieur à cette valeur.

Figure 1

De plus, pour les mesures in situ, le faisceau laser est focalisé dans le contact à travers un disque en saphir de 10 mm d'épaisseur. Du fait de l'aberration sphérique longitudinale de l'objectif, le diamètre de la tache de focalisation augmente.

Afin d'estimer la taille réelle du spot dans l'air et à travers le disque en saphir, nous avons réalisé l'expérience suivante.

(1) Principe de l'expérience

L'expérience utilise une marche en silicium (Figure 2). Le faisceau laser est focalisé à la surface du silicium avec l'objectif $\times 50$ longue frontale. Le microscope est déplacé dans la direction x à l'aide d'une table motorisée, de telle sorte que le faisceau laser passe de part et d'autre de la marche. Des points de mesure sont effectués tous les microns.

Le spectromètre est centré sur la raie Raman du silicium à 520 cm^{-1} . L'intensité de la raie du silicium est mesurée en fonction de la position x du point de mesure.

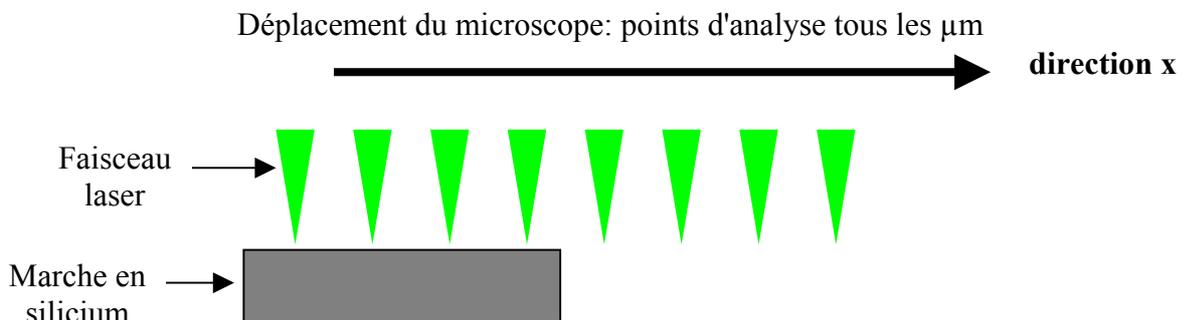


Figure 2. Schéma de principe de l'expérience.

Dans le cas idéal correspondant à une marche totalement franche et à un spot laser infiniment petit, on obtiendrait la courbe de la Figure 3a.

Dans le cas réel correspondant à une marche franche (ou du moins d'étendue spatiale petite devant la taille du spot laser) et à un spot laser de diamètre d que l'on cherche à déterminer, la courbe obtenue a l'allure représentée sur la Figure 3b.

La distance sur laquelle l'intensité mesurée passe de 100% à 0% donne la largeur du spot. Le profil de la décroissance dépend de la répartition de l'intensité lumineuse à l'intérieur de la tache de focalisation, qui n'est pas uniforme.

Nous supposons que l'intensité lumineuse dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation du faisceau laser suit une loi de variation gaussienne en fonction de la distance r à l'axe :

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma^2}\right)$$

où σ est l'écart type.

86% de l'intensité lumineuse étant contenus dans un disque de rayon $r=2\sigma$, le rayon de la tache de focalisation est pris égal à cette valeur (soit $d=4\sigma$).

