

Thèse en cotutelle
Résumé en français

**Déplacement relatif et frottement à
l'interface d'un contact élastique**

Présentée devant
L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon
et
l'Université " Etienne le Grand " de Suceava

Pour obtenir
Le grade de docteur

Formation doctorale : Génie Mécanique

Ecole doctorale : Mécanique, Energétique, Génie Civile, Acoustique (MEGA)

Par
Luminita BELECA IRIMESCU

Soutenue le 23 octobre 2002 devant la Commission d'examen

Jury MM.

Directeur	Yves BERTHIER	Directeur de recherche
Directeur	Emanuel DIACONESCU	Professeur
Rapporteur	Jean FRENE	Professeur
Rapporteur	René GRAS	Professeur
Rapporteur	Dumitru OLARU	Professeur
Président	Alexandru POTORAC	Professeur
Rapporteur	Andrei TUDOR	Professeur

Laboratoires de recherches :

Laboratoire de Mécanique des Contacts de l'INSA de Lyon

Laboratorul de Mecanica Contactului, Université de Suceava

Ecoles Doctorales et Diplômes d'Etudes Approfondies

habilités pour la période 1999-2003

ECOLE DOCTORALE n° code national	RESPONSABLE PRINCIPAL	CORRESPONDANT INSA	DEA INSA n° code national	RESPONSABLE DEA INSA
A. B. CHIMIE DE LYON (Chimie, Procédés, Environnement) 1. EDA206	M. D. SINOUC UCBL1 04.72.44.62.63 Sec 04.72.44.62.64 Fax 04.72.44.81.60	(a) . R. GOURDON (b) 7.53 Sec 84.30 Fax 87.17	Chimie Inorganique 910643 Sciences et Stratégies Analytiques 910634 Sciences et Techniques du Déchet 910675	M. R. GOURDON Tél 87.53 Fax 87.17
<u>ECONOMIE, ESPACE ET MODELISATION DES COMPORTEMENTS</u> (E ² MC) EDA417	M.A. BONNAFOUS LYON 2 04.72.72.64.38 Sec 04.72.72.64.03 Fax 04.72.72.64.48	(c) me M. ZIMMERMANN 84.71 Fax 87.96	Villes et Sociétés 911218 Dimensions Cognitives et Modélisation 992678	Mme M. ZIMMERMANN Tél 84.71 Fax 87.96 M. L. FRECON Tél 82.39 Fax 85.18
<u>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</u> (E.E.A.) 2. EDA160	M. G. GIMENEZ INSA DE LYON 83.32 Fax 85.26		Automatique Industrielle 910676 Dispositifs de l'Electronique Intégrée 910696 Génie Electrique de Lyon 910065 Images et Systèmes 992254	M. M. BETEMPS Tél 85.59 Fax 85.35 M. D. BARBIER Tél 85.47 Fax 60.81 M. J.P. CHANTE Tél 87.26 Fax 85.30 Mme I. MAGNIN Tél 85.63 Fax 85.26
<u>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</u> (E2M2) 3. EDA403	M. J.P. FLANDROIS UCBL1 04.78.86.31.50 Sec 04.78.86.31.52 Fax 04.78.86.31.49	(a) . S. GRENIER (b) 9.88 Fax 85.34	Analyse et Modélisation des Systèmes Biologiques 910509	M. S. GRENIER Tél 79.88 Fax 85.34
<u>INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE</u> (EDIIS) 4. EDA 407	M. J.M. JOLION INSA DE LYON 87.59 Fax 80.97		Documents Multimédia, Images et Systèmes d'Information Communicants 992774 Extraction des Connaissances à partir des Données 992099 Informatique et Systèmes Coopératifs pour l'Entreprise 950131	M. A. FLORY Tél 84.66 Fax 85.97 M. J.F. BOULICAUT Tél 89.05 Fax 87.13 M. A. GUINET Tél 85.94 Fax 85.38
<u>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTÉ</u> (EDISS) 5. EDA205	M. A.J. COZZONE UCBL1 04.72.72.26.72 Sec 04.72.72.26.75 Fax 04.72.72.26.01	(a) . M. LAGARDE (b) 2.40 Fax 85.24	Biochimie 930032	M. M. LAGARDE Tél 82.40 Fax 85.24
C. D. MATERIAUX DE LYON UNIVERSITE LYON 1 1. EDA 034	M. J. JOSEPH ECL 04.72.18.62.44 Sec 04.72.18.62.51 Fax 04.72.18.60.90	(a) . J.M. PELLETIER 83.18 (b) ax 84.29	Génie des Matériaux : Microstructure, Comportement Mécanique, Durabilité 910527 Matériaux Polymères et Composites 910607 Matière Condensée, Surfaces et Interfaces 910577	M. J.M.PELLETIER Tél 83.18 Fax 85.28 M. H. SAUTEREAU Tél 81.78 Fax 85.27 M. G. GUILLOT Tél 81.61 Fax 85.31
<u>MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE</u> (Math IF) EDA 409	M. NICOLAS UCBL1 04.72.44.83.11 Fax 04.72.43.00.35	(c) . J. POUSIN (d) 8.36 Fax 85.29	Analyse Numérique, Equations aux dérivées partielles et Calcul Scientifique 910281	M. G. BAYADA Tél 83.12 Fax 85.29
<u>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</u> (MEGA) 2. EDA162	M. J. BATAILLE ECL 04.72.18.61.56 Sec 04.72.18.61.60 Fax 04.78.64.71.45	(a) . G. DALMAZ 83.03 Fax 04.72.89.09.80	Acoustique 910016 Génie Civil 992610 Génie Mécanique 992111 Thermique et Energétique 910018	M. J.L. GUYADER Tél 80.80 Fax 87.12 M. J.J.ROUX Tél 84.60 Fax 85.22 M. G. DALMAZ Tél 83.03 Fax 04.78.89.09.80 M. J. F. SACADURA Tél 81.53 Fax 88.11

En grisé : Les Ecoles doctorales et DEA dont l'INSA est établissement principal

Directeur : STORCK.A

Professeurs :

AUDISIO S.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOT D.	CONT. NON DEST. PAR RAYONNEMENT IONISANTS
BABOUX J.C.	GEMPPM***
BALLAND B.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BAPTISTE P.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BARBIER D.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASTIDE J.P.	LAEPSI****
BAYADA G.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
BENADDA B.	LAEPSI****
BETEMPS M.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BIENNIER F.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BLANCHARD J.M.	LAEPSI****
BOISSON C.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
BOIVIN M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
BOTTA H.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOULAYE G. (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BOYER J.C.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRAU J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment
BREMOND G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BRISAUD M.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
BRUNET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRUNIE L.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BUREAU J.C.	CEGELY*
CAVAILLE J.Y.	GEMPPM***
CHANTE J.P.	CEGELY* - Composants de puissance et applications
CHOCAT B.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
COMBESCURE A.	MECANIQUE DES CONTACTS
COUSIN M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
DAUMAS F. (Mme)	CETHIL – Energétique et Thermique
DOUTHEAU A.	CHIMIE ORGANIQUE
DUFOUR R.	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY J.C.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H.	RECONNAISSANCE DES FORMES ET VISION
ESNOUF C.	GEMPPM***
EYRAUD L. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
FANTOZZI G.	GEMPPM***
FAVREL J.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
FAYARD J.M.	BIOLOGIE APPLIQUEE
FAYET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
FERRARIS-BESSO G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L.	MECANIQUE DES CONTACTS
FLORY A.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
FOUGERES R.	GEMPPM***
FOUQUET F.	GEMPPM***
FRECON L.	INFORMATIQUE
GERARD J.F.	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
GERMAIN P.	LAEPSI****
GIMENEZ G.	CREATIS**
GOBIN P.F. (Prof. émérite)	GEMPPM***
GONNARD P.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GONTRAND M.	CEGELY* - Composants de puissance et applications
GOUTTE R. (Prof. émérite)	CREATIS**
GOUJON L.	GEMPPM***
GOURDON R.	LAEPSI****
GRANGE G.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GUENIN G.	GEMPPM***
GUICHARDANT M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
GUILLOT G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GUINET A.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
GUYADER J.L.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
GUYOMAR D.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
HEIBIG A.	LAB. MATHEMATIQUE APPLIQUEES LYON
JACQUET RICHARDET G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
JAYET Y.	GEMPPM***
JOLION J.M.	RECONNAISSANCE DES FORMES ET VISION
JULLIEN J.F.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
JUTARD A. (Prof. émérite)	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
KASTNER R.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
KOULOUMDJIAN J.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
LAGARDE M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LALANNE M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES STRUCTURES
LALLEMAND A.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LALLEMAND M. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LAREAL P.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
LAUGIER A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
LAUGIER C.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LEJEUNE P.	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES

MARS 2002

LUBRECHT A.	MECANIQUE DES CONTACTS
MAZILLE H.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MERLE P.	GEMPPM***
MERLIN J.	GEMPPM***
MIGNOTTE A. (Mle)	INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
MILLET J.P.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MIRAMOND M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
MOREL R.	MECANIQUE DES FLUIDES
MOSZKOWICZ P.	LAEPSI****
MOURA A.	GEMPPM***
NARDON P. (Prof. émérite)	BIOLOGIE APPLIQUEE
NIEL E.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
NORTIER P.	DREP
ODET C.	CREATIS**
OTTERBEIN M. (Prof. émérite)	LAEPSI****
PARIZET E.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PASCAULT J.P.	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
PAVIC G.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PELLETIER J.M.	GEMPPM***
PERA J.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux
PERRIAT P.	GEMPPM***
PERRIN J.	ESCHIL – Equipe Sciences Humaines de l’Insa de Lyon
PINARD P. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
PINON J.M.	INGENIERIE DES SYSTEMES D’INFORMATION
PONCET A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
POUSIN J.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
PREVOT P.	GRACIMP – Groupe de Recherche en Apprentissage, Coopération et Interfaces Multimodales pour la Productique
PROST R.	CREATIS**
RAYNAUD M.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
REDARCE H.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
REYNOUARD J.M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
RIGAL J.F.	MECANIQUE DES SOLIDES
RIEUTORD E. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES
ROBERT-BAUDOY J. (Mme) (Prof. émérite)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
ROUBY D.	GEMPPM***
ROUX J.J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON – Thermique de l’Habitat
RUBEL P.	INGENIERIE DES SYSTEMES D’INFORMATION
RUMELHART C.	MECANIQUE DES SOLIDES
SACADURA J.F.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
SAUTEREAU H.	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
SCAVARDA S.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
SOUIFI A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
SOUROUILLE J.L.	INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
THOMASSET D.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
UBEDA S.	CENTRE D’INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES
THUDEROZ C.	ESCHIL – Equipe Sciences Humaines de l’Insa de Lyon
UNTERREINER R.	CREATIS**
VELEX P.	MECANIQUE DES CONTACTS
VIGIER G.	GEMPPM***
VINCENT A.	GEMPPM***
VRAY D.	CREATIS**
VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE

Directeurs de recherche C.N.R.S. :

BERTHIER Y.	MECANIQUE DES CONTACTS
CONDEMINE G.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
COTTE-PATAT N. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
FRANCIOSI P.	GEMPPM***
MANDRAND M.A. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
POUSIN G.	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
ROCHE A.	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
SEGUELA A.	GEMPPM***

Directeurs de recherche I.N.R.A. :

FEBVAY G.	BIOLOGIE APPLIQUEE
GRENIER S.	BIOLOGIE APPLIQUEE
RAHBE Y.	BIOLOGIE APPLIQUEE

Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :

PRIGENT A.F. (Mme)	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
MAGNIN I. (Mme)	CREATIS**

- * **CEGELY** CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON
- ** **CREATIS** CENTRE DE RECHERCHE ET D’APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L’IMAGE ET DU SIGNAL
- *****GEMPPM** GROUPE D’ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX
- ******LAEPSI** LABORATOIRE D’ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS

NOMENCLATURE

a, b – demi-axes de l'ellipse de contact (m);

d – déplacement tangentiel (m);

E – module d'élasticité (Pa);

F - force de frottement (N);

$F_{\mu al}$ - composante de la force de frottement due aux microglissements à l'interface ;

F_{th} – composante de la force de frottement due au pertes par hystérésis ;

g - glissement imposé, $g = \frac{v_1 - v_2}{v_1 + v_2}$;

P – charge normale (Pa);

p_0 – pression maximale de Hertz (Pa);

P_f - puissance perdue par frottement (W);

Q – force tangentielle (N);

R_i - rayons des corps en contact;

s - coefficient de frottement en roulement;

v_1, v_2 – vitesses sur la direction de roulement (m/s);

w - déplacement élastique selon z;

μ - coefficient de frottement en glissement;

η - la constante élastique des deux corps (la rigidité du contact);

ν - le coefficients de Poisson;

ε - microglissement relatif;

δ - rapprochement des solides en contact(m);

σ – contrainte normale (Pa);

τ – contrainte tangentielle (Pa);

NOTATION PHENOMENOLOGIQUES

S_1, S_5 - Premiers corps

S_2, S_4 - Ecrans

S_3 - Troisième corps

M_1 - Mode d'accommodation, élastique

M_2 – Mode d'accommodation, rupture

M_3 - Mode d'accommodation, cisaillement

M_4 - Mode d'accommodation, roulement

PREAMBULE

Cette thèse a débuté à Suceava, Roumanie, en 1993 avec comme objectif l'étude du mouvement relatif et des microglissements à l'interface d'un contact élastique. Cette même année la collaboration entre le Laboratoire de Mécanique des Contacts de l'INSA de Lyon et le Laboratoire de Mécanique des Contacts de l'Université de Suceava s'est matérialisé par mon travail de DEA, intitulé "Naissance d'un contact: Modèle de Cattaneo-Mindlin, Approche Théorique et Expérimentales", soutenu à l'INSA. Ce travail a montré la pertinence du couplage modélisation expérimentation pour répondre à l'objectif de la thèse et la complémentarité des deux laboratoires sur le plan théorique et expérimental.

Le programme des deux premières années de thèse a compris trois examens passés devant des jurys formés par des professeurs roumains de Bucarest, Iassi et Suceava (Tudor A., Popinceanu N., Cretu O., Pascovici M., etc). La poursuite de la collaboration scientifique entre Suceava et Lyon a conduit naturellement à ce qu'à partir de 1996 cette thèse s'effectue en cotutelle entre les deux établissements. Le grand « challenge » a alors consisté étudier les microglissements à l'interface d'un contact et l'évaluation des pertes d'énergie associées. Etant donné l'échelle nanométrique du phénomène de microglissement, il a fallu trouver une méthode expérimentale capable de les mettre en évidence dès la mise en contact des solides. Cela a pu être réalisé en utilisant les « écrans » un outil bien connu au LMC de l'INSA comme traceur des conditions de contact.

Le programme de travail a aussi compris un ensemble de trois rapports de doctorat présenté devant un jury, [Ir 97,4] [Ir 98,3] et [Ir 99,2], prévus dans l'encadrement roumain et quatre stages de plusieurs mois à l'INSA de Lyon prévus par l'encadrement français. En parallèle, comme Chargée de Cours à l'Université de Suceava, j'ai déroulé une activité contractuelle à coté de mes tâches d'enseignement.

Pour la préparation de cette thèse, les modélisations ont été effectuées à l'Université de Suceava et les essais expérimentaux à Suceava et Lyon.

Ce mémoire représente le « résumé » en français de la thèse écrite en roumain qui elle comporte 243 pages. Le français n'étant pas ma langue maternelle je prie le lecteur de bien vouloir m'absoudre des fautes d'orthographe et de français.

REMERCIEMENTS

J'adresse mes remerciements à M. le Professeur Emanuel Diaconescu pour avoir encadré mon travail, pour les idées valeureuses, ses suggestions et sa rigueur scientifique. Tout ceux-ci ont contribué à ma formation professionnelle.

Je remercie M. le Professeur Louis Flamand pour m'avoir accueilli au Laboratoire de Mécanique des Contacts (LMC) et pour avoir facilité mes stages à l'INSA de Lyon.

J'exprime ma gratitude à M. Yves Berthier qui a encadré mon travail de thèse. L'aboutissement de cette thèse doit beaucoup à sa confiance, à son soutien aussi bien scientifique que moral.

Je suis extrêmement sensible à l'honneur que me font M. le Professeur Jean Frêne et M. le Professeur René Gras en acceptant d'être rapporteurs de cette thèse et de faire partie du jury.

Je suis reconnaissante à M. le Professeur Andrei Tudor et M. le Professeur Dumitru Olaru pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail en acceptant de l'examiner et de faire partie du jury.

Il m'est très agréable de remercier tous les membres du LMC qui m'ont aidée à ne pas me sentir "étrangère" pendant mes stages en France. Je tiens tout spécialement à remercier Anne Marie Colin, Alain Perrot, Nadia Noll, Sylvie Plumet, Myriam Kamel, Sylvie Descartes et Christophe Desrayaud. Je remercie Claude Godeau et Monique Cassard de leur aide dans mon travail.

J'adresse mes remerciements à tous mes collègues de l'Université de Suceava pour la contribution que chacun d'eux a pu m'apporter.

Un grand merci, enfin et surtout, à mon mari qui m'a toujours soutenu au cours des moments difficiles de ma thèse.

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	10
I BILAN BIBLIOGRAPHIQUE CONCERNANT LA CINEMATIQUE RELATIVE ET LE FROTTEMENT SUR LA SURFACE DE CONTACT.....	13
I.1 FROTTEMENT EN GLISSEMENT	13
I.2 FROTTEMENT EN ROULEMENT.....	17
I.3 CONCLUSION.....	22
II CONTRIBUTIONS THEORIQUES CONCERNANT LA VITESSE RELATIVE SUR LA SURFACE DE CONTACT ELASTIQUE.....	24
II.1 MODELISATION.....	24
II.2 RESULTATS	26
II.2.1 CONTACT CIRCULAIRE	27
II.2.2 CONTACT ELLIPTIQUE.....	33
II.3 CONCLUSION GENERALE.....	39
III LE FROTTEMENT INDUIT A L'INTERFACE PAR MICROGLISSEMENT	40
III.1 CALCUL DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT τ_{zx}	40
III.1.1 GALET-CYLINDRE	40
III.1.2 SPHERE - SPHERE	41
III.1.3 SPHERE - PLAN.....	42
III.1.4 GALET - CYLINDRE	43
III.1.5 GALET - PLAN.....	44
III.1.6 SPHERE - CAVITE TOROÏDALE CONFORME	46
III.2 PUISSANCE PERDUE PAR MICROGLISSEMENT.....	47
IV L'ETAT DES CONTRAINTES INDUIT SUR LA SURFACE DE CONTACT	51
V ETUDES EXPERIMENTALES DU MICROGLISSEMENTS EN GLISSEMENT. CAS DU FRETTEING.....	59
V.1 CONCEPTS TRIBOLOGIQUES	59
V.1.1 LE TRIPLET TRIBOLOGIQUE	59
V.1.2 MECANISMES D'ACCOMMODATION DE VITESSE	60
V.2 MODELES DE LA TRACTION TANGENTIELLE A L'INTERFACE.....	61
V.2.1 MODELE ELASTIQUE DE CATTANEO-MINDLIN	61
V.2.2 MODELE ELASTO-PLASTIQUE DE ODFALK-VINGSBO.....	62
V.3 ESSAIS EXPERIMENTAUX.....	63
V.3.1 SIMULATEUR DE FROTTEMENT: TRIBOMAB.....	63
V.3.2 RESULTATS D'ESSAIS	64
V.3.3 CHAMP DES CONTRAINTES	69
V.4 CONCLUSIONS.....	72
VI VALIDATION DU MODELE AVEC DES RESULTATS EXPERIMENTALES DE LA BIBLIOGRAPHIE.....	74
VI.1 CONTACT TORE-PLAN ET SPHERE -CAVITE CYLINDRIQUE	74
VI.2 CONTACT BILLE – BAGUE EXTERIEURE	75
VI.2.1 CHARGEMENT UNIFORMEMENT REPARTI SUR LES BILLES.....	76
VI.2.2 CHARGEMENT NON UNIFORMEMENT REPARTI SUR LES BILLES	77
VI.3 CONCLUSION.....	82
VII VALIDATION DU MODELE THEORIQUE PAR DES RECHERCHES EXPERIMENTALES PROPRES.....	83
VII.1 PERTES PAR HYSTERESIS.....	83

VII.2	PERTES D'ENERGIE PAR MICROGLISSEMENT	88
VII.2.1	ESSAIS ALTERNATIF	89
VII.2.2	ESSAIS CONTINUS.....	91
VII.3	CONCLUSION	103
CONCLUSION		104
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....		109

INTRODUCTION

Les contacts entre deux corps qu'ils soient statiques ou dynamiques, constituent la base de toutes les liaisons des mécanismes. Souvent, entre les éléments en contact apparaît un mouvement relatif ou une tendance vers ce mouvement ce qui produit des microglissements à l'interface du contact. L'existence de ceux-ci impose de s'intéresser aux problèmes des forces et des moments de frottement induits sur la surface et qui se rajoutent aux forces normales et moments transmis entre les éléments en contact. Par conséquent, le mouvement relatif à l'interface d'un contact peut constituer une source supplémentaire de frottement qui joue un rôle important dans l'endommagement des surfaces.

La détérioration de la surface du contact peut prendre différentes formes: déformation plastique, usure, fatigue de contact, etc. Pour assurer une bonne fiabilité du contact et en améliorer les performances il faut étudier les distributions des forces sur l'aire de contact et le champ des contraintes produit par celles-ci.

En Mécanique théorique, il y a trois catégories de frottement:

- frottement en glissement;
- frottement en pivotement;
- frottement en roulement.

La différence entre le frottement en glissement et celui en roulement est utile mais ils ne s'excluent pas mutuellement. Par exemple même en roulement pur des microglissements se produisent sur certaines zones de la surface de contact.

Le mouvement relatif à l'interface du contact élastique est un problème complexe qui nécessite de prendre en compte les différents facteurs qui l'induisent: chargement, déformations élastiques et plastiques, géométrie du contact, le matériau du massif et du soustrait, etc. et leurs interactions réciproques. On comprend alors la nécessité de développer des modèles pour caractériser le phénomène de microglissement à l'interface.

Dans ce contexte les objectifs de cette thèse ont été de:

- développer un modèle analytique capable d'étudier le frottement à l'interface du au microglissements et au hystérésis;
- choisir des méthodes expérimentales capables de mettre en évidence le phénomène de microglissement et de permettre son étude en fonction de différents paramètres;
- valider qualitativement et quantitativement le modèle théorique.

Les résultats de cette thèse sont présentés en sept chapitres.

Le premier chapitre synthétise les connaissances relatives au phénomène de microglissement, c'est à dire pour « un tout petit » déplacement relatif tangentiel à l'interface, obtenu quand une force tangentielle inférieure à celle nécessaire pour produire le glissement macroscopique est appliquée. On retrouve ces microglissements aussi bien en roulement qu'en glissement.

Dans le cas du roulement pur, les premiers chercheurs, dans les années 1920, ont fait des hypothèses pour tenter d'expliquer les observations expérimentales. Bien que ces hypothèses soient physiquement raisonnables, elles n'étaient que des hypothèses qui au fil du temps sont devenues des certitudes. C'est pourquoi toutes les modélisations de la force de frottement ont été basées sur l'hypothèse, d'une force tangentielle globale nulle, ce qui n'est pas toujours vrai.

Le deuxième chapitre propose un modèle analytique capable d'évaluer les vitesses relatives locales aux points de la surface d'un contact normalement chargé, en roulement pur ou pour des conditions très proches du roulement pur. Pour mieux couvrir les géométries de contact existant dans les situations pratiques, six géométries de contact ont été étudiées: trois circulaires et trois elliptiques. Nous verrons que même en l'absence d'une force tangentielle appliquée au contact, ces six géométries présentent des microglissements relatifs avec des signes opposés sur la même aire de contact.

Le troisième chapitre expose la détermination théorique de la force de frottement et la puissance dissipée par microglissement à l'interface d'un contact élastique en roulement, normalement chargé.

Le quatrième chapitre est consacré au calcul des composantes du champ des contraintes induit à l'interface d'un contact chargé normalement et tangentiellement. La contrainte équivalente d'Huber-Mises-Hencky qui joue un rôle important dans l'endommagement des surfaces a été calculée.

Le cinquième chapitre présente l'étude expérimentale des microglissements à l'interface d'un contact en glissement. Le cas étudié étant celui du fretting pour lequel existe une abondante littérature. Le calcul de la contrainte équivalente sur l'aire de contact permet d'obtenir le site le plus probable d'endommagement.

Le sixième chapitre présente la validation du modèle analytique pour le calcul du moment de frottement de microglissement. Cette validation est effectuée à partir des résultats expérimentaux déjà existants. Ainsi, trois séries d'essais en roulement ont été pris en compte:

- contact tore – plan et contact sphère – cavité cylindrique, Drutowski, [Dr 65];
- contact bille – bague extérieure d'un roulement à billes, cas du chargement uniformément repart sur les billes, Diaconescu [Di 80];
- contact bille – bague extérieure d'un roulement à billes, cas du chargement non uniformément repart sur les billes, Diaconescu [Di 80].

Le dernier chapitre fait l'objet de la validation du modèle analytique effectuées à partir de recherches expérimentales propres. Cette validation comporte une validation qualitative du phénomène de microglissement et une autre quantitative pour la force de frottement induite par les microglissements.

Les résultats obtenus théoriquement dans le deuxième chapitre ont conduit à l'idée de visualiser les microglissements et leurs orientations opposées dans le cas d'un contact élastique galet-plan. Etant donné l'échelle nanométrique de ces microglissements qui

apparaissent dès le début du contact, leur mise en évidence a été un travail très délicat. Pour aboutir, on a utilisé un simulateur très précis du LMC de l'INSA de Lyon. Pour vérifier la pertinence du modèle analytique le sens des écoulements « d'écrans naturels et artificiels » ont été visualisés.

Pour la validation quantitative, nous avons quantifié les composantes de la force de frottement induisent par deux facteurs : les microglissements et l'hystérésis élastique. La première composante a été calculée avec le modèle analytique présenté au troisième chapitre et la deuxième a été quantifiée à travers des essais d'impact, faits à Suceava.

Le travail nous a permis d'étudier le phénomène de microglissement à l'interface d'un contact élastique et de proposer un modèle pour quantifier le frottement lié à ce phénomène d'interface.

I BILAN BIBLIOGRAPHIQUE CONCERNANT LA CINEMATIQUE RELATIVE ET LE FROTTEMENT SUR LA SURFACE DE CONTACT

L'étude du mouvement relative à l'interface d'un contact "sec" impose l'étude des phénomènes d'adhérence et de glissement, ce qui est un problème tribologique complexe qui nécessite une approche pluridisciplinaire.

L'aire de contact est induite par des réactions mutuelles entre les solides. Dans le plan normal du contact, ces interactions sont associées aux conditions de non - interpénétration et de non - adhésion normale qui sont physiquement bien établies. C'est le même cas pour les interactions dans le plan tangent qui caractérisent soit les efforts tangentiels réciproques, soit une résistance au glissement.

La façon dont l'état global de contraintes se produit et les paramètres qui gouvernent le glissement relatif des deux corps en contact et les microglissements partiels qui le précède éventuellement, restent toujours un problème non résolu pour la tribologie. La recherche bibliographique est divisée en fonction de mouvement macroscopique entre les deux corps glissement et roulement.

I.1 FROTTEMENT EN GLISSEMENT

Dans le cas du contact de deux solides soumis à une force tangentielle Q inférieure à la force normale multipliée par le coefficient de frottement ($Q < \mu P$), il est bien connu qu'il n'y a pas de glissement macroscopique. En revanche, il y a quand même des microglissements (slip dans la littérature anglaise) sur une partie de l'aire de contact. Le reste de l'aire de contact se déforme sans mouvement relatif et ce qui a conduit à supposer une adhérence (stick dans la littérature anglaise). Verkhovskii (1926) introduit la notion de "déplacement préliminaire" définie comme le déplacement qui précède le glissement total et qui dissipe l'énergie mécanique accumulée.

Afin d'établir les conditions de microglissement et d'adhérence, Johnson, [Jo 85], considère deux points sur l'interface A_1 et A_2 qui coïncident avant l'application de la charge tangentielle Q , Figure 1. L'effet de la force tangentielle est une déformation des corps, montré par la ligne centrale déformée.

Le microglissement entre les points A_1 et A_2 a les composantes suivantes:

$$s_x = (\bar{u}_1 - \bar{u}_2) - (\delta_{x1} - \delta_{x2}), \quad (1)$$

$$s_y = (\bar{v}_1 - \bar{v}_2) - (\delta_{y1} - \delta_{y2})$$

où

- \bar{u}_i, \bar{v}_i sont les déplacements élastiques tangentiels de A_1 et A_2 par rapport aux T_1 et T_2 situés dans la zone non - déformée du chaque corps;
- δ_{xi}, δ_{yi} sont les déplacements rigides des points T_1 et T_2 suffisamment éloignés.

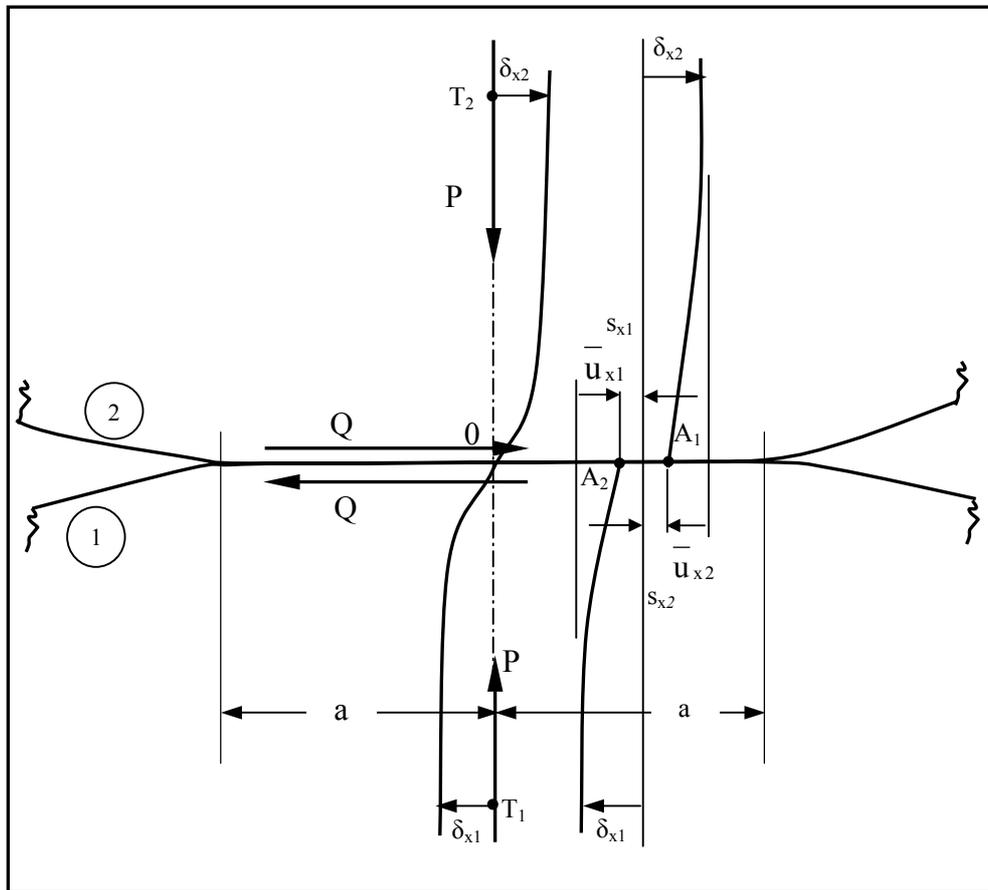


Figure 1: Glissement partiel des corps élastiques [Jo 85]

Johnson obtient les résultats suivants:

- dans la zone d'adhérence:
 - les points doivent subir les mêmes déplacements élastiques tangentiels:

$$s_x = s_y = 0; \quad (2)$$

- la force tangentielle distribuée sur unité de surface (traction tangentielle) est:

$$|q(x, y)| \leq \mu |p(x, y)| \quad (3)$$

- dans la zone de microglissement:

- la traction tangentielle est:

$$|q(x, y)| = \mu |p(x, y)| \quad (4)$$

- la direction des microglissements est opposée à la direction de la traction tangentielle:

$$\frac{q(x, y)}{|q(x, y)|} = - \frac{s(x, y)}{|s(x, y)|} \quad (5)$$

Comme l'étendue des zones d'adhérence et microglissement n'est pas connue a priori, elle est obtenue à partir d'essais. Ce type de problème est dénommé dans la littérature comme glissement partiel ou glissement naissant (incipient sliding) ou contact quasi-statique.

Le problème de glissement partiel a été abordé pour la première fois par Cattaneo [Ca 38] et presque simultanément mais indépendamment par Mindlin, [Mi 49].

Cattaneo considère le cas du contact quasi-statique des deux sphères avec les mêmes propriétés élastiques, chargées normalement et tangentiellement. En l'absence du microglissement il montre que la force tangentielle devrait générer une traction tangentielle infinie au bord du contact, ce qui n'est physiquement pas admissible. Donc sous l'action d'une force tangentielle, même très petite, les microglissements sont inévitables au bord du contact. Il suppose que la force tangentielle Q est inférieure à la force normale multipliée par le coefficient de frottement ($Q < \mu P$) et, après des considérations intuitives, montre le premier que l'aire elliptique de contact se décompose en deux parties:

- une zone elliptique centrale, homothétique à l'ellipse de contact, où il n'y a pas de mouvement relatif entre surfaces et où la traction tangentielle $q(x)$ vérifie la relation $q(x) < \mu p(x)$;
- une zone annulaire-elliptique de microglissement où $q(x) = \mu p(x)$.

Cette décomposition conduit à une traction tangentielle q , montrée en Figure 2.

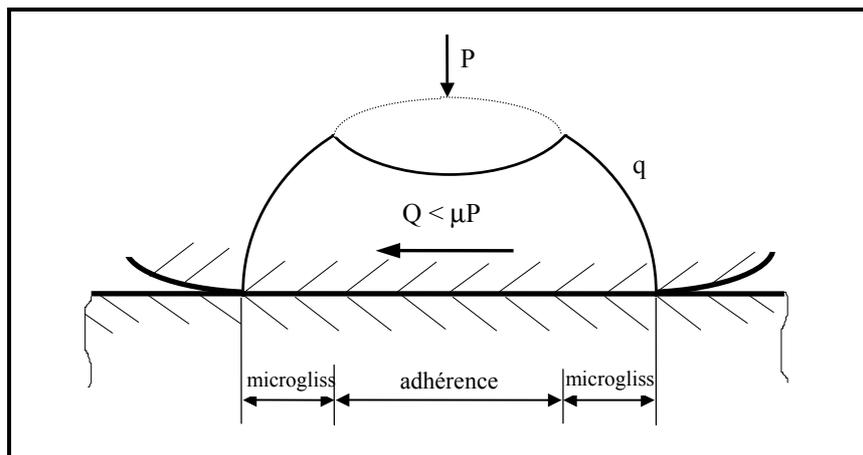


Figure 2: Glissement partiel. Répartition de traction tangentielle d'après Cattaneo

Mindlin, en étudiant la compléance de deux sphères élastiques parfaitement lisses, chargées normalement et tangentiellement, détermine la distribution des tractions tangentielles, Figure 3, dans l'hypothèse que les deux corps ont la même géométrie et les mêmes propriétés élastiques.

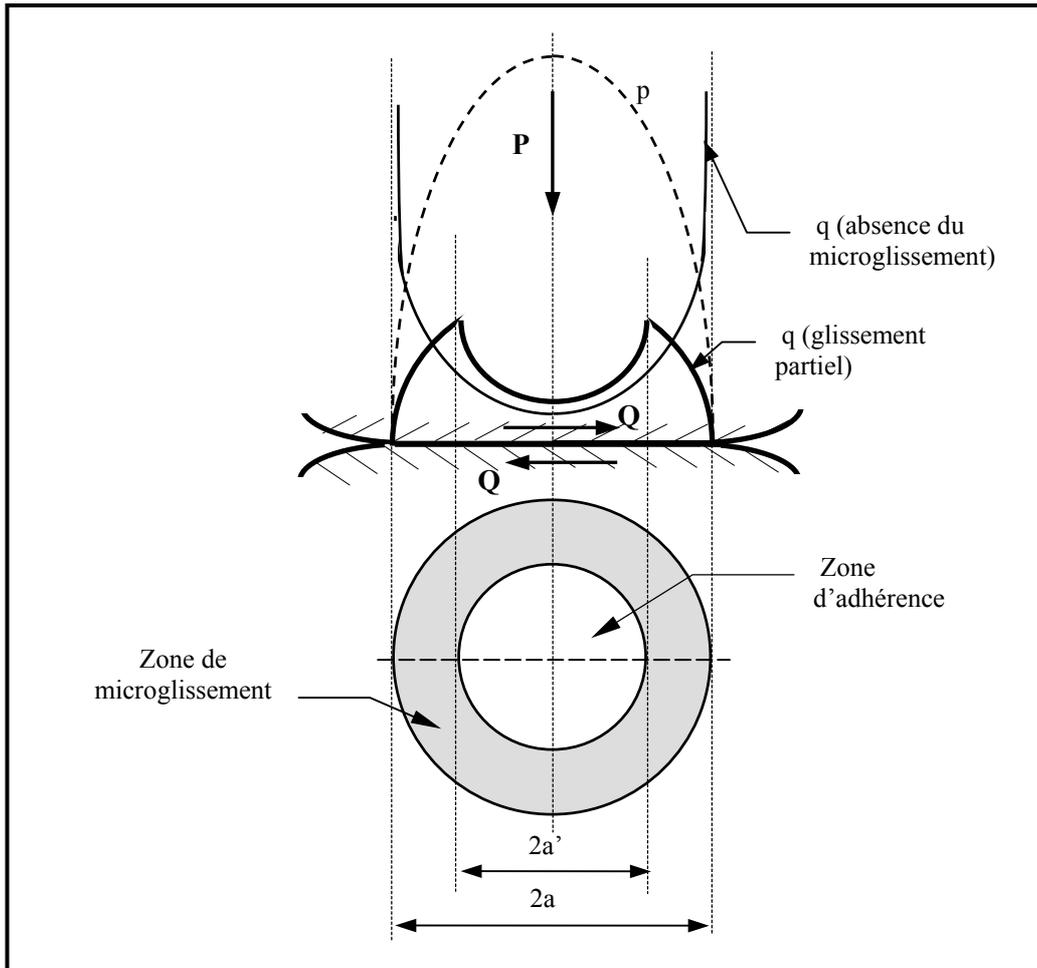


Figure 3: Distribution de la traction normale p et traction tangentielle q sur la surface de contact (Mindlin)

La compliance du contact des deux sphères sous différentes séquences de chargement normal et tangential est étudiée par Mindlin, [Mi 49], [Mi 51], puis par Mindlin et Deresiewicz, [Mi 53]. Les hypothèses sont:

- le rayon maximal d'un des corps correspond au rayon maximal de l'autre et les deux rayons sont égaux. De façon similaire pour les rayons minimaux;
- les sections normales au contact qui contient les rayons maximaux coïncident;
- les deux corps ont les mêmes propriétés élastiques.

En absence du microglissement (adhérence totale), la traction tangentielle est donnée par:

$$q(r) = \frac{Q}{2\pi a(a^2 - r^2)^{1/2}} \quad (6)$$

où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

La traction tangentielle dans l'anneau de microglissement est donnée par:

$$q(r) = \frac{3\mu P}{2\pi a^2} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{1/2}, \quad a' \leq r \leq a. \quad (7)$$

L'étendue de la zone de microglissement est déterminée par la valeur de la force tangentielle:

$$a' = a \left(1 - \frac{Q}{\mu P}\right)^{1/3}. \quad (8)$$

Mindlin conclue que:

- la traction tangentielle au plan de contact est parallèle à la force appliquée;
- les courbes d'iso tractions sont des ellipses homothétiques;
- la zone de contact est divisée en deux parties: une zone circulaire d'adhérence (rayon a') et un anneau périphérique de microglissement.

I.2 FROTTEMENT EN ROULEMENT

Il y a de nombreux sous - ensembles qui fonctionnent en condition de roulement pur entre leurs éléments. La statique caractérise la contribution du frottement de roulement par un couple de frottement de roulement qui s'oppose à la tendance de rotation du corps autour d'un axe contenu dans le plan tangent à la surface de contact.

En 1875, Osborne Reynolds, en observant une élongation d'un plan élastique dans la zone de contact, propose une théorie du frottement de roulement en lui attribuant les mêmes causes que le frottement de glissement. Il observe qu'un cylindre rigide qui roule sur un plan élastique avance, dans une rotation complète, d'une longueur inférieure à sa circonférence.

En 1921, H.L. Heathcote étudie le roulement d'une sphère rigide sur un plan élastique conforme, avec un axe instantané de rotation I-I' (Figure 4). En faisant l'hypothèse d'une force tangentielle globale nulle en cas roulement pur, il divise l'aire de contact en trois zones séparées par deux lignes droites de non glissement. Pour le cas du roulement pur, en supposant une force tangentielle nul, il calcule la position des lignes de non glissement et développe le calcul pour le travail et la puissance perdue par microglissement. Il prend en compte seulement les déformations élastiques en plan transversal du contact.

Dans ces zones la direction de microglissement du plan élastique par rapport à la sphère a des signes opposés.

La contrainte tangentielle entre les zones de microglissement alternant a été considérée comme principale source de frottement de roulement.

En étudiant le roulement d'une bille dans une cavité toroïdale en conditions de contact hertzien, il suppose l'existence du microglissement dans tous les points, à l'exception des deux lignes de non-glissement. Johnson, [Jo 85], considère la grandeur γ donnée par la relation:

$$\gamma^2 = \frac{2R^2 \xi_0}{b^2}, \quad (9)$$

où ξ_0 est le rapport de micro déformation "creep" pour le mouvement global de la bille.

Les lignes de non-glissement sont situées symétrique à une distance γb par rapport à la direction de roulement (Figure 5).

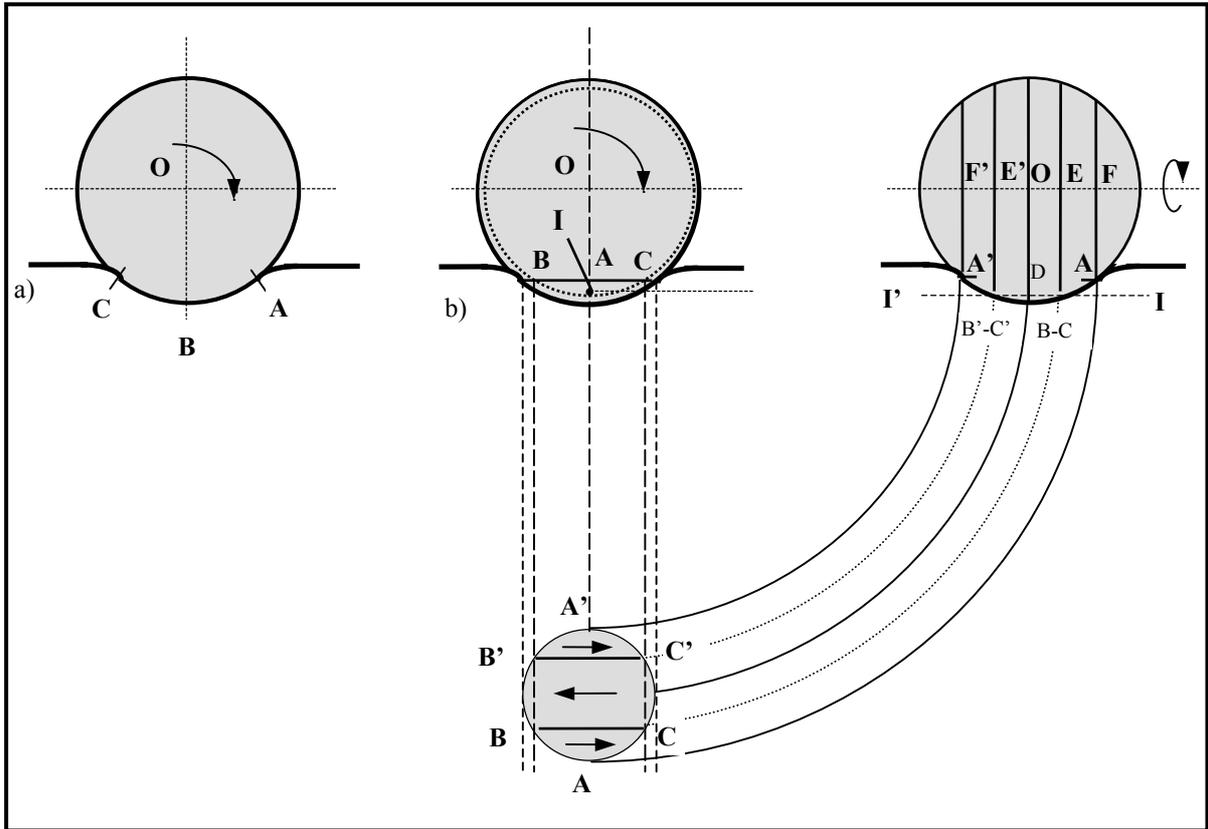


Figure 4: Microglissements à l'interface d'un contact [Do 79]

a) Microglissement Reynolds: cylindre rigide qui roule sur un plan élastique;

b) Microglissement Heathcote: sphère rigide qui roule sur un plan élastique

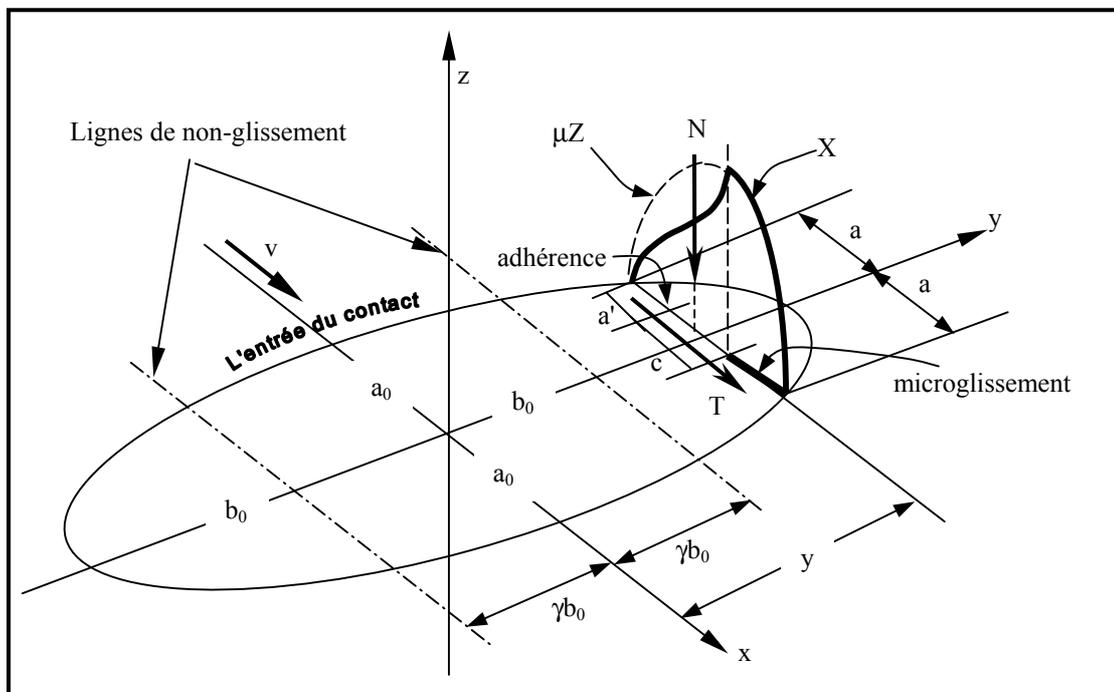


Figure 5: Le microglissement pour un contact bille - cavité toroïdale [Jo 85]

Le rapport de microglissement pour une zone située à une distance y de l'axe ox est:

$$\xi = \frac{V_1 - V_2}{\omega R} = \left(1 - \frac{V_2}{\omega R}\right) - \frac{y^2}{2R^2} = \xi_0 - \frac{y^2}{2R^2} \quad (10)$$

On obtient une zone centrale avec des microglissements positifs et deux zones extérieures avec des microglissements négatifs.

Carter (1926) et Fromm (1927) étudient le problème du contact bidimensionnel en roulement. La traction normale $p(x)$ est considérée de compression à l'intérieur d'une aire de contact de largeur $2a$ et nulle à l'extérieur de celle-ci et le microglissement orienté dans un seul sens (Figure 6).

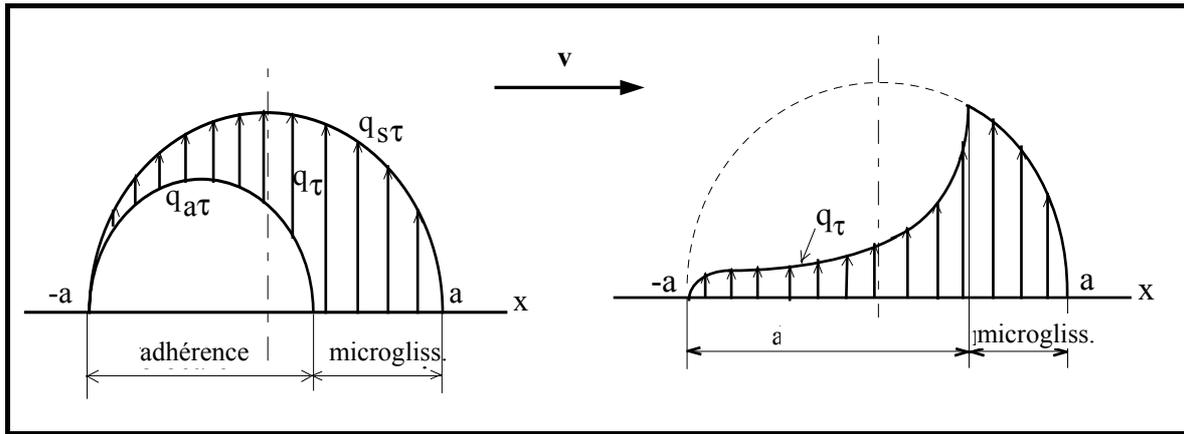


Figure 6: Traction tangentielle; théorie Carter-Fromm [Jo 85]

Tabor (1955) étudie l'influence des déformations élastiques sur le contact en roulement. Après des essais sphère ou cylindre en métal sur caoutchouc il tire les conclusions suivantes:

- le frottement dû aux microglissements de Reynolds est négligeable;
- le frottement dû aux microglissements de Heathcote a une contribution petite quand le degré de conformité entre la bille et la cavité toroïdale est petit;
- en condition de déformations élastiques, les pertes par hystérésis élastique dans le matériau constituent la source principale du frottement.

Drutowski (1965) étudie expérimentalement les pertes par hystérésis en roulements. Il montre que ces pertes par hystérésis sont petites par rapport aux pertes par microglissement dans le cas d'une différence entre le rayon de la bille et celui de la cavité inférieure à 20%.

Johnson (1963) montre que les contraintes résiduelles qui apparaissent pendant les cycles successifs de l'élément en roulement peuvent atténuer les déformations plastiques, phénomène nommé "shakedown".

Le problème du contact tridimensionnel chargé normalement et tangentiellement a été formulé par Haines et Ollerton (1963). Ils considèrent le contact des deux corps tridimensionnels en roulement, chargé seulement avec une force tangentielle longitudinale Q_x . Afin de pouvoir utiliser le modèle Carter-Fromm, ils ont divisé l'aire de contact elliptique en bandes de largeur très petite, dy , parallèles à la direction de roulement Ox . A chaque bande ils ont appliqué la théorie Carter-Fromm, en négligeant les interactions entre les bandes adjacentes. La région d'adhérence, de largeur $2c^*$ sera adjacente à l'entrée en contact (Figure 7). Cette théorie donne une bonne concordance avec des valeurs calculés par Kalker seulement dans le cas d'une aire de contact étroite sur la direction de roulement ($b \gg a$).

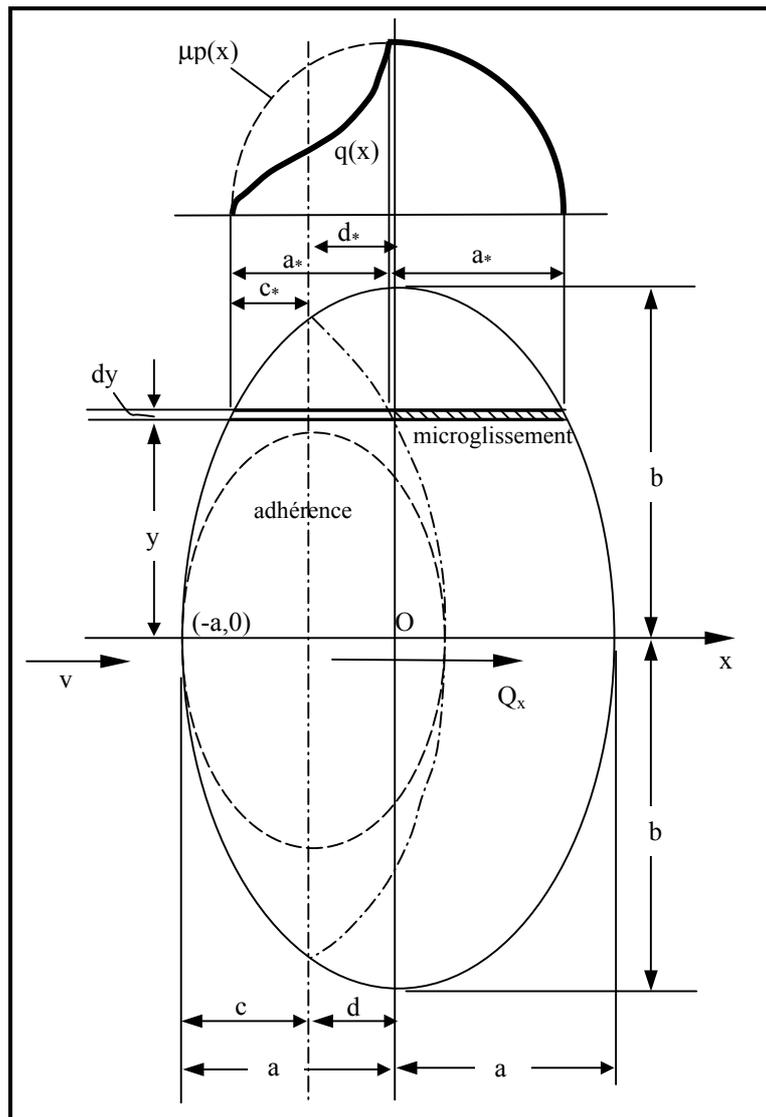


Figure 7:
Contact en roulement chargé tangentiellement Q_x . Théorie Haines-Ollerton [Jo 85]

Kalker propose une solution numérique pour la traction tangentielle et considère une seule condition qui doit être satisfaite tant dans la zone d'adhérence que dans la zone de microglissement:

$$|\dot{s}q + \mu p \dot{s} = 0 \quad |q| \leq \mu p \quad (11)$$

Prenant l'intégrale:

$$I = \int_A (|\dot{s}q + \mu p \dot{s})^2 dA \quad (12)$$

Kalker obtient la distribution optimale de la traction tangentielle par la minimisation de I. La concordance des deux théories avec des valeurs expérimentales de la traction

tangentielle est présentée dans la Figure 8. La courbe expérimentale de la traction tangentielle a la même allure que celle obtenue par la théorie Haines-Ollerton. Cette dernière donne quand même une erreur sur l'étendue de la zone d'adhérence.

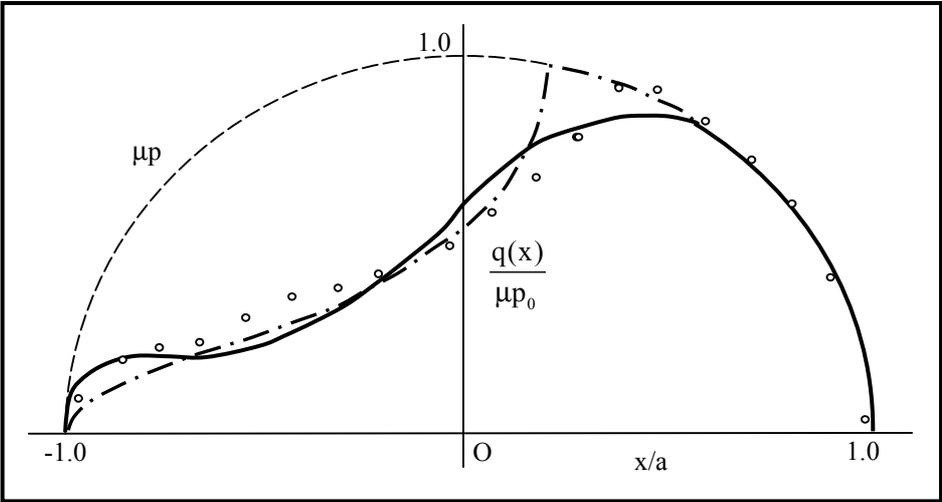


Figure 8: Traction tangentielle sur la ligne centrale d'un contact circulaire, $Q_x=0.72\mu P$ [Jo 85]

- théorie Haines-Ollerton;
- o o o o résultats expérimentaux;
- résultats numériques, Kalker.

Beizelman et Tâpkin, [Bei 54], étudient le contact bille - bague intérieure de roulement et obtiennent la variation en 2D de la différence des vitesses linéaires sur l'interface du contact sur une direction normale à la direction de roulement, Figure 9.

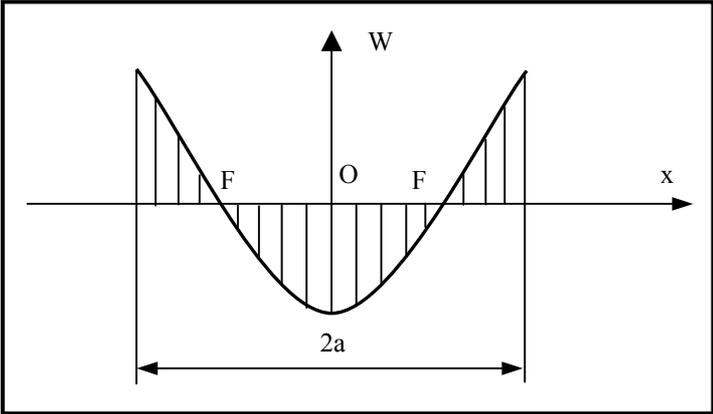


Figure 9: Vitesse relative à l'interface d'un contact bille - bague intérieure [Bei 54]

Pineghin, [Pi 69], étudie expérimentalement le microglissement à l'interface d'un contact bille - cavité. Les déplacements totaux sont obtenus par rajout de microglissements aux déplacements élastiques, Figure 10.

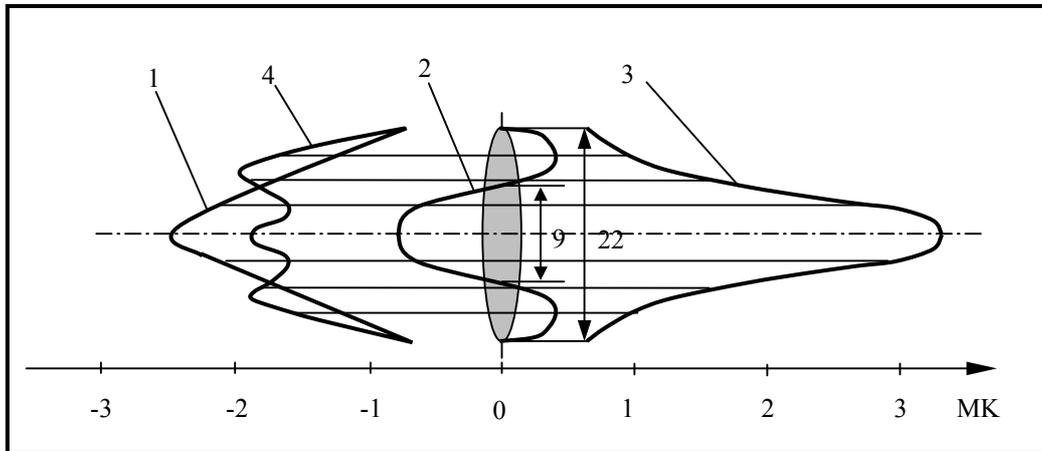


Figure 10: Microglissements sur la direction transversale de l'ellipse de contact [Pi 69]

- 1 – Microglissement dû à la compression statique;
- 2 – Microglissement dû aux forces de frottement de roulement;
- 3 – Microglissement résultant à l'entrée du contact;
- 4 – Microglissement résultant à la sortie du contact.

I.3 CONCLUSION

L'étude bibliographique relève une grande diversité de situations de contact avec mouvement relatif à l'interface, mais peu d'essais pour aborder globalement ce problème.

Généralement, les recherches divisent l'étude du phénomène en deux catégories:

- l'étude en conditions quasi – statiques, avant le début du mouvement relatif macroscopique entre les corps en contact;
- l'étude en condition dynamique, quand les deux corps ont des mouvements rigides (roulement, glissement)

Dans le cas du contact quasi-statique, on met en évidence la division de la zone de contact en une zone d'adhérence ("stick"-sans mouvement relatif entre les deux surfaces) et une zone de microglissement ("slip" où il y a un mouvement local). La géométrie de ces zones est déterminée par la géométrie du contact:

Dans le cas du contact en roulement, la division de la zone de contact est déterminée par l'interaction entre la traction tangentielle et les déformations élastiques. Les recherches s'appuient sur le roulement pur (force tangentielle nulle) et roulement avec traction. Lors du roulement pur d'une sphère dans une cavité toroïdale conforme, l'aire de contact est divisée en trois zones de microglissements: une zone centrale avec microglissement négatif et deux zones périphériques avec microglissement positif séparées entre elles par deux lignes de roulement pur.

Dans la bibliographie, les premiers chercheurs, Heathcote, Carter ont fait des hypothèses à partir du sens physique pour expliquer les observations expérimentales. Ensuite, les travaux se sont succédés en transformant les hypothèses en certitudes et toute la modélisation a été basée sur l'hypothèse, devenue certitude, d'une force tangentielle globale

nulle pour le cas de roulement pur, ce qui n'est pas toujours vrai.

Dans le cas de roulement avec traction de deux cylindres ($Q < \mu P$) on obtient une zone d'adhérence à l'entrée du contact et une seule zone de microglissement. De façon similaire au cas quasi-statique, l'étendue de ces zones est déterminée par la valeur de la force tangentielle.

Il est évident que la présence du microglissement relatif sur l'aire de contact élastique est une source supplémentaire de frottement à l'interface, qui contribue plus ou moins à la perte globale d'énergie. Par conséquent il est nécessaire de quantifier par un modèle l'effet du frottement dû à la cinématique relative sur la surface de contact.

La distinction entre frottement en glissement et frottement en roulement est utile, mais les deux notions ne s'excluent pas mutuellement, même en roulement soit disant "pur" des microglissements apparaissent souvent sur certaines zones de la surface du contact.

La cinématique relative sur la surface du contact est un problème complexe qui nécessite de prendre en compte une grande diversité de facteurs qui la détermine (conditions de chargement, déformations plastiques et élastiques, géométrie du contact, le matériau du massif et celui de l'interface- troisième corps, la physique et la chimie des écrans, etc.) et leur influences réciproques.

Dans ce contexte, le sujet de cette thèse est l'étude des phénomènes de microglissement qui apparaissent à l'interface d'un contact sec entre deux corps élastiques en glissement ou roulement.

Les objectifs visés ont été:

- le développement d'un modèle analytique capable de décrire à la fois les microglissements, la distribution des contraintes de cisaillement induites par ceux-ci et la puissance perdue par microglissements à l'interface d'un contact en roulement chargé normalement;
- de choisir des méthodes expérimentales capables de mettre en évidence le phénomène de microglissement partiel, dans le cas du contact en roulement ou glissement, et de permettre son étude en fonction de différents paramètres;
- de quantifier les pertes d'énergie par hystérésis élastique en roulement;
- la validation quantitative et qualitative du modèle développé.

Dans l'étude des microglissements à l'interface d'un contact en roulement, la cinématique du mouvement relatif entre les deux corps en contact joue un rôle primordial. Par conséquent, un modèle analytique présenté au chapitre II a été développé pour évaluer les vitesses relatives locales dans les points de la surface de contact.

II CONTRIBUTIONS THEORIQUES CONCERNANT LA VITESSE RELATIVE SUR LA SURFACE DE CONTACT ELASTIQUE

Pour étudier l'influence des déformations élastiques des deux corps en contact avec roulement sur la vitesse relative à l'interface, une modélisation en trois dimensions de la vitesse relative a été mise au point, pour le cas d'un contact elliptique, général.

La modélisation se base sur les hypothèses suivantes :

- les deux corps en contact sont parfaitement élastiques et lisses ;
- les éléments de contact sont calculés avec les relations de Hertz ;
- les déformations plastiques sont négligées.

II.1 MODELISATION

Suivant la théorie du contact élastique, la projection de la surface de contact sur le plan tangent commun au point initial de contact est dénommée aire de contact. Souvent, dans l'analyse des contacts ponctuels la surface de contact est remplacée par l'aire de contact. En réalité, cette approximation est correcte seulement dans le cas des contacts avec une surface de contact plane, [Di 75a], dans tous les autres cas cela modifie les résultats.

Pour un contact avec roulement et la force tangentielle appliquée nulle, le mouvement est nommé, généralement, "roulement pur". En fait, cette définition est correcte seulement dans le cas des contacts avec une surface de contact plane, [Di 75a]. Le formalisme utilisé en [Di 75] a été développé pour d'autre type de contact [Ci 84] et [Di 75b], négligeant le fait que dans de tels cas, la surface de contact ne coïncide plus avec sa projection sur le plan tangent commun. Dans ces cas, se pose le problème d'évaluer l'effet du microglissement induit par les déformations élastiques sur la vitesse relative à l'interface.

Pour cela, on considère le cas d'un contact général, type galet – cylindre, chargé normalement avec la force P, Figure 11. Les corps sont rapportés aux deux systèmes de coordonnées cartésiennes $Oxyz_1$ et $Oxyz_2$, avec l'origine au point initial de contact des deux corps et Ox dans le plan tangent commun, parallèle à la direction de roulement. Les axes Oz_1 et Oz_2 sont colinéaires et suivent la normale commune des deux surfaces en contact (1- cylindre, 2- galet). Les deux corps ont un mouvement de roulement avec les vitesses angulaires ω_1 et ω_2 . R_{1x} et R_{2x} sont les rayons de courbure des deux corps dans le plan xOz_1 et R_{1y} et R_{2y} les rayons de courbure dans le plan yOz_2 ($R_{1y}=\infty$). A cette géométrie correspond une aire elliptique de contact avec les demi-axes a et b, donnée par la théorie de Hertz. La répartition des pressions normales sur l'aire de contact est donnée par:

$$p(x, y) = \frac{3P}{2\pi ab} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2}, \quad (13)$$

où P est la charge normale appliquée quasi-statiquement au contact.

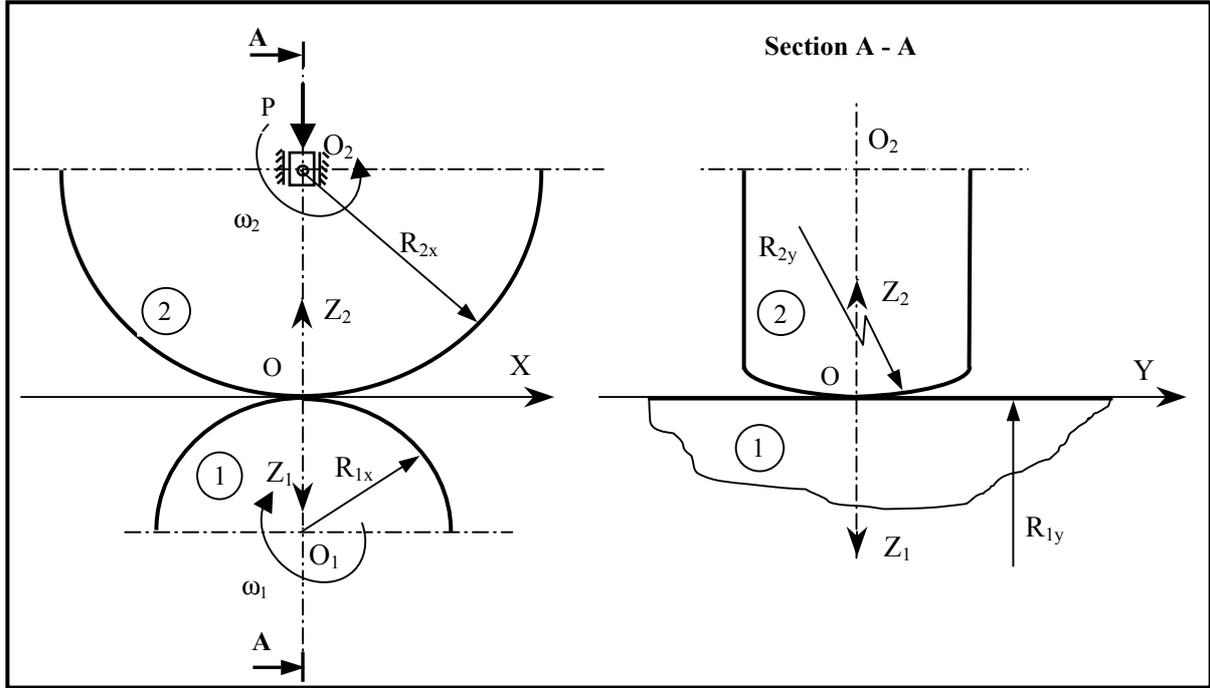


Figure 11: Géométrie du contact elliptique galet-cylindre

Le modèle d'un contact élastique peut être remplacé par le modèle d'un contact équivalent entre un poinçon rigide avec une géométrie équivalente et un demi-espace élastique ayant des paramètres élastiques équivalents, [Vo 89], [Di 94]. L'équation de la surface frontale du poinçon équivalent est:

$$z(x, y) = z_{i1}(x, y) + z_{i2}(x, y), \quad (14)$$

où $z_{i1}(x, y)$ et $z_{i2}(x, y)$ sont les équations des surfaces limitrophes initiales des deux corps, avant déformation.

Dans la théorie hertzienne des contacts ponctuels, les surfaces limitrophes des solides en contact sont approchées par des paraboloides elliptiques. La géométrie des contacts intervient dans les calculs seulement par l'intermédiaire des rayons de courbure principaux des surfaces. Dans le calcul présenté ici on a considéré les équations des surfaces initiales réelles.

La condition de déformation de Hertz est:

$$\frac{\eta}{\pi} \iint_A \frac{p(x', y') dx' dy'}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} = \delta - Ax^2 - By^2, \quad (15)$$

où δ est le rapprochement des solides en contact;

η - la constante élastique des deux corps (la rigidité du contact), $\eta = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2}$;

ν_1 et ν_2 - les coefficients de Poisson des matériaux constituant les deux corps;
 E_1 et E_2 - modules d'élasticité (de Young) des deux corps;
 A et B – deux constantes données par la théorie de Hertz.
 La nouvelle condition de déformation est:

$$\frac{\eta}{\pi} \iint_A \frac{p(x', y') dx' dy'}{\sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}} = \delta - z(x, y). \quad (16)$$

Le déplacement élastique selon z d'un point quelconque de l'interface, peut être calculé avec l'équation suivante:

$$w_k(x, y) = \frac{1 - \nu_k}{\eta E_k} [\delta - z(x, y)], \quad k = 1, 2. \quad (17)$$

L'équation de la surface déformée des corps en contact est donnée par la relation:

$$z_{dk}(x, y) = z_{ik}(x, y) + w_k(x, y) - w_k(0, 0), \quad k = 1, 2. \quad (18)$$

Etant donné la géométrie spatiale des surfaces en contact, les points correspondants situés sur des droites parallèles à l'axe z ont des vitesses périphériques différentes. Cela induit du microglissement sur la surface de contact.

On considère v_{1x} et v_{2x} les composantes de ces vitesses périphériques sur x et on appelle microglissement relatif ε , la grandeur sans dimension définie par le rapport entre vitesse de microglissement et vitesse de roulement:

$$\varepsilon = \frac{v_{1x} - v_{2x}}{\omega_2 R_{2x}}. \quad (19)$$

On appelle g le glissement imposé dans le cas de roulement avec glissement, défini par le rapport entre la différence et la somme des vitesses périphériques des deux solides dans le point initial de contact:

$$g = \frac{v_{2x} - v_{1x}}{v_{1x} + v_{2x}} = \frac{\omega_2 R_{2x} - \omega_1 R_{1x}}{\omega_2 R_{2x} + \omega_1 R_{1x}}. \quad (20)$$

Après le calcul de l'équation de la surface déformée, les vitesses linéaires des points correspondants à l'interface sont déterminées à partir des équations cinématiques fondamentales et le microglissement relatif ε , peut être calculé. On développe ainsi une méthode rapide pour déterminer les zones de microglissement de signe alterné sur une surface de contact élastique en roulement.

Les résultats du calcul numérique de ε , présentés ensuite, permettent d'étudier l'influence des différents paramètres sur l'étendue des zones de microglissements et le régime de glissement à l'interface (glissement partiel ou total).

II.2 RESULTATS

On a calculé le microglissement relatif ε sur l'aire de contact pour six différentes

géométries de contact.

Les géométries des contact visés sont les suivantes:

Contact circulaire,
Tableau 1:

tore - cylindre;
sphère – sphère;
sphère – plan;

Contact elliptique, Tableau 4:

galet - cylindre;
galet – plan;
sphère – cavité toroïdale conforme.

Les résultats sont présentés sous forme bidimensionnelle pour mettre en évidence les courbes d'iso-microglissement et la courbe de roulement pur ou non glissement (en rouge). Sur les graphiques, les coordonnées des points de l'interface sont divisés par le rayon a de l'aire de contact pour obtenir des grandeur adimensionnelles.

Les paramètres qui ont été variés sont le glissement imposé g et le rapport des modules d'élasticité des deux corps en contact (E_1/E_2).

II.2.1 Contact circulaire

La géométrie du contact tore-cylindre a été choisie afin d'obtenir une aire circulaire de contact ($R_{2x} = 2R_{2y}$) et le contact sphère a été étudié pour des sphères de rayon différente.

Les Figure 13 et Figure 14 montrent la variation tridimensionnelle du microglissement relatif sur l'interface de contact et la forme des courbes de roulement pur dans chaque cas.

Le Tableau 2 montre l'influence du glissement imposé g sur le microglissement relatif et le Tableau 3 montre l'influence du rapport E_1/E_2 sur celui-ci.

Dans le cas du contact circulaire tore-cylindre on obtient deux lignes de roulement pur parallèles à la direction de roulement initiale et du microglissement sur le reste de l'aire de contact. Quand le glissement imposé dépasse une certaine valeur (dans le cas du Tableau 2, où $g=0.0033\%$ et la différence des vitesses angulaires $\Delta\omega=0.02$ rad/s), on obtient un glissement relatif sur toute l'aire de contact

Les résultats obtenus relèvent la présence du microglissement relatif sur l'aire de contact même en l'absence du glissement longitudinal. Dans le cas $\Delta\omega=0$, les points de roulement pur sont situés sur un axe parallèle à Ox , le reste des points de la surface de contact est en microglissement relatif. Pour $0 < \Delta\omega \leq 0.02$ rad/s, l'aire de contact est divisée en trois zones: une zone centrale (y petit) avec microglissement négatif et deux zones périphériques (y grand) avec microglissement positif. Les lignes de roulement pur s'éloignent de centre du contact avec l'augmentation de g ; et pour $\Delta\omega > 0.02$ rad/s elles ne traversent plus l'aire de contact et on a un glissement longitudinal relatif sur toute l'aire de contact.

Par conséquent, la géométrie spatiale de la surface de contact induit donc trois zones de microglissement, séparées par deux lignes de roulement pur; parallèles à la direction de roulement initiale.

La différence des caractéristiques élastiques des deux solides transforme les lignes

droites de roulement pur en courbes de roulement pur parallèles à la direction de roulement qui s'éloignent du centre du contact avec la diminution du rapport E_1/E_2 . Pour $E_1 < 0.2 \cdot E_2$ on obtient du glissement sur toute l'aire de contact.

Dans le cas du contact avec des sphères (rayons différents) les points de roulement pur sont situés sur une ellipse avec le grand demi-axe sur la direction initiale de roulement. Cette ellipse divise l'aire de contact en deux zones: une zone elliptique centrale avec microglissement négatif et une zone annulaire - elliptique à la périphérie avec microglissement positif.

On obtient ces deux zones de microglissement pour des valeurs très petites du glissement imposé ($g=1,7 \cdot 10^{-5}$). Avec l'augmentation de glissement imposé, l'ellipse de roulement pur se déplace du centre vers la périphérie du contact et pour $g > 3 \cdot 10^{-5}$ on obtient du glissement total. De la même manière, la diminution du rapport E_1/E_2 engendre la transformation de l'ellipse de roulement pur en un cercle qui se déplace vers l'extérieur du contact. On obtient le glissement macroscopique pour $E_1/E_2=0,033$.

Dans le cas sphère les points de roulement pur sont situés tout le temps sur un cercle. Celui-ci divise l'aire de contact en deux zones distinctes: une zone circulaire centrale (y petit) ayant un micro glissement négatif et deux zones périphériques (y grand) ayant microglissement positif. Cette configuration apparaît pour un glissement imposé ayant des valeurs $10^{-5} < g \leq 3 \cdot 10^{-5}$.

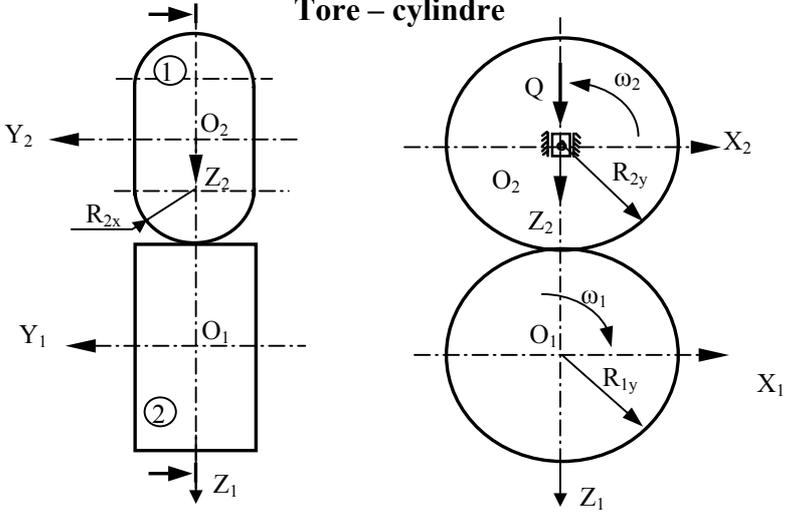
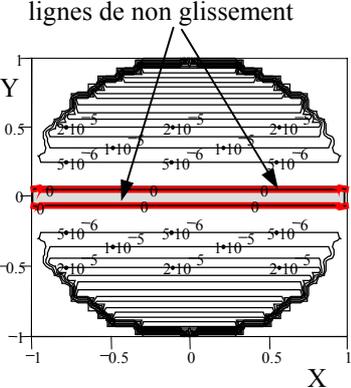
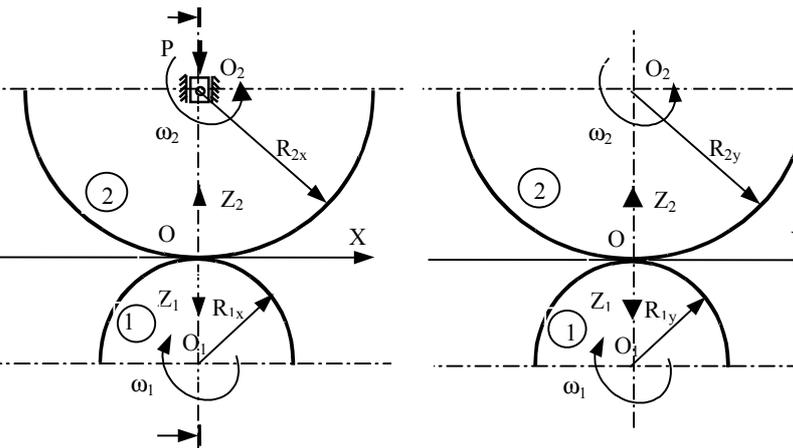
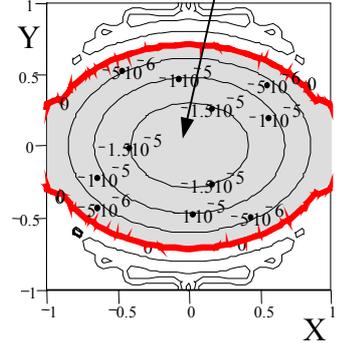
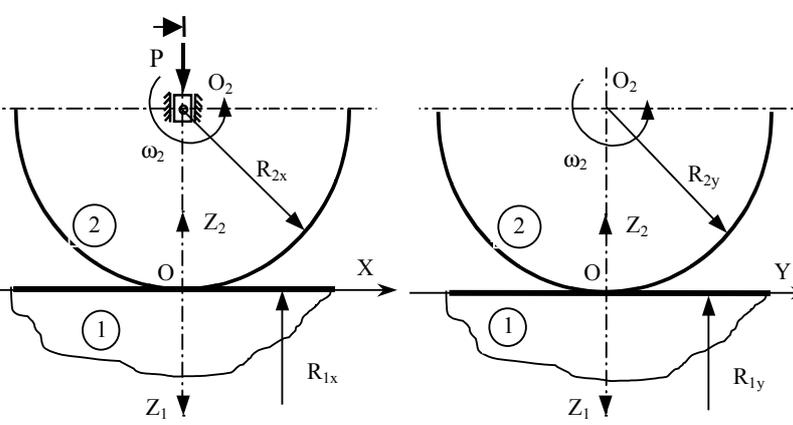
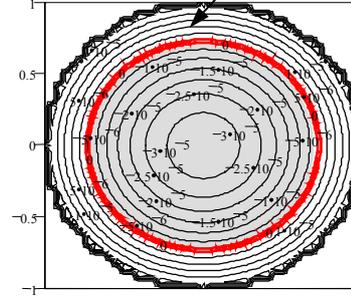
Pour $g = 0$ il y a du glissement total sur l'aire de contact. Pour une valeur très petite du glissement imposé, on obtient un point de roulement pur au centre du contact, point qui devient en suite un cercle de roulement pur qui s'éloigne du centre avec l'augmentation de glissement imposé. Pour $g > 2.83 \cdot 10^{-5}$ on a de nouveau un glissement total.

De façon similaire, une différence très petite entre les modules d'élasticité des deux solides fait apparaître l'anneau de roulement pur au centre du contact qui se déplace vers la périphérie avec la diminution du rapport E_1/E_2 . Pour $E_1/E_2 < 0,1$ on obtient du glissement sur toute l'aire de contact.

Conclusion – contact circulaire

Dans les trois cas de contact circulaire abordés on obtient des courbes de roulement pur ou non glissement uniquement pour certaines valeurs des paramètres étudiés. L'allure de ces courbes dépend de la géométrie du contact et on obtient soit droites, soit ellipses ou cercles. Le régime de glissement partiel apparaisse dans le tout prêt voisinage du glissement imposé nul et avec l'augmentation de celui-ci il devient très vite un régime de glissement totale, sur toute l'aire de contact. En conséquence, d'après ce modèle, la moindre variation dans le régime de roulement soit disant pur, engendre l'apparition du glissement partiel et des zones avec microglissements différents à l'interface de contact. Ensuite, le modèle a été développé pour le cas plus général de contact elliptique.

Tableau 1

Géométrie de contact	Microglissement relatif
<p style="text-align: center;">Tore – cylindre</p> 	<p style="text-align: center;">lignes de non glissement</p>  <p style="text-align: center;">$g = 1.66 \cdot 10^{-7}$</p>
<p style="text-align: center;">Sphère- sphère</p> 	<p style="text-align: center;">zone avec microglissement négatif</p>  <p style="text-align: center;">$g = 2.7 \cdot 10^{-5}$</p>
<p style="text-align: center;">Sphère – plan</p> 	<p style="text-align: center;">zone avec microglissement positif</p>  <p style="text-align: center;">$g = 1.67 \cdot 10^{-5}$</p>

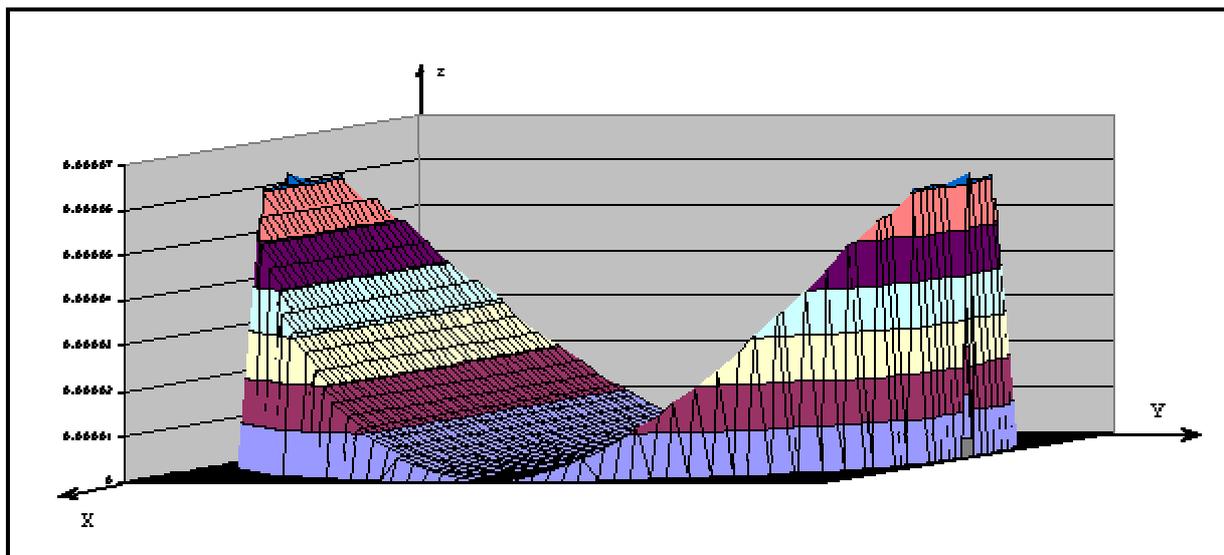


Figure 12: Microglissement relatif, cas du contact circulaire tore-cylindre

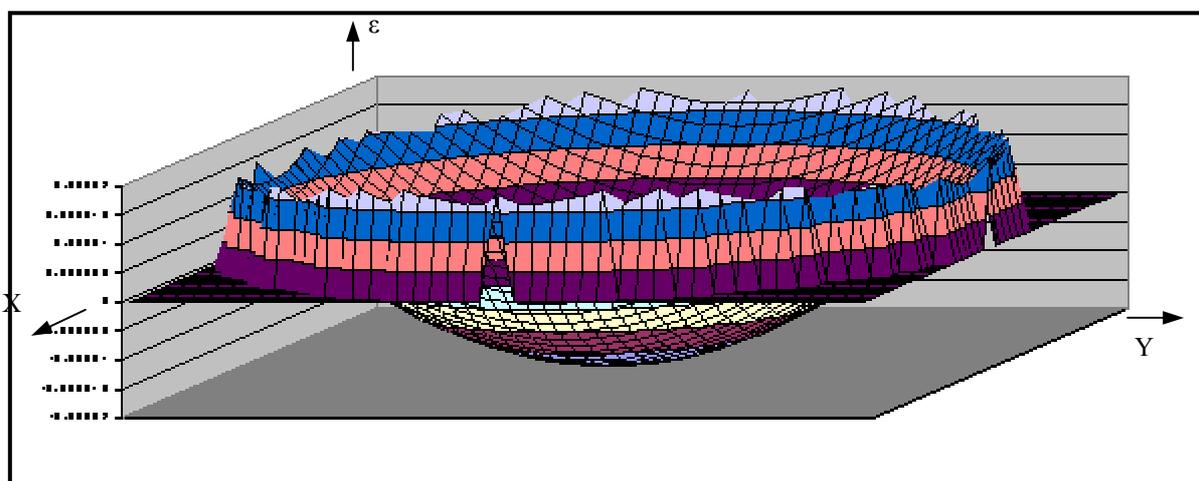


Figure 13: Microglissement relatif, cas du contact sphère- sphère, $R_1 \neq R_2$

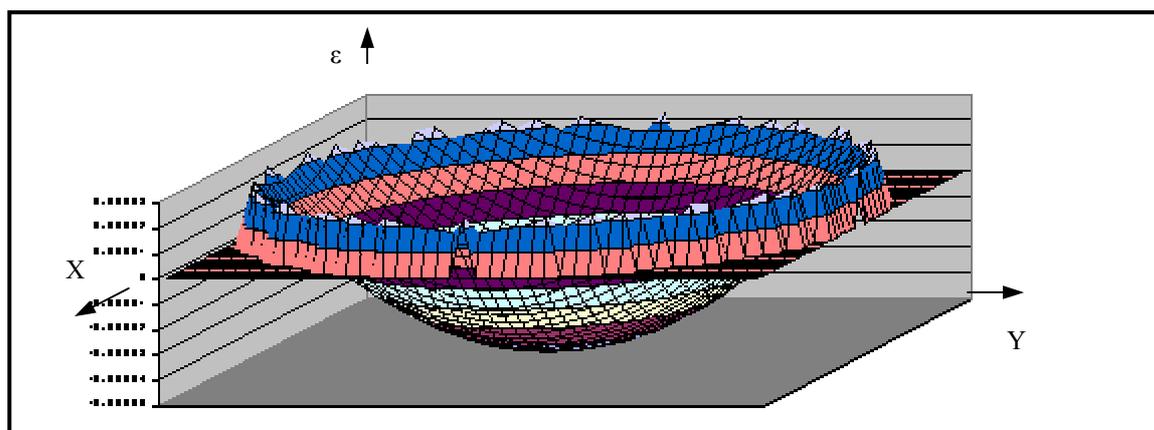


Figure 14: Microglissement relatif, cas du contact sphère-plan

Tableau 2: L'influence du glissement imposé, g , sur le microglissement relatif

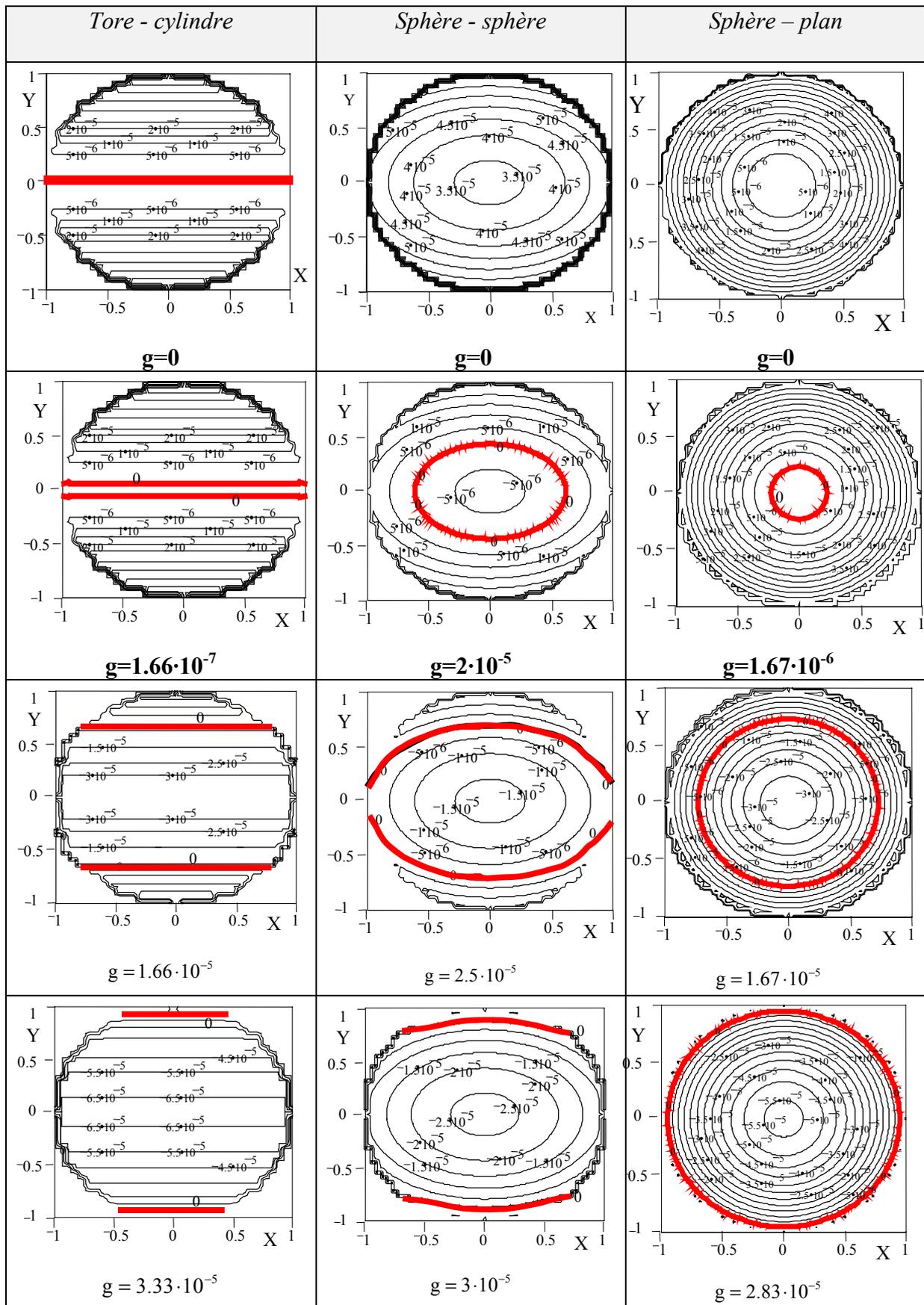
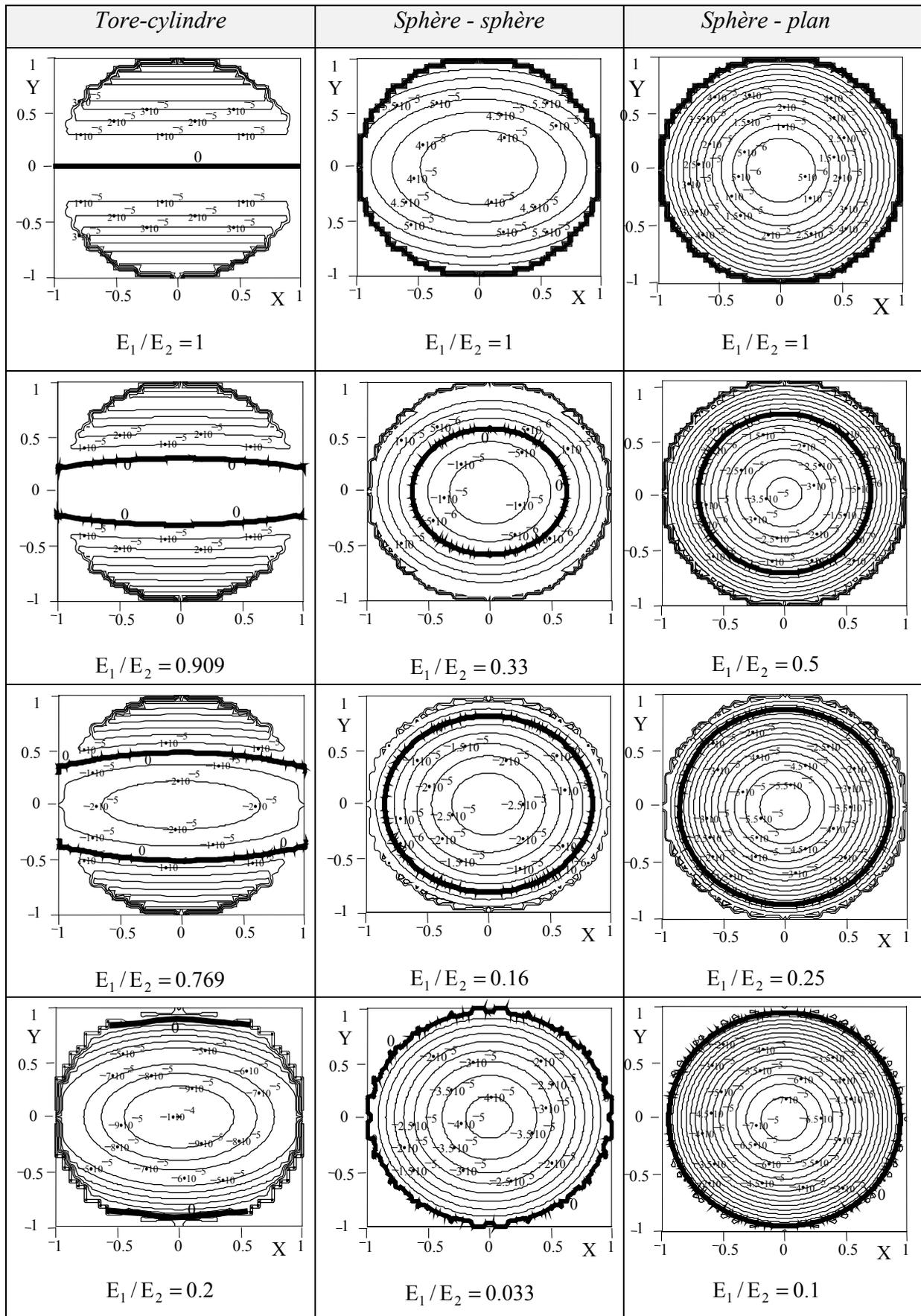


Tableau 3: L'influence du rapport E_1/E_2 sur le microglissement relatif, ($g=0$)



II.2.2 Contact elliptique

Les résultats du calcul de microglissement relatif sont présentés toujours sous forme bidimensionnelle pour les trois cas étudiés: galet – cylindre, galet – plan et sphère – cavité toroidale conforme. Les coordonnées x et y des points de l'interface sont divisés par le petit-axe a , respectivement b , de l'aire de contact pour obtenir des grandeurs adimensionnelles.