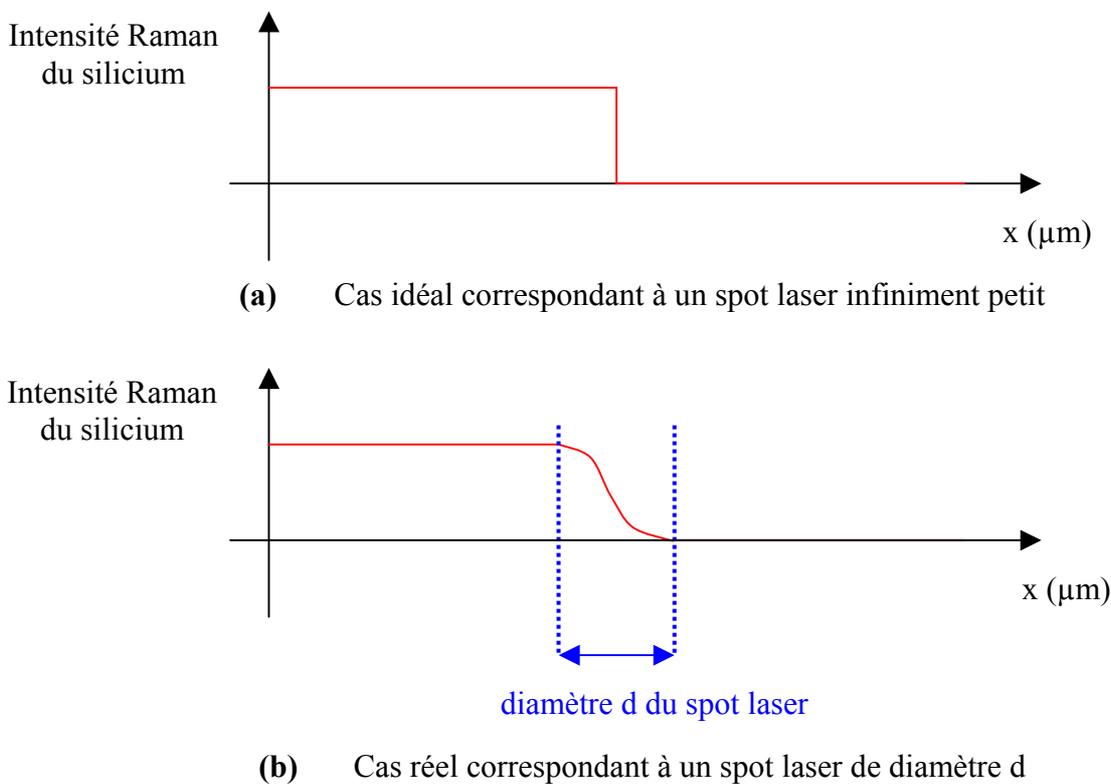


Figure 3. Intensité théorique du signal Raman du silicium en fonction de la position x .

Cette expérience est réalisée deux fois :

- une fois en plaçant directement le silicium sous le microscope pour déterminer la taille du spot laser dans l'air,
- une fois en plaçant le morceau de silicium sous le disque en saphir pour déterminer la taille du spot après traversée du saphir.

(2) Résultats

a - Détermination de la taille du spot laser dans l'air

La Figure 4 présente les points de mesure et le profil d'intensité théorique calculé pour une répartition d'intensité gaussienne, avec un écart type $\sigma=7/4$ correspondant à une tache de focalisation de diamètre $d=7 \mu\text{m}$. Le profil expérimental est en accord avec le profil théorique.

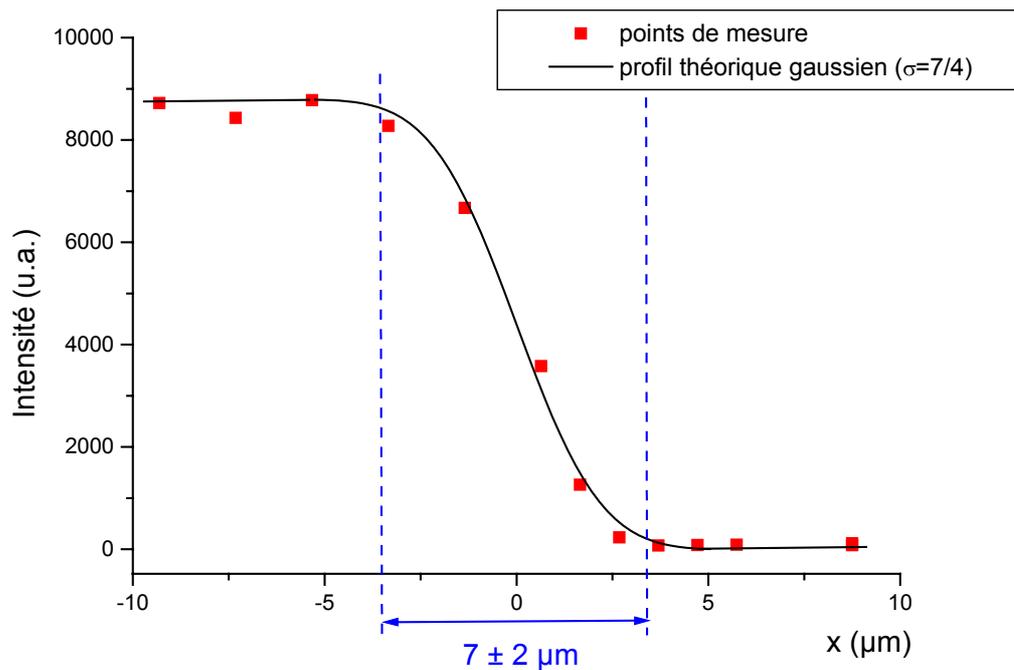


Figure 4. Profil d'intensité mesuré dans l'air et comparé au profil théorique.