Les Figure 15, Figure 16 et Figure 17 la variation du microglissement relatif sur l'interface de contact et la forme des courbes de roulement pur dans chaque cas (en rouge). Le Tableau 5 montre l'influence du glissement imposé sur le microglissement relatif et le Tableau 6 montre l'influence du rapport E_1/E_2 sur celui-ci.

Dans le cas du contact galet - cylindre on obtient une ellipse de roulement pur qui divise l'aire de contact en deux zones: une zone elliptique centrale avec microglissement négatif et une zone annulaire - elliptique périphérique avec microglissement positif (Figure 15). Les graphiques du Tableau 5 et Tableau 6 montre que l'augmentation du glissement imposé g ou du rapport E_1/E_2 cause le déplacement de l'ellipse de roulement pur du centre de contact vers la périphérie.

L'ellipse de non-glissement se transforme en deux arcs d'ellipse et l'aire de contact est divisée en trois zones avec du microglissement de signe alterné: négatif dans la zone centrale et positif dans les deux zones périphériques. Pour des valeurs très petites du glissement imposé ($g = 8.75 \cdot 10^{-5}$) on obtient deux zones de microglissement. Avec l'augmentation du glissement imposé, g , l'ellipse de roulement pur se déplace du centre vers la périphérie de contact et pour $g > 1.24 \cdot 10^{-4}$ on a alors glissement total.

Pour $g \neq 0$, l'augmentation du rapport E_2/E_1 induit le déplacement de l'ellipse de roulement pur du centre vers la périphérie de contact quand le glissement total apparaît.

Pour le contact elliptique galet – plan, les points en roulement pur sont situés sur une ellipse pour un glissement imposé petit et sur deux arcs d'ellipse pour un glissement imposé élevé.

A partir d'une valeur minimale du glissement imposé ($g = 1,2 \cdot 10^{-4}$), on obtient l'ellipse de roulement pur. L'augmentation du glissement imposé produit le déplacement de l'ellipse de roulement pur du centre vers la périphérie de contact et le glissement total pour $g > 2 \cdot 10^{-4}$. Les ellipses d'iso glissement sont allongées sur la direction du grand demi axe de l'ellipse de contact.

La présente la variation du microglissement sur l'interface pour un contact sphère – cavité conforme ayant un rapport $R_{1y}/R_{2y} = 2$. On observe l'apparition des deux courbes de roulement pur, parallèles à la direction de roulement Ox et symétriques par rapport à celle-ci. Les deux courbes divisent l'aire de contact en trois zones: une zone centrale avec microglissement négatif et deux zones périphériques avec microglissement positif. A la différence des deux autres géométries étudiées, dans ce cas là, on obtient du microglissement à l'interface même pour le cas $g = 0$. L'augmentation du glissement imposé produit le déplacement des courbes de roulement pur vers la périphérie du contact et on a le glissement total pour $g > 2 \cdot 10^{-4}$. Pour des matériaux avec des propriétés élastiques différentes ($E_2/E_1 = 0.1$), les courbes de roulement pur sont parallèles et symétriques à Ox étant éloignées de $b/2$ de celle-ci. Avec l'augmentation du rapport E_2/E_1 , la zone centrale avec microglissement négatif augmente et les courbes de roulement pur se déplacent vers l'extérieur du contact. Pour $E_2/E_1 > 6$, ces courbes restent dans la même position, très proche de la périphérie du contact, à $0.1b$ d'elle.

Pour un contact elliptique en roulement, les résultats montrent une vitesse de microglissement relatif qui varie sur l'interface en module et signe.

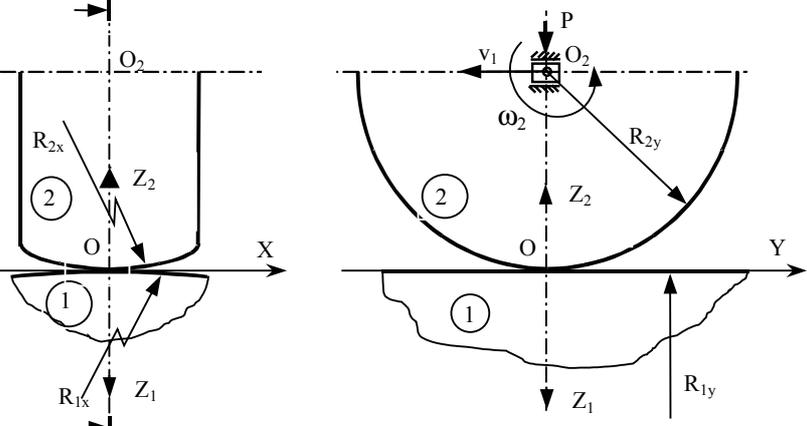
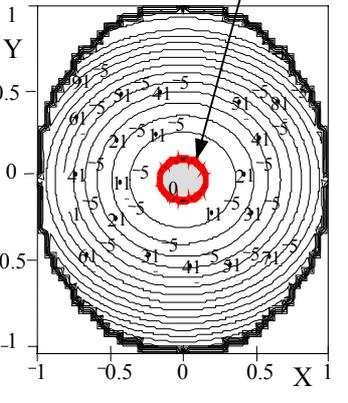
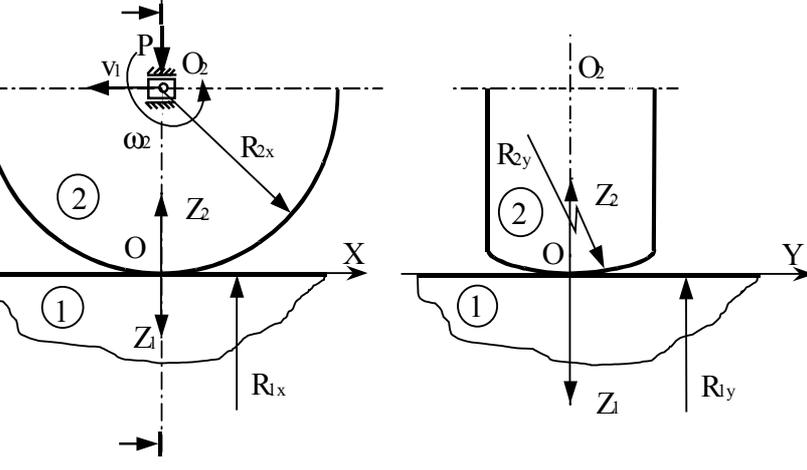
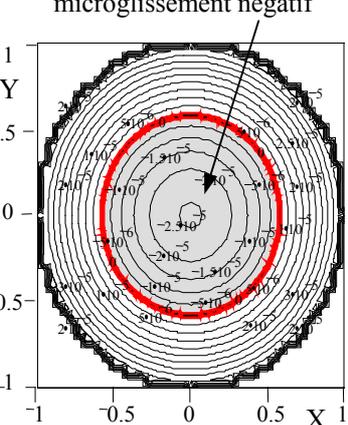
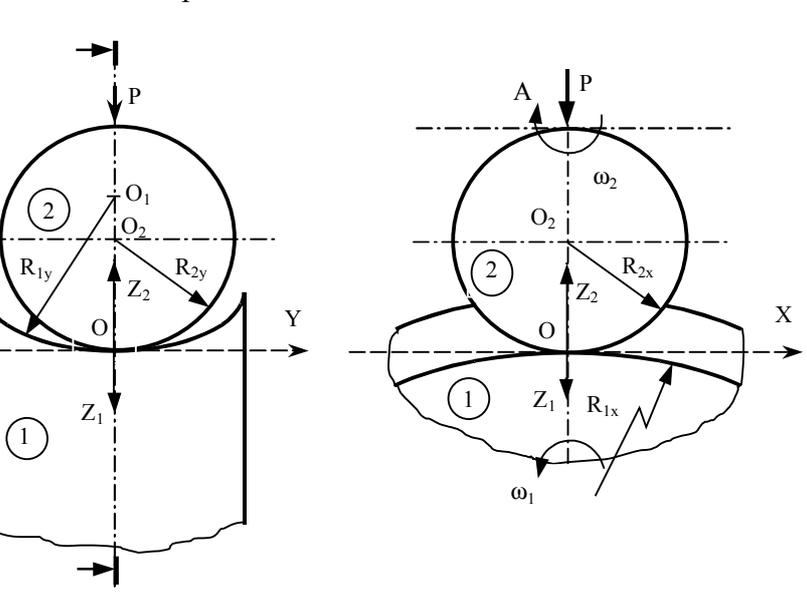
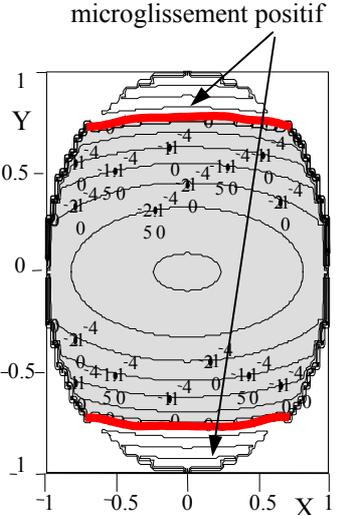
Conclusion – contact elliptique

Les résultats montrent une vitesse de glissement relatif qui n'est pas constante sur l'aire de contact, d'où les variations qui dépendent de la géométrie du contact, des paramètres cinématiques du roulement et des caractéristiques élastiques des deux corps.

Les courbes de roulement pur ou non glissement obtenus dans les trois cas de contact elliptique abordés ont une allure qui dépend de la géométrie de contact. Dans les premiers deux cas, galet – cylindre et galet – plan on obtient une ellipse de roulement pur et en cas sphère – cavité toroïdal on obtient des arcs d'ellipse. Des zones avec microglissement de signe opposé apparaissent pour des valeurs très petits du glissement imposé et disparaissent vite avec l'augmentation de glissement imposé g , étant remplacé par un microglissement de même signe sur toute l'aire de contact.

De nouveau, on peut conclure qu'une très petite variation du régime de roulement pur induit, avec le concours des déformations élastiques du contact, un régime de glissement partiel à l'interface.

Tableau 4

Géométrie du contact	Microglissement relatif
<p style="text-align: center;">Galet - cylindre</p> 	<p style="text-align: center;">courbe de non glissement</p>  <p style="text-align: center;">$g=2.7 \cdot 10^{-3}$</p>
<p style="text-align: center;">Galet - plan</p> 	<p style="text-align: center;">zone avec microglissement négatif</p>  <p style="text-align: center;">$g=1.67 \cdot 10^{-3}$</p>
<p style="text-align: center;">Sphère - cavité toroïdale conforme</p> 	<p style="text-align: center;">zones avec microglissement positif</p>  <p style="text-align: center;">$g=0$</p>

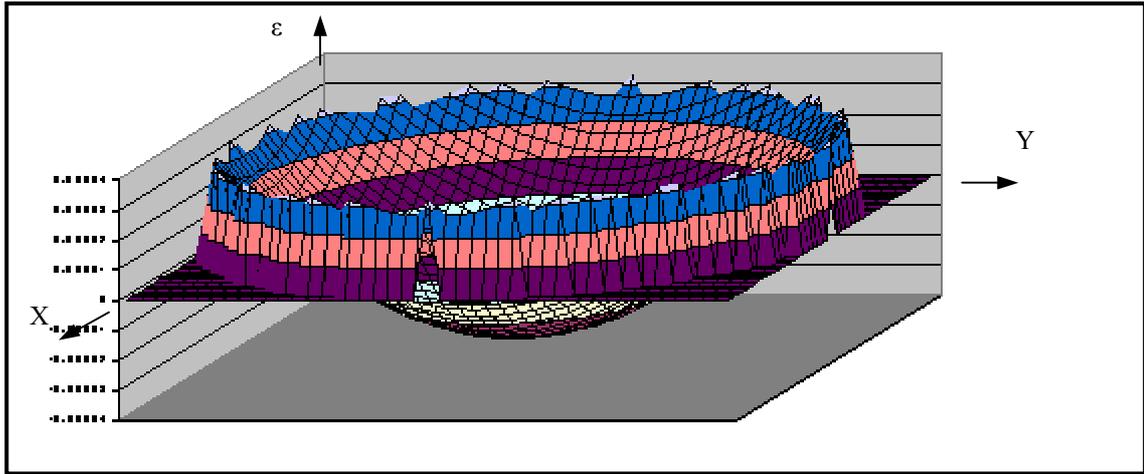


Figure 15: Microglissement relatif en cas du contact galet –cylindre

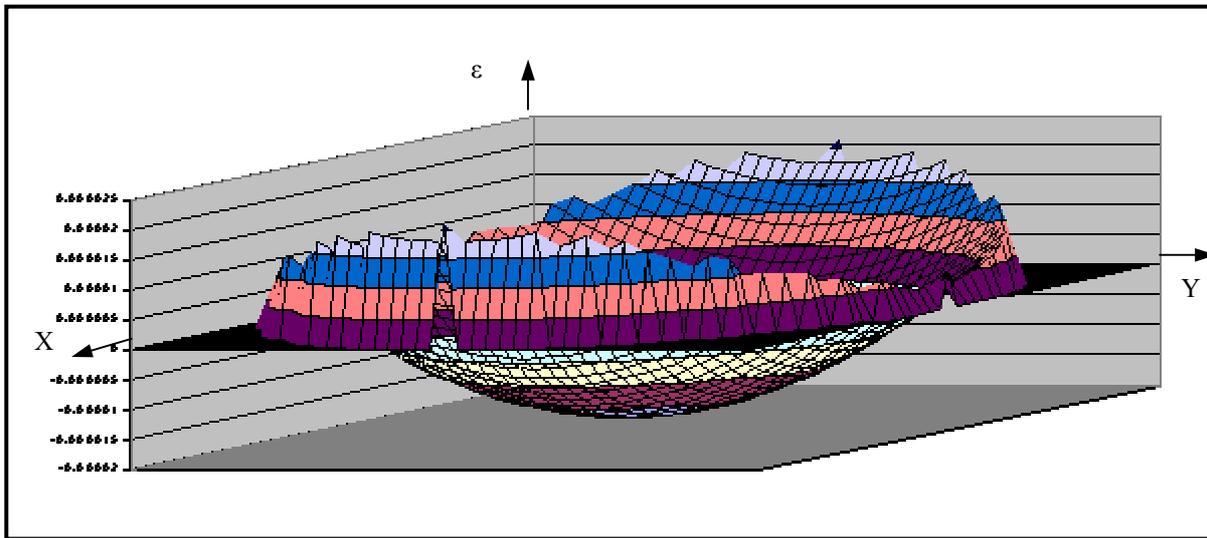


Figure 16: Microglissement relatif en cas du contact galet –plan

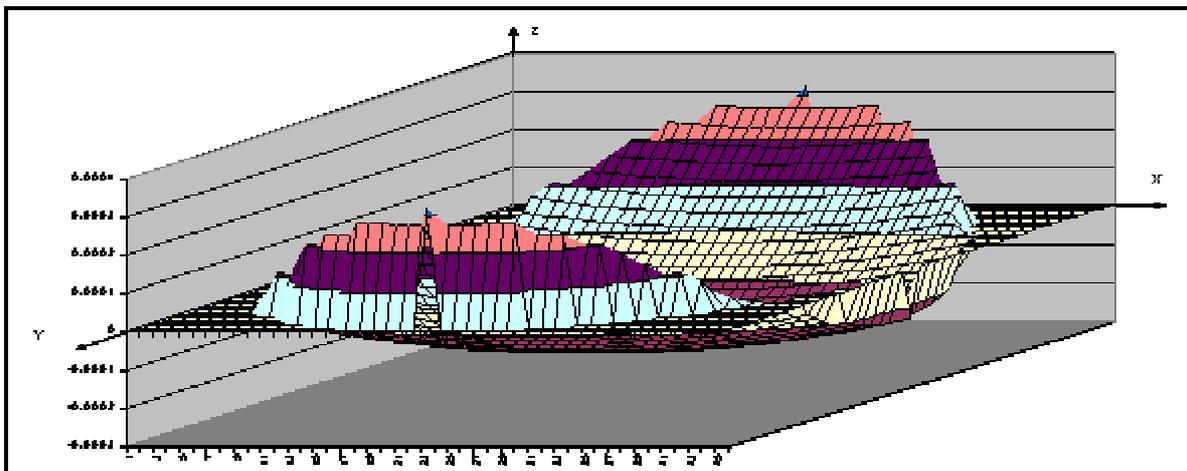


Figure 17: Microglissement relatif en cas du contact sphère – cavité conforme

Tableau 5

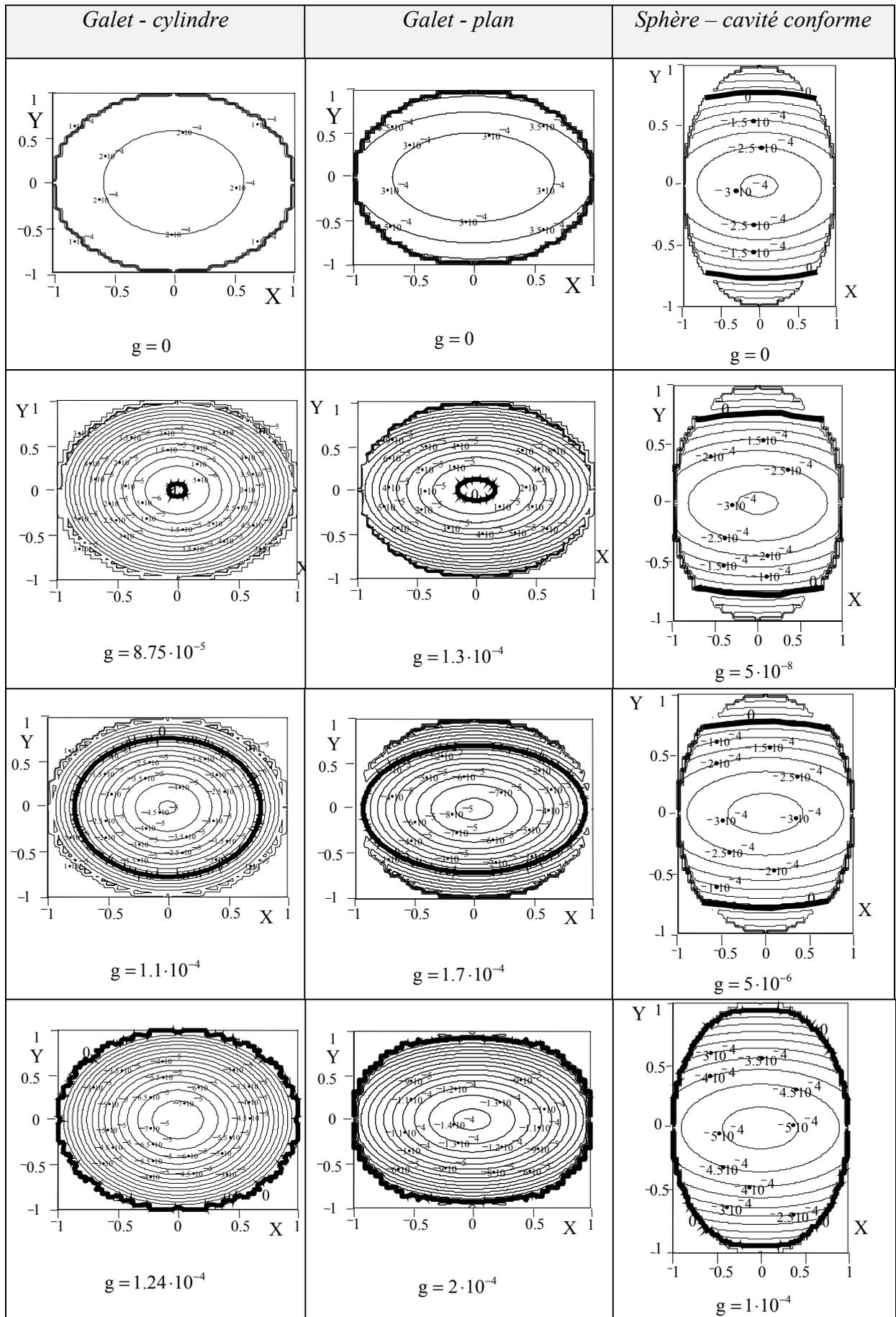
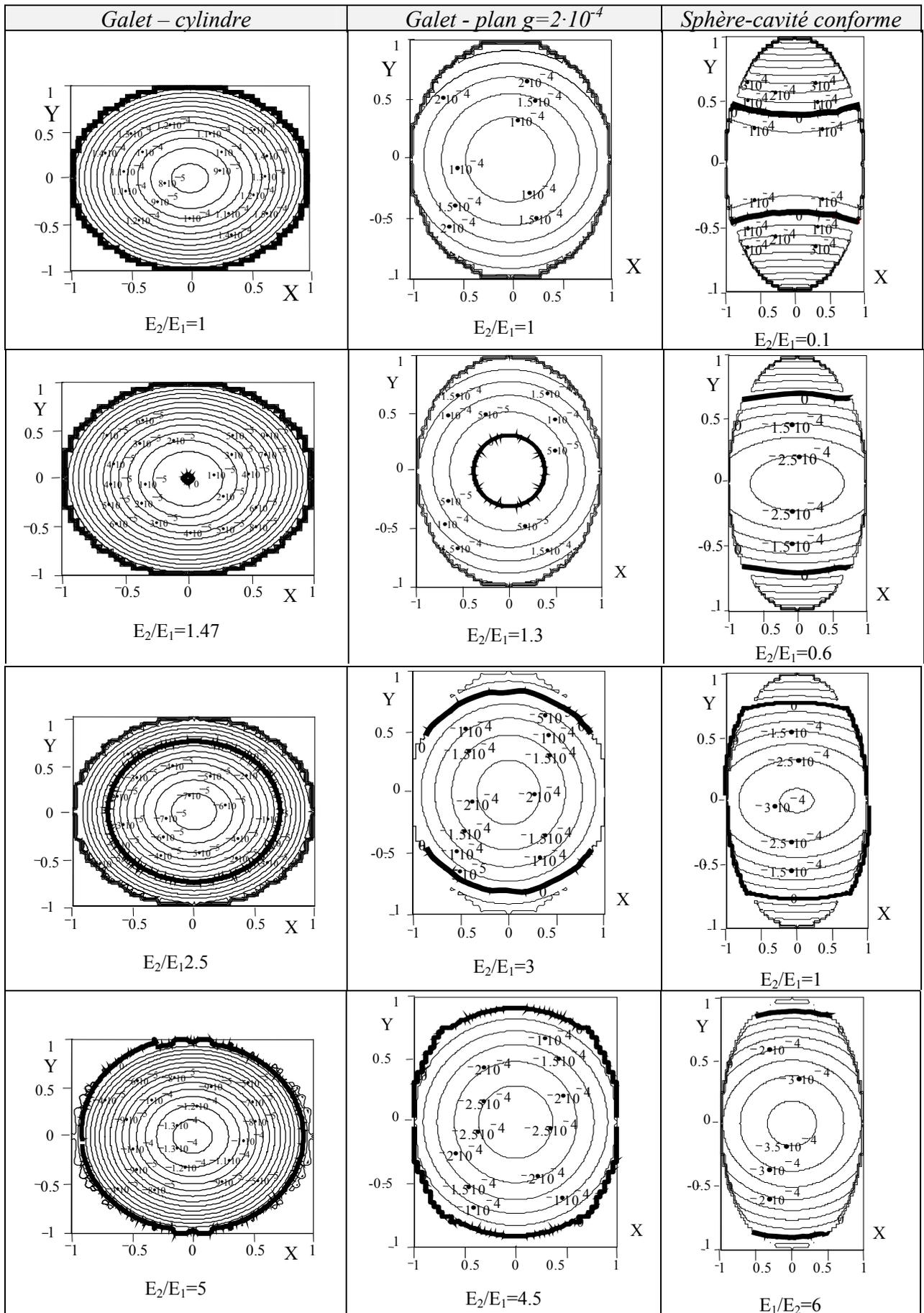


Tableau 6



II.3 CONCLUSION GENERALE

Dans les six cas de contact élastique étudiés, les résultats mettent en évidence une vitesse de glissement relatif longitudinal qui n'est pas constante sur l'aire de contact.

La répartition de cette vitesse a une allure qui dépend de la géométrie du contact, des paramètres cinématiques du roulement et des caractéristiques élastiques des deux corps.

Le modèle analytique montre l'existence des courbes de roulement pur ou non glissement pour une plage des valeurs cinématiques très proche du régime de roulement pur.

L'allure de ces courbes dépend directement de la géométrie du contact, étant soit droites, soit elliptiques ou circulaires. Celles-ci divisent l'aire de contact en zones de microglissement avec des signes opposés. Même pour un glissement imposé nul ($g=0$), donc en roulement pur, les déformations élastique induisent des microglissements relatifs sur l'aire de contact.

Par conséquent, même en l'absence d'une force tangentielle appliquée au contact, il y a des microglissement relatifs sur l'aire de contact qui induisent une contrainte de cisaillement à l'interface, donc un frottement de microglissement qui est abordé au chapitre III.

III LE FROTTEMENT INDUIT A L'INTERFACE PAR MICROGLISSEMENT

Le mouvement relatif à l'interface, quantifié auparavant, induit des contraintes tangentielles et des moments de frottement sur l'aire de contact.

Afin de quantifier le frottement, un modèle analytique a été développé pour calculer la contrainte tangentielle τ_{zx} dans le cas d'un contact en roulement, normalement chargé, pour différentes géométries. Une fois calculée la composante sur la direction de roulement de la vitesse relative à l'interface, Δv , et le microglissement relatif ϵ , équation (19), on connaît la distribution du microglissement sur l'aire de contact. Le signe de Δv donnera le signe de la contrainte tangentielle τ_{zx} induite par microglissement.

Pour un coefficient de frottement constant μ , les contraintes tangentielles induites par microglissement à l'interface sont données sous forme sans dimension par l'équation:

$$\bar{\tau}_{zx} = \frac{\tau_{zx}}{p_0} = \mu \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}} \frac{\Delta v}{|\Delta v|}, \quad (21)$$

où Δv est donné par $\Delta v(x, y) = v_{1x}(x, y) - v_{2x}(x, y)$, et p_0 est la pression de Hertz au point initial de contact.

Les hypothèses de calcul sont:

- Les matériaux des deux corps sont homogènes, isotropes et linéaires élastiques;
- Les surfaces sont parfaitement lisses;
- Le coefficient de frottement en glissement est constant sur l'aire de contact.

III.1 CALCUL DE LA CONTRAINTE DE CISAILLEMENT τ_{zx}

III.1.1 Galet-cylindre

Le microglissement relatif à l'interface calculé avec le logiciel Mathcad 7 Professional, [Pr 98], pour 1600 points de l'aire de contact est présenté sous forme 2D en Figure 18.

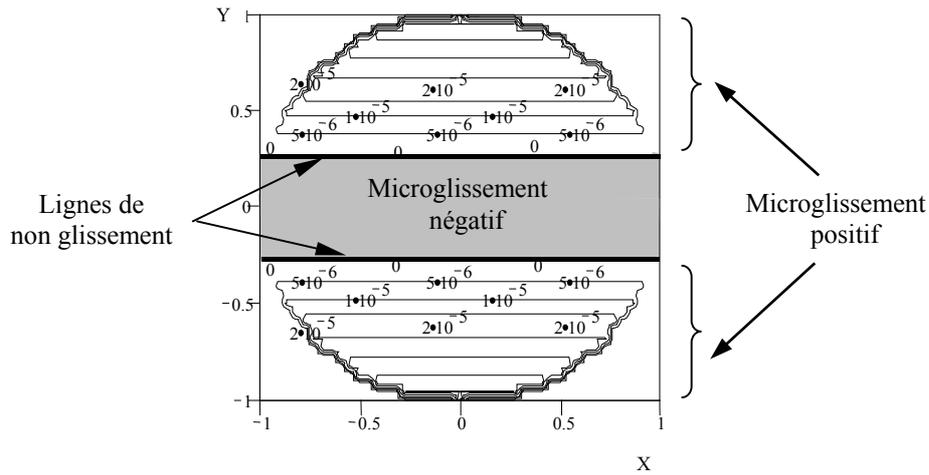


Figure 18: Les lignes d'iso-microglissement sur l'aire de contact

L'aire de contact est divisée en trois zones: une zone centrale avec microglissement relatif négatif et deux zones extérieures avec microglissement relatif positif, séparées par deux lignes de non glissement ou roulement pur, parallèles à la direction de roulement. Les lignes de non-glissement sont des droites.

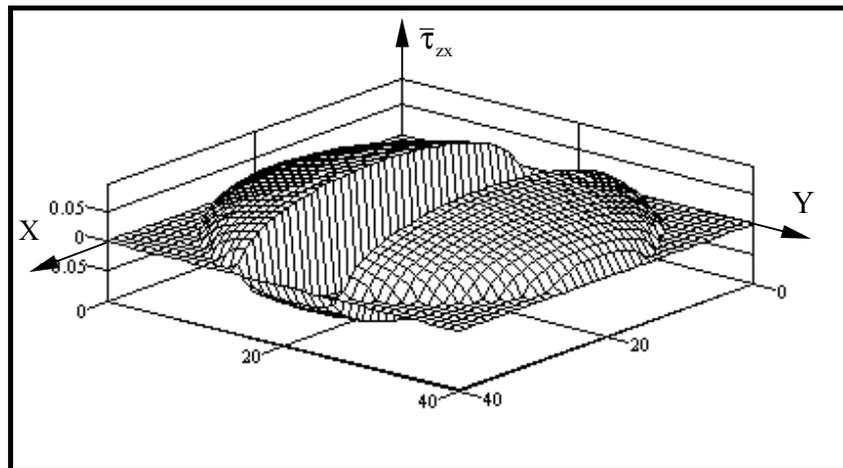


Figure 19: Contraintes tangentielles à l'interface

Le microglissement à l'interface induit des contraintes tangentielles de cisaillement τ_{zx} , illustrées en Figure 19 sous forme sans dimension, par division par la pression maximale de Hertz. S'obtient une zone centrale où la contrainte τ_{zx} est négative et deux zone vers les bords du contact où la contrainte τ_{zx} est positive. Par conséquent, la force de frottement induite présente des signes opposés à l'intérieur de la même aire de contact.

III.1.2 Sphère - sphère

La zone elliptique centrale présente un microglissement relatif négatif et la zone extérieure annulaire elliptique un microglissement relatif positif, Figure 20.

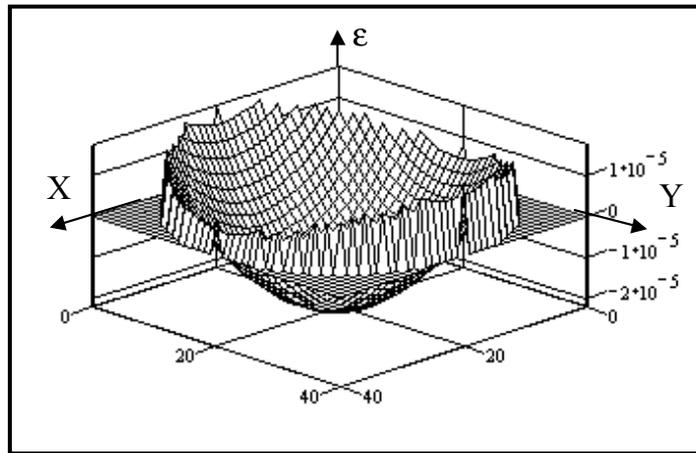


Figure 20: Microglissement relatif ε sur l'aire de contact

Pour un coefficient de frottement constant μ , les contraintes de cisaillement induites par microglissement sont calculées numériquement et présentées en Figure 21 comme des graphiques en 2D et 3D.

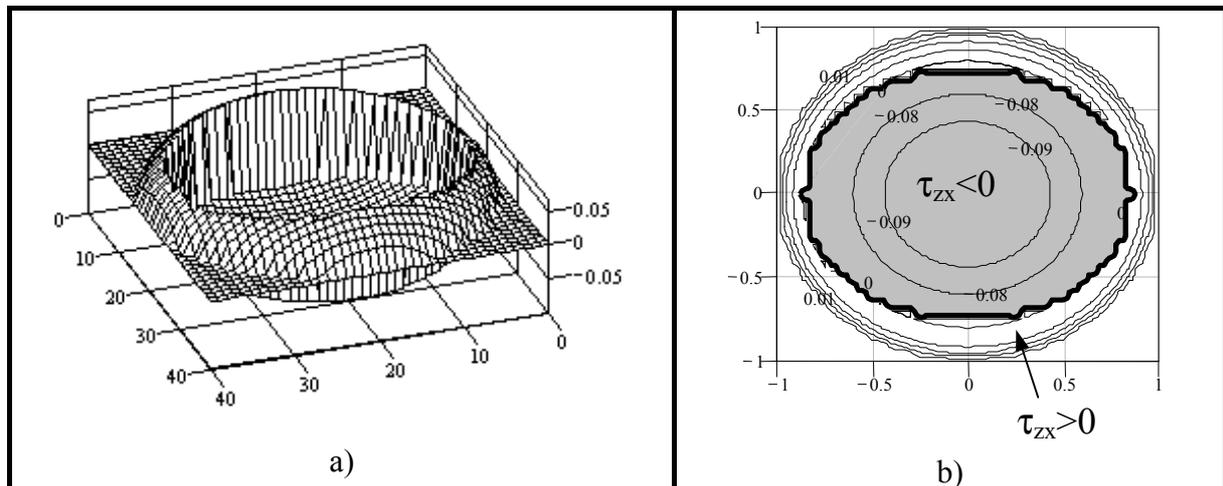


Figure 21: Contraintes de cisaillements $\bar{\tau}_{zx}$ à l'interface: a) en 3D et b) en 2D

III.1.3 Sphère - plan

Après le calcul du microglissement relatif on obtient deux zones sur l'aire de contact: une zone circulaire centrale avec microglissement relatif négatif et une zone annulaire périphérique avec microglissement relatif positif, présentées en Figure 22. Les deux zones sont séparées par un cercle de non-glissement. Les contraintes tangentielles correspondantes sont illustrées en

Figure 23 comme des graphiques en 3D et 2D.

S'obtient de nouveau un changement de signe pour la contrainte tangentielle à l'intérieure de la même aire de contact.

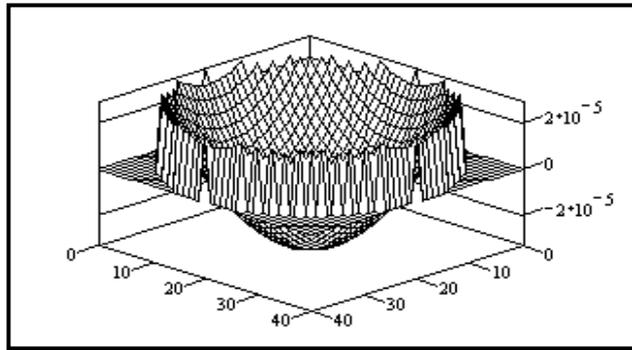


Figure 22: Microglissement à l'interface du contact sphère-plan

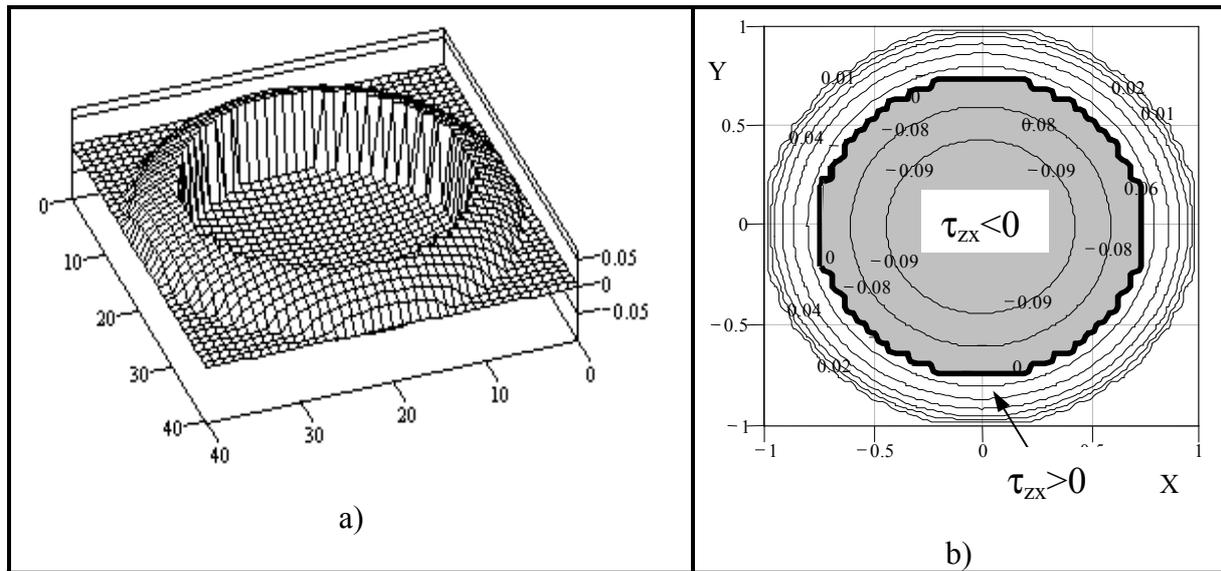


Figure 23: Contraintes tangentielles $\bar{\tau}_{zx}$ à l'interface: (a) en 3D et (b) 2D

Sur la zone circulaire centrale, les contraintes tangentielles calculées sont négatives et la zone annulaire périphérique présente un microglissement relatif positif. Les valeurs de ces contraintes peuvent arriver jusqu'à 10% de p_0 -la pression de Hertz au point initial de contact.

III.1.4 Galet - cylindre

On obtient une ellipse de non-glissement qui divise l'aire de contact en deux zones: une zone elliptique centrale avec du microglissement négatif et une zone périphérique avec du microglissement positif, présentées en Figure 24. Les deux zones apparaissent pour des valeurs très petites du rapport glissement roulement, g , respectivement pour $g=8,75 \cdot 10^{-5}$.

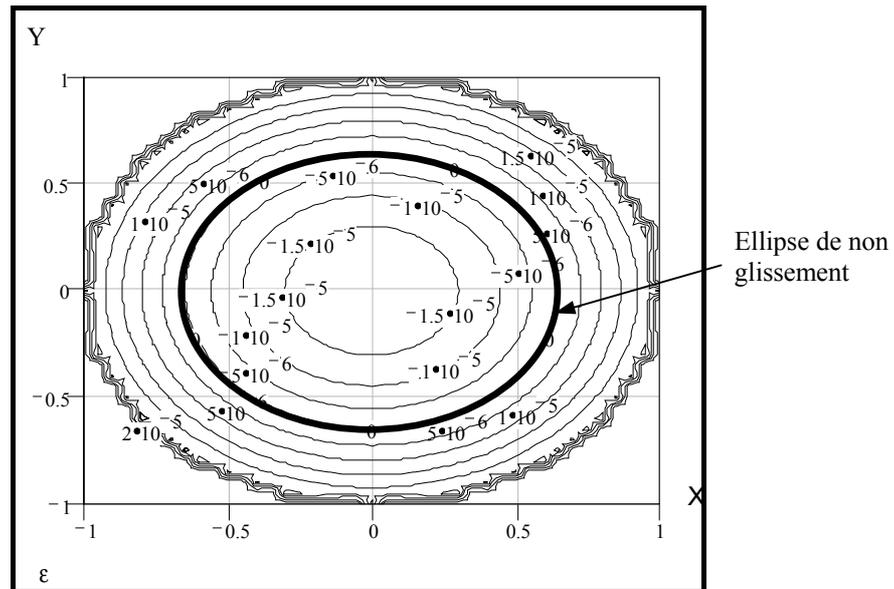


Figure 24: Microglissement relatif (2D), pour $g=0,005\%$.