b - Détermination de la taille du spot à travers le disque en saphir

La Figure 5 compare les points expérimentaux à trois profils d'intensité théoriques correspondant à des tailles de spot différentes : $d=7 \mu\text{m}$, $11 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$. Il apparaît une dissymétrie au niveau du profil expérimental après traversée du saphir qui ne suit plus le profil gaussien théorique. La comparaison avec les profils théoriques permet néanmoins d'évaluer la taille de sonde. Le profil correspondant à $d=11 \mu\text{m}$ est celui qui se rapproche le plus des valeurs expérimentales.

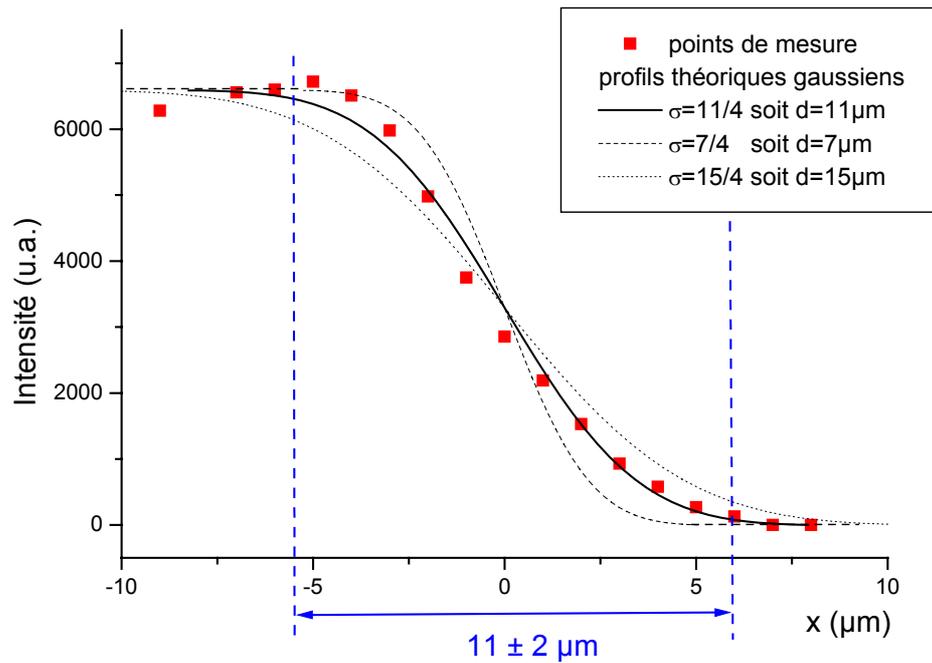


Figure 5. Profil d'intensité mesuré à travers le disque en saphir et comparé à trois profils théoriques correspondant à des tailles de sonde différentes.