Les contraintes cisaillement sont illustrée en Figure 25.

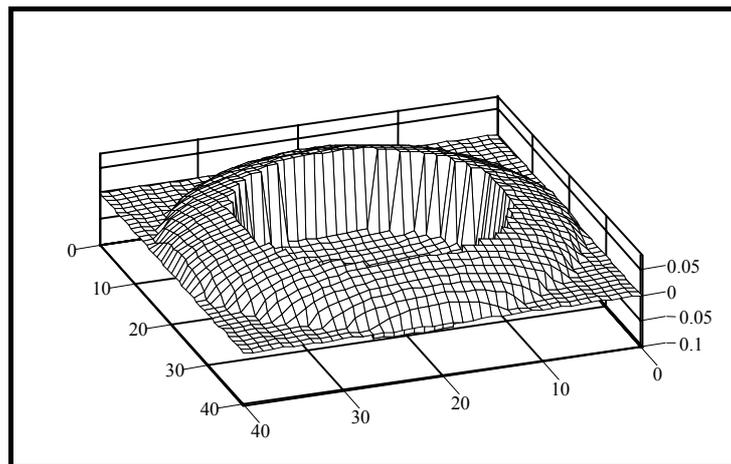


Figure 25: Contraintes tangentielles $\bar{\tau}_{zx}$ à l'interface

Quand le grand axe de l'ellipse de non glissement devient égal à celui de l'ellipse de contact, on obtient trois zones distinctes sur l'aire de contact, avec des contraintes tangentielles de signe alterné.

III.1.5 Galet – plan

Le calcul numérique du microglissement met en évidence deux zones distinctes: une zone elliptique centrale avec du microglissement négatif et une zone périphérique avec du microglissement positif, séparées par une ellipse de non-glissement ayant des points de vitesse relative nulle, Figure 26.

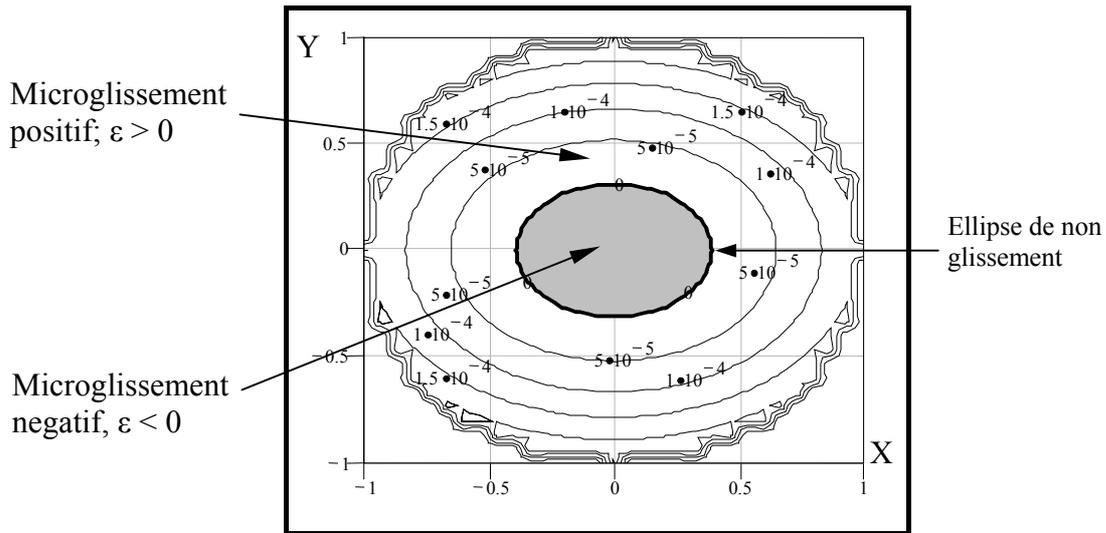


Figure 26: Microglissement relatif en (2D), pour $g=0,025\%$

Pour un glissement imposé nul, $g=0$, il y a de microglissement relatif positif ($\epsilon>0$) sur toute l'aire de contact, sauf le point initial de contact où $\epsilon=0$. Par conséquent on a un seul point de roulement pur. Les deux zones de microglissement apparaissent avec l'augmentation du rapport glissement roulement et pour une certaine valeur de celui-ci apparaît le glissement total à l'interface.

Analogue à la distribution de microglissement, la contrainte de cisaillement est distribuée sur les deux zones: une zone elliptique centrale avec des contraintes négatives et une autre périphérique avec des contraintes positives.

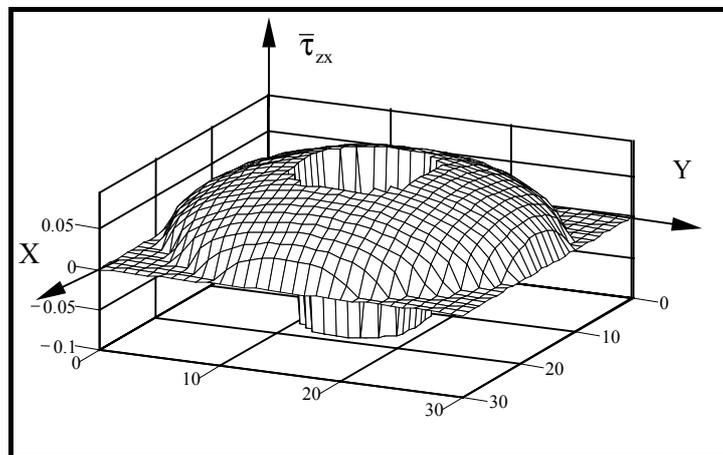


Figure 27: Contraintes tangentielles à l'interface, glissement imposé $g=0.025\%$

Pour des valeurs de glissement imposé comprises entre $0,032\%$ et $0,0038\%$, l'ellipse de non glissement divise l'aire de contact en trois zones: une centrale avec des contraintes négatives et deux périphériques avec des contraintes positives. Celles-ci sont présentées sous forme 3D et 2D en Figure 28.

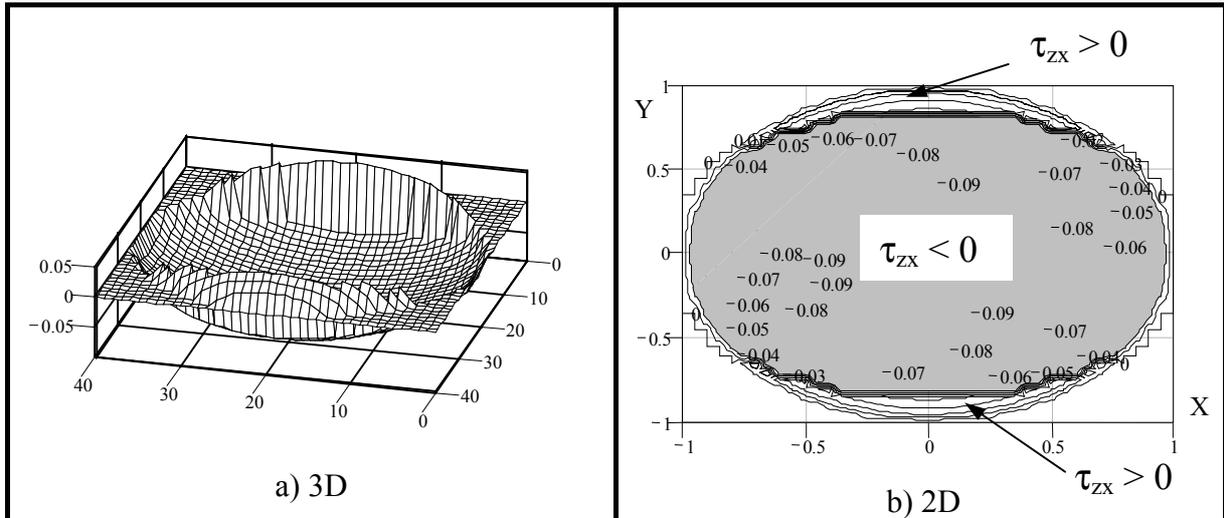


Figure 28: Contraintes tangentielles à l'interface $g=0.034\%$

III.1.6 Sphère - cavité toroïdale conforme

Ce cas de contact est présent dans les roulements à billes, cas du contact bille-bague intérieure. En développant le modèle analytique pour la vitesse relative dans ce cas, on obtient le graphique illustré en Figure 29.

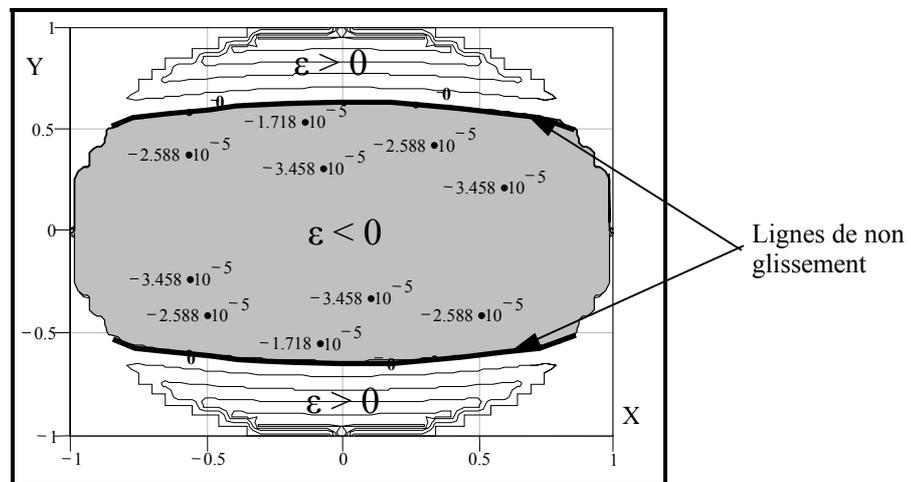


Figure 29: Microglissement relatif à l'interface, (2D), pour $g=0\%$

On obtient deux courbes de non glissement qui délimitent trois zones: une centrale où le microglissement et les contraintes sont négatives et deux périphériques où le microglissement et les contraintes correspondantes sont positives, Figure 29 et Figure 30.

Dans les six cas étudiés s'obtient une zone centrale où la contrainte tangentielle τ_{zx} induite par microglissement est négative et une ou deux zones extérieures où la contrainte tangentielle τ_{zx} est négative. La forme de ces zones dépend de la géométrie de contact. Etant donné les signes opposés de cette contrainte, obtenus sur la même aire de contact, on conclue qu'il y a de frottement en directions opposés qui cohabite sur la même aire de contact. Cette situation se retrouve dans tous les géométries de contact et la traction tangentielle induit à

l'interface constitue une source supplémentaire de frottement qui peut jouer un rôle important dans l'endommagement des surfaces.

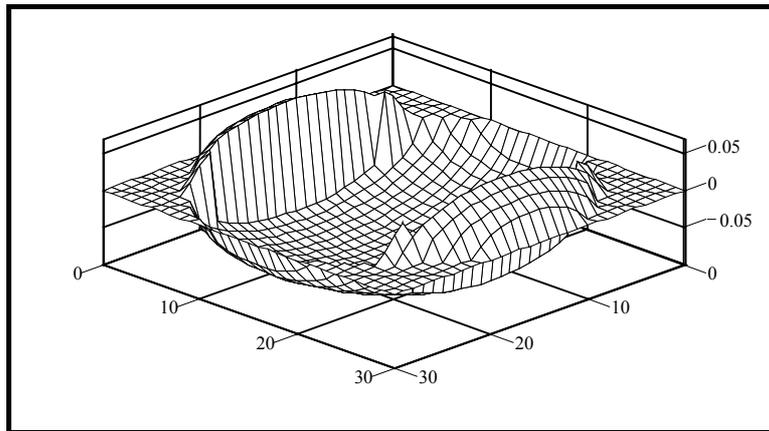


Figure 31: Contrainte tangentielle τ_{zx} pour $g=0\%$

III.2 PUISSANCE PERDUE PAR MICROGLISSEMENT

Pour une géométrie donnée de contact, la puissance perdue par frottement peut être calculée par l'intégration sur l'aire de contact du produit entre la contrainte tangentielle τ_{zx} et la vitesse relative à l'interface.

Soit une aire élémentaire dA sur l'aire de contact hertzienne, Figure 32.

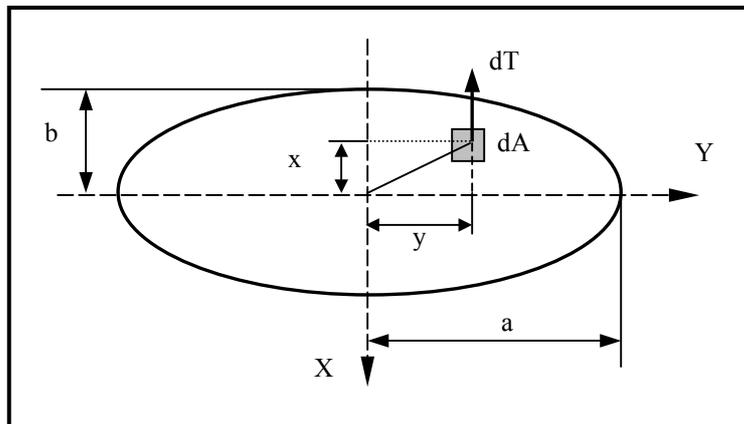


Figure 32: Force de frottement sur une aire élémentaire dA

La pression normale sur l'aire dA est donnée par l'équation:

$$p(x, y) = \frac{3 \cdot P}{2 \cdot \pi \cdot a \cdot b} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2}, \quad (22)$$

Prenant μ comme coefficient de frottement en glissement, la distribution de la

contrainte de cisaillement induite par microglissements sur l'aire de contact et influencée par le signe de la vitesse relative et donnée par l'équation:

$$\tau(x, y) = \frac{3\mu P}{2\pi ab} \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2} \frac{\Delta v(x, y)}{|\Delta v(x, y)|} \quad (23)$$

La force de frottement qui agit sur l'aire de contact, induite par les microglissements, est obtenue par intégration sur l'aire de contact:

$$F = \frac{3\mu P}{2\pi ab} \int_{-a}^a \int_{-b\sqrt{1-(x/a)^2}}^{b\sqrt{1-(x/a)^2}} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2} \frac{\Delta v(x, y)}{|\Delta v(x, y)|} dy dx \quad (24)$$

Le coefficient de frottement en roulement, sous forme adimensionnelle, est donné par:

$$s_{\text{adim}} = \frac{F}{P} \quad (25)$$

La puissance perdue par frottement à l'interface est:

$$P_f = \frac{3\mu P}{2\pi ab} \int_{-a}^a \int_{-b\sqrt{1-(x/a)^2}}^{b\sqrt{1-(x/a)^2}} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2} \frac{(\Delta v(x, y))^2}{|\Delta v(x, y)|} dy dx, \quad (26)$$

et le moment global de frottement induit par les microglissements sur l'aire de contact est:

$$M_{\mu\text{al}} = \frac{P_f}{\omega} \quad (27)$$

D'autre part, la puissance perdue par frottement peut être exprimée comme produit entre le moment de frottement en roulement M_f et la vitesse angulaire ω :

$$P_f = M_f \cdot \omega = P \cdot s \cdot \omega, \quad (28)$$

où s est le coefficient de frottement en roulement, calculé par conséquent avec l'équation:

$$s = \frac{P_f}{P \cdot \omega} \quad (29)$$

Pour un contact elliptique sphère – cavité conforme avec le rapport des demi-axes $a/b=1.75$, la traction tangentielle sans dimension, est illustrée en Figure 33.

Les valeurs maximales de la puissance perdue par frottement sont obtenues à une distance sans dimension de $\pm 0,8$ du centre de contact.

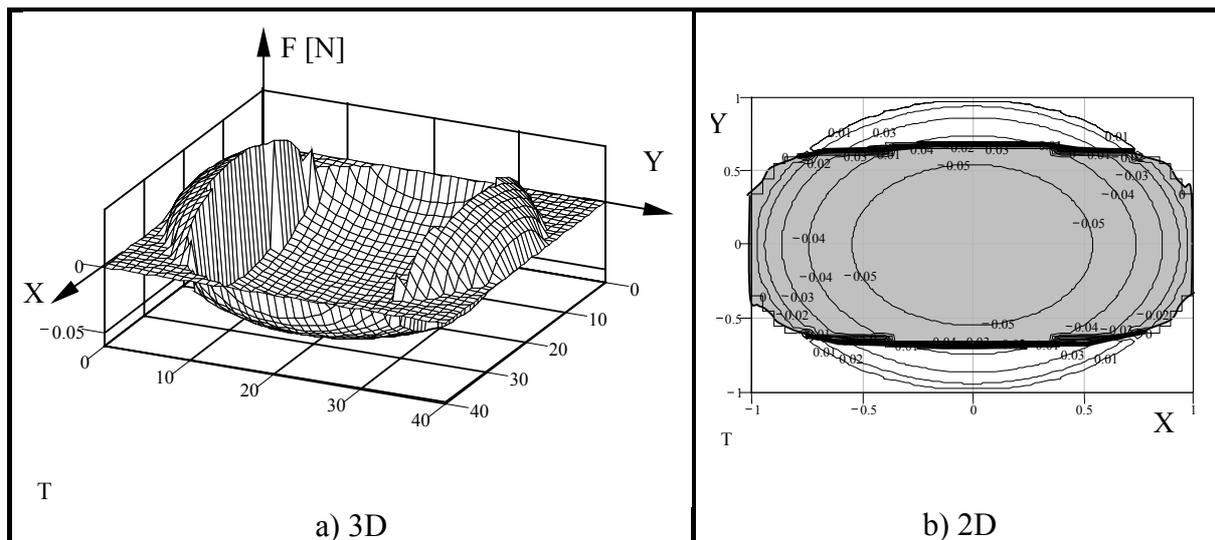


Figure 33: Traction tangentielle sur la surface de contact.

Pour la même géométrie de contact, la puissance perdue par frottement est illustrée en Figure 34.

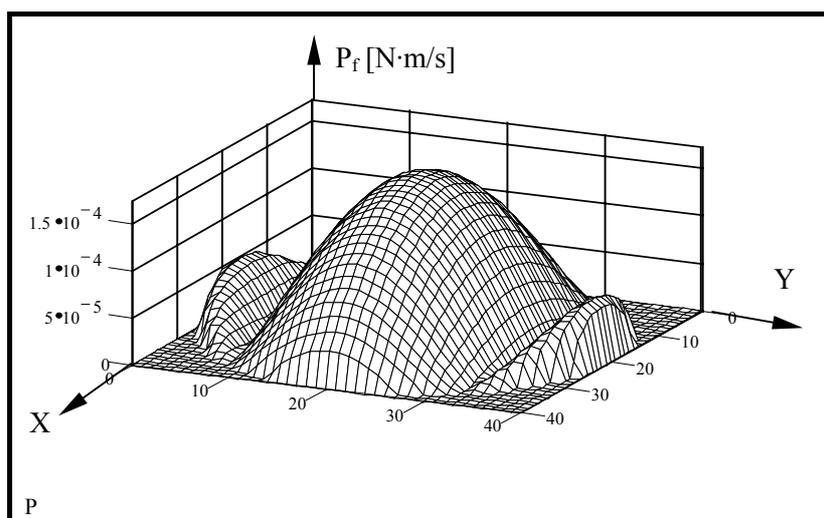


Figure 34: Puissance perdue par frottement

On note trois maximums locaux situés sur une droite parallèle à l'axe OY : un au centre du contact et les deux autres vers le bord du contact, disposés symétriquement par rapport au centre de l'ellipse de contact.

Afin d'évaluer le frottement induit à l'interface par microglissements, pour un contact chargé normalement, les contraintes tangentielles à l'interface ont été calculées à partir des vitesses relatives en différents points de la surface de contact.

La distribution des vitesses relatives divise la région de contact en zones de microglissement, en fonction de la géométrie du contact.

Les contraintes tangentielles induites par le microglissement ont le signe donné par le signe de la vitesse relative et induites des forces de frottement sur chaque zone de microglissement.

Les contraintes tangentielles négatives sont toujours obtenues au centre du contact, sur des zones rectangulaires, elliptiques ou circulaire. Sur le reste de l'aire de contact il y a des

contraintes tangentielles positives. Les valeurs de ces contraintes varient de 0.1% jusqu'à 10% de la valeur de pression maximale de Hertz, p_0 .

Sauf pour le contact de sphères égales, dans tous les autres cas, pour des valeurs très petites du rapport glissement – roulement (cas souvent rencontré industriellement) il y a microglissement à l'interface, par conséquent le terme "roulement pur" n'est plus convenable.

L'absence de glissement apparent n'exclue pas l'apparition sur l'aire de contact des microglissements qui sont une source de frottement .

IV L'ETAT DES CONTRAINTES INDUIT SUR LA SURFACE DE CONTACT

Les composantes du champ des contraintes sur une aire de contact sont induites généralement, par la charge normale P et la charge tangentielle Q , appliquées au contact. Pour mieux comprendre les phénomènes à l'interface il faut donc évaluer le champ des contraintes qui influence la capacité portante du contact. Pour cela, les deux corps en contact sont modélisés par demi-espaces élastiques. Le contact hertzien, quasi-statique et sans frottement se place dans les hypothèses suivantes, [Gl 99]:

- sous charge normale tendant vers zéro, le contact entre les deux corps a lieu en un seul point, l'aire initiale de contact étant nulle;
- les corps en contact sont supposés limités par des surfaces possédant une normale commune et un plan tangent commun;
- les surfaces sont parfaitement lisses;
- il n'y a pas de frottement entre les deux surfaces en contact;
- les matériaux des deux corps sont homogènes, isotropes et élastiques linéaires;
- les dimensions de l'aire de contact sont petites par rapport aux rayons de courbure principaux des surfaces en contact.

Le champ global des contraintes dans les matériaux a deux composantes: une induite par la charge normale P et l'autre produite par la charge tangentielle Q .

A partir des solutions du problème de Boussinesq et en appliquant le principe de superposition d'effets on obtient l'état des contraintes sur la surface de contact induit par la charge normale. Les équations des contraintes sont exprimés sous forme de contraintes sans dimensions, $\bar{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij} / p_0$, en fonction des coordonnées adimensionnelles, : $\bar{x} = x / b$, $\bar{y} = y / b$, $\bar{z} = z / b$, $\bar{\lambda} = \lambda / b$, $\bar{a} = a / b$ et $\beta = b / a$ le rapport des demi-axes de l'ellipse de contact, [Di93]:

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}_x &= -2\nu\gamma - (1 - 2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[(1 - \beta\gamma) - \frac{\beta\bar{x}}{e} \operatorname{arcth} \frac{\bar{x}\beta e}{1 + \beta\gamma} - \frac{\beta\bar{y}}{e} \operatorname{arctg} \frac{\bar{y}e}{\gamma + \beta} \right]; \\ \bar{\sigma}_y &= -2\nu\gamma - (1 - 2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[\left(\frac{\gamma}{\beta} - 1 \right) + \frac{\beta\bar{x}}{e} \operatorname{arcth} \frac{\beta\bar{x}e}{1 + \beta\gamma} + \frac{\beta\bar{y}}{e} \operatorname{arctg} \frac{\bar{y}e}{\gamma + \beta} \right]; \\ \bar{\sigma}_z &= -\gamma = -\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}};\end{aligned}\tag{30}$$

$$\bar{\tau}_{xy} = -(1-2\nu) \frac{\beta^2}{e^3} \left[\bar{y} \cdot \operatorname{arcth} \frac{\bar{x}\beta e}{1+\beta\gamma} - \bar{x} \cdot \operatorname{arctg} \frac{\bar{y}e}{\gamma+\beta} \right];$$

$$\bar{\tau}_{yz} = \bar{\tau}_{zx} = 0,$$

où $e = \sqrt{1-\beta^2}$ est l'excentricité du contact. Au centre du contact ($x=y=0$ et $\gamma=1$), les contraintes deviennent:

$$\bar{\sigma}_{x0} = -\frac{2\nu+\beta}{1+\beta},$$

$$\bar{\sigma}_{y0} = -\frac{1+2\nu\beta}{1+\beta},$$
(31)

$$\bar{\sigma}_{z0} = -1,$$

$$\bar{\tau}_{xy} = \bar{\tau}_{yz} = \bar{\tau}_{zx} = 0.$$

Sur le contour de l'ellipse de contact les équations des contraintes dérivent des équations (30), pour $\gamma=0$:

$$\bar{\sigma}_x = -(1-2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[1 - \frac{\beta}{e} \bar{x} \operatorname{arcth} \bar{x}\beta e - \frac{\beta}{e} \bar{y} \operatorname{arctg} \frac{\bar{y}e}{\beta} \right];$$

$$\bar{\sigma}_y = (1-2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[1 - \frac{\beta}{e} \bar{x} \operatorname{arcth} \bar{x}\beta e - \frac{\beta}{e} \bar{y} \operatorname{arctg} \frac{\bar{y}e}{\beta} \right];$$

$$\bar{\sigma}_z = 0,$$
(32)

$$\bar{\tau}_{xy} = -(1-2\nu) \frac{\beta^2}{e^3} \left[\bar{y} \operatorname{arcth} \bar{x}\beta e - \bar{x} \operatorname{arctg} \frac{\bar{y}e}{\beta} \right],$$

$$\bar{\tau}_{yz} = \bar{\tau}_{zx} = 0.$$

Compte tenu des signes obtenus pour les contraintes sur la surface de contact on remarque les aspects suivants, caractéristiques pour un chargement normal:

- En tous points du contour de l'ellipse de contact, les contraintes normales $\bar{\sigma}_x$ et $\bar{\sigma}_y$ ont des valeurs égales mais opposées comme signe: quand une a un effet de traction, l'autre a un effet de compression. Les valeurs extrêmes de ces contraintes sont obtenues dans les points extrêmes des axes de l'ellipse de contact. Prenant le grand axe $2a$ suivant l'axe x , on obtient:

- aux extrémités du petit axe, $y = \pm b$; $x = 0$; $\bar{y} = \pm 1$:

$$\bar{\sigma}_{x,y} = \mp(1-2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[1 - \frac{\beta}{e} \operatorname{arctg} \frac{e}{\beta} \right]; \quad (33)$$

$$\bar{\sigma}_z = 0; \quad \bar{\tau}_{xy} = \bar{\tau}_{yz} = \bar{\tau}_{zx} = 0,$$

- aux extrémités du grand axe, $x = \pm a$; $\bar{x} = \pm \frac{1}{\beta}$; $y = 0$:

$$\bar{\sigma}_{x,y} = \mp(1-2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[1 - \frac{1}{e} \operatorname{arcth} e \right]; \quad (34)$$

$$\bar{\sigma}_z = 0; \quad \bar{\tau}_{xy} = \bar{\tau}_{yz} = \bar{\tau}_{zx} = 0.$$

- En un point quelconque du contour de l'ellipse de contact, la contrainte tangente au contour a un effet de compression tandis que l'autre, normale au contour a un effet de traction, ce qui induit un état de cisaillement pur.
- Le long des axes de l'ellipse de contact on obtient l'état de contraintes suivant:

- le long du grand axe: $\bar{y} = 0$:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_x &= -2\nu\gamma - (1-2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[(1-\beta\gamma) - \frac{\beta}{e} \bar{x} \operatorname{arcth} \frac{\bar{x}\beta e}{1+\beta\gamma} \right]; \\ \bar{\sigma}_y &= -2\nu\gamma - (1-2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[\left(\frac{\gamma}{\beta} - 1 \right) + \frac{\beta}{e} \bar{x} \operatorname{arcth} \frac{\bar{x}\beta e}{1+\beta\gamma} \right]; \end{aligned} \quad (35)$$

$$\bar{\sigma}_z = -\gamma = -\sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2}};$$

$$\bar{\tau}_{xy} = \bar{\tau}_{yz} = \bar{\tau}_{zx} = 0.$$

- le long du petit axe: $\bar{x} = 0$:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_x &= -2\nu\gamma - (1-2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[(1-\beta\gamma) - \frac{\beta}{e} \bar{y} \operatorname{arctg} \frac{\bar{y}e}{\gamma+\beta} \right]; \\ \bar{\sigma}_y &= -2\nu\gamma - (1-2\nu) \frac{\beta}{e^2} \left[\left(\frac{\gamma}{\beta} - 1 \right) + \frac{\beta}{e} \bar{y} \operatorname{arctg} \frac{\bar{y}e}{\gamma+\beta} \right]; \end{aligned} \quad (36)$$

$$\bar{\sigma}_z = -\sqrt{1 - \frac{y^2}{b^2}} \quad \bar{\tau}_{xy} = \bar{\tau}_{yz} = \bar{\tau}_{zx} = 0.$$

- Les directions x, y et z sont des directions principales de l'état de contraintes: σ_x , σ_y et σ_z sont des contraintes normales principales et les contraintes de cisaillement sont nulles;
- Sur la surface de contact, la seule contrainte de cisaillement non-nulle est τ_{xy} , son signe étant donné par le produit xy;
- Au centre de l'ellipse de contact, toutes les contraintes sont de compression, σ_{z0} ayant la plus grande valeur;
- La contrainte σ_z est partout de compression et devient nulle au bord de l'ellipse de contact.

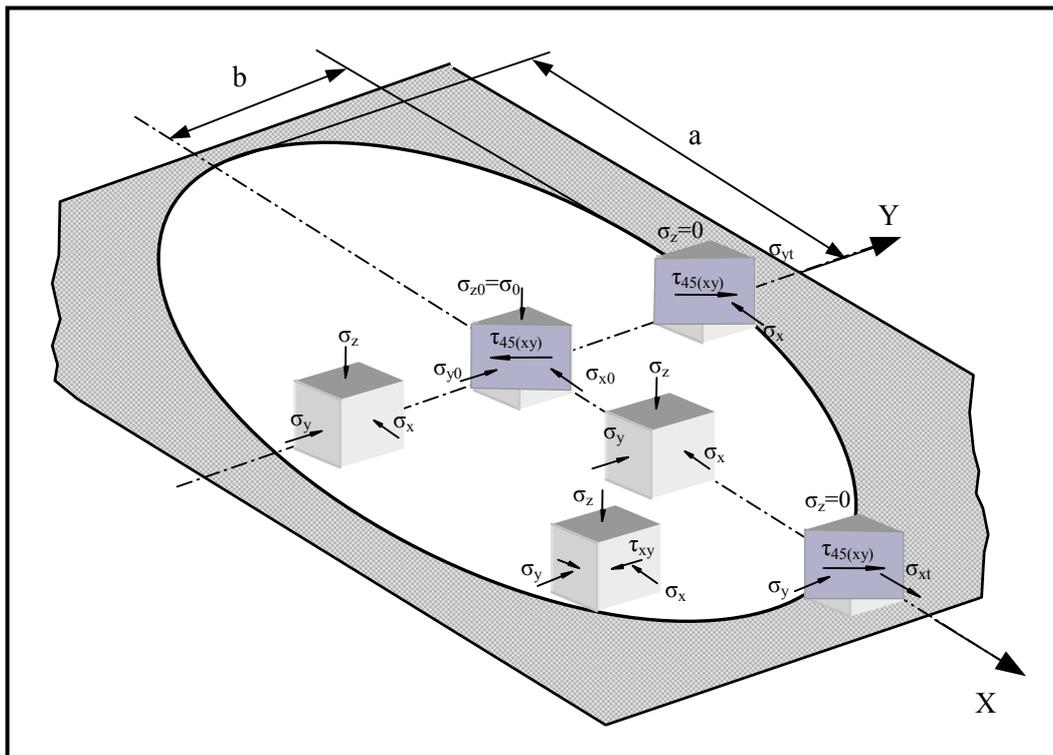


Figure 35: L'état des contraintes sur la surface de contact [Di 75]

La deuxième composante du champ globale des contraintes est celui produit par la force tangentielle Q appliquée au contact. L'état des contraintes sur la surface de contact induit par cette charge tangentielle, peut être obtenu à partir des solutions de problème de Cerruti:

$$\sigma_x = \frac{Q}{2\pi} \cdot \frac{x}{r} \left\{ -\frac{3x^2}{r^4} + (1-2\nu) \cdot \left[\frac{1}{r^2} - \frac{3}{(r+z)^2} + \frac{x^2}{r^2(r+z)^2} + \frac{2x^2}{r(r+z)^3} \right] \right\};$$

$$\sigma_y = \frac{Q}{2\pi} \cdot \frac{x}{r} \left\{ -\frac{3y^2}{r^4} + (1-2\nu) \cdot \left[\frac{1}{r^2} - \frac{3}{(r+z)^2} + \frac{y^2}{r^2(r+z)^2} + \frac{2y^2}{r(r+z)^3} \right] \right\};$$

$$\sigma_z = -\frac{3Q}{2\pi} \frac{xz^2}{r^5};$$

$$\tau_{xy} = \frac{Q}{2\pi r} \left\{ -\frac{3x^2}{r^4} + (1-2\nu) \cdot \left[-\frac{1}{(r+z)^2} + \frac{x^2}{r^2(r+z)^2} + \frac{2x^2}{r(r+z)^3} \right] \right\}; \quad (37)$$

$$\tau_{yz} = -\frac{3Q}{2\pi} \frac{xyz}{r^5};$$

$$\tau_{zx} = -\frac{3Q}{2\pi} \frac{x^2z}{r^5}.$$

Les composantes de l'état des contraintes dans ce cas-la sont obtenus par l'application de principe de superposition d'effets et utilise la loi de frottement d'Amontons-Coulomb

Les contraintes ainsi obtenues se rajoutent aux contraintes générées sur la surface par la charge normale, (30), et le résultat représente l'état de contrainte globale sur la surface de contact.

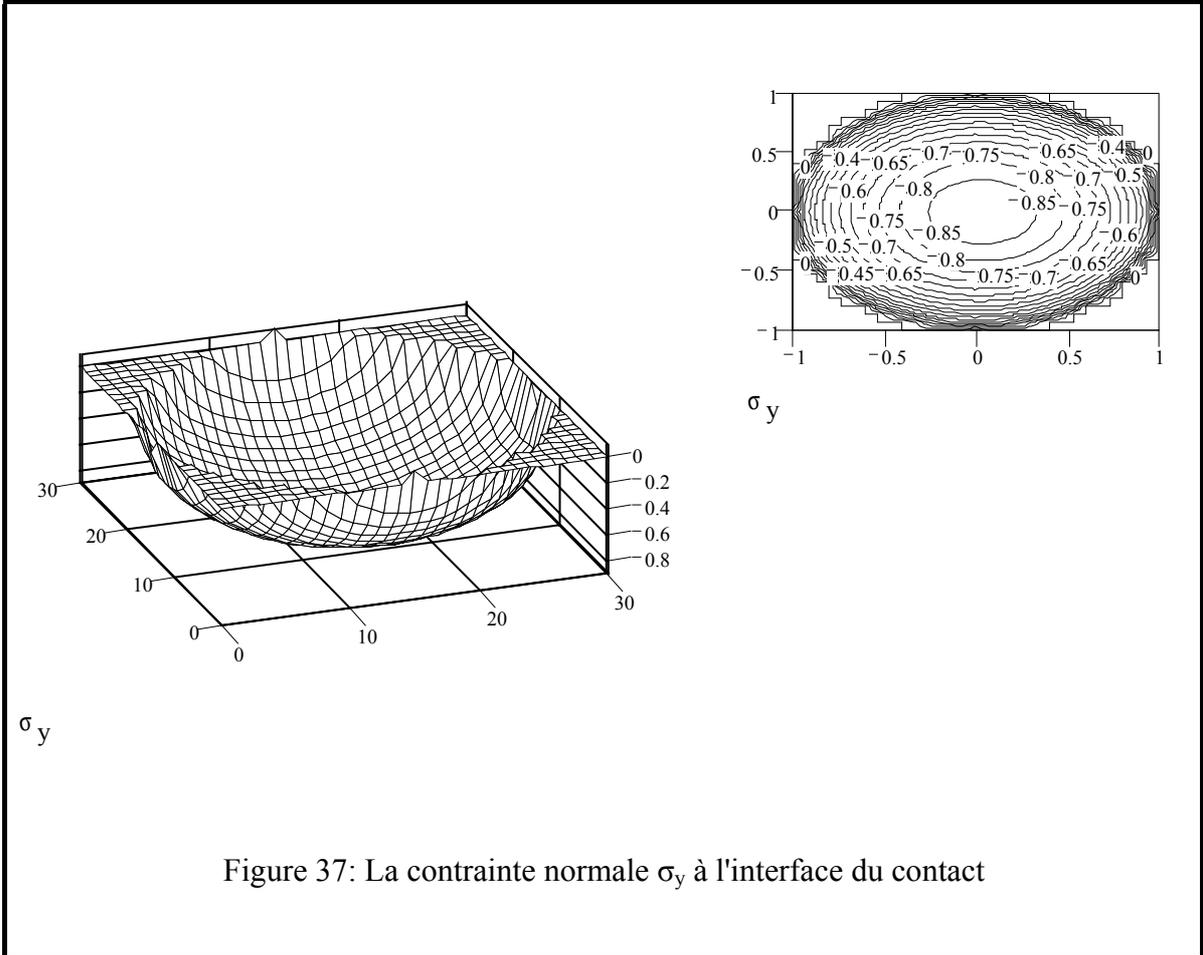
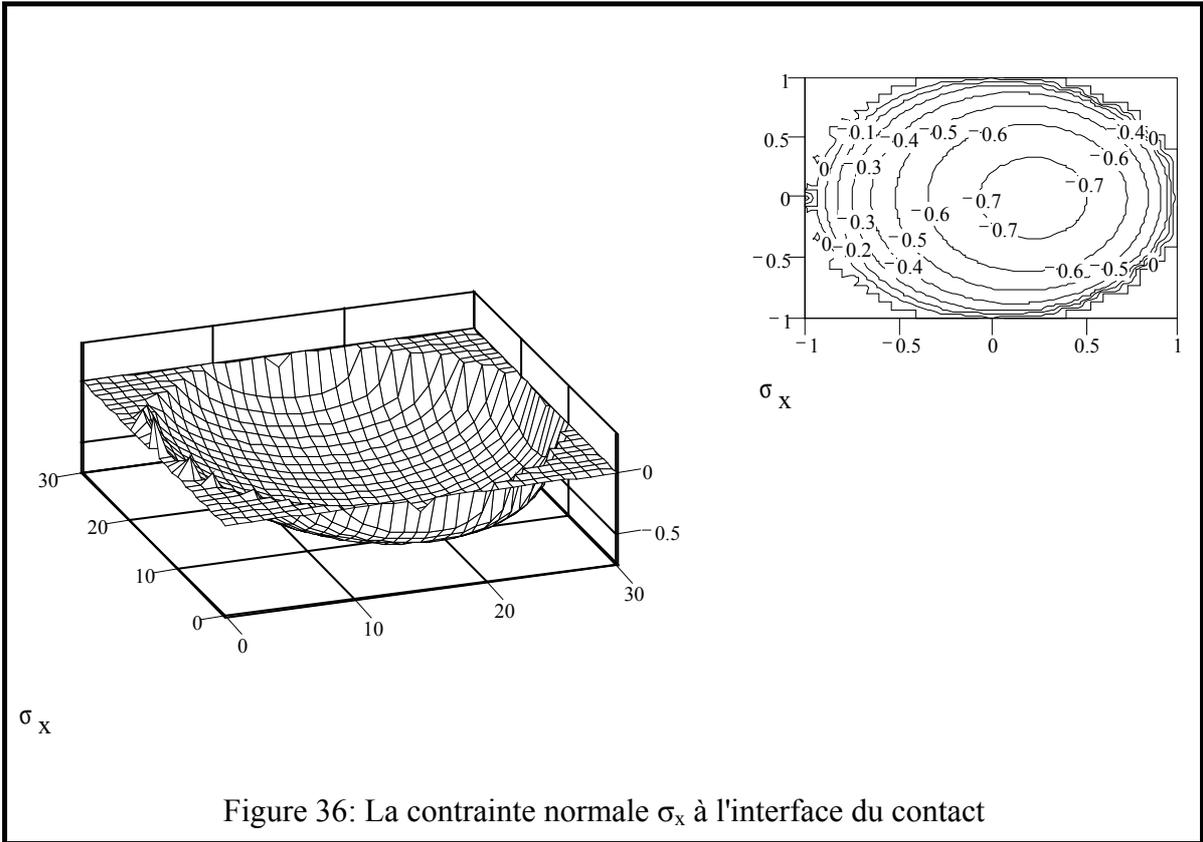
Dans le cas d'un contact galet – plan, les contraintes globales ont été calculées numériquement pour une loi de frottement de Coulomb, avec le coefficient de frottement $\mu=0.02$. Les résultats sont présentés sous forme adimensionnelle dans les graphiques en 2D et 3D dans les Figure 36- Figure 39.

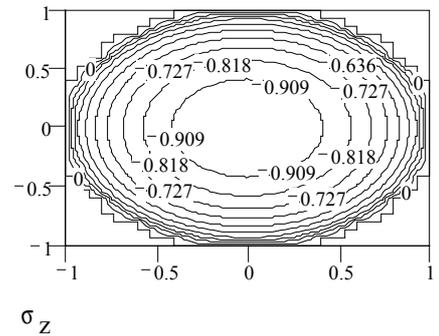
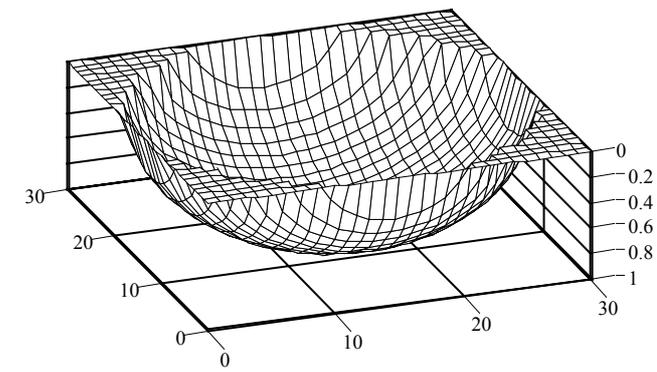
Pour évaluer la capacité portante d'un corps soumis à un état spatial des contraintes, comme celui-ci, il faut choisir un critère d'écoulement qui définit une contrainte équivalente. Par exemple, soit la contrainte équivalente d'Huber-Mises-Hencky donnée par l'équation:

$$\sigma_E = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_x - \sigma_z)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + 6 \cdot (\tau_{xy}^2 + \tau_{zy}^2 + \tau_{zx}^2)}. \quad (38)$$

La Figure 40 illustre la variation de la contrainte équivalente Huber-Mises-Hencky, σ_E , sur la surface de contact. La valeur maximale de traction de σ_E est obtenue sur l'axe x, à la sortie du contact, $x=-a$, ou elle atteint la valeur $2\mu p_0$. Pour un coefficient de frottement assez élevé, cette contrainte équivalente de traction peut être responsable de la dégradation de la surface de contact.

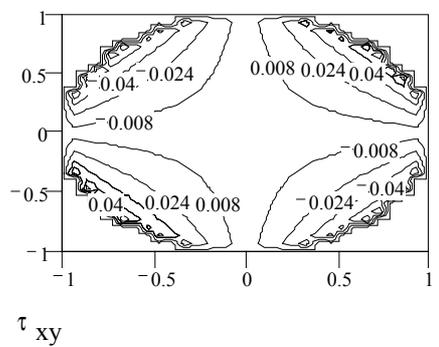
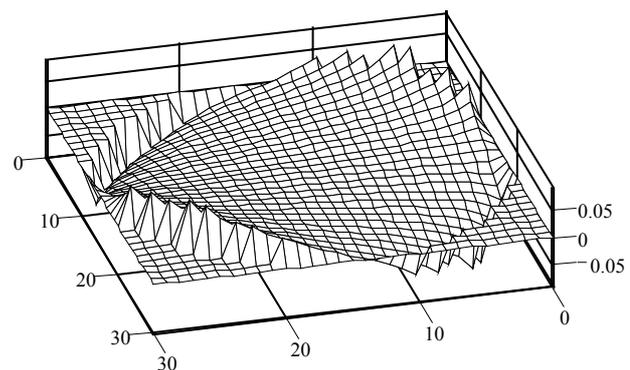
Par conséquent, dans le chapitre suivant sera calculé le champ global des contraintes induit en glissement et dans le chapitre VII sera calculé le champ global des contraintes en roulement, en tenant compte de l'influence de la contrainte de cisaillement τ_{zx} induite par les microglissements à l'interface.





σ_z

Figure 38: La contrainte normale σ_z à l'interface du contact



τ_{xy}

Figure 39: La contrainte de cisaillement τ_{xy} à l'interface du contact

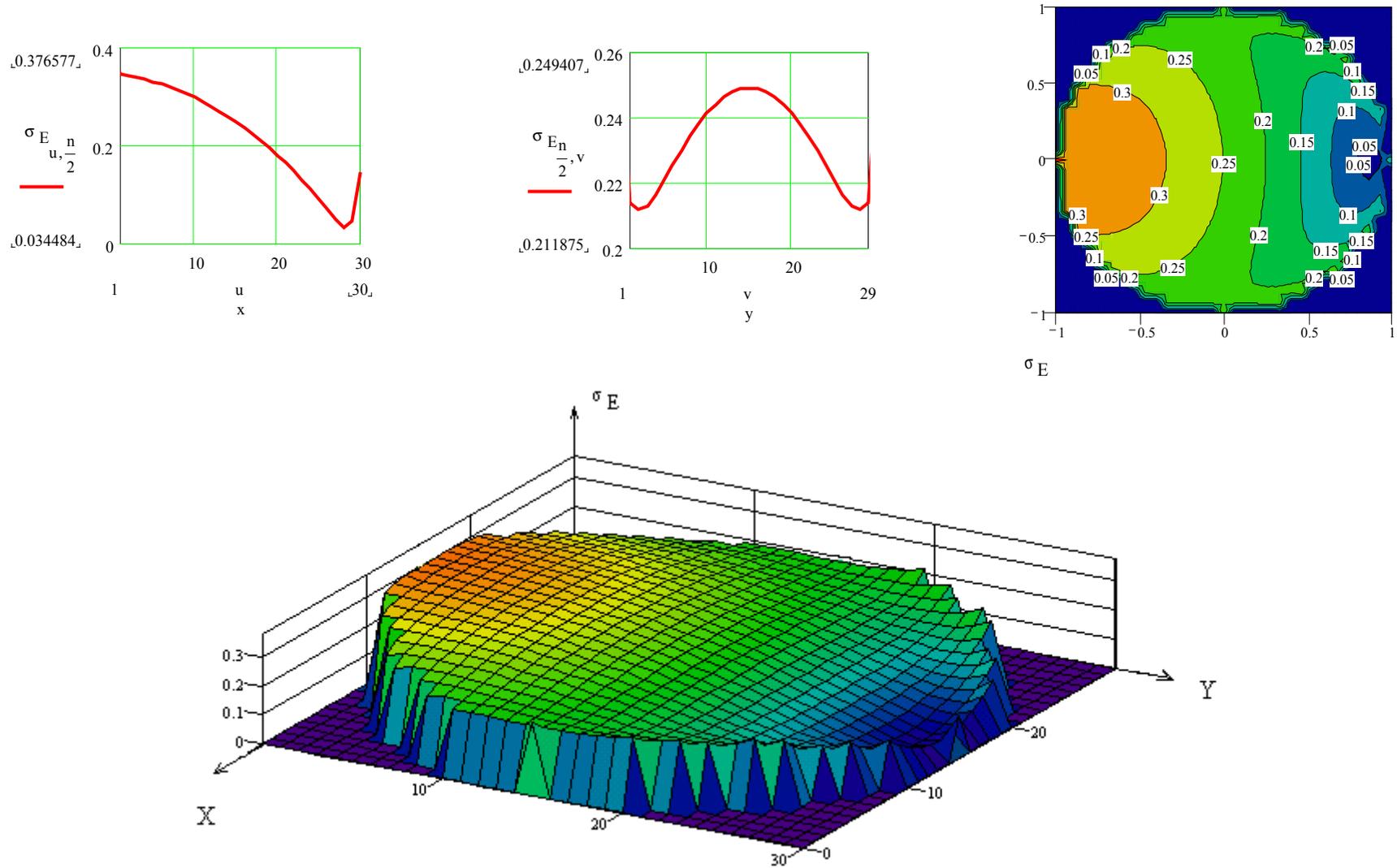


Figure 40: La contrainte équivalente Huber-Mises-Hencky à l'interface d'un contact chargé normalement et tangentiellement

V ETUDES EXPERIMENTALES DU MICROGLISSEMENTS EN GLISSEMENT. CAS DU FRETTING

Pour l'étude du phénomène de microglissement nous avons cherché une situation où il n'y a que du glissement. Nous avons choisi celui de fretting, un cas facile à étudier et beaucoup abordé dans la bibliographie.

Le cas des deux surfaces en contact soumises à un mouvement tangentiel oscillatoire de faible amplitude est rencontré très souvent sur l'ensemble des produits industriels, que ce soit un pneu qui frotte contre le sol, un engrenage ou une articulation d'un panneau solaire d'un satellite. Dans tous ces cas, la cause principale de défaillance des produits est la dégradation des surfaces due au champ des contraintes produit par la charge normale et la cinématique relative des corps en contact. Les divers phénomènes qui peuvent apparaître sont généralement regroupés sous le terme de " fretting ".

Caractéristique du mouvement oscillatoire de faible amplitude ou petits débattements, est la décomposition de l'aire de contact en deux parties: une zone d'adhérence et une zone de microglissement.

Les résultats des essais présentés dans ce chapitre sont interprétés avec différents outils d'investigation, qui vont permettre de hiérarchiser les phénomènes activés sur la surface de contact:

- outils conceptuels matérialisés par les concepts tribologiques: triplet tribologique et mécanismes d'accommodation des vitesses;
- outils théoriques matérialisés par les modèles existants pour la contrainte tangentielle sur la surface du contact en fretting.

V.1 CONCEPTS TRIBOLOGIQUES

V.1.1 Le triplet tribologique

La tribologie est pluridisciplinaire intégrant la Mécanique, la Science des Matériaux et la Physico-chimie. Elle aborde de sujets dont les dimensions caractéristiques s'échelonnent entre 1 et 10^{-10} mètres et les unités de temps oscillent entre la microseconde et l'année.

Le mécanisme gouverne les conditions de fonctionnement des contacts en leur transmettant les charges statiques ou dynamiques et en leur imposant une cinématique et un environnement. Son étude relève de la mécanique. Les premiers corps encaissent les sollicitations transmises par le mécanisme et y répondent par des transformations aussi bien en volume qu'en surface. Leur étude fait appel à la Mécanique comme à la Science des

Matériaux. Le troisième corps est un opérateur qui transmet la charge d'un premier corps à l'autre, il les en sépare tout en accommodant leur différence de vitesse.

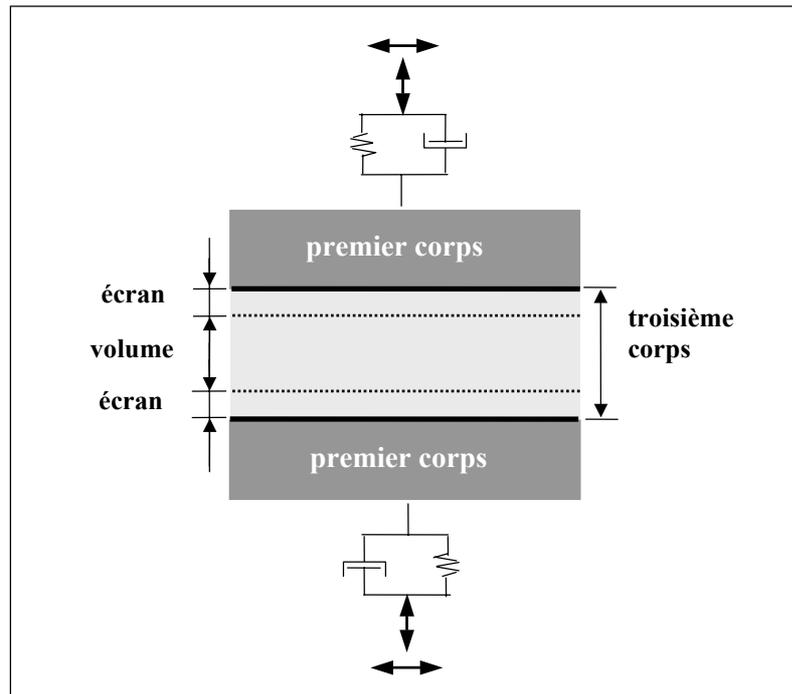


Figure 41: Schématisation d'un contact [Be 89]

V.1.2 Mécanismes d'accommodation de vitesse

La notion de mécanisme d'accommodation de vitesse est introduit par Berthier [Be 88] qui définit les sites (S_i) et les modes (M_j) qui indiquent respectivement le lieu de l'accommodation de vitesse et la manière dont elle s'effectue.

Dans un contact élémentaire il y a cinq sites d'accommodation de vitesse:

- les deux premiers corps S_1 et S_2 ;
- la partie volumique du troisième corps, S_3 ;
- les deux écrans S_2 et S_4 qui représentent la partie du troisième corps situé à la surface du premier corps, ayant une épaisseur caractéristique d'environ quelques nanomètres. Il s'agit des couches de pollution, d'oxydes, etc. Dans les essais présentés en cette mémoire ont été utilisés des écrans naturels et des écrans artificiels: des couches de carbone et d'or déposés sous vide.

Dans chacun des sites, la vitesse peut être accommodée selon quatre modes:

- déformation élastique, mode M_1 ;
- rupture normale, mode M_2 ;
- cisaillement, mode M_3 ;
- roulement, mode M_4 .

La combinaison d'un site, S_i et d'un mode, M_j forme un mécanisme d'accommodation de vitesse noté S_iM_j , Figure 42.

Le site S_0 qui correspond à la possibilité d'accommodation de vitesse dans le mécanisme qui transmet les efforts aux premiers corps a été introduit pour prendre en compte la totalité du triplet tribologique.

L'activation de plusieurs S_iM_j qui se prennent en relais est une règle en frottement sec, d'où la complexité de celle-ci par rapport à la lubrification qui n'active qu'un seul mécanisme: S_3M_3 .

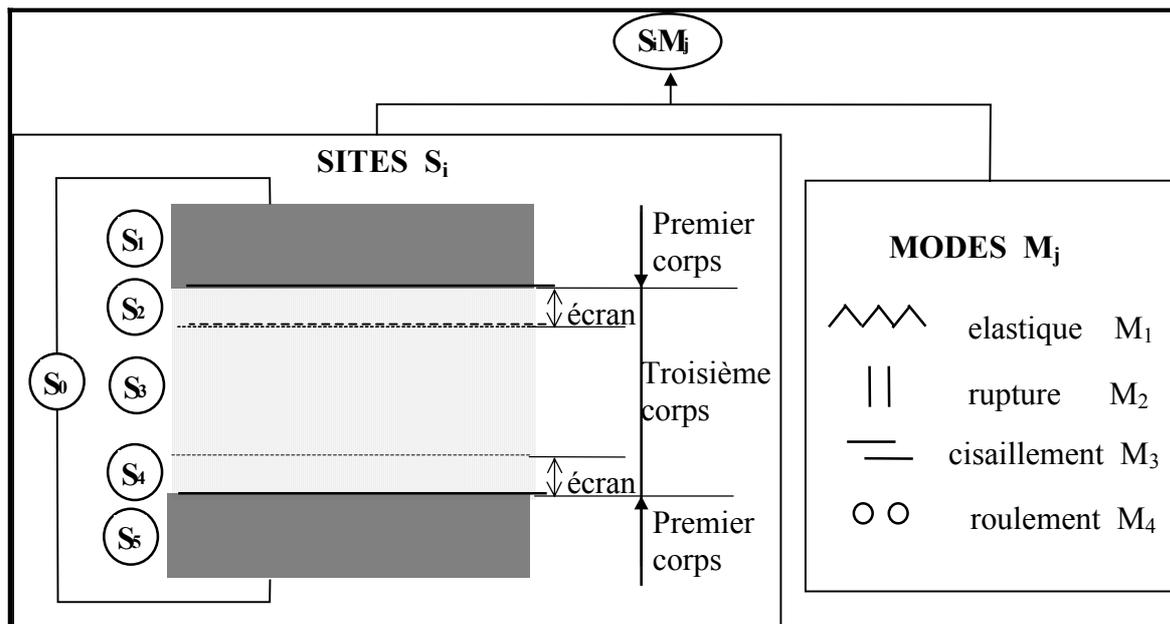


Figure 42: Mécanismes d'accommodation de vitesse [Be 88a]

V.2 MODELES DE LA TRACTION TANGENTIELLE A L'INTERFACE

Pour étudier le contact quasi-statique chargé normalement et tangentiellement avec une force tangentielle inférieure à la force normale multipliée par le coefficient de frottement, il y a dans la littérature deux modèles.

V.2.1 *Modèle élastique de Cattaneo-Mindlin*

Le problème de glissement partiel a été abordé pour la première fois par Cattaneo, [Ca 38] et indépendamment par Mindlin, [Mi 49].

Cattaneo considère le cas du contact statique des deux corps élastiques et suppose que la force tangentielle Q est inférieure à la force normale multipliée par le coefficient de frottement ($Q < \mu P$). Il fait l'hypothèse que les microglissements apparaissent à l'endroit où une adhérence totale produirait des contraintes infinies, donc impossible d'être supportés physiquement par les corps. En conséquence, il suppose que dans ces endroits les contraintes tangentielles atteignent la valeur maximale compatible avec les lois du frottement. Il décompose le premier l'aire elliptique de contact en deux parties:

- une zone elliptique centrale, homothétique à l'ellipse de contact, où il n'y a pas de mouvement relatif entre surfaces et sur laquelle la contrainte tangentielle $q(x)$ vérifie la relation $q(x) < \mu p(x)$;
- une zone annulaire elliptique de microglissement où $q(x) = \mu p(x)$.

Mindlin, en étudiant la compliance de deux sphères élastiques parfaitement lisses, chargés normalement et tangentiellement, détermine la distribution des contraintes tangentielles (Figure 43) dans l'hypothèse que les deux corps ont la même géométrie et les mêmes propriétés élastiques.

Ses conclusions sont:

- la traction tangentielle au plan de contact est parallèle à la force appliquée;
- les courbes d'iso tractions sont des ellipses homothétiques;
- la zone de contact est divisée dans une zone circulaire d'adhérence (rayon a') et un anneau périphérique de microglissement.

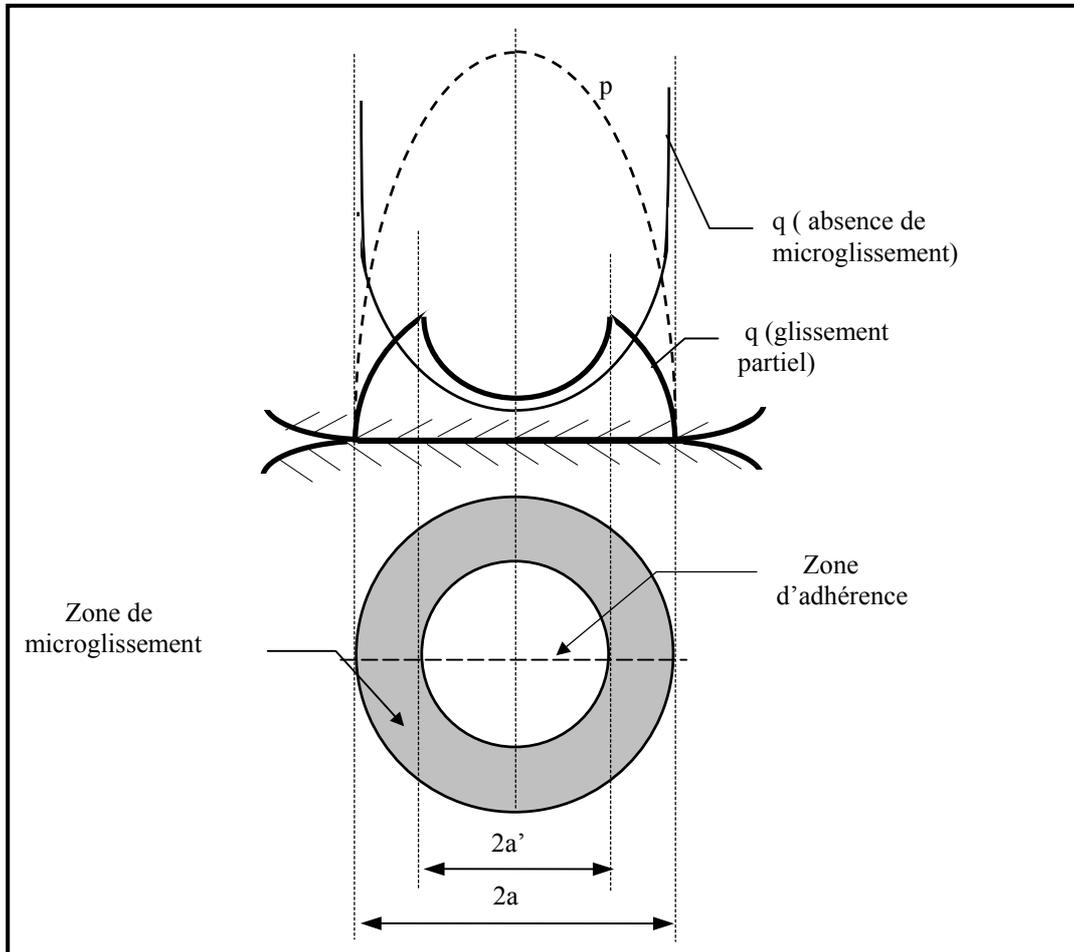


Figure 43: Distribution de la traction normale p et traction tangentielle q sur la surface de contact (Mindlin) [Od 92]

V.2.2 Modèle élasto-plastique de Odfalk-Vingsbo

Les essais de fretting de Johnson, [Jo 55], sur un contact sphère/plan ont montré un certain désaccord avec les résultats théoriques du modèle Cattaneo-Mindlin de point de vue de l'énergie perdue par cycle.

Odfalk et Vingsbo, [Od 90], ont trouvé expérimentalement pour le déplacement critique qui caractérise la frontière entre glissement partiel et glissement total, une valeur supérieure à celle prédite par Mindlin. En tenant compte des déformations plastiques des aspérités et basé sur le modèle élastique, ils proposent un modèle élasto-plastique, [Od 92], avec la zone de contact divisée en trois parties (Figure 44):

- une zone centrale d'adhérence où le déplacement est accommodé seulement par déformations élastiques;
- un anneau plastiques où les aspérités sont déformées plastiquement;
- l'anneau de microglissement périphérique où les aspérités sont soumises au cisaillement.

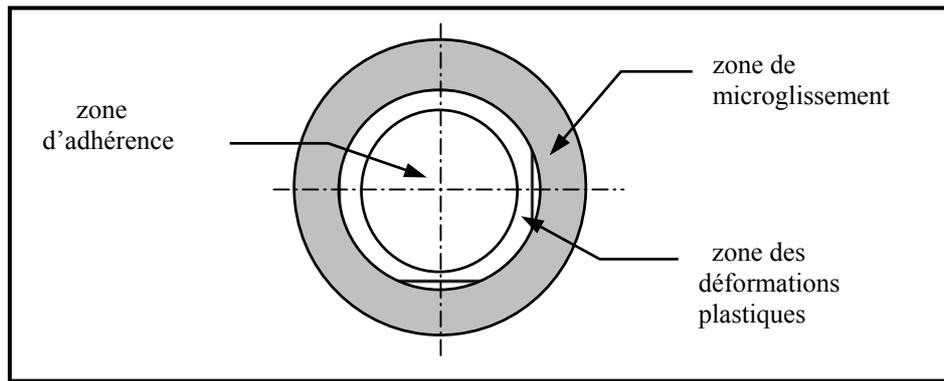


Figure 44: Modèle élasto-plastique de Odfalk-Vingsbo [Vin 93]

Pour les deux modèles, des hypothèses ont été faites à partir du sens physique pour expliquer les observations expérimentales. Ces hypothèses sont devenues des certitudes dans les travaux qui se sont succédés.

V.3 ESSAIS EXPERIMENTAUX

V.3.1 *Simulateur de frottement: TRIBOMAB*

Les essais de fretting se sont déroulés au Laboratoire de Mécanique des Contacts de l'INSA de Lyon sur le simulateur TRIBOMAB.

Le TRIBOMAB permet de simuler les conditions de fretting, donc de réaliser un contact chargé normalement et tangentiellement. La force tangentielle oscillatoire est obtenue en imposant un déplacement relatif d'amplitude choisie. Le schéma de la machine est présenté en Figure 45.

La table de déplacement (4) qui donne le mouvement de translation est motorisée et pilotée par micro-ordinateur. Le déplacement en z est réalisé grâce à un vérin hydraulique à membrane relié à une pompe hydraulique manuelle (9) et un système d'équilibrage par gravité (8), qui permet d'asservir la force normale à l'aide de masses marquées P.

Les caractéristiques techniques du TRIBOMAB permettent une charge normale de 0 à 1000N, une charge tangentielle $\pm 300\text{N}$ et un déplacement selon x avec une vitesse de 0 à 4 mm/s par incrément de $1\mu\text{m}$.

Le dessus du bâti est dégagé, pour permettre l'installation d'un système de visualisation optique (camera, microscope...). Afin de mieux comprendre ce qu'il se passe dans le contact, nous avons utilisé un système de visualisation "in-situ". Il comprend une camera avec des bagues allonge qui permettent des grossissements jusqu'à x1000, un moniteur pour visualiser le contact et un magnétoscope.

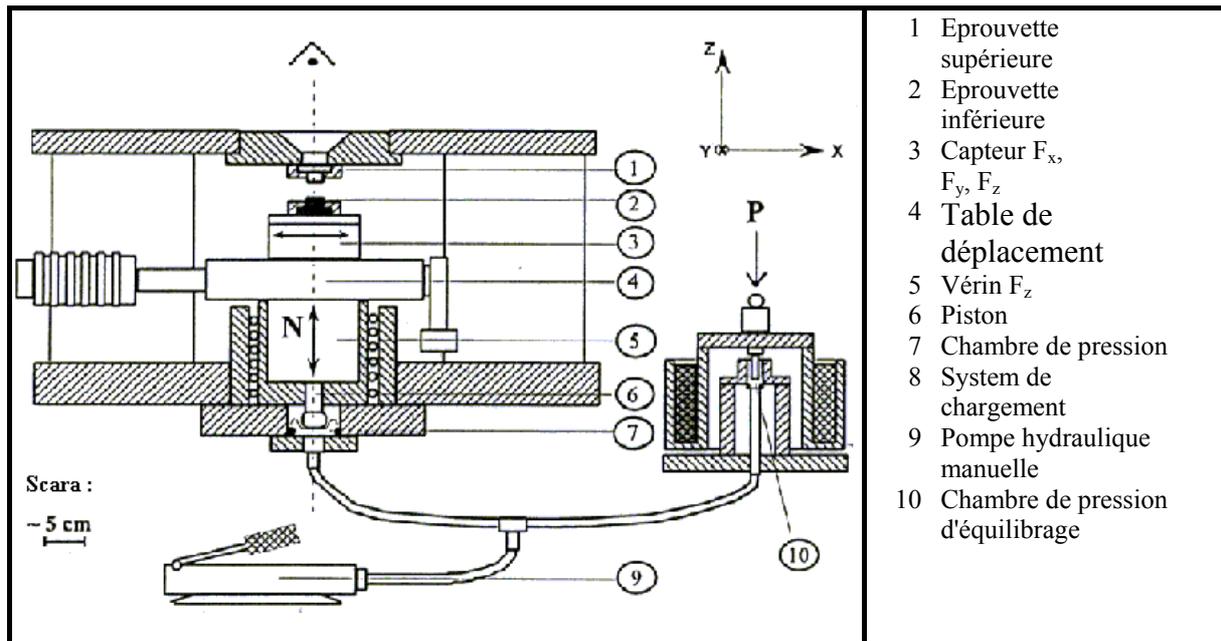


Figure 45: Schéma du TRIBOMAB [Gu 77]

V.3.2 RESULTATS D'ESSAIS

V.3.2.1 Essai sans visualisation

On a effectué plusieurs essais de fretting préliminaire, sans visualisation, pour vérifier l'obtention de l'anneau de microglissement. Les deux éprouvettes utilisées sont en acier 35 NCD 16. Elles ont donc mêmes propriétés élastiques, vérifiant ainsi l'hypothèse de Mindlin de similarité élastique des matériaux.

L'éprouvette supérieure est plane et celle inférieure est bombée, simulant une sphère. Un relevé de surface par profilométrie optique est présenté en Figure 46. La rugosité de l'éprouvette bombée est $R_a=0.1 \mu\text{m}$.

L'essai de fretting a été réalisé dans les conditions suivantes:

- S_1 : éprouvette plan en acier;
- S_2, S_4 : écrans naturels;
- S_5 : éprouvette bombée en acier;
- charge normale: $P=100\text{N}$;
- débattement $\pm 15\mu\text{m}$;
- 800 cycles.

Après l'ouverture du contact on a observé au microscope les surfaces frottées. Sur chaque surface s'était formé un anneau de microglissement à la périphérie de l'aire de contact. Dans la zone centrale il n'y avait pas de traces visibles de microglissement. Cette morphologie de la zone de contact correspond au modèle élastique Cattaneo-Mindlin qui caractérise le glissement partiel en petits débattements.

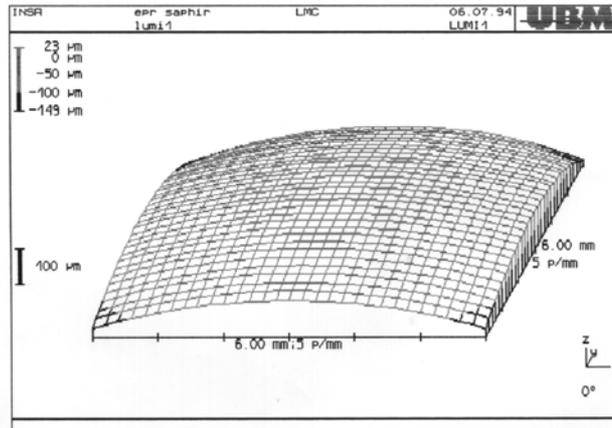


Figure 46: Relevé de surface avant essai

V.3.2.2 Essais de visualisation

Essais "interrompus"

Afin d'analyser l'évolution microscopique en temps réel de la surface du contact, on a effectué des essais "interrompus", [Ir 94]. L'essai entre une sphère en saphir et une éprouvette plane en acier a été interrompu et ouvert onze fois pour étudier au microscope électronique la surface de contact, en reprenant en suite l'essai. Les valeurs mesurées du coefficient de frottement ont montré une augmentation du coefficient de frottement après chaque ouverture du contact, à la fin d'essai le coefficient de frottement étant $\mu=0.7$. Par conséquent, ces ouvertures du contact ne sont pas bénéfiques pour la continuité des conditions du contact, donc la visualisation doit être faite sans ouvrir le contact, en visualisant directement l'interface par l'intermédiaire d'une éprouvette en matériau transparent (verre ou saphir).

Essais non-interrompus

Ont été effectués des essais avec différents écrans utilisés comme traceurs des conditions de contact. Pour permettre la visualisation, les éprouvettes supérieures utilisées sont en verre et saphir, modifiant ainsi le premier corps et implicitement l'écran S_2 . En conséquence, les modules d'Young des deux corps sont différents et l'hypothèse de Mindlin concernant la similarité élastique n'est plus vérifiée. Pour les essais avec éprouvette inférieure en acier revêtu avec carbone on modifie l'écran S_4 .

Le premier essai a été réalisé entre verre et acier dans les conditions suivantes:

- S_1 : éprouvette plan en verre ($E = 6.35 \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$, $\nu \approx 0.22$);
- S_2, S_4 : écran naturel;
- S_5 : éprouvette bombée en acier 35 NCD 16 ($E = 2.1 \cdot 10^{11}$, $\nu = 0.29$);
- nettoyage: alcool, bain ultrason, séchage air chaud, nettoyage sur situ;
- charge normale $P = 100\text{N}$;
- débattement: augmentation progressive de $\pm 10 \mu\text{m}$ à $\pm 30 \mu\text{m}$;
- nombre des cycles $N=1000$.

On voit bien sur la surface d'éprouvette en acier, après l'ouverture de contact, en fin d'essai, un anneau de microglissement de largeur environ $45 \mu\text{m}$, (Figure 47). Les microglissements sont matérialisés par l'écoulement des écrans. Par conséquent, la vitesse par cisaillement s'accommode dans les écrans $S_{2,4}$.

Selon la direction longitudinale du mouvement, l'écoulement des écrans est évidemment orienté sur le sens du mouvement. Sur une direction transversale cette orientation est beaucoup moins évidente.

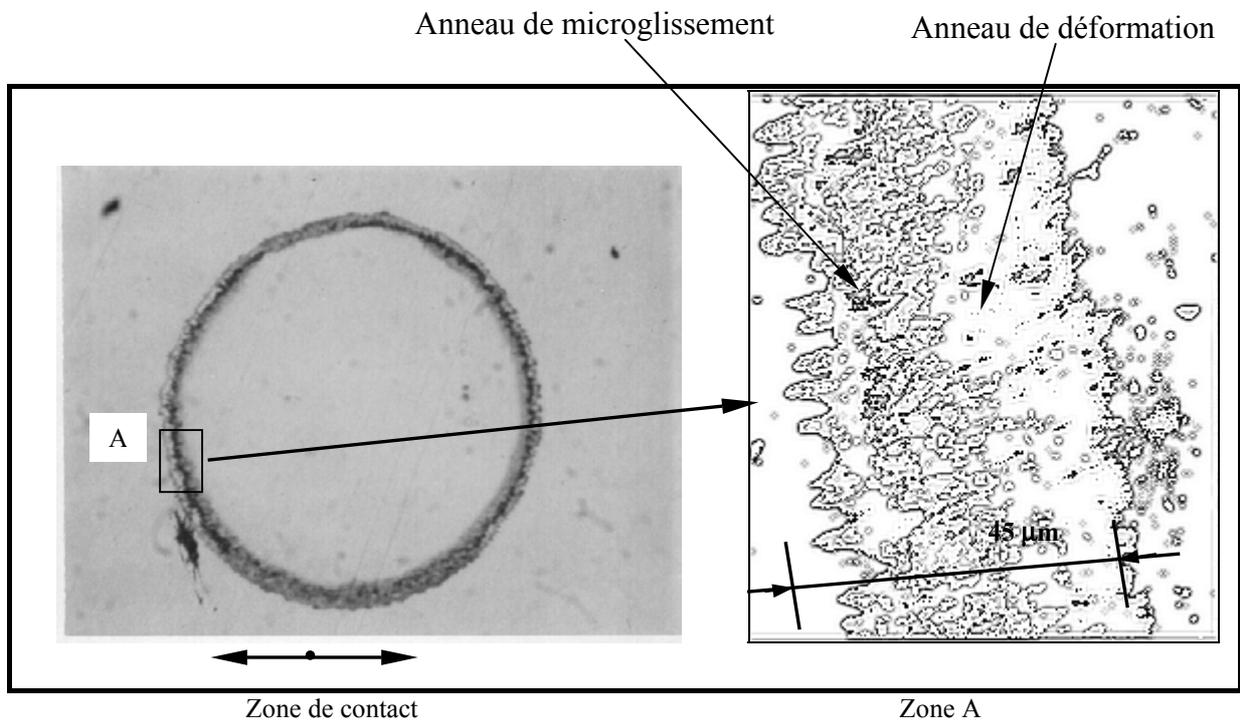


Figure 47: Morphologie de la surface d'éprouvette en acier après l'essai

L'analyse de la bande vidéo montre que les premières traces de l'anneau apparaissent à environ 100 cycles (à un débattement de $\pm 10 \mu\text{m}$) et elles se développent rapidement.

Afin de voir l'influence des écrans sur la vie de contact a été utilisé une éprouvette avec un revêtement de carbone, déposé sous vide. L'épaisseur de ce revêtement, mesuré par profilométrie optique est de l'ordre de quelques manomètres (Figure 48).

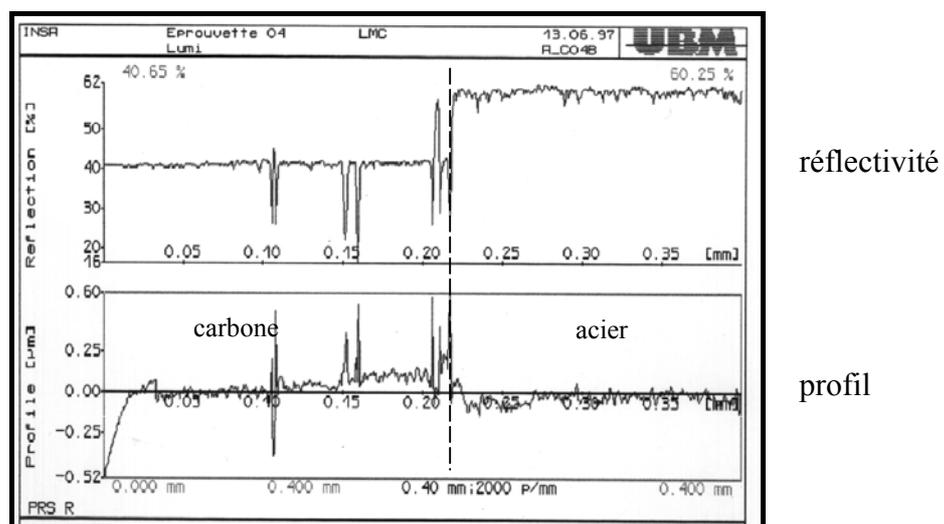


Figure 48: Réflectivité et profil de l'éprouvette acier revêtue carbone

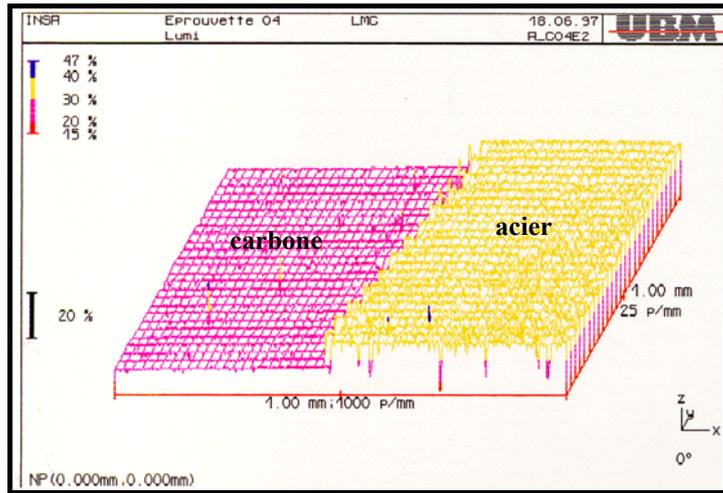


Figure 49: Réflectivité de la surface de l'éprouvette acier revêtue carbone

Les conditions d'essai sont:

- S₁: éprouvette plan en saphir;
- S₂: écran naturel;
- S₄: écran artificiel (revêtement de carbone);
- S₅: éprouvette bombé en acier 35NCD16;
- charge normale 180N.
- nombre des cycles N=1000.

L'amplitude du débattement a été de 10 μm au début jusqu'à 40 μm à la fin de l'essai. L'anneau de microglissement se forme après seulement quelques cycles. Le coefficient de frottement, au début 0.17, diminue durant les 20-30 premiers cycles, après il progresse rapidement vers 0.22 et puis il a une augmentation très lentement. Ces trois phases correspondent aux trois phases de la vie d'un contact: conception, naissance et vie propre.

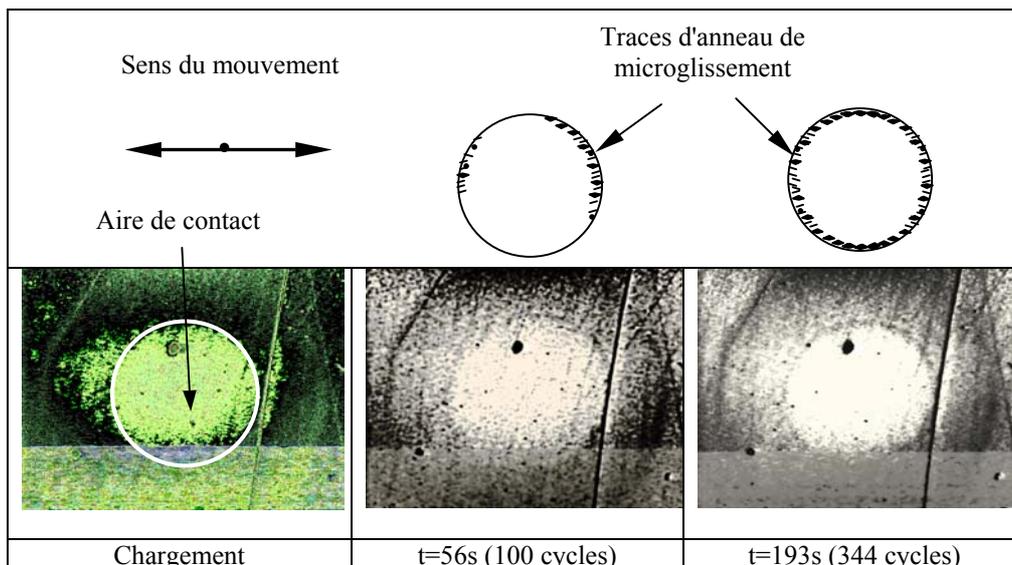


Figure 50: Images tirées de video, essai de visualisation

Conception

Au cours de la phase de conception, les deux corps sont mis en contact et commence le mouvement. Pour un chargement normal, le déplacement tangentiel induit à la mis en

contact est proportionnel avec $(1-2\nu)/E$, [Jo 85]. Etant donné la différence des propriétés élastiques des deux éprouvettes, au moment de l'application de la charge normale, la valeur du déplacement tangentiel de l'éprouvette de saphir est moitié de celui d'acier.

Par conséquent, il y a un microglissement et des contraintes de cisaillement dès la mise en charge. La vitesse s'accommode dans les écrans $S_{2,4}$ en mode élastique et par cisaillement et la zone annulaire activée en accommodation $S_{2,4} M_3$ commence à augmenter en se propageant vers l'intérieur de la zone de contact, [Ir 94]. Par sa présence, l'écran S_4 de carbone a une action physico-chimique qui évite l'adhésion locale entre les deux premiers corps et une action mécanique par ses propriétés de cisaillement. En présence de cet écran, le frottement est suffisamment faible pour permettre le déplacement et empêcher le collage des éprouvettes. La couche de carbone a permis de mettre en évidence les microglissements induits par le mouvement de fretting.

Naissance

Suite aux éliminations locales des écrans apparaissent des interactions directes entre les premiers corps $S_{1,5}$ ce qui s'accompagne de l'augmentation du coefficient de frottement. Des particules sont détachées des premiers corps par les mécanismes d'accommodation S_1M_2 , S_5M_2 et le troisième corps formé recouvre la zone de microglissement qui s'étend ensuite vers l'intérieur de l'aire de contact. D'autres études montrent que les interactions entre les premiers corps entraînent des transformations tribologiques superficielles (déformation plastique, écrouissage). La réponse mécanique des premiers corps est une augmentation locale de la dureté et le détachement des particules se produit dans les zones où la contrainte équivalente est plus élevée, en développant le troisième corps sous forme des traînées ou cicatrices.

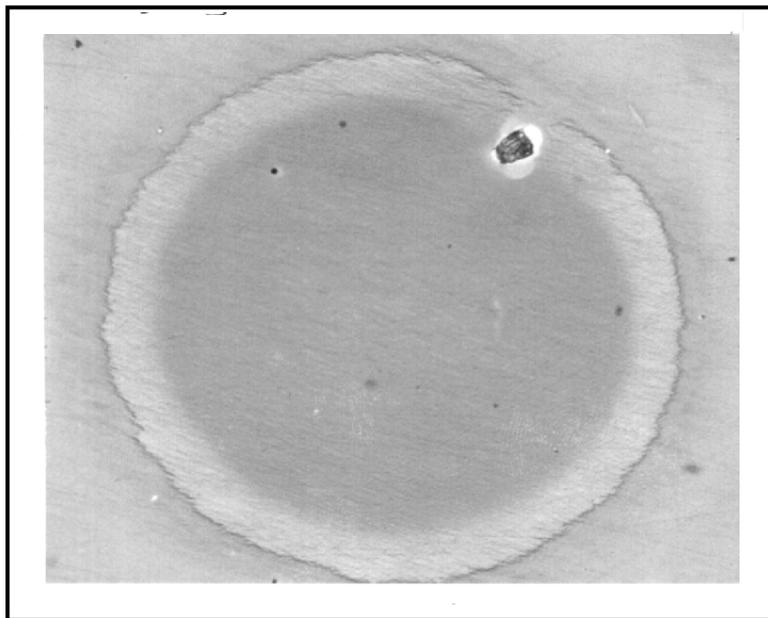


Figure 51: Eprouvette avec revêtement carbone après l'essai

Vie propre

Le troisième corps formé, le contact a atteint sa phase de vie propre. La formation de troisième corps ne progresse plus et le déplacement est accommodé presque purement élastiquement par le mécanisme, les premiers corps et le troisième corps.

L'analyse sur la bande vidéo qui a enregistré l'essai acier revêtu /saphir, Figure 50, plan

montre le début des déformations élastiques sur le contour du cercle de contact. Apparemment, les premières traces apparaissent dans les points extrêmes du diamètre suivant la direction de mouvement. Pour analyser ce résultat expérimental, on calcule l'état de contrainte induit à l'interface des corps en contact suite au chargement normal et tangentiel.

V.3.3 Champ des contraintes

Les composants sans dimensions de l'état des contraintes, $\bar{\sigma}_{ij} = \sigma_{ij}/p_0$, induites sur l'aire de contact par une charge normale, sont présentés par la suite en fonction des coordonnées adimensionnelles: $\bar{x} = x/b$, $\bar{y} = y/b$, $\bar{z} = z/b$, $\bar{\lambda} = \lambda/b$, $\bar{\rho} = \rho/b^2$, $\bar{a} = a/b$ et $\beta = b/a$, [Di 93]:

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}_x &= \frac{1-2\nu}{3} \frac{(\bar{y}^2 - \bar{x}^2)}{\bar{\rho}^4} \left[(1-\bar{\rho}^2)^{\frac{3}{2}} - 1 \right] - \frac{1}{\bar{\rho}^2} (\bar{x}^2 - 2\nu\bar{y}^2) \sqrt{1-\bar{\rho}^2} \\ \bar{\sigma}_y &= \frac{1-2\nu}{3} \frac{(\bar{x}^2 - \bar{y}^2)}{\bar{\rho}^4} \left[(1-\bar{\rho}^2)^{\frac{3}{2}} - 1 \right] - \frac{1}{\bar{\rho}^2} (\bar{y}^2 - 2\nu\bar{x}^2) \sqrt{1-\bar{\rho}^2} \\ \bar{\sigma}_z &= -\sqrt{1-\bar{\rho}^2}\end{aligned}\tag{39}$$

$$\bar{\tau}_{xy} = \frac{(1-2\nu)}{3} \frac{\bar{x}\bar{y}}{\bar{\rho}^3} \left[2 - (2+\bar{\rho}^2) \sqrt{1-\bar{\rho}^2} \right]$$

$$\bar{\tau}_{yz} = \bar{\tau}_{zx} = 0;$$

$$\rho^2 = x^2 + y^2.$$

La contribution de la charge tangentielle sur l'état des contraintes sur l'aire de contact est donnée par les équations suivantes, [Ha 83]:

$$\bar{\sigma}_x = -\frac{\pi}{8} (4+\nu) \mu \bar{x};$$

$$\bar{\sigma}_y = -\frac{3\pi\nu}{8} \mu \bar{x};$$

(40)

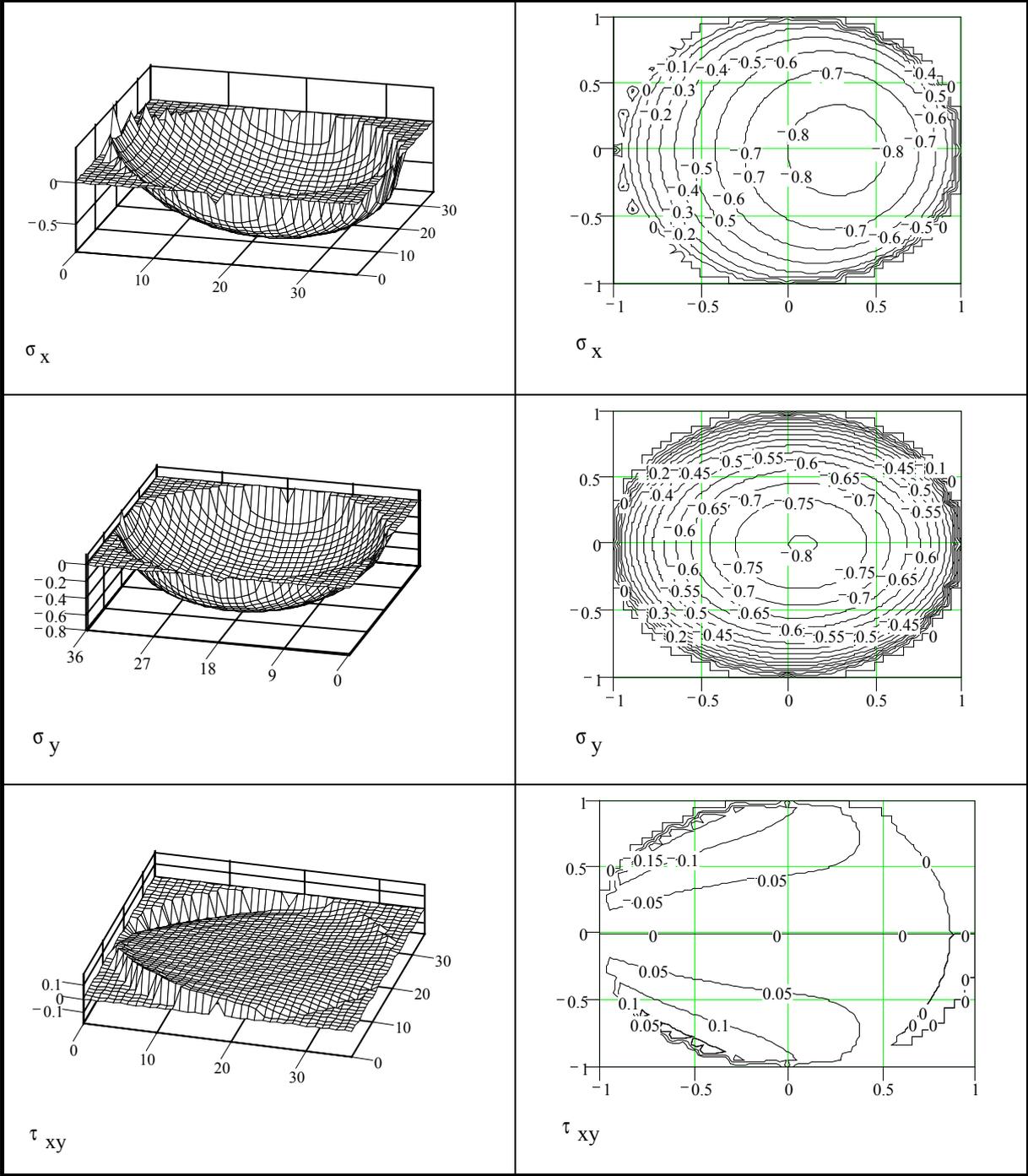
$$\bar{\tau}_{xy} = -\frac{\pi}{8} (2-\nu) \mu \bar{y};$$

$$\bar{\tau}_{zx} = -\mu \sqrt{1-\rho^2};$$

$$\bar{\sigma}_z = \bar{\tau}_{yz} = 0.$$

Les composantes sans dimension de l'état finale des contraintes à l'interface du contact s'obtiennent par l'addition des contraintes induites par les charges normale et tangentielle, prenant en compte aussi la contrainte de cisaillement calculée avec le modèle théorique.