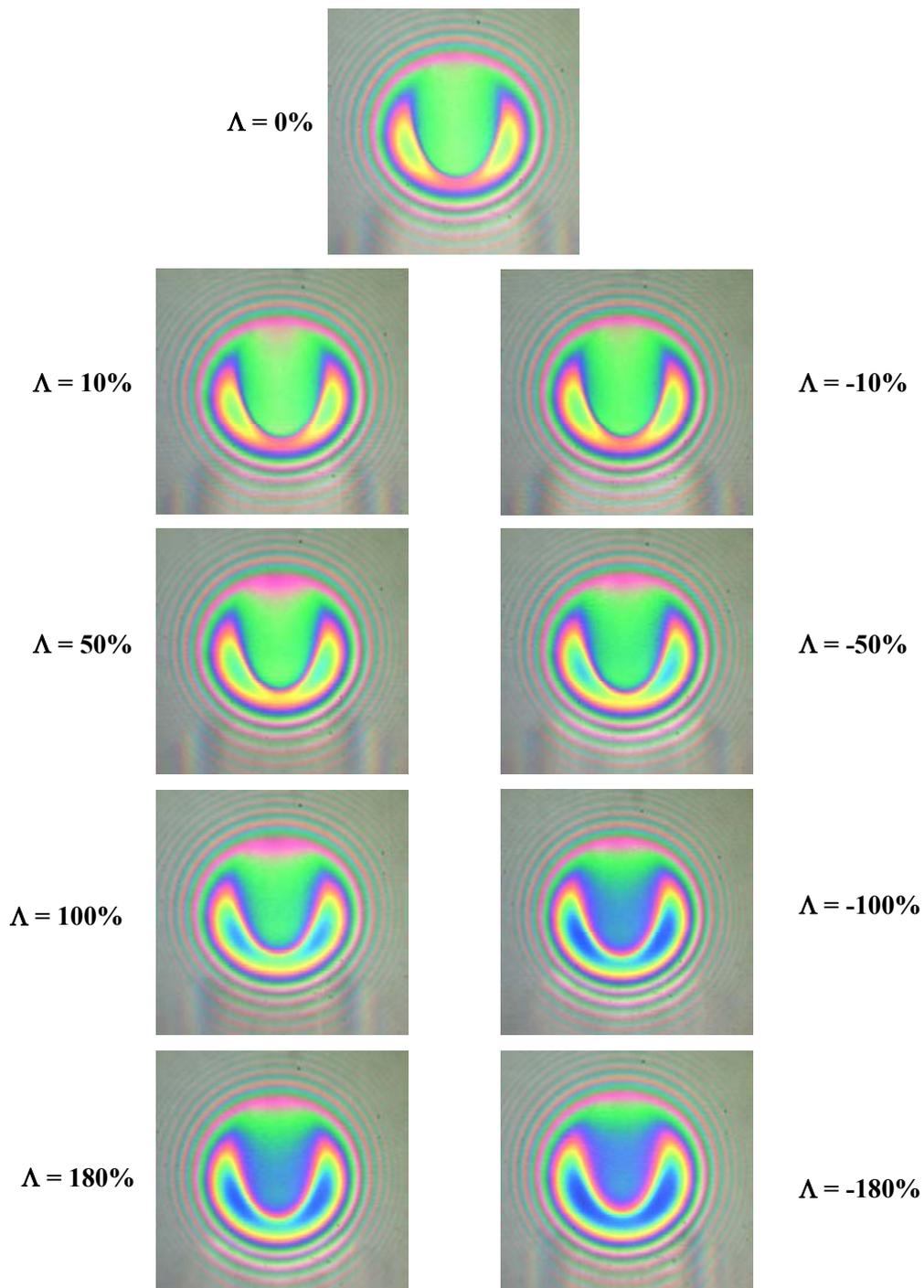
(3) Conclusion

Le diamètre du spot laser obtenu avec notre dispositif en utilisant l'objectif $\times 50$ est de $7 \pm 2 \mu\text{m}$. Le diamètre du spot après traversée du disque en saphir est de $11 \pm 2 \mu\text{m}$. C'est cette dernière valeur que nous appelons taille de sonde t_s et qui détermine la résolution spatiale de nos mesures in situ par microspectrométrie Raman.

Annexe 6 : Evolution des interférogammes en fonction du taux de glissement

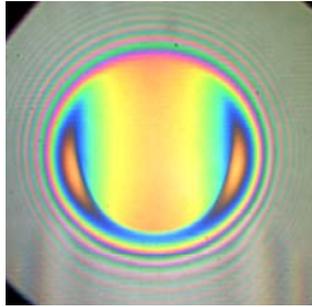
Dans cette annexe, nous montrons l'évolution en fonction du taux de glissement Λ des interférogammes obtenus pour le 5P4E dans différentes conditions d'essais à 50°C.

(1) $w=17\text{ N}$ $u_c=0.3\text{ m/s}$

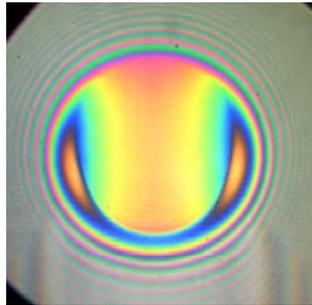


(2) $w=53 \text{ N}$ $u_e=0.2 \text{ m/s}$

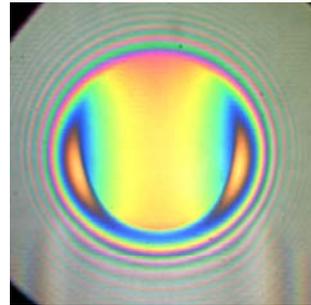
$\Lambda = 0\%$



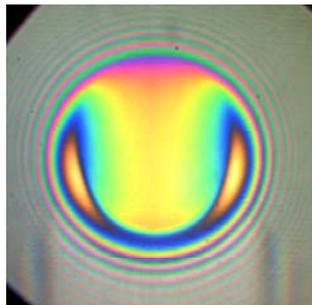
$\Lambda = 10\%$



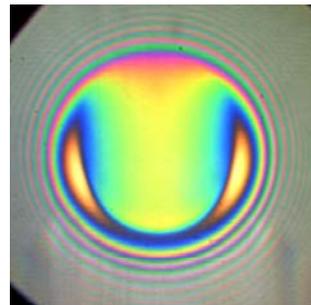
$\Lambda = -10\%$



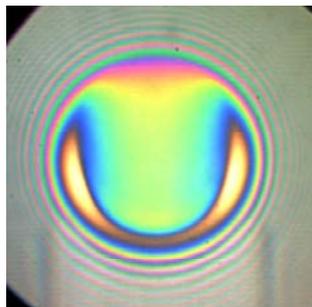
$\Lambda = 50\%$



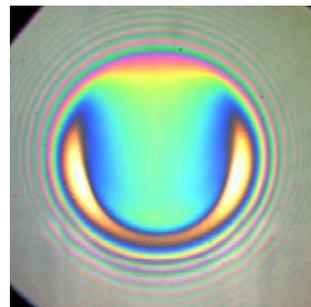
$\Lambda = -50\%$



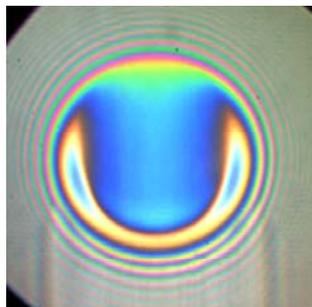
$\Lambda = 100\%$



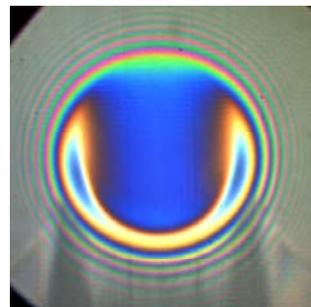
$\Lambda = -100\%$



$\Lambda = 180\%$

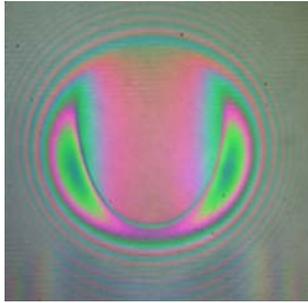


$\Lambda = -180\%$

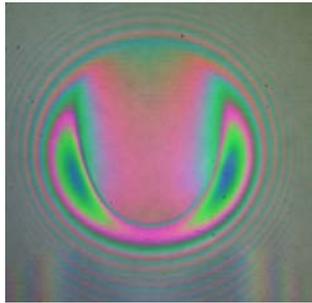


(3) $w=53 \text{ N}$ $u_e=0.62 \text{ m/s}$

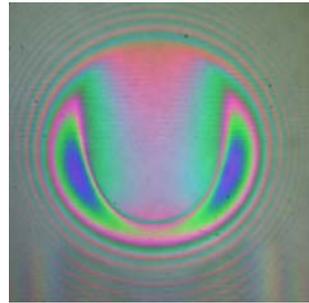
$\Lambda = 0\%$



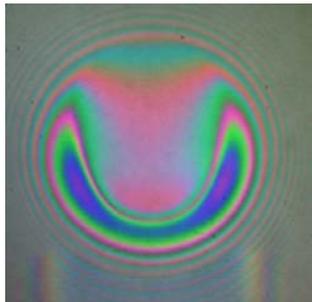
$\Lambda = 10\%$



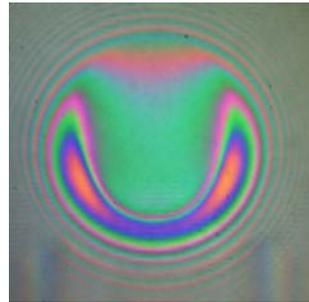