Les résultats numériques de ces contraintes pour le contact sphère (acier) – plan (verre) sont illustrés en Figure 52 en (2D) et (3D). Le coefficient de frottement utilisé pour les calculs est celui mesuré au cours du premier cycle, soit $\mu=0,17$.



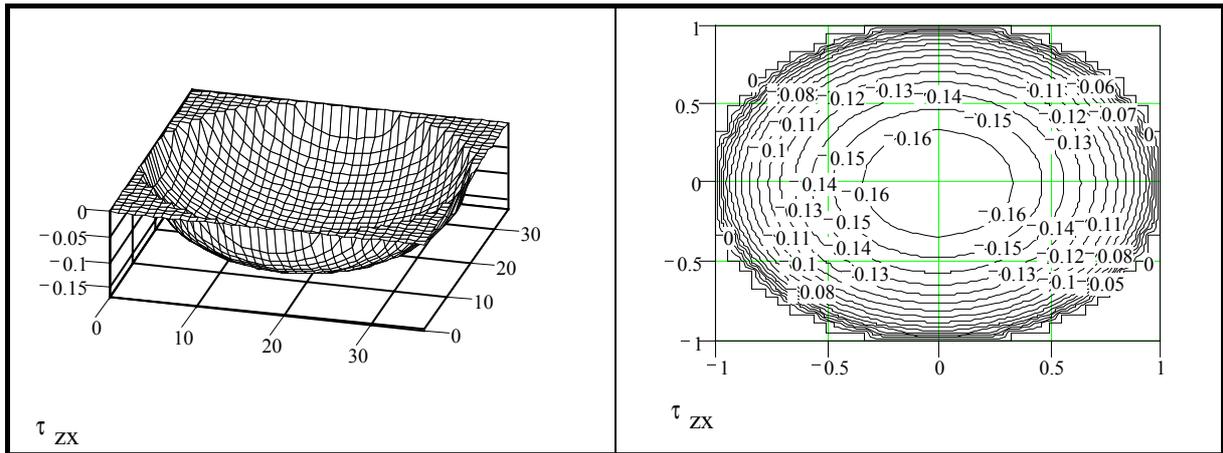


Figure 52: Les composantes du tenseur des contraintes induites à l'interface, après le premier cycle

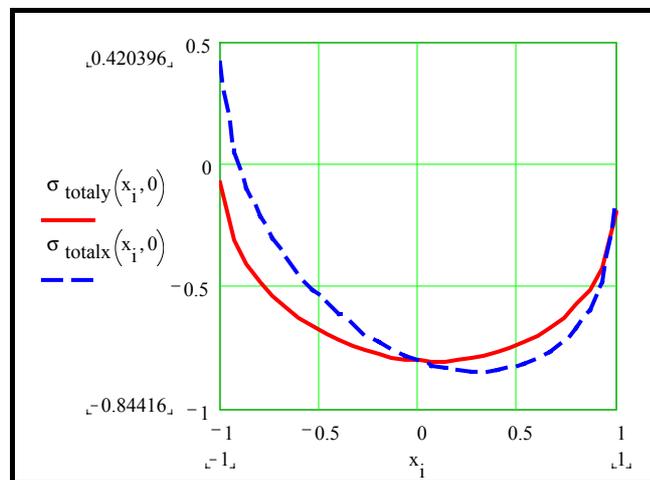


Figure 53: Les contraintes σ_x et σ_y sur l'interface du contact

La présence du mouvement relatif produit une augmentation de la contrainte normale σ_x qui atteint son maximum à la périphérie du contact, $x=-a$ et $y=0$. La valeur de ce maximum est $0.42 \cdot p_0$.

Pour évaluer la capacité portante d'un corps soumis à un état spatial des contraintes, comme dans ce cas, il faut définir une contrainte équivalente selon un critère d'écoulement. En choisissant le critère Huber-Mises-Hecky, la variation tridimensionnelle et bidimensionnelle de la contrainte équivalente obtenue avec l'état des contraintes calculées est illustrée en Figure 54, respectivement Figure 55.

La valeur maximale de σ_E est une valeur de traction et elle apparaît à la sortie du contact, au point $(-a,0)$. Prenant en compte la valeur mesurée du coefficient de frottement au premier cycle et après 1000 cycles, la valeur maximale de σ_E est déjà $0,46 \cdot p_0$ à la fin du premier cycle et $0.65 \cdot p_0$ à la fin d'essai, donc elle peut être responsable des premières détériorations qui apparaissent sur l'aire de contact. L'effet du mouvement de fretting est d'augmenter les contraintes de traction à la sortie du contact.

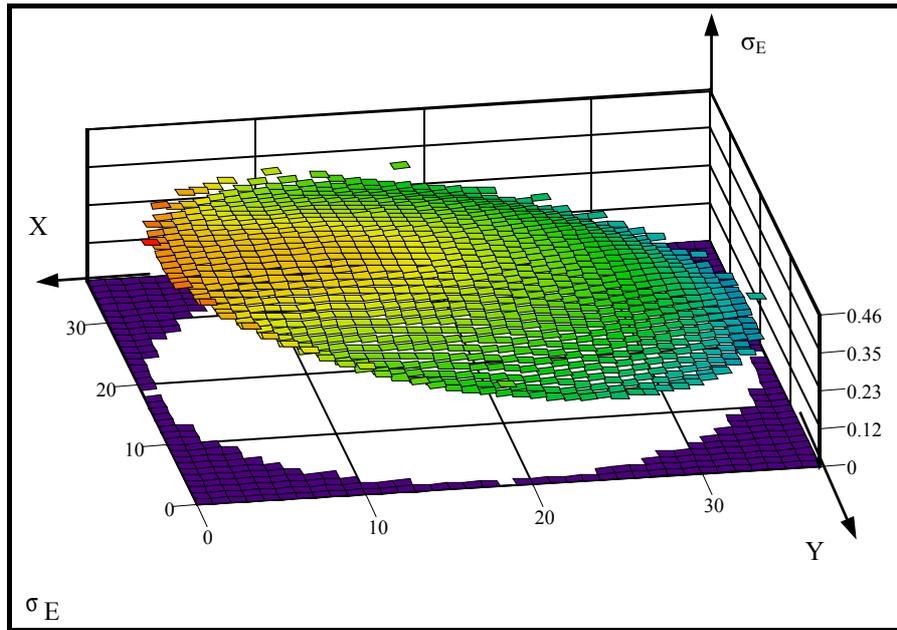


Figure 54: Variation tridimensionnelle de la contrainte équivalente Huber-Mises-Hencky à l'interface du contact

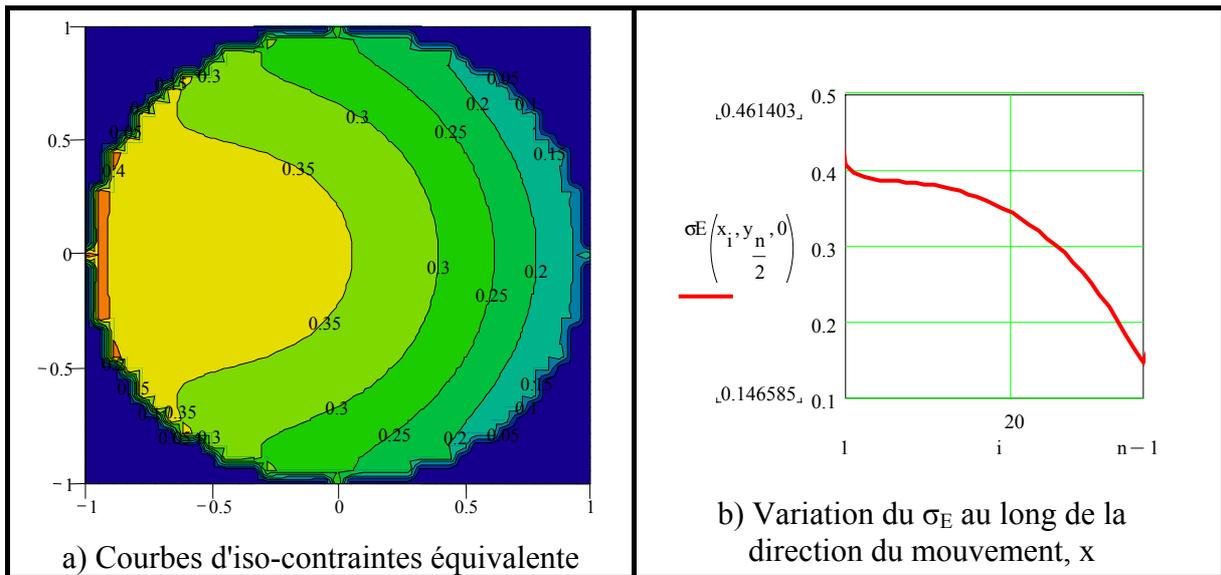


Figure 55: Variation bidimensionnelle de la contrainte équivalente σ_E

V.4 CONCLUSIONS

Les essais de fretting ont mis en évidence un cas de microglissement à l'interface d'un contact élastique. Le mouvement alternatif induit un état des contraintes qui se rajoute au champ des contraintes produit par la charge normale. Pour évaluer la capacité portante du contact, il faut trouver les valeurs maximales de la contrainte équivalente de Huber-Mises-Hencky qui sont responsables de premières dégradations sur l'aire de contact.

L'étude de la vie d'un contact en fretting permet d'observer l'évolution de l'interface divisée en deux zones: une centrale d'adhérence et une autre annulaire - périphérique de

microglissement. Dans la phase de conception, l'accommodation de vitesse est localisée dans les écrans de surfaces $S_{2,4}$. L'utilisation d'un écran de carbone a permis un frottement suffisamment faible pour permettre le déplacement. Après le cisaillement et l'élimination des écrans, il y a une interaction directe entre les premiers corps et le coefficient de frottement commence à augmenter. Cela induit une augmentation de la contrainte équivalente Huber-Mises-Hencky et jusqu'à la fin d'essai, sa valeur maximale augmente de 41%.

Afin de prolonger la vie d'un contact c'est très important de comprendre d'abord le comportement de l'interface durant la phase de conception du contact.

VI VALIDATION DU MODELE AVEC DES RESULTATS EXPERIMENTALES DE LA BIBLIOGRAPHIE

Dans ce mémoire on a proposé un modèle analytique pour quantifier l'effet des microglissements sur les pertes par frottement à l'interface d'un contact en roulement. Pour vérifier si le modèle est correct, il faut le valider quantitativement en comparant les résultats théoriques avec des résultats expérimentaux. Pour cela nous avons pris en compte des valeurs mesurés du moment de frottement induit par microglissements. Trois séries d'essais ont été retenues:

- contact tore – plan et contact sphère – cavité cylindrique, Drutowski, [Dr 65];
- contact bille – bague extérieure d'un roulement à billes, cas du chargement uniformément repart sur les billes, Diaconescu [Di 80];
- contact bille – bague extérieure d'un roulement à billes, cas du chargement non uniformément repart sur les billes, Diaconescu [Di 80].

VI.1 CONTACT TORE-PLAN ET SPHERE -CAVITE CYLINDRIQUE

Afin d'évaluer le microglissement à l'interface, Drutowski, [Dr 65], fait des essais en étudiant comparativement les contacts sphère – cavité conforme et galet – plan, pour la même distribution des contraintes de contact.

Il considère que la différence entre les énergies perdues dans les deux cas est due exclusivement aux microglissement à l'interface et il obtient expérimentalement des valeurs pour le moment global de frottement du aux microglissements.

D'après le model analytique présenté dans le chapitre III, le moment global de frottement de microglissement est donnée par l'expression:

$$M_{\mu al} = \frac{1}{\Omega} \int_{-a}^a \int_{-b\sqrt{1-(x/a)^2}}^{b\sqrt{1-(x/a)^2}} \tau(x, y) \cdot \Delta v(x, y) dy dx. \quad (41)$$

Les résultats théoriques comparés avec les résultats expérimentaux obtenus par Drutowski sont présentés pour les deux configurations équivalentes de contact: Figure 56 pour la configuration galet – plan et Figure 57 pour la configuration sphère –cavité cylindrique, en coordonnées logarithmiques.

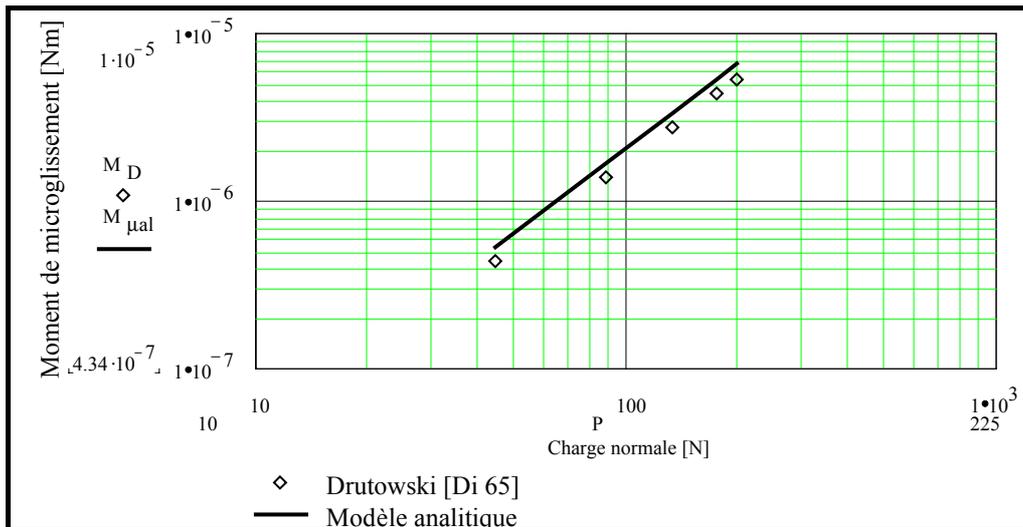


Figure 56: Moment de frottement de microglissement, cas galet – plan

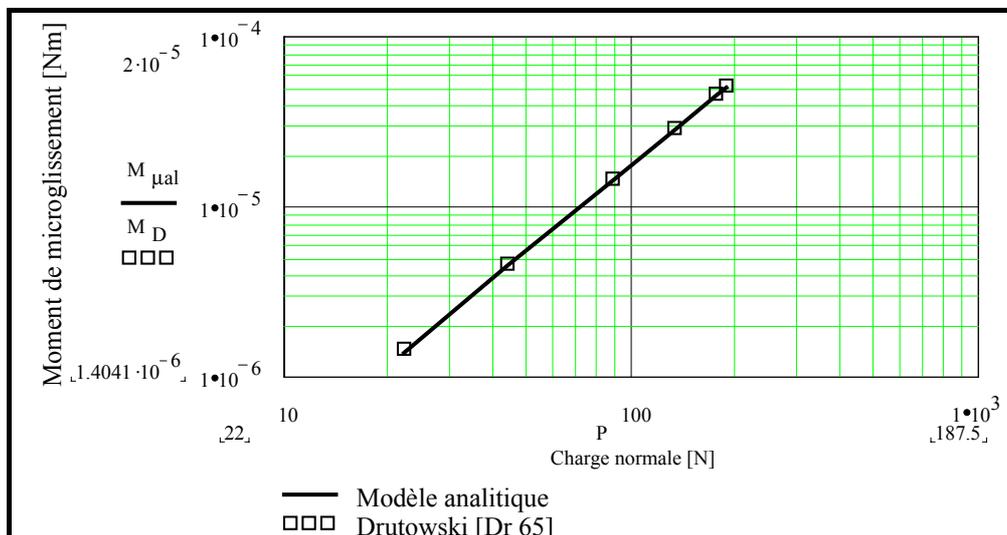


Figure 57: Moment de frottement de microglissement cas sphère –cavité cylindrique

S'obtient une bonne concordance du modèle analytique avec les résultats expérimentaux dans le cas galet – plan (erreur relative 11%) et une très bonne concordance dans le cas sphère – cavité conforme (erreur relative 3%). Les différences obtenues peuvent être expliquées par le fait que les deux configurations de contact étudiées par Drutowski ne sont pas strictement équivalentes: il y a une petite différence entre les pressions maximales de Hertz dans les deux cas. De même, le moment de frottement est proportionnel au produit $a^2 \cdot b$ (a et b le petit et le grand demi-axe de l'ellipse de contact). Etant une petite différence entre l'aire des deux ellipses de contact, par la suite l'hypothèse d'égalité des moments de frottement n'est plus strictement respectée.

VI.2 CONTACT BILLE – BAGUE EXTERIEURE

Diaconescu, [Di 80], mesure le moment de frottement sur la bague extérieure d'un roulement radial à bille dans les deux situations suivantes: a) charge uniformément repartie sur les corps roulant et b) charge non uniformément repartie sur les billes. Chacun de ces cas est

étudié ici à partir du modèle analytique proposé pour le moment de frottement du aux microglissement.

VI.2.1 Chargement uniformément reparti sur les billes

Le roulement testé est un roulement à bille 6001 dont les caractéristiques sont donnés dans le Tableau 7:

Tableau 7

Diamètre d'une bille, D	4 mm
Diamètre de la gorge de la bague intérieure, D_i	16 mm
Diamètre de la gorge de la bague extérieure, D_e	24 mm
Nombre de billes, z	8
Diamètre moyen du roulement, D_m	20 mm
Conformité extérieure, $f_e = \frac{D}{2 \cdot D_e}$	0.9524
Conformité intérieure, $f_i = \frac{D}{2 \cdot D_i}$	0.9524

Nous avons pris en compte les moments de frottement mesurés sur la bague extérieure pour éliminer le frottement au niveau des cages.

Les moments de frottement sur la bague extérieure ont été mesurés Pour des valeurs de la vitesse angulaire comprise entre 9,5 et 355 rad/s, les moments de frottement sur la bague extérieure ont été mesurés. Afin d'éliminer la composante visqueuse, le graphique de variation du moment en fonction de la vitesse angulaire ont été extrapolés numériquement pour obtenir les valeurs qui corresponde à $\omega=0$ rad/s. Ces valeurs sont dues exclusivement au microglissement à l'interface et à l'hystérésis élastique de contact.

Tableau 8

Charge normale Q[N]	$M_{\mu al}$ sur bille [N·m]	Mom. microgliss sur bague [N·m]	Mom. dû au hysteresis sur bille [N·m]	M_h sur bague [N·m]	M_e mom total sur bague [N·m]	M exper sur bague [N·m]	M exper sur bille [N·m]	Erreur relative
0	1,13E-09	9,06E-09	2,68E-12	2,14E-11	9,08E-09	9,35E-09	1,17E-09	3,0%
26,27	2,13E-04	1,71E-03	4,48E-06	3,58E-05	1,74E-03	1,43E-03	1,78E-04	18,1%
33,60	2,93E-04	2,34E-03	7,44E-06	5,95E-05	2,40E-03	2,26E-03	2,83E-04	5,8%
39,10	3,57E-04	2,86E-03	1,02E-05	8,14E-05	2,94E-03	3,03E-03	3,79E-04	3,1%
53,77	5,45E-04	4,36E-03	1,97E-05	1,57E-04	4,52E-03	4,28E-03	5,35E-04	5,3%

La Figure 58 présent les valeurs du moment de frottement obtenues expérimentalement et celles obtenues avec le modèle analytique proposé dans cette thèse.

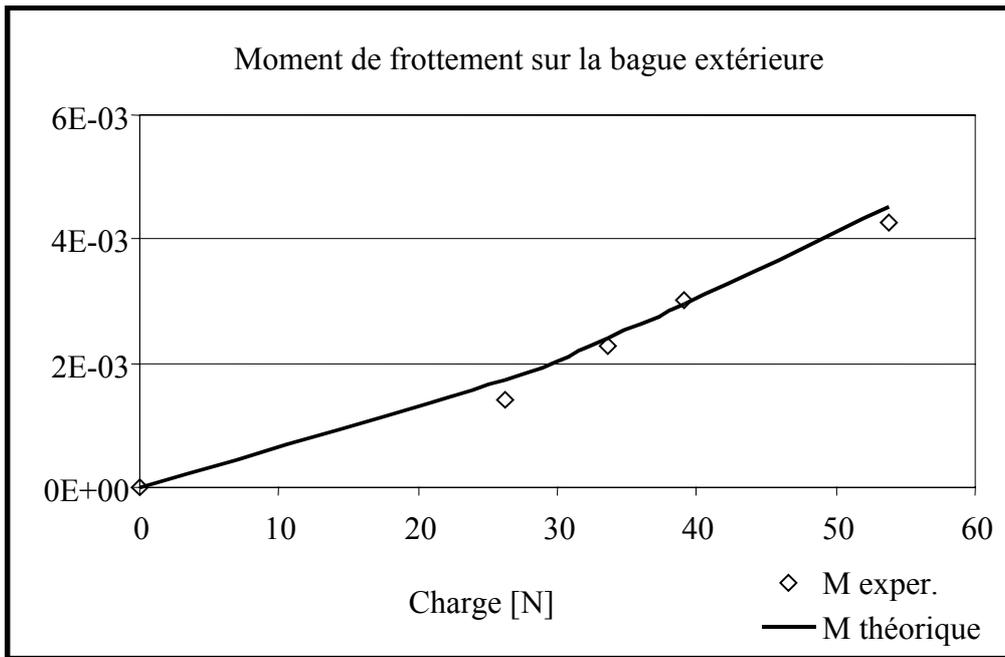


Figure 58: Moment de frottement sur la bague extérieure en cas d'une répartition uniforme de la charge sur billes

L'erreur relative étant comprise entre 3% et 18,1% on conclut à une assez bonne concordance du modèle avec les résultats expérimentaux.

VI.2.2 Chargement non uniformément reparti sur les billes

Dans le deuxième cas, c'est à dire avec une répartition non uniforme de la charge sur les corps roulants, le principe de mesure utilisé est nommé "méthode du lancement". La bague extérieure est solidarisée avec un volant ayant un moment d'inertie connu (J) qui a un mouvement non uniforme induit par le moment de frottement sur la bague. L'accélération angulaire du volant ε étant mesurée, le moment de frottement résulte de la relation de la dynamique des rotors:

$$M_e = \varepsilon \cdot J \quad (42)$$

La machine utilisée est présentée en Figure 59.

La conformité des roulements 6001 utilisés a été modifiée en modifiant la géométrie de la gorge extérieure. Les caractéristiques de la géométrie du roulement sont présentés en Tableau 9.

Tableau 9 Roulement 6001 avec conformité modifiée

Diamètre d'une bille, D	4 mm
Diamètre de la gorge de la bague intérieure, D_i	16 mm
Diamètre de la gorge de la bague extérieure, D_e	24 mm
Nombre de billes, z	8
Diamètre moyen du roulement, D_m	20 mm
Jeux radiaux, s_d	0 μ m, 6 μ m, 12 μ m, 18 μ m, 27 μ m

Conformité extérieure, $f_e = \frac{D}{2 \cdot D_e}$	0,5; 0.5998; 0.7058; 0.9524
Conformité intérieure, $f_i = \frac{D}{2 \cdot D_i}$	0,7058

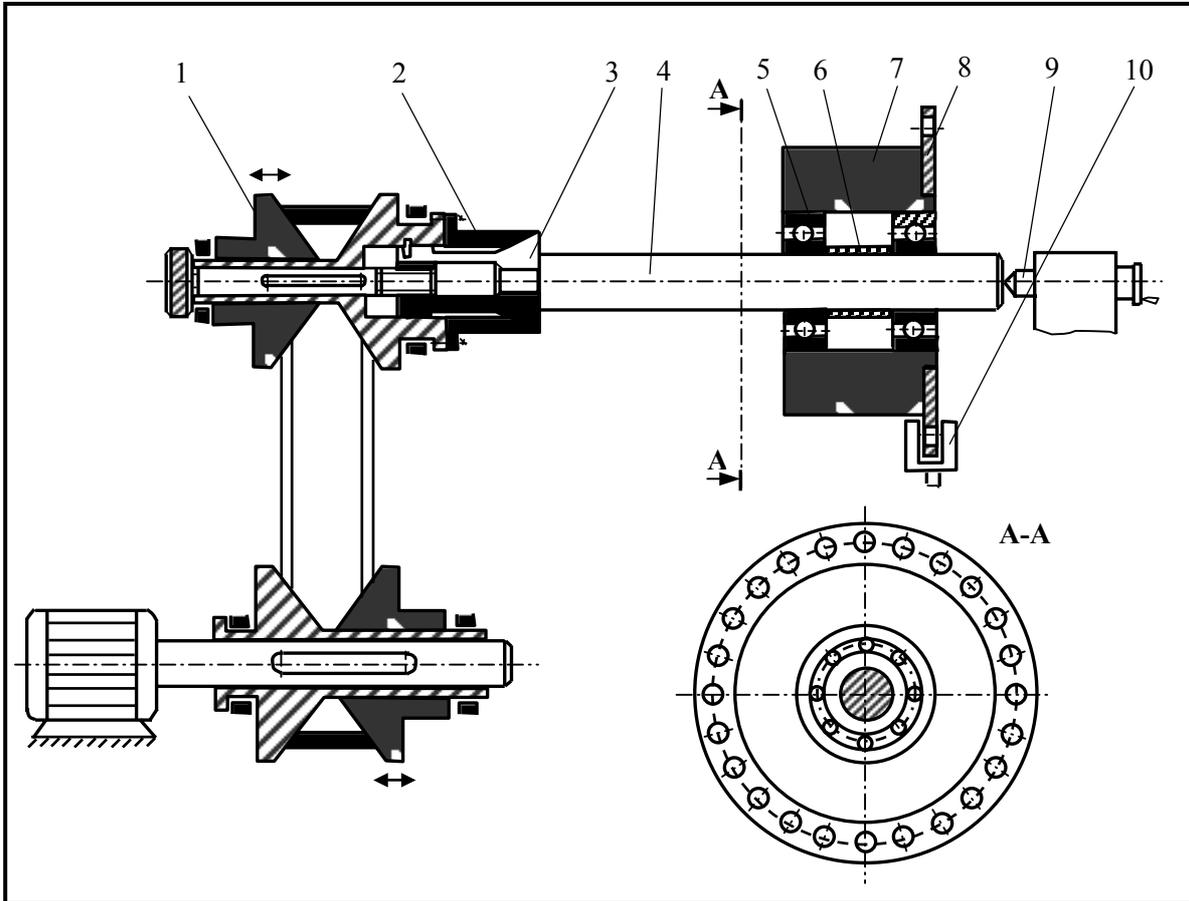


Figure 59: Schéma de la machine utilisée pour mesurer le moment de frottement sur la bague extérieure d'un roulement radial [Di 80]

Les résultats des essais sont exprimés sous forme graphique de variation du moment de frottement sur la bague extérieure en fonction de vitesse angulaire $M_e(\omega)$. Le moment M_e a deux composantes:

- moment de microglissement $M_{\mu al}$, dû au microglissement induit à l'interface par les déformations élastiques du contact;
- moment d'hystérésis M_h , dû aux pertes par hystérésis élastique dans le volume déformé du corps.

Le calcul théorique de chaque composante est présenté ensuite.

VI.2.2.1 Moment de microglissement

La première composante est calculée avec le modèle présenté en Chapitre III, à partir du calcul de vitesses relatives à l'interface. La relation finale de cette composante est donnée par:

$$M_{\mu al} = \frac{1}{\omega_e} \cdot \int_{-a}^a \int_{-b\sqrt{1-(x/a)^2}}^{b\sqrt{1-(x/a)^2}} \frac{3 \cdot \mu \cdot (Q_\psi + F_c)}{2 \cdot \pi \cdot a \cdot b} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{a}\right)^2} \cdot \frac{(\Delta v(x, y))^2}{|\Delta v(x, y)|} dy dx, \quad (43)$$

- où ω_e – vitesse angulaire de la bague extérieure;
 a, b – les demi-axes de l'ellipse de contact;
 Δv – les vitesses relatives sur la direction de roulement des points de la surface de contact;
 Q_ψ – la charge normale sur une bille en position caractérisée par l'angle ψ , Figure 60;
 F_c – la force centrifuge sur la bille.

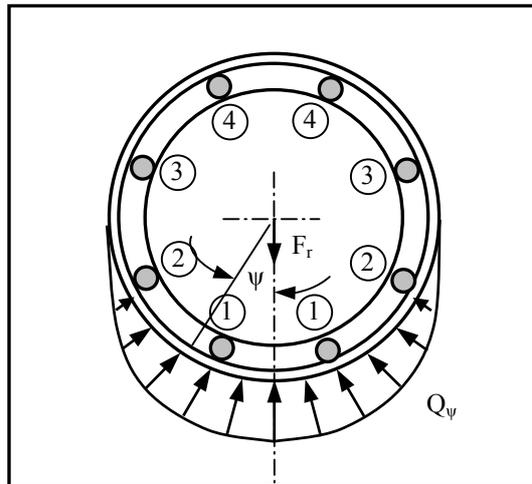


Figure 60: Distribution de la charge sur les billes du roulement

Pour ces essais le coefficient de frottement en glissement acier-acier pris en compte est $\mu=0,2$, [Di 80]. Pour le calcul des vitesses relatives le rapport glissement-roulement suivant est choisi: $g = \frac{v_{x1} - v_{x2}}{v_{x2}} = 0,1\%$. Cela pourrait paraître une valeur assez grande mais la bibliographie nous donne les raisons suivantes pour ce choix:

- Boness et Chapman, [Bo 75], trouvent expérimentalement pour la bague extérieure d'un roulement à bille le rapport suivant: $\frac{2 \cdot (v_{x1} - v_{x2})}{v_{x1} + v_{x2}} = 0,16\%$;
- Mesurant la vitesse angulaire de la cage et de la bague, Olaru, [Ol 92], trouve $g=0,27\%$ au centre de l'ellipse du contact;
- Pinel, Signer et Zaretsky, [Pi 01], obtient pour une charge axiale de 667N une valeur $g=1\%$.

Les valeurs des moments de microglissements calculées sont illustrées en Tableau 10. A ceux-ci il faut ajouter le moment d'hystérésis pour obtenir le moment total de frottement sur la bague extérieure.

VI.2.2.2 Moment d'hystérésis

La deuxième composante du moment de frottement, le moment d'hystérésis est calculée à travers des essais d'impact.

Il n'y a pas des corps parfaitement élastiques. En réalité, les matériaux qui subissent un cycle de sollicitation qui inclut chargement et puis déchargement présentent le phénomène d'hystérésis. Dans le cas du roulement, le module d'élasticité élevé des métaux induit des contraintes de cisaillement élevées même pour des vitesses modérées.

Pendant son passage par la zone déformée de l'aire de contact, un volume élémentaire dA du matériau du cylindre qui roule vers la gauche (Figure 61), subit un cycle de sollicitation qui comprend: cisaillement en B, compression en C, cisaillement en direction opposée en D et arrive non déformé en E.

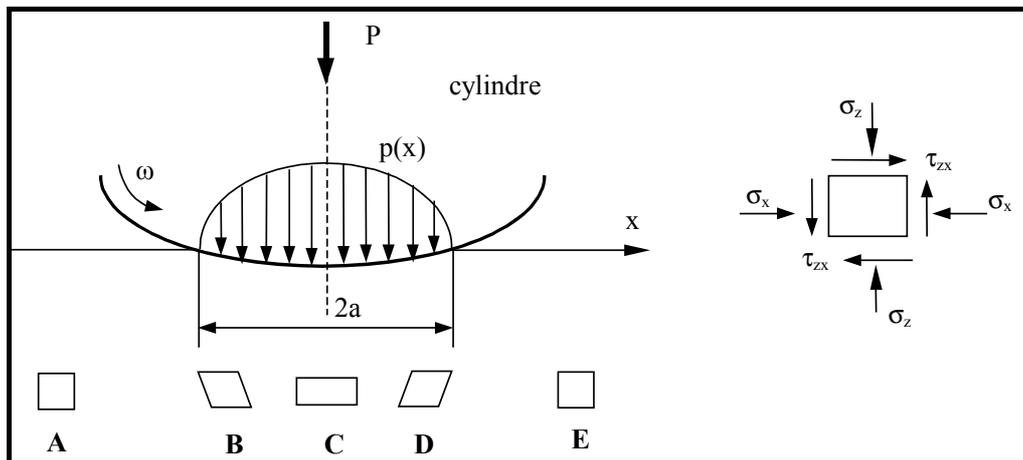


Figure 61: Les déformations en cas du contact avec roulement cylindre – solide élastique [Bo 64]

L'énergie de déformation de cet élément de volume augmente jusqu'à ce que celui-ci arrive dans le plan central ($x=0$), dû au travail de compression déterminé par la pression de contact de la moitié gauche de l'aire de contact. Après le passage au plan central, l'énergie de déformation diminue derrière le contact.

Ce cycle de sollicitation peut être considéré comme analogue aux deux phases, de compression et détente, qui ont lieu pendant l'impact. De même, le temps de l'impact a la même grandeur que le temps de transit pour les contacts en roulement et les pressions dynamiques obtenues pendant l'impact sont comparables avec celles obtenues dans les contacts hertziens classiques. D'où l'idée d'étudier les pertes par hystérésis à travers des essais d'impact.

La méthode expérimentale consiste à mesurer l'énergie perdue par hystérésis élastique lors de l'impact des sphères de diamètre 9,52 mm et 12,63mm. Les résultats obtenus sont présentés en coordonnées logarithmiques en Figure 62. L'énergie perdue pour une valeur quelconque de la charge d'impact peut être obtenue par un algorithme d'extrapolation linéaire.

Drutowski, [Dr 62], prouve la dépendance linéaire entre les pertes par hystérésis et le volume sollicité du matériau. En utilisant cette remarque on peut déduire la relation suivante entre les pertes par hystérésis en impact, E_{hc} , et celles en roulement E_{hr} :

$$\frac{E_{hc}}{a_c^3} = \frac{E_{hr}}{a_r^2 \cdot b_r}, \quad (44)$$

Où a_r et b_r représentent les demi-axes de l'ellipse de contact en cas du roulement. Par conséquent, l'énergie perdue en roulement peut être obtenue à partir de l'énergie en impact multipliée par un coefficient de correction, k .

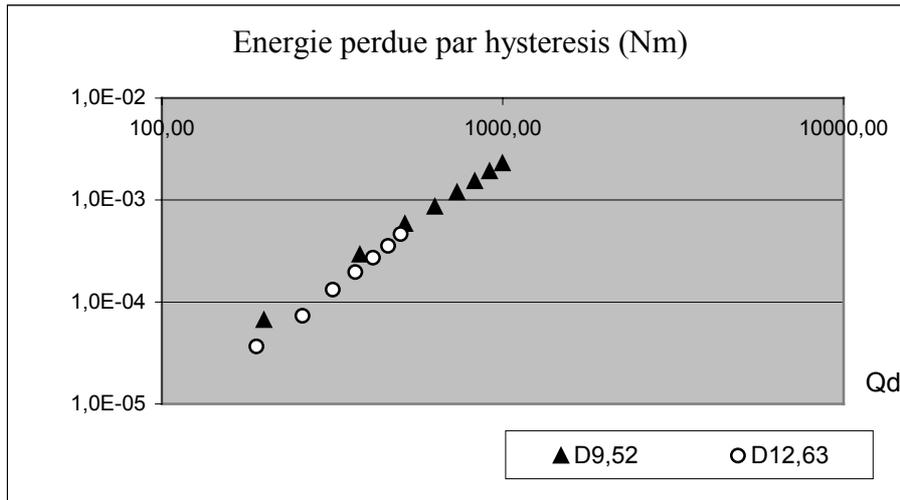


Figure 62: L'énergie perdue par hystérésis élastique en fonction de la charge dynamique

Le moment d'hystérésis en roulement est calculé par le rapport entre la puissance perdue et la vitesse angulaire:

$$M_{hr} = \frac{E_{hc} \cdot R_e \cdot a_r \cdot b_r}{2 \cdot a_c^3}, \quad (45)$$

Tableau 10

f_e Conformité sur La bague intérieure	M_1 [N·m] Mom. de microgliss. sur bille $\psi=22,5^\circ$	M_2 [N·m] Mom. de microgliss. sur la bille $2-\psi=76,5^\circ$	M_{ct} [N·m] Mom. sur la bague du au F_c	M_{hr} [N·m] Mom. sur la bague dû au hystérésis	M théorique [N·m] Mom. total sur la bague extérieure	$M_{ex.}$ [N·m] Mom. exper. Sur la bague extérieure	$\epsilon_r = M_{théorique} - M_{exp} / M_{théorique}$ Erreur relative
0,5	$2,68 \cdot 10^{-5}$	$5,85 \cdot 10^{-6}$	$2,73 \cdot 10^{-7}$	$4,95 \cdot 10^{-6}$	$7,12 \cdot 10^{-5}$	$7,15 \cdot 10^{-5}$	0.45%
0,5998	$2,68 \cdot 10^{-5}$	$5,84 \cdot 10^{-6}$	$2,73 \cdot 10^{-7}$	$3,99 \cdot 10^{-6}$	$6,96 \cdot 10^{-5}$	$6,97 \cdot 10^{-5}$	0.2%
0,7058	$2,68 \cdot 10^{-5}$	$5,84 \cdot 10^{-6}$	$2,73 \cdot 10^{-7}$	$3,02 \cdot 10^{-6}$	$6,86 \cdot 10^{-5}$	$6,96 \cdot 10^{-5}$	1.45%
0,9524	$2,95 \cdot 10^{-5}$	$6,15 \cdot 10^{-6}$	$2,74 \cdot 10^{-7}$	$7,24 \cdot 10^{-6}$	$7,23 \cdot 10^{-5}$	$7,14 \cdot 10^{-5}$	1.27%

Le moment total obtenu par l'addition des moments de microglissement et d'hystérésis, M théorique, est comparées avec les valeurs expérimentales en Figure 63.

Ce moment calculé pour quatre valeurs de la conformité de la bague extérieure relève une très bonne concordance avec les résultats expérimentaux, l'erreur relative n'étant que de maximum 1,45%.

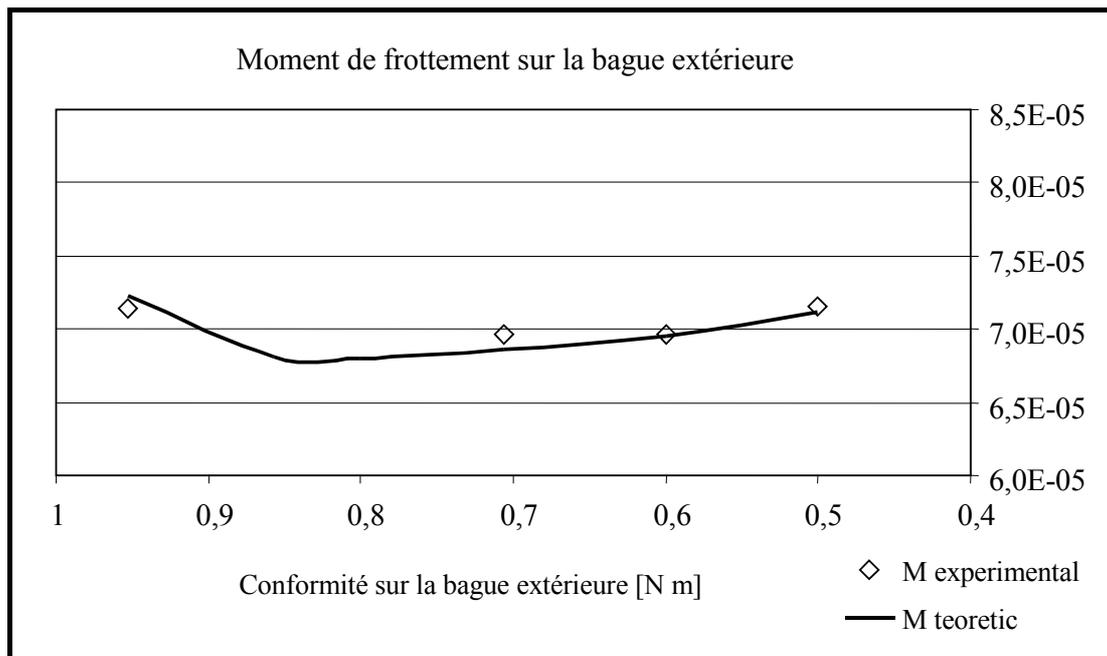


Figure 63: Moment de frottement sur la bague extérieure pour une distribution non uniforme de la charge sur les billes

VI.3 CONCLUSION

Afin de valider le modèle analytique de calcul du moment de frottement induit par la cinématique relative sur une aire de contact en roulement, trois séries d'essais en roulement ont été pris en compte.

Les résultats théoriques montre une bonne concordance avec ceux expérimentaux. L'erreur relative la plus petite 1,54%, s'obtient pour le troisième cas et la plus grande 18,1% dans le deuxième cas.

Nous avons fait d'abord cette validation avec des résultats expérimentaux présentés dans la littérature. Dans le chapitre VII qui suit, la validation du modèle est faite avec des résultats expérimentaux propres sur un contact élastique en roulement..

VII VALIDATION DU MODELE THEORIQUE PAR DES RECHERCHES EXPERIMENTALES PROPRES

Le frottement représente une perte d'énergie qui, dans le cas d'un contact général elliptique est produit par deux facteurs ayant une contribution plus ou moins importante:

- L'hystérésis élastique;
- Les microglissements à l'interface du contact.

L'objectif est donc d'évaluer expérimentalement la contribution de chacun de ces facteurs.

VII.1 PERTES PAR HYSTERESIS

Comme les matériaux ne sont pas parfaitement élastiques, elles présentent le phénomène d'hystérésis même en dessous de la limite d'élasticité. Ce phénomène est connu comme hystérésis élastique, [Jo 67].

Il y a une analogie entre l'état des contraintes du matériau pendant le roulement et celui obtenu pendant l'impact frontal des deux sphères égales, analogie expliquée en détail dans le chapitre VI. Celle-ci a conduit à l'idée de l'étude des pertes par hystérésis par l'intermédiaire des essais d'impact.

En principe, la méthode d'essai expérimental consiste à mesurer l'énergie dissipée pendant un cycle d'impact E_n et à calculer la force tangentielle responsable pour les pertes par hystérésis, F_{th} avec la relation suivante:

$$F_{th} = \frac{E_n}{2 \cdot a} \quad (46)$$

Les essais d'impact se sont déroulés au Laboratoire de Mécanique des Contacts de l'Université de Suceava. Afin d'étudier l'impact entre une bille et un corps conjugué (bille, cavité ou plan), un appareil à chute de corps existant au laboratoire a été modifié, Figure 64.

En mesurant le temps de vol, t , de la bille mobile 7, entre deux impacts successifs sur la bille fixe 4, on peut déterminer l'énergie perdue pendant un cycle, Figure 65:

$$E_n = mg \left(H - \frac{gt^2}{8} \right) \quad (47)$$

Les essais expérimentaux ont été faits pour des pressions comprises entre 2 et 5 GPa et trois configurations de contact :

- bille – bille;
- bille – plan;
- bille – bague extérieure du roulement.

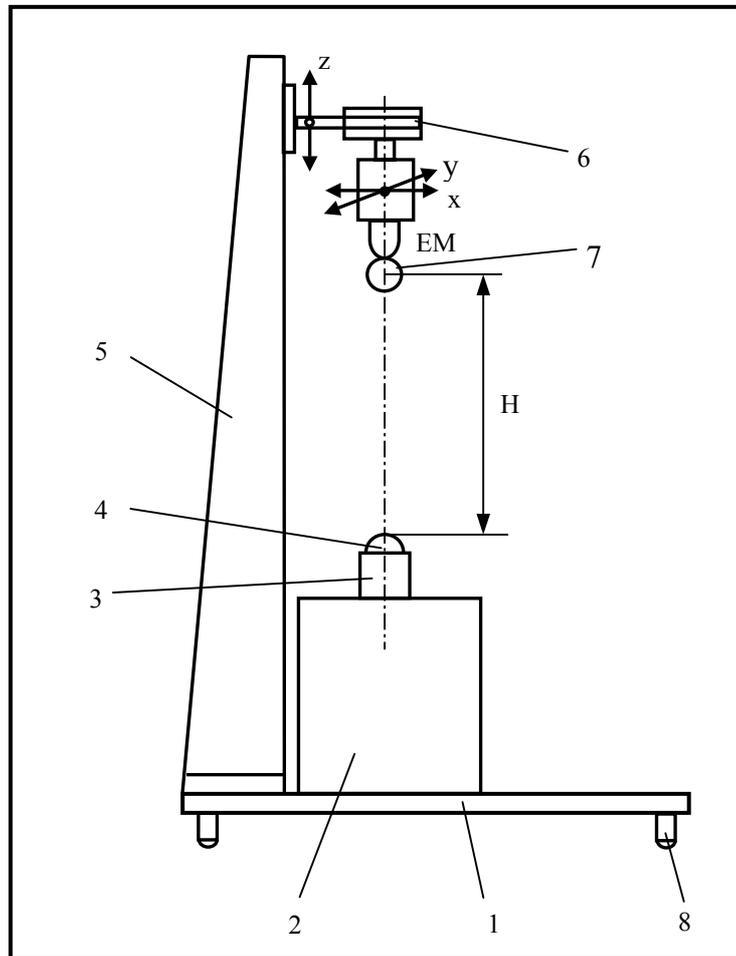


Figure 64: Appareil pour l'étude des pertes par hystérésis. Schéma de principe

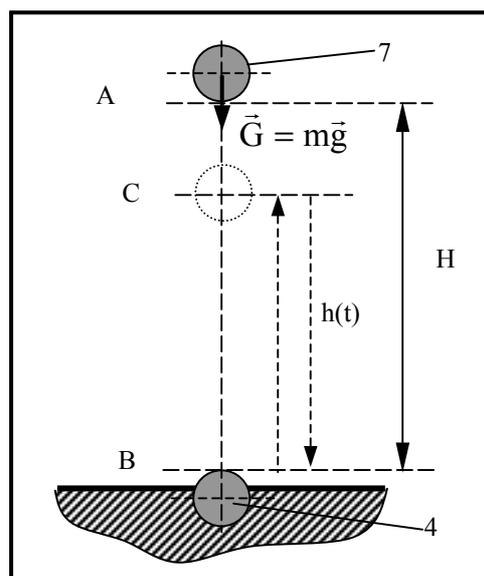


Figure 65: Chute libre de la bille

Les caractéristiques des surfaces des corps utilisés sont illustrées par profilométrie optique (UBM) en Figure 66. Les rugosités (R_a) sont comprises entre 0.06 et 0.15 μm .