$\Lambda = -10\%$



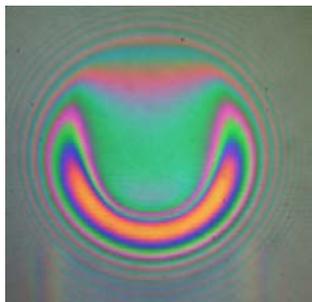
$\Lambda = 50\%$



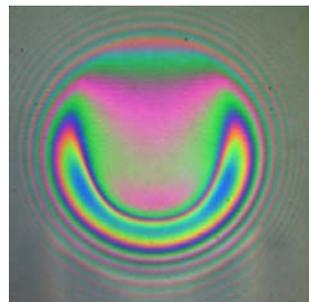
$\Lambda = -50\%$



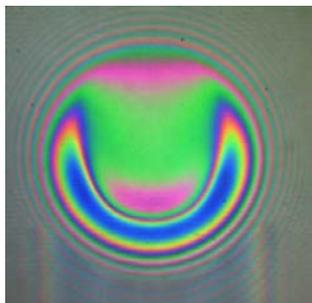
$\Lambda = 100\%$



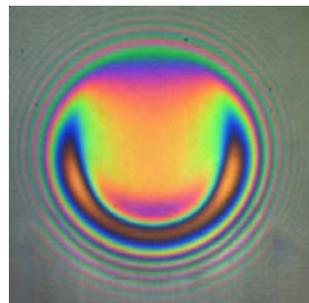
$\Lambda = -100\%$



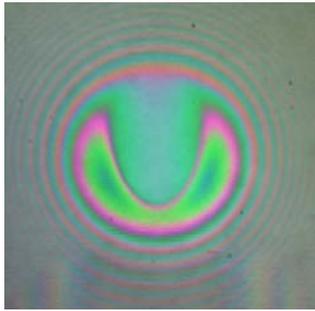
$\Lambda = 180\%$



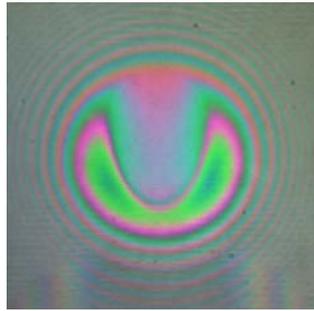
$\Lambda = -180\%$



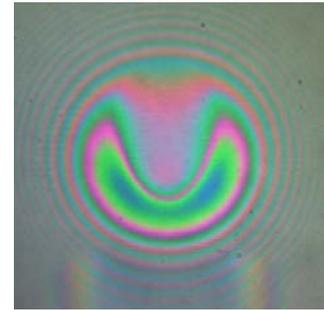
(4) $w=17 \text{ N}$ $u_c=0.62 \text{ m/s}$



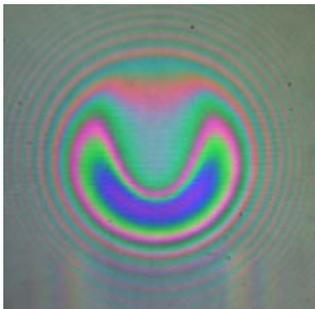
$\Lambda = 0\%$



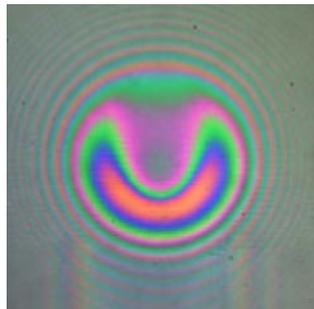
$\Lambda = 10\%$



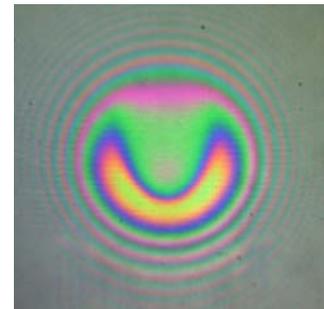
$\Lambda = 50\%$



$\Lambda = 100\%$

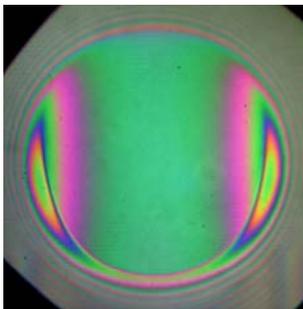


$\Lambda = 180\%$

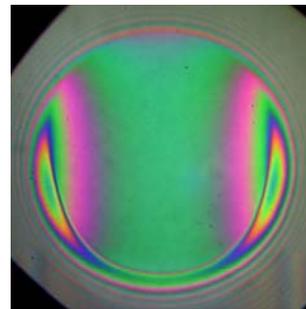


$\Lambda = -180\%$

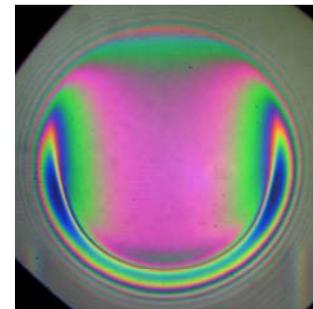
(5) $w=237 \text{ N}$ $u_c=0.62 \text{ m/s}$



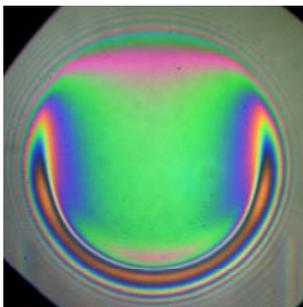
$\Lambda = 0\%$



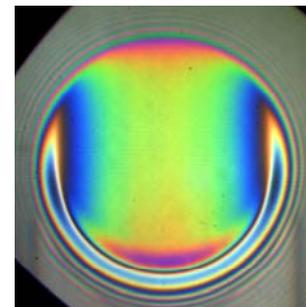
$\Lambda = 10\%$



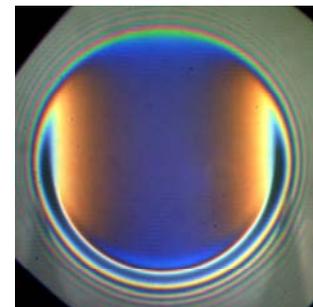
$\Lambda = 50\%$



$\Lambda = 100\%$



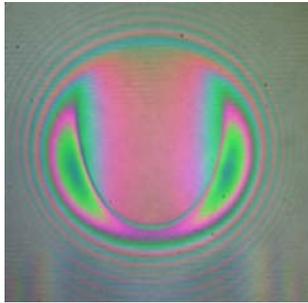
$\Lambda = 180\%$



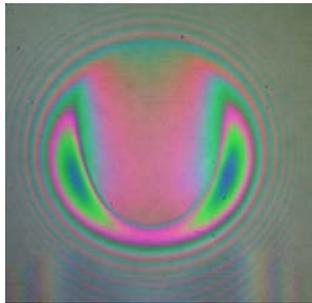
$\Lambda = -180\%$

(3) $w=53 \text{ N}$ $u_e=0.62 \text{ m/s}$

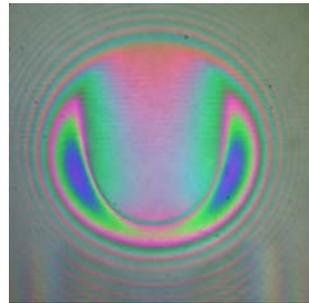
$\Lambda = 0\%$



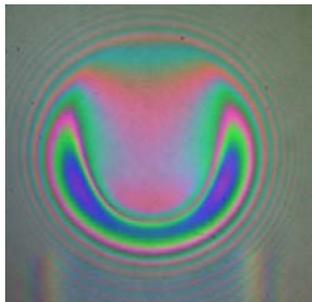
$\Lambda = 10\%$



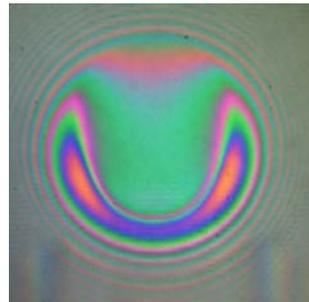
$\Lambda = -10\%$



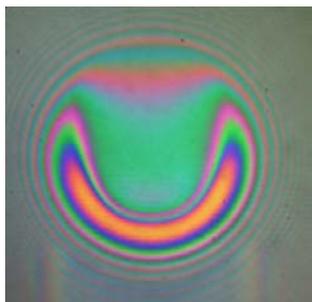
$\Lambda = 50\%$



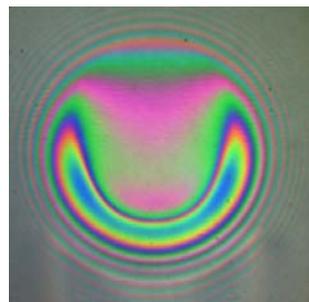
$\Lambda = -50\%$



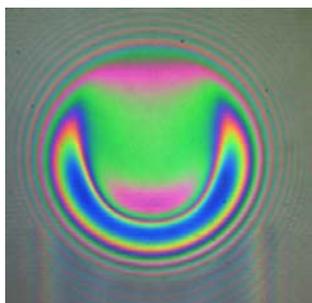
$\Lambda = 100\%$



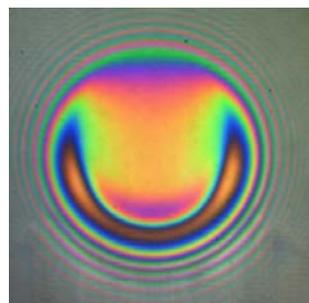
$\Lambda = -100\%$



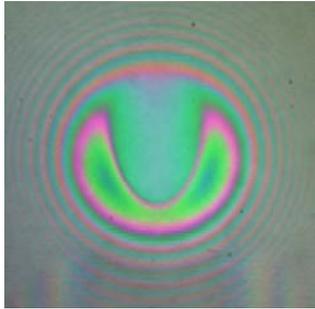