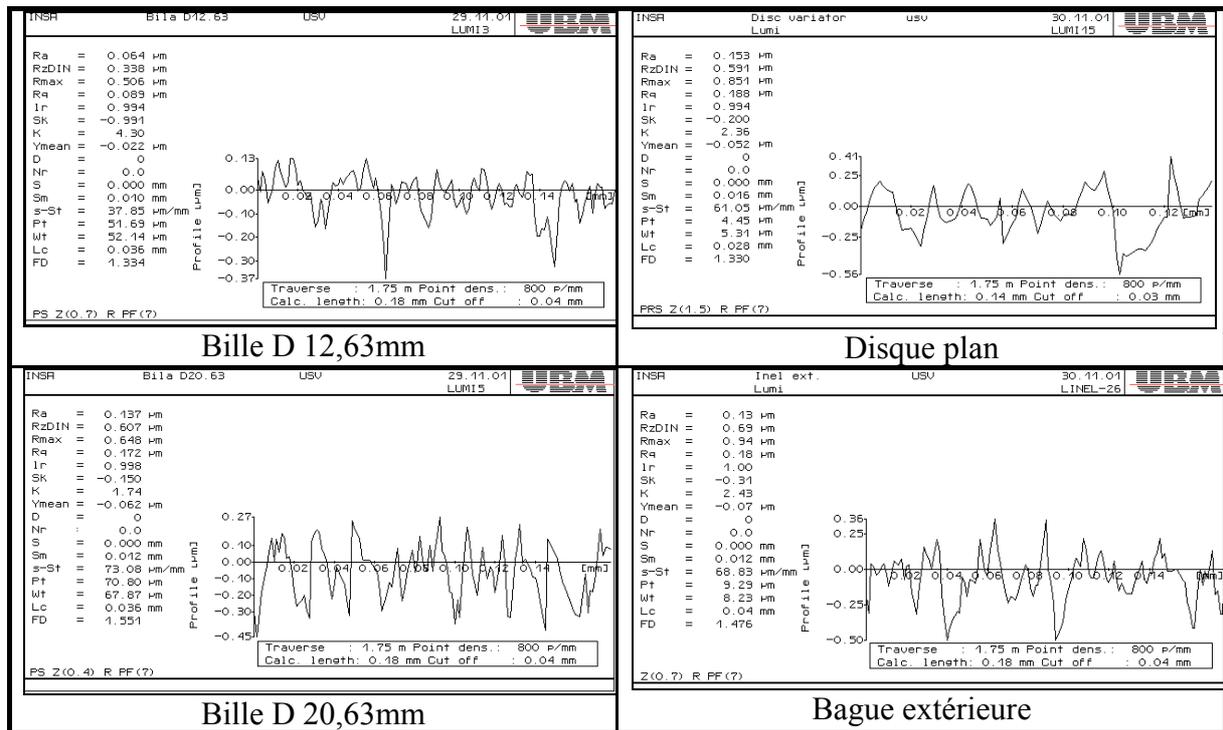


Figure 66: Caractéristiques des surfaces en profilométrie optique

Les graphiques de variations de l'énergie perdue en fonction de la pression d'impact sont présentés en Figure 67 en coordonnées logarithmiques. Pour les trois cas la variation de l'énergie perdue par hystérésis est linéaire. Les valeurs minimales s'obtiennent pour le cas bille-bille (même diamètre) quand l'aire de contact est plane ce qui élimine l'influence des déformations élastiques du contact.

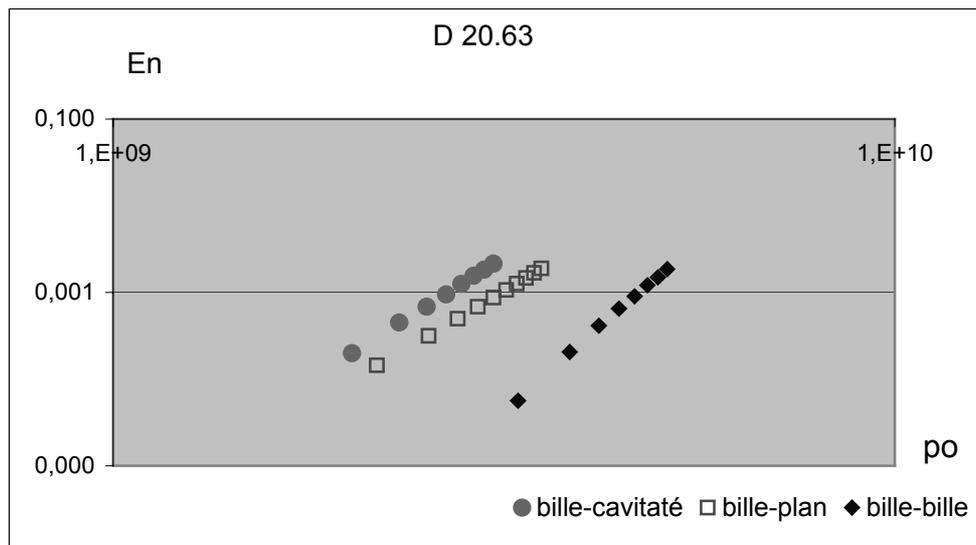


Figure 67: Energie perdue par hystérésis en fonction de la pression d'impact

Les Figure 68 et Figure 69 présentent la variation de l'énergie perdue au cours d'un cycle, en fonction de la charge dynamique du contact, Q_d .

La valeur de l'énergie perdue pour une valeur quelconque de la pression d'impact peut être obtenue par extrapolation linéaire des résultats expérimentaux. A partir de ces résultats on obtient la fonction suivante qui caractérise la variation de l'énergie perdue en fonction de la charge Q_d :

$$E_n = CQ^n \quad (48)$$

où n est une constante, ayant les valeurs suivantes:

- $n=1,84$ pour la bille de diamètre 12,63mm;
- $n=1,77$ pour la bille de diamètre 20,63 mm.

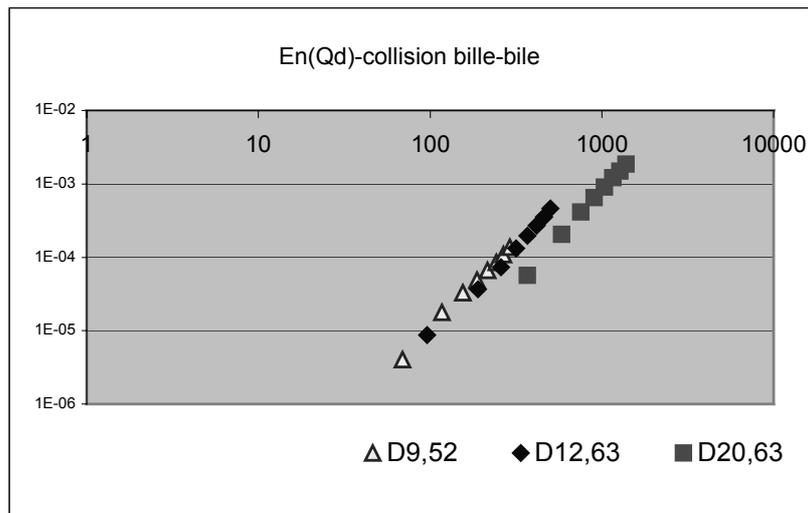


Figure 68: Energie perdue dans un cycle en fonction de la charge dynamique du contact; impact bille-bille

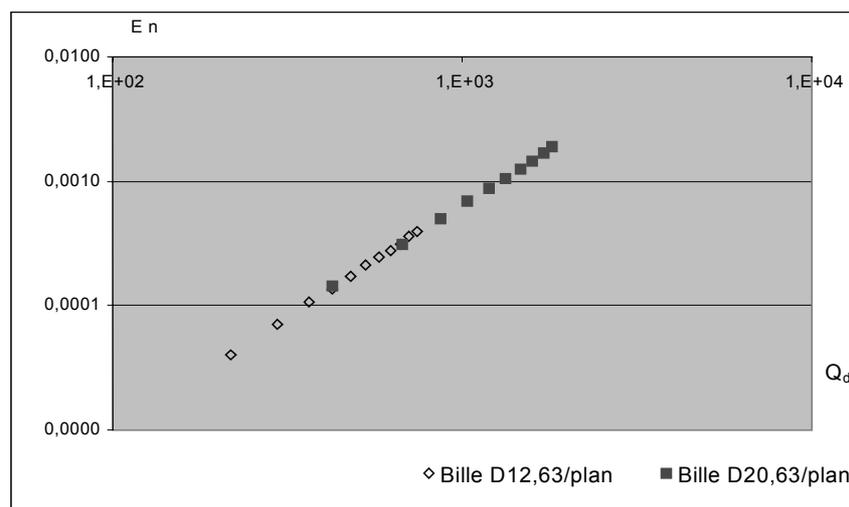


Figure 69: Energie perdue par hystérésis en fonction de la charge dynamique du contact

En étudiant le roulement sphère – plan, Tabor, [Ta 55], a mis en évidence expérimentalement des valeurs de l'exposant n compris entre 1,7 et 1,85, et Drutowski, [Dr 59], trouve des valeurs de n compris entre 1,2 pour des charges petites et 2,4 pour des charges élevées.

Dans le cas de l'impact bille – plan, on trouve la fonction suivante:

$$E_n(Q) = 1,92 \cdot 10^{-9} \cdot Q^{1,84} \quad (49)$$

Tous ces résultats ont été obtenus par essais d'impact, c'est à dire dans le cas où la charge a été appliquée dynamiquement. Il est intéressant de faire une comparaison avec des résultats similaires obtenus avec une charge appliquée cette fois quasi-statiquement. Ce travail a été effectué dans un contrat de recherche entre l'Université de Suceava et l'entreprise de roulements Bârlad. Le contact étudié comprend une éprouvette sphérique entre deux éprouvettes plane, par conséquent on se trouve dans le cas des deux contacts sphère - plan. Les résultats sont présentés sous forme des graphiques de variation de la déformation en fonction de la charge (considérée comme variable indépendante). Une boucle typique d'hystérésis pour le dixième cycle d'un essai est présentée dans la Figure 70 en coordonnées adimensionnelles. L'énergie perdue par hystérésis lors de chaque cycle est obtenue par l'intégration sur l'aire d'un cycle en utilisant le logiciel Mathcad, [Ne 96], [La 01].

La reproductibilité des essais se base sur un nombre de cinquante-quatre séries d'essais de dix cycles chacun.

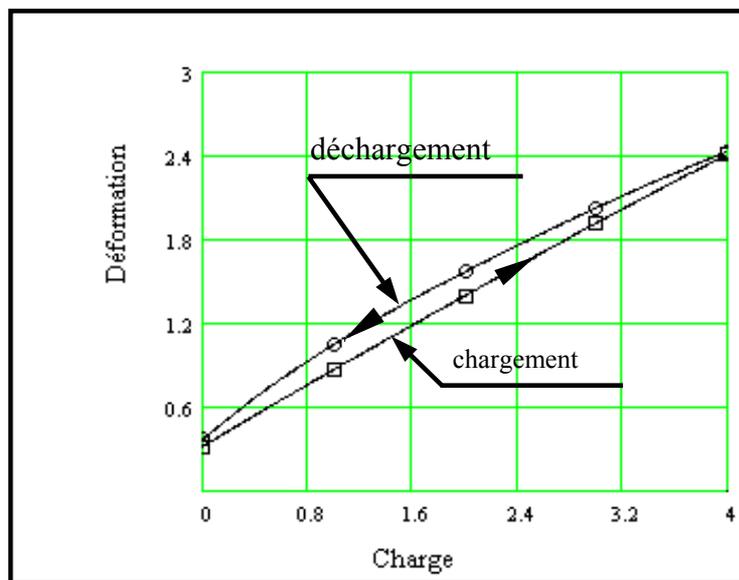


Figure 70: Variation déformation – force pour un contact chargé quasi-statiquement

Le Tableau 1 présente comparativement les valeurs de l'énergie perdue dans le cas d'une application quasi-statique et d'une application dynamique d'une charge normale qui produisent une pression de contact de 2 GPa. En comparant la moyenne des résultats on obtient un rapport $E_{n,q\text{-statique}}/E_{n,dynamique} \approx 1,47$. Ce résultat n'est pas surprenant tenant compte des temps différents de contact dans les deux cas. Un cycle d'essai en quasi-statique a lieu en quatre minutes et dix-huit secondes, tandis que le temps de contact pour un cycle en impact est de l'ordre de quelques millisecondes. Etant donné le temps de passage en roulement qui est comparable avec le temps de l'impact, nous avons retenu et utilisé ensuite les résultats expérimentaux obtenus dans les essais d'impact.

Tableau 1

Energie perdue, charge quasi - statique [Nm]				Energie perdue charge dynamique
Bille D10,3mm/plan	Bille 20,63mm/plan	Bille 11,9mm/plan	Bille 20,63mm/plan	Bille 20,63mm/plan
experiment	calcul	experiment	calcul	experiment
1,633E-05	1,31E-04	2,600E-05	1,355E-04	9,32E-05
1,707E-05	1,37E-04	2,730E-05	1,422E-04	
1,720E-05	1,38E-04	2,640E-05	1,375E-04	
1,690E-05	1,36E-04	2,600E-05	1,355E-04	
Energie moyenne	1,36E-04	Energie moyenne	1,38E-04	

VII.2 PERTES D'ENERGIE PAR MICROGLISSEMENT

L'évaluation des pertes d'énergie du au microglissement à l'interface d'un contact est très délicate. En effet, d'après le modèle théorique, le phénomène de microglissement à l'interface doit se produire à une échelle nanométrique, dès le début du contact. C'est pourquoi nous avons utilisé un simulateur très précis: le simulateur PEDEBA (PETit DEBAtement), Figure 71 du Laboratoire de Mécanique des Contacts de l'INSA de Lyon.

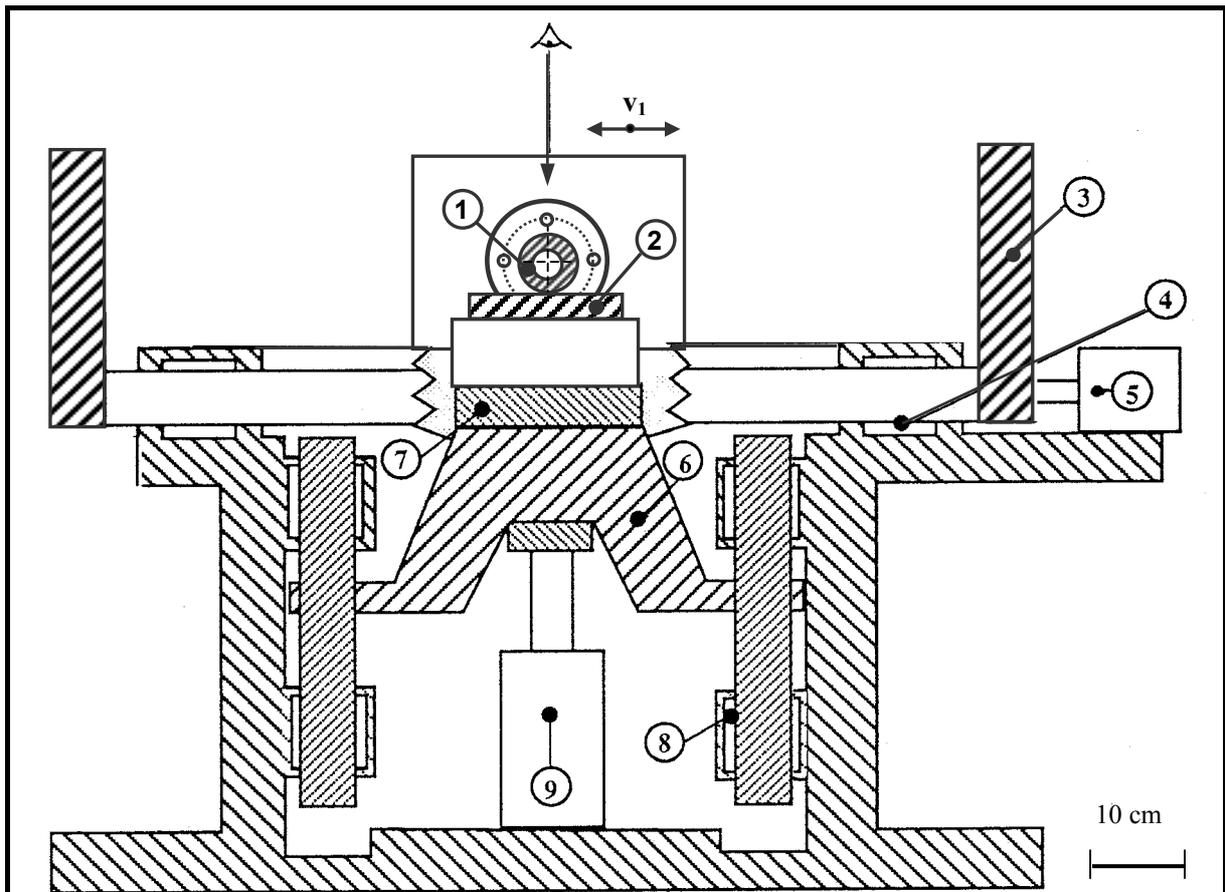


Figure 71: Schéma de principe du simulateur PEDEBA

Le contact analysé est constitué d'une éprouvette supérieure (1) de forme tonneau, appelée aussi galet, animée d'un mouvement plan (rotation + translation) et d'une éprouvette inférieure plane fixe (2).

VII.2.1 Essais alternatifs

Au début, des essais ont été réalisés en cinématique alternative du galet (aller-retour) avec les caractéristiques suivantes:

- éprouvette galet, Figure 75- Z 100 CD 17, $E = 2,04 \cdot 10^{11}$ Pa;
- éprouvette plane, Figure 75 et Figure 74- Z2 CN 1810, $E = 2,05 \cdot 10^{11}$ Pa;
- écrans S_2 et S_4 naturels;
- charge normale 200 N;
- déplacement ± 10 mm.

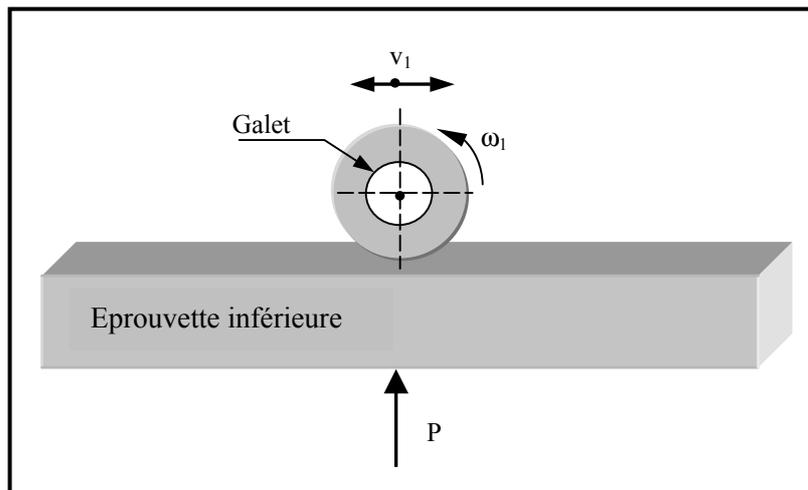


Figure 72: Géométrie du contact

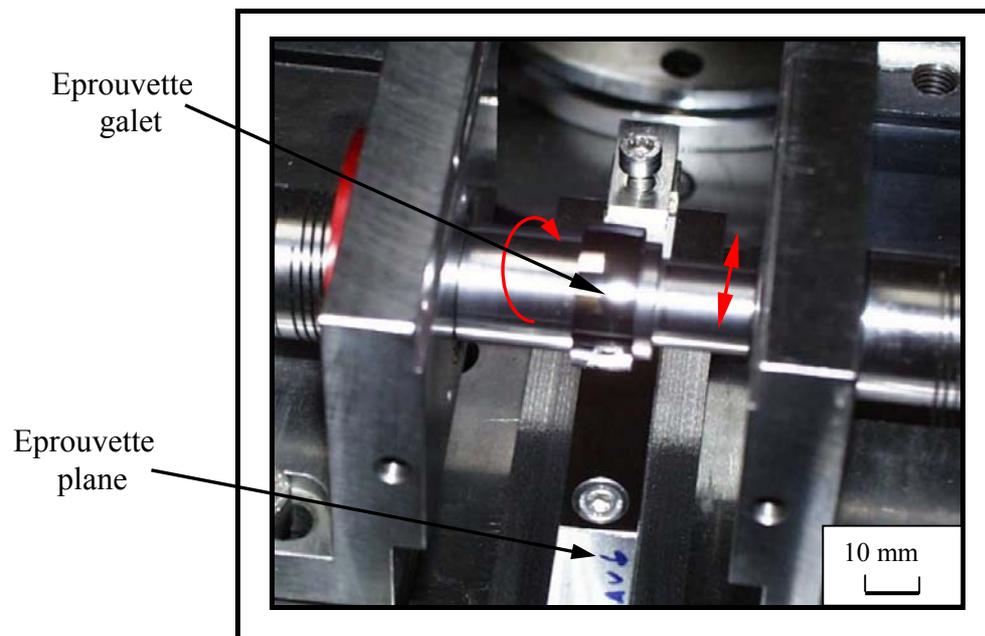


Figure 73: Cinématique de l'éprouvette galet

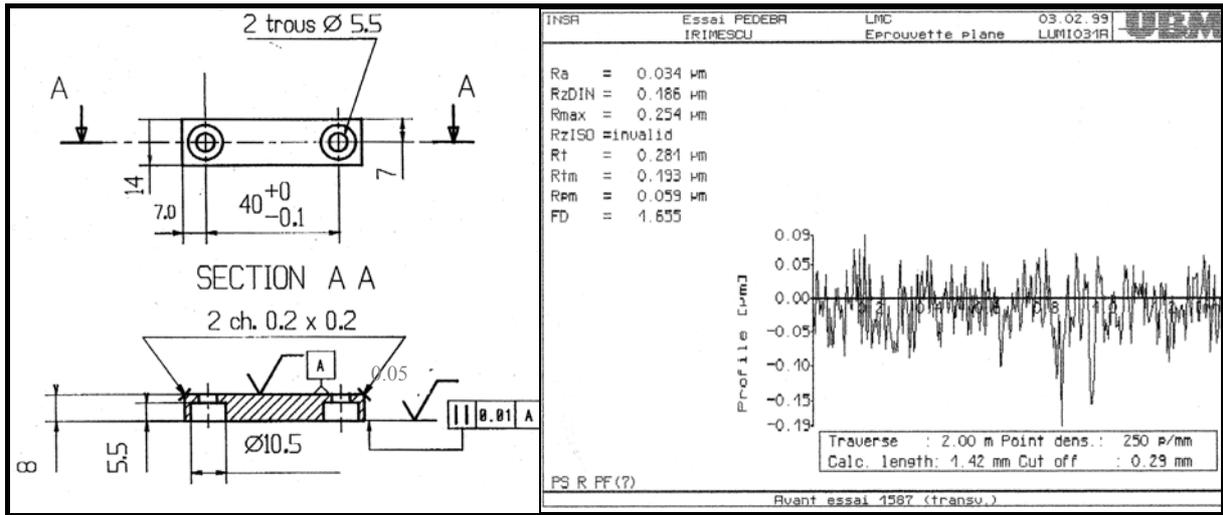


Figure 74: Caractéristiques de l'éprouvette inférieure

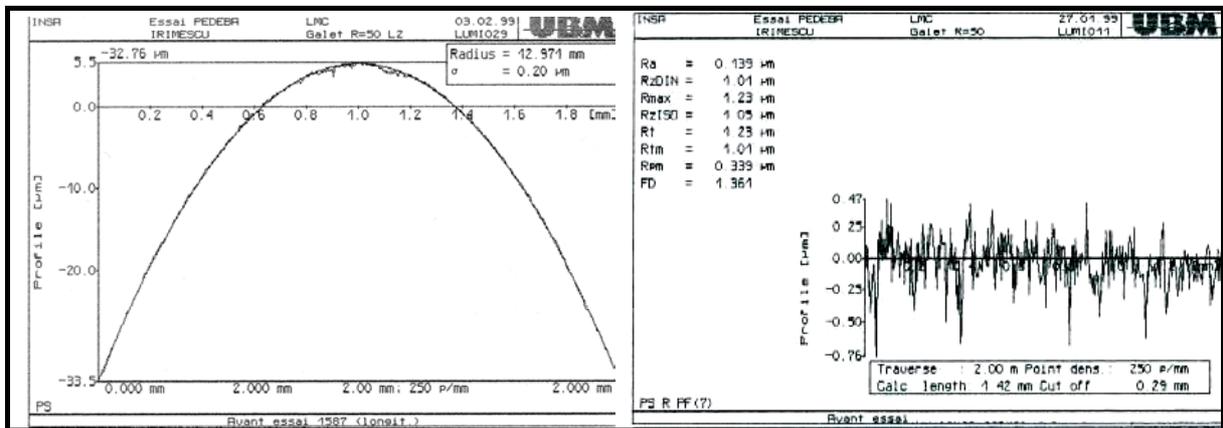


Figure 75: Caractéristiques du galet

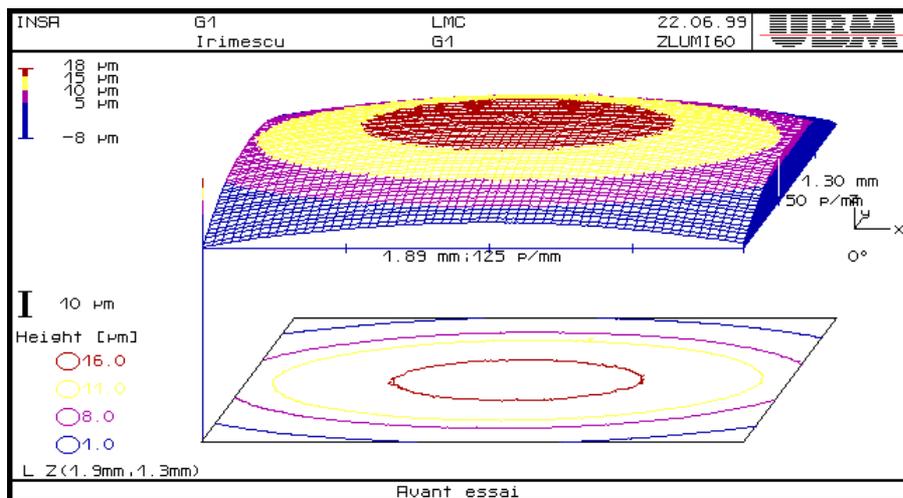


Figure 76: Topographie de la surface de l'éprouvette galet

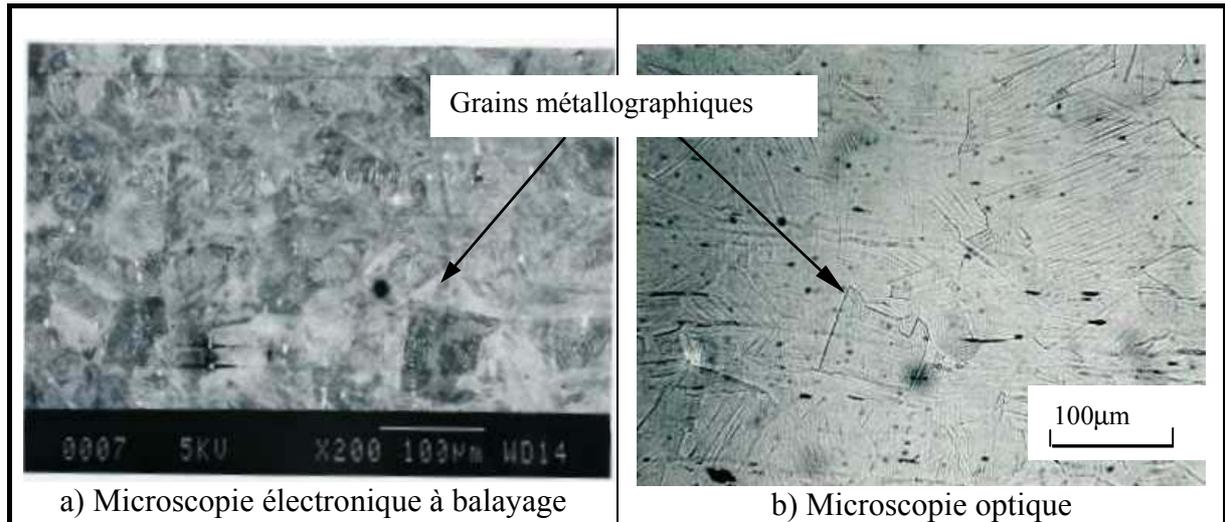


Figure 77: Surface de l'éprouvette plane après attaque chimique

Les essais de roulement en cinématique alternative ont mis en évidence des bandes de microglissements, mais pas de directions claires de microglissement. Toujours pour essayer de matérialiser les microglissements, nous avons essayé de suivre par attaque chimique l'évolution de la forme des grains des matériaux en contact, Figure 77.

La visualisation au microscope à balayage électronique, MEB, de l'éprouvette plane après l'essai a mis en évidence un "petit tassement" des grains mais ne relève toujours pas le sens du microglissement. On a tiré la conclusion que les essais en cinématique alternative ne représente pas un instrument adéquat pour mettre en évidence le phénomène très fin de microglissement, ce qui se comprend car la majorité de la déformation est élastique et le mouvement alternatif.

La cinématique alternative change le signe des contraintes de cisaillement à la fin de chaque cycle; par conséquent on a choisit ensuite une cinématique continue (aller seulement) pour obtenir un effet cumulé de ces contraintes. Cette cinématique n'avait pas été retenue initialement car elle est très délicate à réaliser avec le simulateur Pedeba.

En mouvement continu, l'éprouvette galet effectue l'aller en contact en roulement et le retour en l'air (sans contact) de telle façon que le cycle suivant soit repris sur la même zone du galet, donc sur la même bande de contact. Ainsi, on cumule les contraintes de cisaillement à l'interface pour favoriser l'apparition de "l'écoulement" dû au microglissement.

VII.2.2 Essais continus

D'après les conclusions du modèle analytique présentées en chapitre II, un glissement imposé g , aussi petit soit-il, a comme effet l'apparition de zone de microglissement alterné sur l'aire de contact. Pour vérifier cela, on a imposé dans les conditions d'essai, $g=0,01\%$, ce qui est assez courant dans l'industrie pour des contacts considérés en roulement pur. La géométrie du contact utilisée est présentée en Figure 78.

Les grandeurs suivantes ont été mesurées pendant les essais:

- la charge normale P ;
- la force tangentielle F ;
- l'écartement entre les éprouvette D ;
- le déplacement tangentiel d .

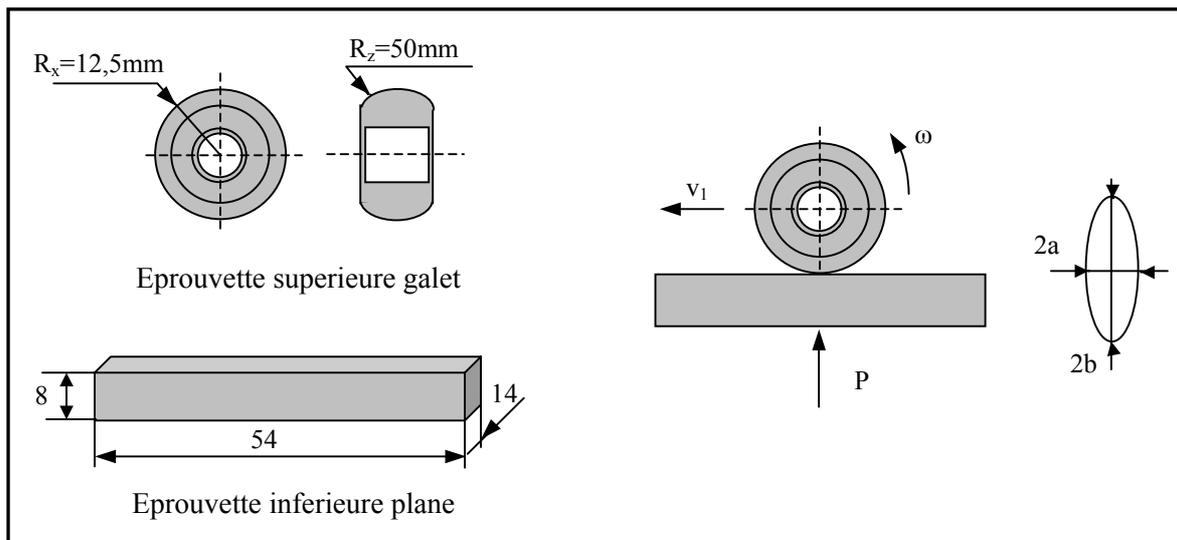


Figure 78: Géométrie du contact en cinématique continue

Les premiers essais ont été réalisés avec des éprouvettes en acier et des écrans naturels:

- S_1 - éprouvette galet en acier ($R_z=50\text{ mm}$, $R_x=12,5\text{mm}$);
- $S_{2,4}$ -écrans naturels;
- S_5 -éprouvette plane acier 35 NCD 16 ($E=2,0124 \cdot 10^{11}\text{ N/m}^2$, $\nu=0,3$);
- Milieu ambiant;
- Charge normale: $P=195\text{ N}$;
- Vitesse du centre du galet: $v=4\text{ mm/s}$;
- Déplacement: 10 mm ;
- $N=10$ cycles.
- Glissement imposé: $g=0,01\%$.

Après 10 cycles en mouvement continu, sur la bande de contact de l'éprouvette plane ont été obtenues des "traces" positionnées symétriquement par rapport à l'axe central longitudinal du contact. Ces traces sont en fait des amas d'écrans qui matérialisent les microglissements. Les traces positionnées vers le bord du contact relèvent des déplacements des amas selon la direction du mouvement, Figure 79.

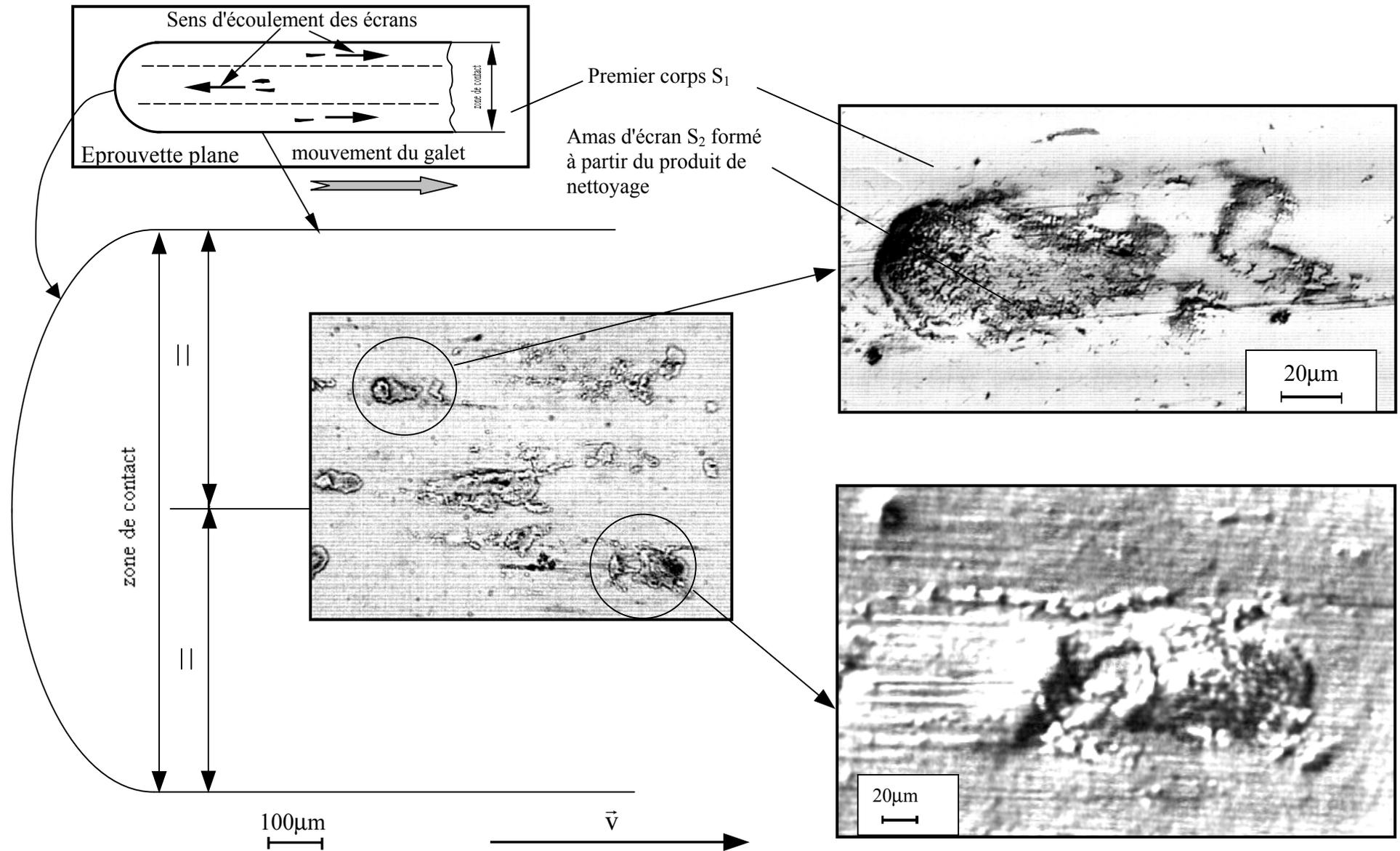


Figure 79: Morphologie de troisième corps sur la surface de l'éprouvette plane en acier, après 10 cycles

Les traces obtenues représentent le troisième corps formé à partir des écrans constitués à partir des résidus du produit de nettoyage. Au milieu du contact le troisième corps s'écoule à l'envers par rapport au sens du déplacement tandis que vers le bord du contact l'écoulement se produit selon le sens du déplacement et les écoulements du troisième corps sont fortement liés au mouvement relatif et au champ de contraintes à l'interface du contact, Figura 80.

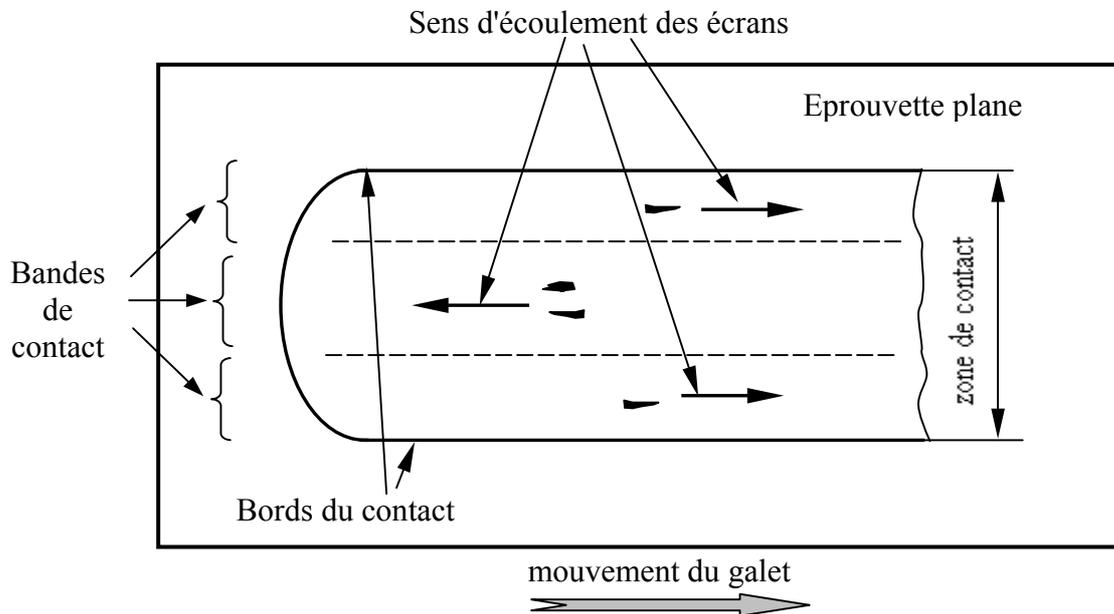


Figura 80: Schéma de l'orientation des microglissements sur la zone de contact de l'éprouvette plane

Ces observations ont permis de mettre en évidence trois zones distinctes sur la bande de contact dans lesquelles le mécanisme d'accommodation de vitesse est le même, $S_{2,4}M_3$, mais les vitesses relatives, respectivement les contraintes de cisaillements induites, ont des signes opposés. La force tangentielle globale mesurée au cours de l'essai est de 9,75 N. Ces observations étant conformes à ce que prévoit le modèle, nous avons décidé de mieux visualiser les écrans et le sens des déplacements à l'interface. Pour cela on a utilisé un écran artificiel constitué d'une et respectivement quatre couches d'or obtenu par pulvérisation sous vide, Figure 81. Le dépôt a été fait à l'aide d'un appareil de pulvérisation ou métalliseur qui permet un contrôle de l'épaisseur de la couche d'or. Pour les essais présentés ensuite l'écran d'or utilisé a été déposé en couches successives de 10nm chacune.

Les caractéristiques mécaniques de l'or "massif" trouvées dans la bibliographie sont:

- dureté - $H_{aur}=70HV$;
- module d'élasticité longitudinale - $E_{aur}=0,8 \cdot 10^{11}$ Pa.

Les essais réalisés en cinématique continue ont les paramètres suivants:

- S_1 - éprouvette galet en acier Z 100 CD 17, Figure 82 ($R_z=50$ mm, $R_x=12,5$ mm);
- S_2 -écran naturel;
- S_4 -écran artificiel, dépôt d'or: une et respectivement quatre couches;
- S_5 -éprouvette plane fixe en acier Z2 CN 1810 ($E=2,01105 \cdot 10^{11}$ N/m², $\nu=0,3$);
- Milieu ambiant;
- Charge normale: $P=195$ N; pression maximale de Hertz: $p_0=9,5 \cdot 10^8$ Pa;
- Vitesse du centre du galet: $v=4$ mm/s;
- Déplacement: 10 mm;
- $N=10$ cycles.
- $g=0,01\%$.

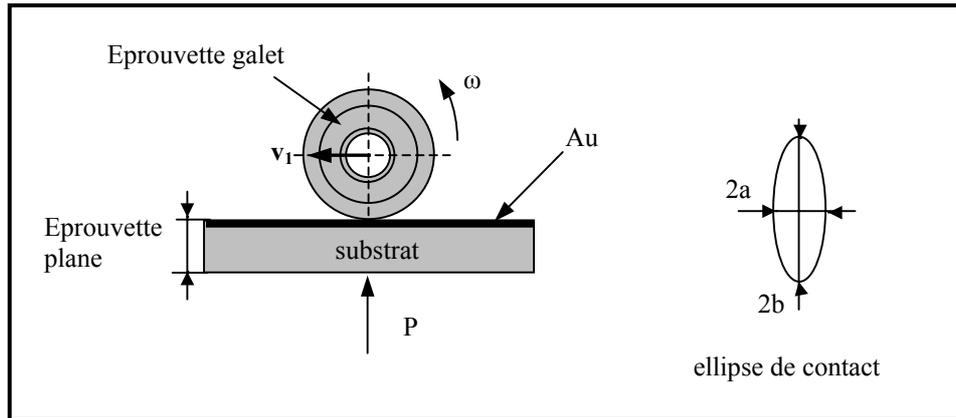


Figure 81: Géométrie du contact avec couche d'or

Le coefficient de frottement en glissement obtenu en essais de fretting acier doré – acier varie de 0,1 à 0,25, [No 97], au cours de l'élimination de l'écran. Ces valeurs sont assez élevées pour déterminer des effets plus visibles de la contrainte de cisaillement à l'interface que dans le cas de l'essai précédent où la valeur de la force tangentielle mesurée n'était que de 9.75N et le coefficient de frottement 0,05. En étudiant au microscope la morphologie de la surface de l'éprouvette plane après 10 cycles, Figure 83, on voit plus évidemment qu'avant, le sens opposé d'écoulement du troisième corps. Dans la zone centrale du contact le sens d'écoulement est opposé au sens du déplacement et vers les deux bords du contact le sens d'écoulement coïncide au sens du déplacement.