$\Lambda = 180\%$



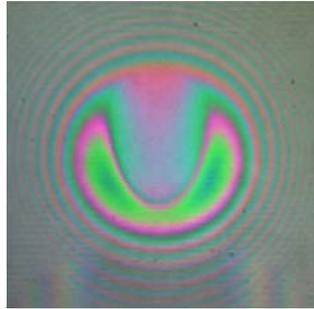
$\Lambda = -180\%$



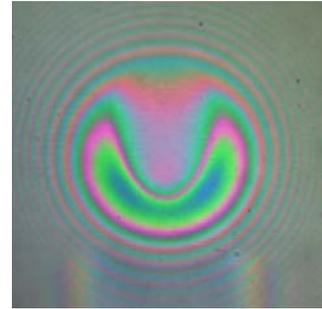
(4) $w=17 \text{ N}$ $u_e=0.62 \text{ m/s}$



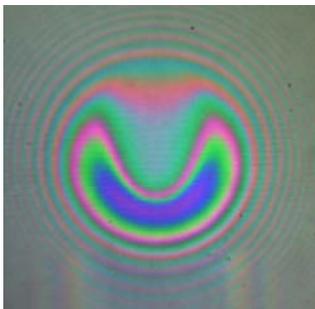
$\Lambda = 0\%$



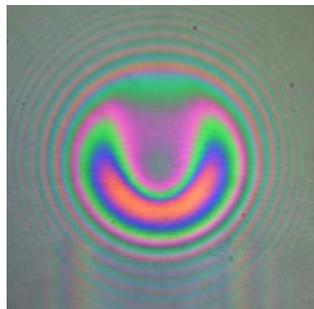
$\Lambda = 10\%$



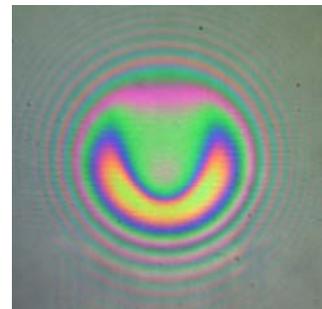
$\Lambda = 50\%$



$\Lambda = 100\%$

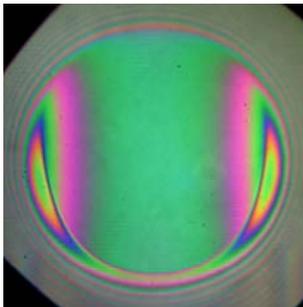


$\Lambda = 180\%$

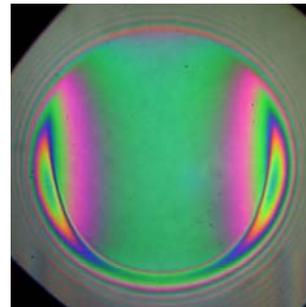


$\Lambda = -180\%$

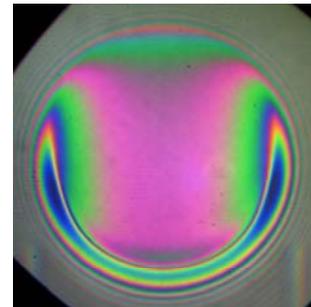
(5) $w=237 \text{ N}$ $u_e=0.62 \text{ m/s}$



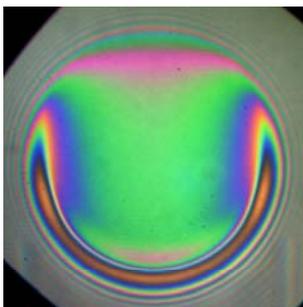
$\Lambda = 0\%$



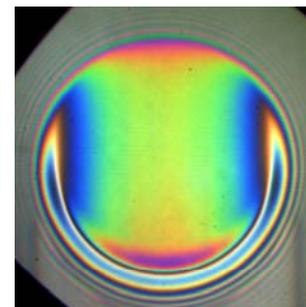
$\Lambda = 10\%$



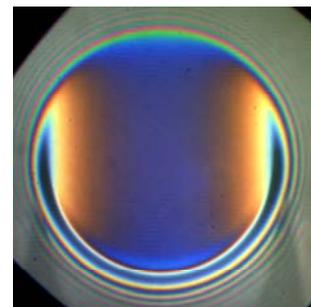
$\Lambda = 50\%$



$\Lambda = 100\%$



$\Lambda = 180\%$



$\Lambda = -180\%$