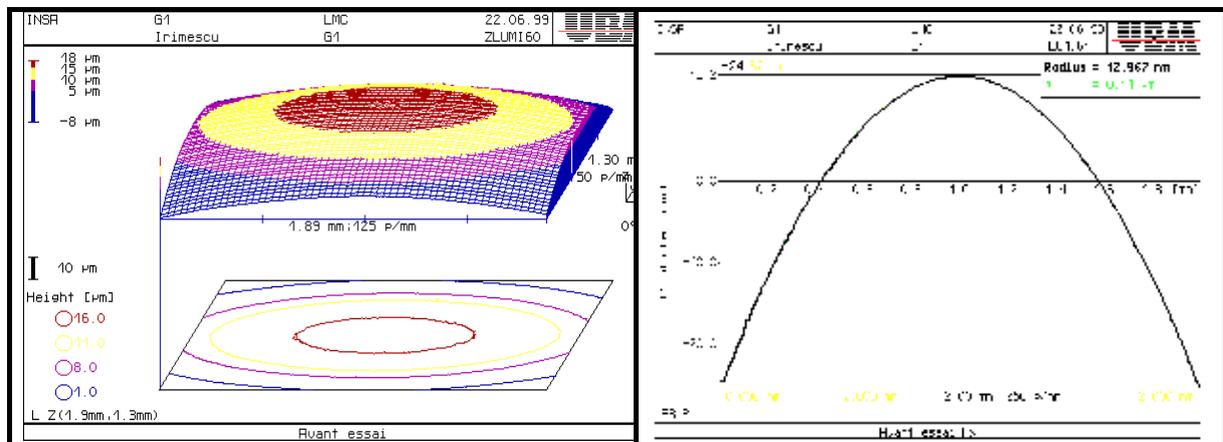


Figure 82: Caractéristiques géométriques du galet

Le troisième corps obtenu à partir de l'écran d'or subit des contraintes de cisaillement de signe alternant à travers l'aire de contact ce qui induit son écoulement en directions opposées. Les traces obtenus ont des longueurs comprise entre 40μm – 100μm, ce qui donne un ordre de grandeur du déplacement relatif.

L'accommodation des vitesses se réalise par deux mécanismes: déformation élastique $S_{2,4}M_1$ et cisaillement $S_{2,4}M_3$ suivi de la rupture locale de l'écran d'or dans la zone de la sortie du contact. Comme des stries de polissage de l'éprouvette plane sont visibles, il est possible de conclure que l'écran d'or est parti de cette zone vers l'éprouvette galet supérieure. Par conséquent, il y a eu des forces de cisaillement induites à l'interface par microglissements, assez élevées pour éliminer localement l'or.

L'analyse à la sonde X à dispersion d'énergie du MEB permet de mettre en évidence l'apparition ou la disparition des éléments constituant l'écran d'or donc de suivre la localisation de l'écran en or. La cartographie sur la surface de l'éprouvette galet en acier, Figure 84, met en évidence l'existence d'un troisième corps composé principalement d'or. La même investigation de la zone correspondante sur l'éprouvette plane a permis l'identification des zones qui n'ont plus la couche d'or. Par conséquent, les forces de cisaillement développées à l'interface ont été capables d'entraîner localement la couche d'or.

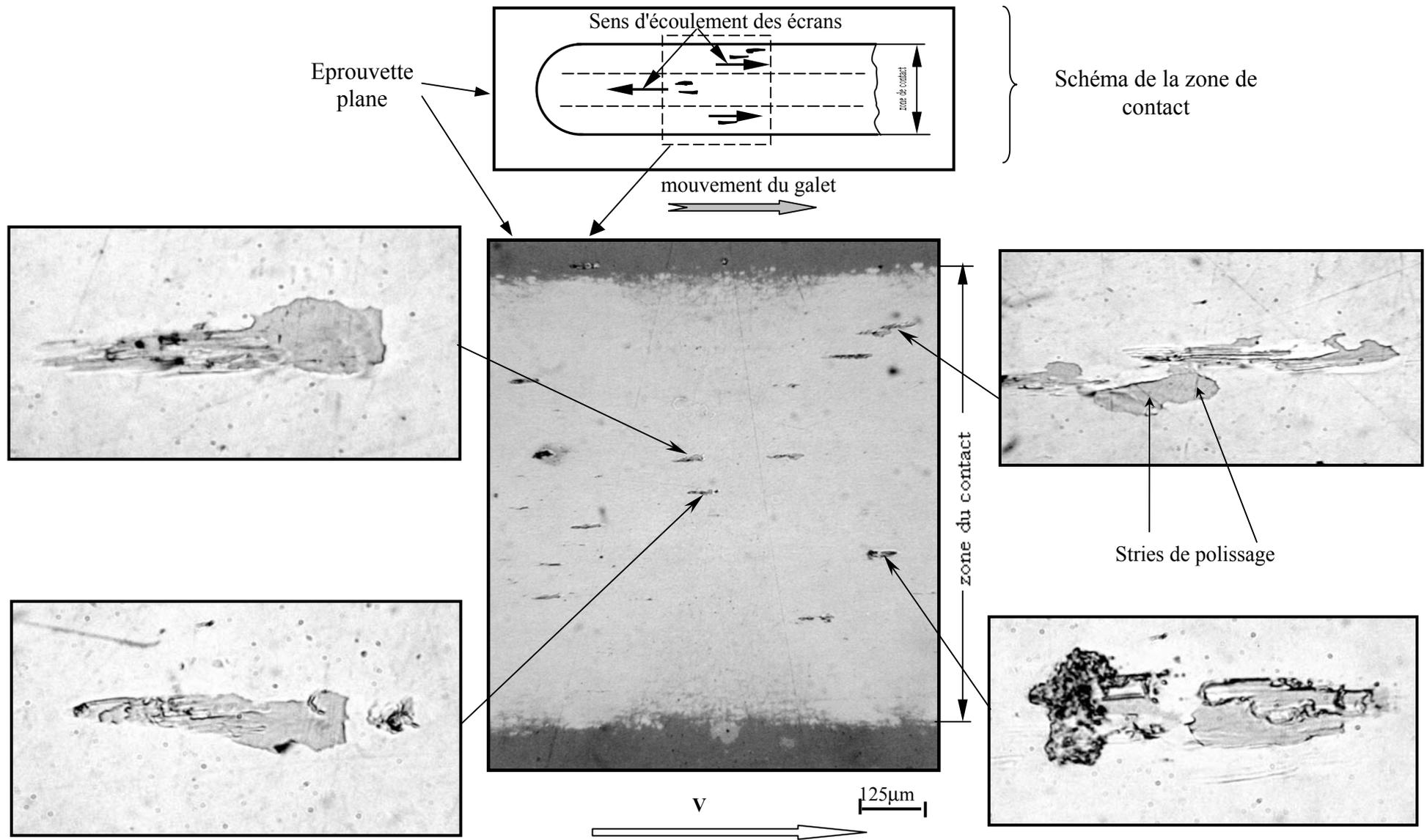
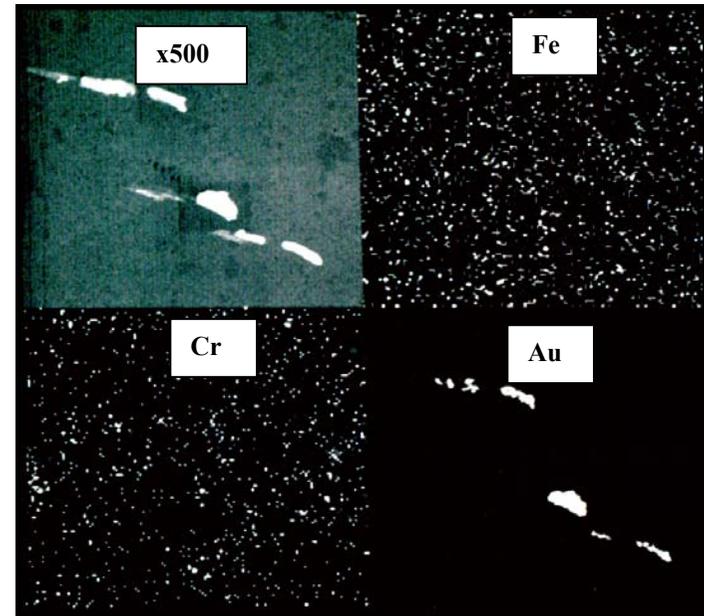


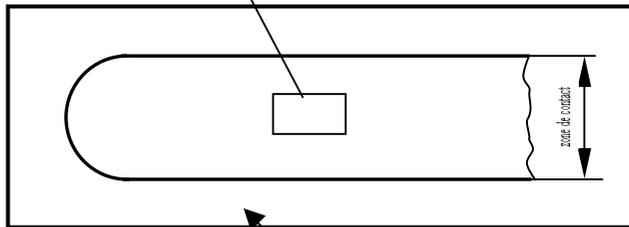
Figure 83: Troisième corps observé sur l'éprouvette plane, acier doré, après 10 cycles



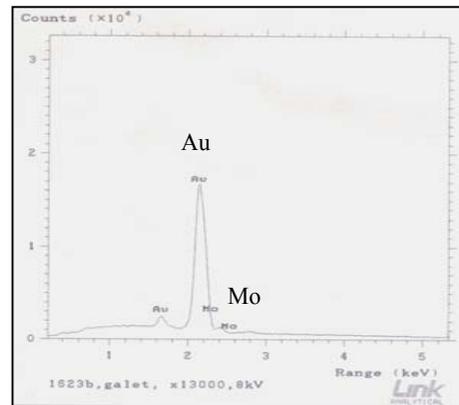
Image MEB



Cartographie X (éléments chimiques en blanc)



Epreuve plane



Spectre de diffraction X, pour Au (x13000)

Figure 84: Analyse à la sonde X à dispersion d'énergie de la surface de l'éprouvette galet après 10 cycles de roulement

Les résultats expérimentaux obtenus en cinématique continue avec des écrans différents mais à la même pression et aire de contact, schématisés dans Figure 79 et Figure 83, ont montré le même scénario à l'interface en conduisant à chaque fois à des zones d'écoulement alternantes comme le prévoit le modèle théorique.

Par conséquent, les essais expérimentaux ont donné une bonne validation qualitative du modèle analytique proposée pour le microglissement à l'interface d'un contact élastique en roulement. Pour obtenir aussi une validation quantitative du modèle, il faut évaluer les modifications du champ des contraintes produites par microglissements et calculer les forces tangentielles induites par microglissement et hystérésis. Cette démarche est présentée ensuite.

Avec les paramètres du dernier essai présenté, le modèle analytique prévoit la distribution du microglissement relatif présentée en Figure 85.

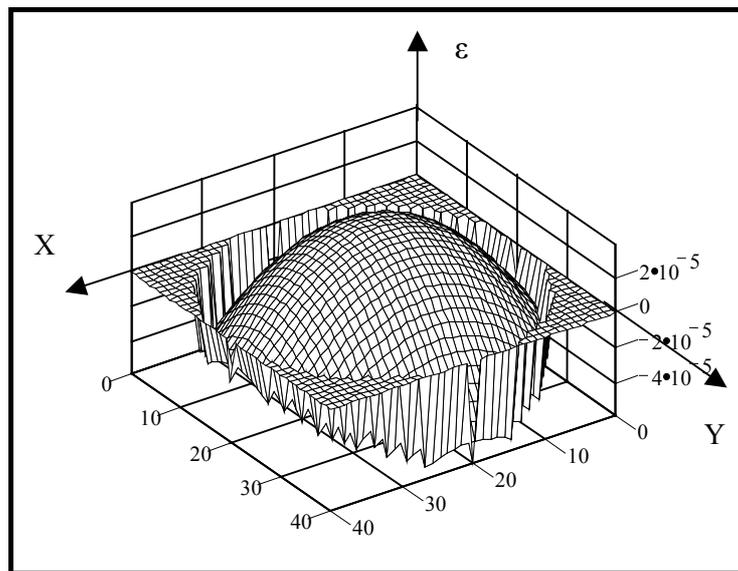


Figure 85: Microglissement relatif, contact galet-plan

Sur l'éprouvette plane on obtient une ellipse de non glissement ou roulement pur qui divise l'aire de contact en deux zones distinctes, avec des microglissement de signes opposés, Figure 86:

- une zone elliptique centrale avec microglissement négatif;
- une zone annulaire – elliptique vers la périphérie du contact avec microglissement positif.

On obtient une bande centrale avec des contraintes de cisaillement négatives et deux zones périphériques avec des contraintes de cisaillement positif. Les résultats expérimentaux confirment cette modélisation, l'écran d'or étant cisailé sur des directions alternantes dans les trois bandes de la zone de contact.

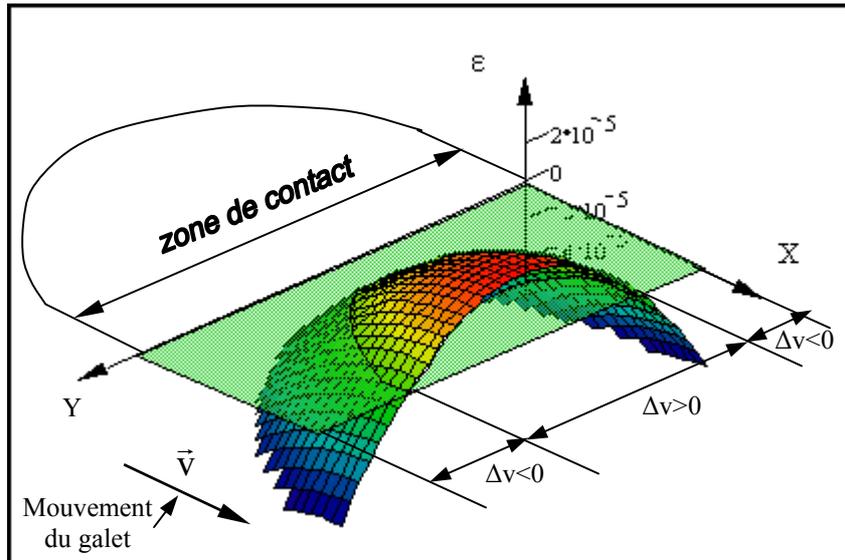


Figure 86: Vitesse relative sur la bande de contact

Ce qui apparaît en plus, expérimentalement, c'est un déplacement des traces situées dans les bandes périphériques dans la direction de déplacement. Pour expliquer cela, on calcule sur la surface du contact, le champ des contraintes sous forme adimensionnée.

Les contraintes induites par la contrainte de cisaillement τ_{zx} calculée avec le modèle théorique sont présentées en Figure 87. On observe que les contraintes normales σ_{xt} et σ_{yt} ont des valeurs maximales à la sortie du contact, $x=-a$, $y=0$.

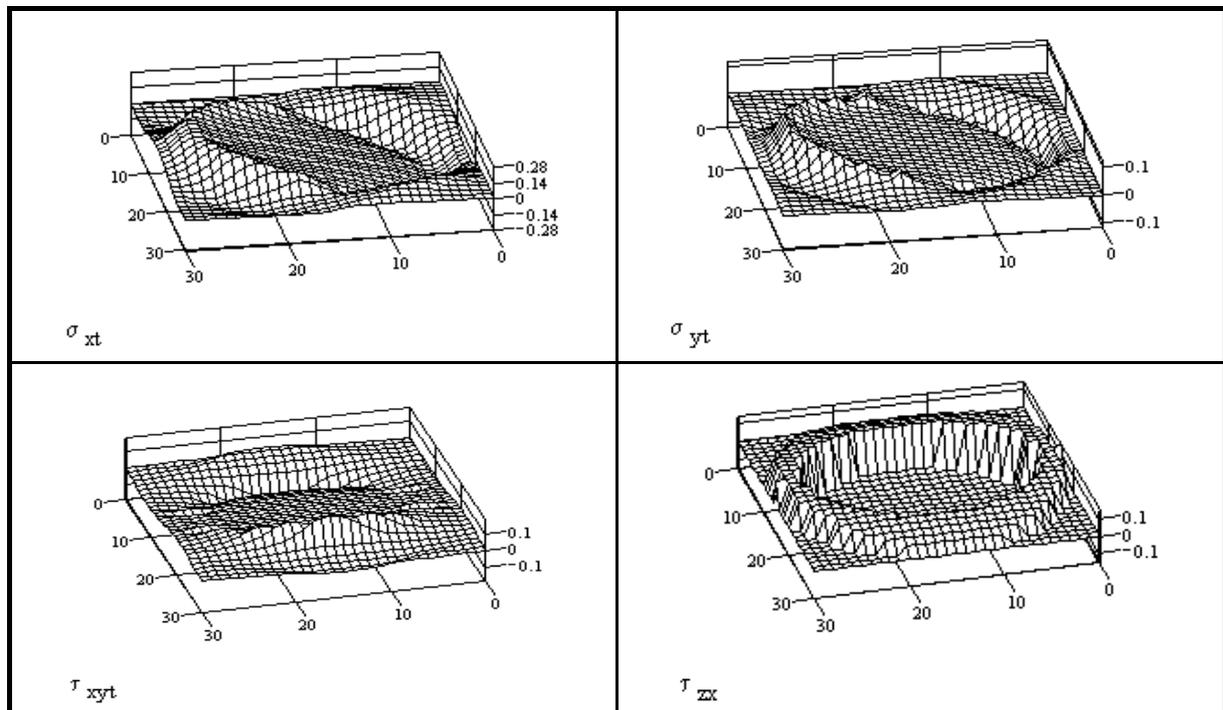


Figure 87: Le champ des contraintes induit par le microglissement à l'interface du contact

En rajoutant ce champ des contraintes à celui induit par la charge normale, on obtient l'état des contraintes final sur la surface du contact, présenté sous forme (3D) et (2D) en Figure 88.

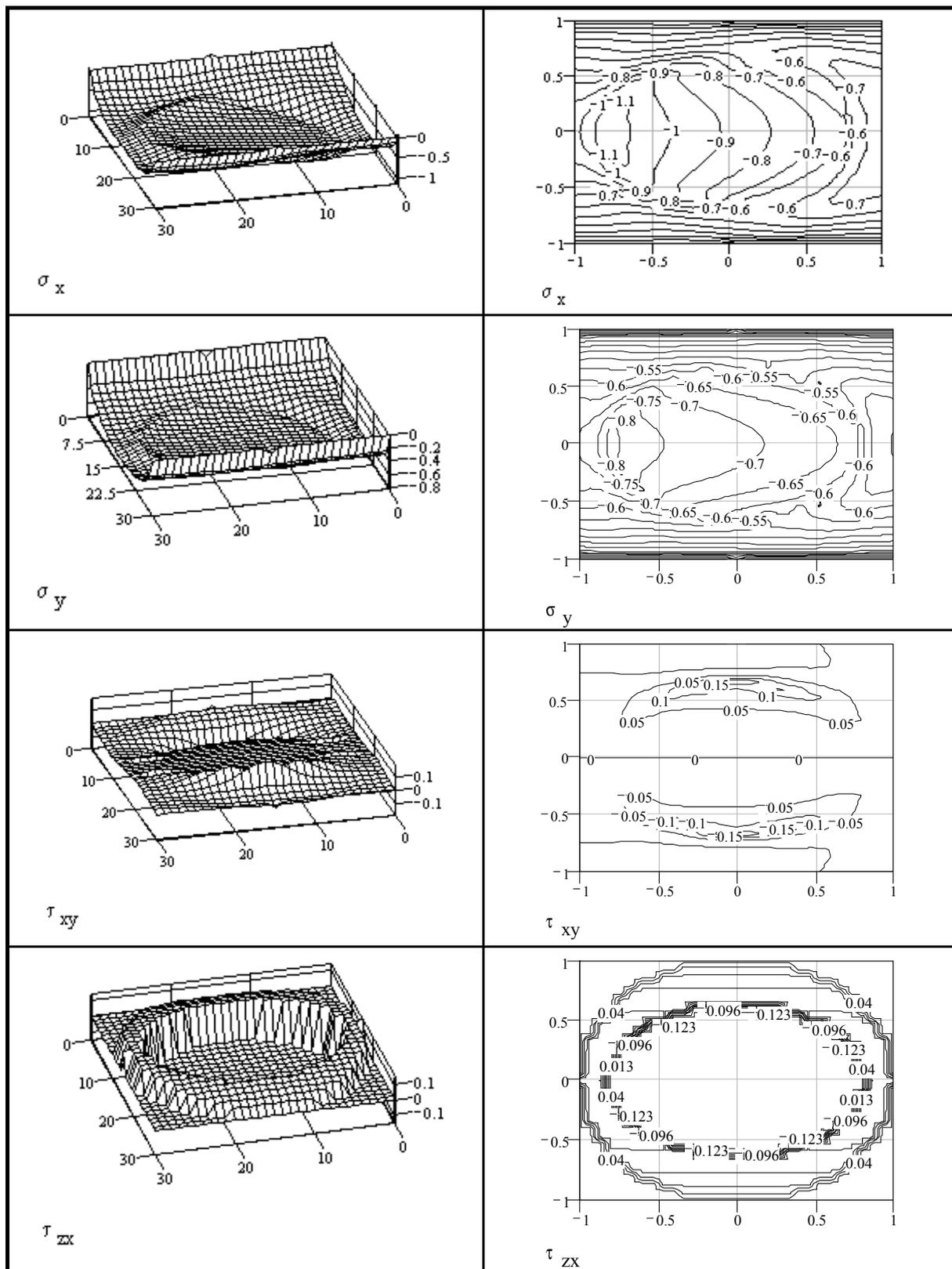


Figure 88: L'état des contraintes résultantes sur la surface du contact

Pour analyser cet état des contraintes qui varie avec les coordonnées x et y , il faut déterminer la contrainte équivalente d'Huber-Mises-Hencky. La variation tridimensionnelle de cette contrainte équivalente sur l'aire de contact est illustrée en Figure 89.

On obtient trois zones de maximum de σ_E : une à proximité de la sortie de contact sous forme de demi-lune (1, Figure 89) et deux autre plus petites (2, Figure 89), symétriques par rapport au centre du contact et placés apparemment sur la grand demi-axe de l'ellipse du contact. Pour avoir une image comparative avec les essais expérimentaux, ces zones de contrainte équivalente maximale obtenues numériquement ont été superposées sur l'image en microscopie optique de l'éprouvette plane dorée après essai, Figure 90.

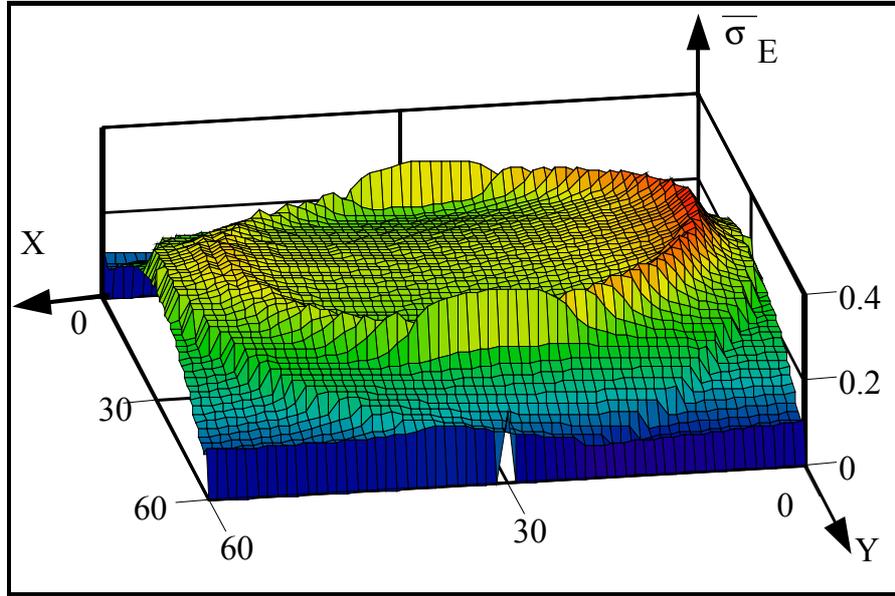


Figure 89: La contrainte équivalente d'Huber-Mises-Hencky

La position des empreintes obtenues expérimentalement est en bonne concordance avec les zones de maximum de σ_E sur les deux directions transversale et longitudinale par rapport à la direction de roulement.

La valeur de la force tangentielle mesurée expérimentalement est $F=16,6$ N. Elle doit avoir deux composantes: une due au microglissement $F_{\mu al}$ et l'autre due aux pertes par hystérésis, F_{th} :

$$F = F_{\mu al} + F_{th} \quad (50)$$

La composante F_{th} est déterminée par l'extrapolation du graphique de l'énergie perdue en fonction de la charge dynamique lors de l'impact bille-plan, Figure 62. On obtient ainsi $F_{th}=0,19$ N et la valeur de la composante due au microglissement est:

$$F_{\mu al, exp} = F - F_{th} = 16.4 \text{ N} \quad (51)$$

La valeur théorique de cette force s'obtient par l'intégration de la contrainte de cisaillement sur l'ellipse de contact:

$$F_{\mu al, teoretique} = \frac{3\mu P}{2\pi ab} \int_{-a}^a \int_{-b\sqrt{1-(x/a)^2}}^{b\sqrt{1-(x/a)^2}} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2} \frac{\Delta v(x, y)}{|\Delta v(x, y)|} dy dx \quad (52)$$

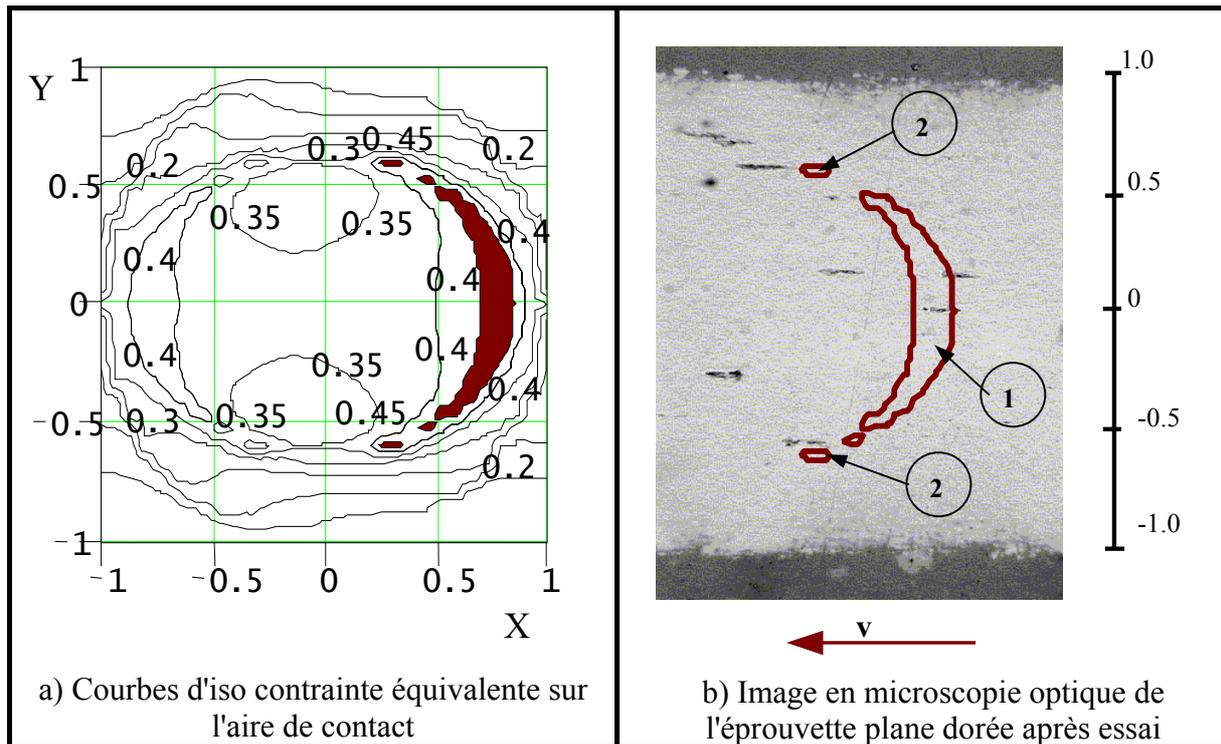


Figure 90: Comparaison entre modélisation numérique et essai

En prenant un coefficient de frottement en glissement $\mu=0,15$, obtenu expérimentalement dans le cas des essais en fretting acier doré - acier, [No 97], on obtient la valeur théorique de la force tangentielle due au microglissement $F_{\mu_{al.theoretic}}=16,57$ N. L'erreur relative entre la valeur expérimentale et celle théorique est de 1,2%. On a obtenu ainsi une validation quantitative du modèle présenté dans cette thèse.

VII.3 CONCLUSION

Le modèle analytique proposé pour le calcul de la vitesse relative et du frottement à l'interface a été validé par des essais en roulement, galet – plan. Les résultats théoriques des vitesses relatives nous ont donné l'idée de visualiser finement l'orientation des écoulements des écrans. Comme ces écoulements dans des sens différentes s'obtiennent théoriquement dans une plage très étroite des valeurs caractéristiques locales au contact, ils a été assez difficile de concrétiser l'idée. La solution trouvé finalement a été l'utilisation d'un écran en or qui nous a permis de bien mettre en évidence les différentes zones de microglissement sur l'aire de contact.

Le calcul de la force tangentielle totale sur l'aire de contact, avec ses deux composantes: microglissement et hystérésis, donne une bonne concordance avec les résultats expérimentaux puisque l'erreur relative n'est que de 1.2 %. La validation a été complétée avec le calcul du champ des contraintes à l'interface, prenant en compte la contrainte de cisaillement supplémentaire induite par les microglissement.

Pour évaluer la capacité portante de contact, la contrainte équivalente d'Huber-Mises-Hencky a été calculée. Elle présente trois maximums locaux: un à l'arrière du contact à $\bar{x} = 0.75$ et deux placés symétriquement vers les bords du contact à une distance adimensionnelle de 0,4 de ceux-ci. Par conséquent, on peut conclure que l'endommagement du contact commence en surface du premier corps et les résultats expérimentaux sont en bonne concordance avec le modèle proposé.

CONCLUSION

Pour respecter les formes des conclusions française et roumaine, cette conclusion présente l'ensemble des résultats puis un bilan des contributions.

Résultats

Bien que, les contacts entre deux corps qu'ils soient statiques ou dynamiques, constituent la base de toutes les liaisons des mécanismes, leur modélisation pose encore des problèmes. En effet, en fonction du mouvement des corps en contact, l'aire de contact est trop souvent décomposée arbitrairement en zones d'adhérence et de glissement. Pour mieux préciser les phénomènes réels mis en jeu, ce travail porte sur l'étude du frottement interfacial induit par microglissements à l'interface d'un contact élastique en roulement ou glissement, à la fois théorique et expérimental.

Dans le cas du glissement, Figure 91, des essais expérimentaux ont été réalisés permettant de mesurer des coefficients de frottement et de visualiser les zones de microglissements (anneaux de Cattaneo-Midlin). A partir de ces mesures la contrainte équivalente Huber-Mises-Hencky a été calculée. Sa valeur maximale correspond bien expérimentalement aux zones où les premiers microglissements apparaissent. Le cas du glissement (fretting), par ailleurs bien étudié, a permis de valider le choix de la contrainte équivalente de Huber-Mises-Hencky pour l'endommagement à l'interface du contact.

Dans le cas du roulement et pour un contact elliptique, normalement chargé, le frottement interfacial représente une perte d'énergie induite par deux facteurs: les microglissements sur la surface du contact et l'hystérésis élastique. La contribution de chacun de ces facteurs a été évaluée.

Afin d'évaluer le frottement induit par les microglissements existant à l'interface du contact, un modèle analytique a été développé à partir des déplacements élastiques de la surface de contact. La différence entre les vitesses linéaire des points correspondants de l'interface, induit un microglissement calculé à partir des équations cinématique fondamentales.

Les principales conclusion issues du calcul des vitesses relatives à l'interface, présentées en Figure 92, sont rappelées ci –dessous:

- la vitesse relative longitudinale n'est pas constante sur l'aire de contact ;
- à l'exception du cas de contact de sphères de même diamètre et même matériaux, des microglissements apparaissent ;
- l'existence des courbes de roulement pur ou non glissement pour des régimes très proche du régime de roulement pur ;
- l'aire de contact se divise en zones de microglissement de signes opposés, en fonction de la géométrie de contact, des déformations élastiques et du glissement imposé.

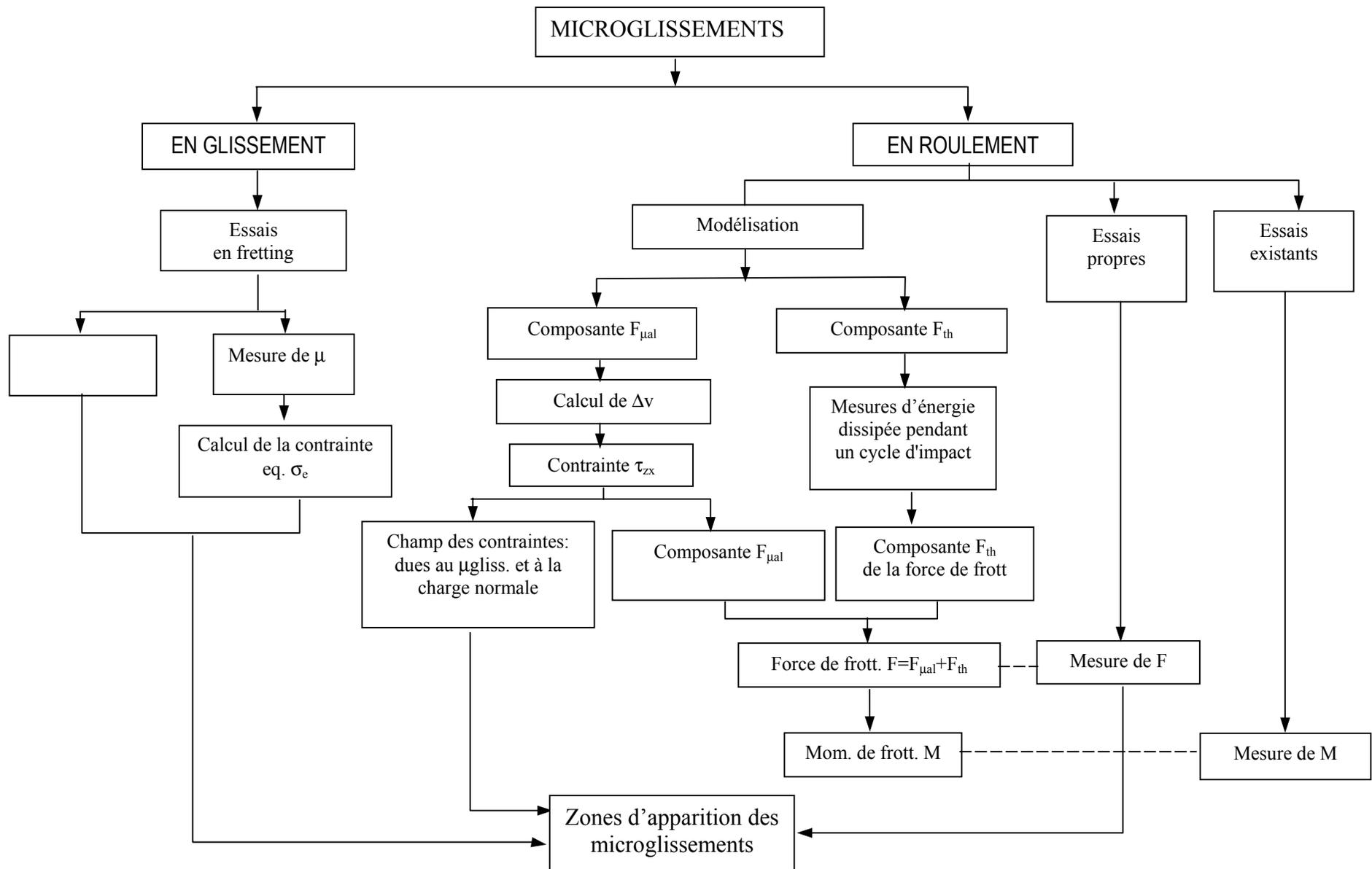


Figure 91: Synthèse

CONTACT EN ROULEMENT GALET-CYLINDRE

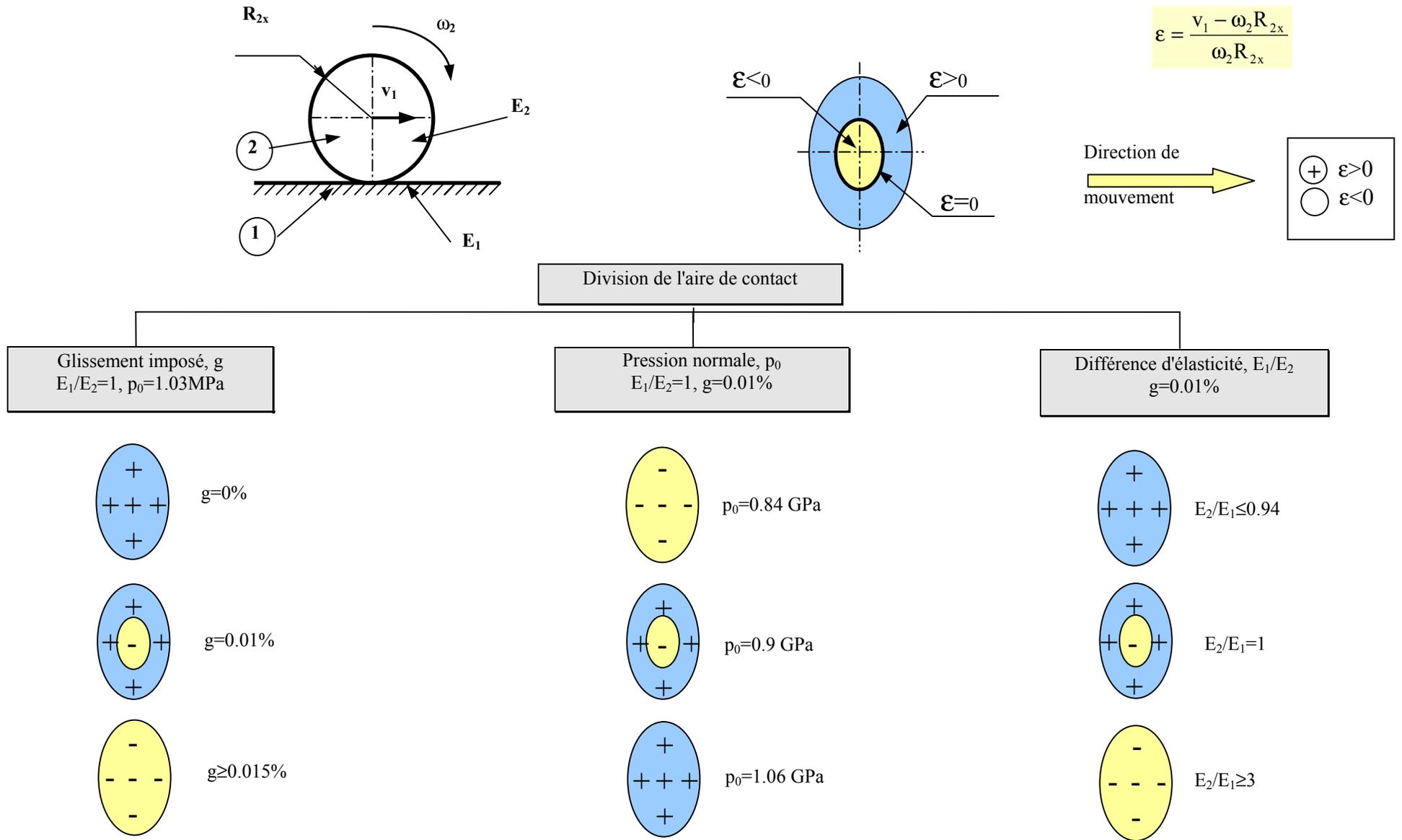


Figure 92: Répartition des zones de microglissements à l'interface d'un contact élastique

Les zones de microglissements obtenus sur l'aire de contact subissent des contraintes de cisaillement. Ces contraintes ont le même signe que les microglissements qu'ils induisent et agissent sur chaque zone de microglissement. À partir de ces contraintes, la composante de la force de frottement $F_{\mu al}$, et la puissance perdue par microglissements P_f ont été calculées en tous points de la surface du contact. Des valeurs du coefficient de frottement en roulement ont été obtenues.

Dans le cas de roulement pur nous avons obtenu une force de frottement qui n'est pas nulle, comme la bibliographie le prévoyait. Par conséquent, l'absence de glissement apparent n'exclut pas la transmission des tractions tangentielles.

L'état global des contraintes à l'interface du contact a été obtenu en sommant les contraintes induites à la fois, par les microglissements et la charge normale. Ensuite, prenant la contrainte équivalente, de Huber-Mises-Hencky responsable de l'endommagement de la surface du contact, elle a été calculée numériquement dans tous les points du contact.

Quant à la deuxième source de frottement, les pertes par hystérésis, elle a été étudiée en partant de l'analogie entre l'état des contraintes du matériau pendant le roulement et celui obtenu pendant l'impact frontal des deux sphères égales. Cette analogie a conduit à l'idée d'étudier des pertes par hystérésis par l'intermédiaire des essais d'impact. Ce qui nous a permis d'obtenir la composante F_{th} de la force de frottement due aux pertes par hystérésis.

Les résultats du modèle théorique sur le moment global de frottement ont été validés à partir de résultats expérimentaux existants obtenus pour trois séries d'essais en roulement: tore – plan, sphère – cavité cylindrique et bille – bague extérieure d'un roulement.

Finalement les prédictions du modèle théorique pour évaluer le frottement dû aux microglissements à l'interface ont été vérifiées expérimentalement. Pour être général, le cas étudié a été celui d'un contact galet-plan, normalement chargé. Le glissement imposé a été suffisamment faible ($g=0.01\%$) pour retrouver des conditions proches de roulement pur.

Nous avons d'abord réussi à mettre en évidence l'existence des microglissements avec des signes opposés sur la même aire de contact, ce qui a confirmé les résultats du modèle théorique. Ensuite, la localisation des microglissements (ou premiers écoulements des écrans) est en bonne concordance avec les trois régions de maximum local de la contrainte équivalente de Huber-Mises-Hencky calculée à l'interface.

Enfin, le calcul de la force de frottement sur l'aire de contact, avec ses deux composantes: microglissement et hystérésis, est en bonne concordance avec les résultats expérimentaux, l'erreur relative n'étant que de 1.9 %.

Les résultats obtenus nous ont permis de conclure que l'endommagement a commencé à la périphérie de l'aire de contact et il s'est produit à cause des microglissements à l'interface. Par conséquent, ces microglissements qui existent même en roulement pur, ne sont pas négligeables dans l'étude du frottement à l'interface, comme s'est habituellement considéré. Ils constituent une source de frottement à l'interface qui peut être quantifiée par le modèle proposé en cette thèse.

Bilan des contributions

Contributions théoriques:

- Développement d'une méthode rapide pour déterminer les zones de microglissement sur une surface de contact élastique;

- Développement d'un modèle analytique pour évaluer la vitesse relative locale à l'interface d'un contact en roulement et normalement chargé;
- Etude de l'influence des différents facteurs sur le glissement partiel à l'interface;
- Développement d'un modèle analytique de calcul de contraintes de cisaillement induites par microglissement à l'interface d'un contact en roulement;
- Modélisation numérique pour évaluer le champ des contraintes à l'interface d'un contact circulaire en fretting;
- Modélisation numérique pour évaluer le champ des contraintes à l'interface d'un contact en roulement, mettant en évidence l'influence des microglissements sur la réponse globale des corps en contact;
- Modèle de localisation des dégradations des surfaces induite par microglissement en roulement;
- Evaluation locale de la force tangentielle et du coefficient de frottement en roulement, en fonction de la vitesse relative dans le cas d'un contact normalement chargé;
- Contributions concernant la cinématique des corps dans le cas impact;
- Evaluation des pertes par hystérésis élastique en roulement par l'intermédiaire des essais d'impact bille - corps conjugués;
- Evaluation de l'influence des différents paramètres sur l'énergie perdue par hystérésis en impact;
- Contributions concernant le traitement des données expérimentales avec le logiciel Mathcad pour l'énergie perdu par hystérésis en cas d'une charge appliquée quasi-statiquement et dynamiquement;
- Validation du modèle par comparaison avec des résultats expérimentaux existant: contact galet-plan, galet-cavité cylindrique et bille-bague extérieure d'un roulement radial à billes;

Contributions expérimentales :

- Choisir une méthode expérimentale capable de mettre en évidence le phénomène de microglissement à l'interface même en l'absence d'une force tangentielle appliquée et de permettre l'étude de ce phénomène en fonction des différents paramètres;
- Essais expérimentaux de fretting pour l'étude du glissement partiel à l'interface;
- Essais expérimentaux en roulement pour l'étude du frottement à l'interface d'un contact normalement chargé;
- Mesurer le coefficient de frottement en roulement et corrélérer l'hystérésis élastique avec le frottement en roulement;
- Essais expérimentaux d'impact bille-bille, bille-plan et bille-bague extérieure;
- Système d'évaluation des pertes par hystérésis en roulement en mesurant les paramètres caractéristiques à l'impact;

Synthèse et perspectives :

Le modèle théorique présenté ici a permis d'obtenir des résultats sur les microglissements dus aux déformations élastiques de contact concernant leur rôle sur les phénomènes à l'interface d'un contact élastique. Les perspectives de ce travail sont les suivantes:

- Développement du modèle par un contact chargé normalement et tangentiellement;
- Evaluation des pertes d'énergie dues aux microglissement générés par les déformations plastiques;
- Etude expérimentale de l'influence de la configuration de l'ellipse de contact sur le coefficient de frottement en roulement.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [At 81] ANTLER M., DROZDOWICZ M.H. Fretting corrosion of gold-plated connectors contacts. *Wear*, 1981, vol. 74, pp. 57-50.
- [At 88] ANTLER M., SPALVINS T. Lubrication with thin gold films. *Gold bulletin*, 1988, vol. 21, n° 2, pp. 59-68.
- [Be 88,1] BERTHIER Y. Mécanisme et tribologie. Thèse de Docteur D'état es-sciences. INSA de Lyon et Université Claude Bernard de Lyon, 1988, 156 p.
- [Be 88,2] BERTHIER Y., VINCENT L., GODET M. Velocity accommodation in fretting. *Wear*, 1988, vol. 125, pp. 25-38.
- [Be 89,1] BERTHIER Y., BRENDLE M., GODET M. Velocity accommodation in friction. *STLE, Tribology Transaction*, 1989, vol. 32, n° 4, pp. 490-496.
- [Be 89,2] BERTHIER Y., VINCENT L., GODET M. Fretting fatigue and fretting wear. *Tribology International*, 1989, vol. 22, n° 4, pp. 235-242.
- [Be 90] BERTHIER Y. Experimental evidence for friction and wear modelling. *Wear*, 1990, vol. 139, pp. 77-92.
- [Be 92] BERTHIER Y., VINCENT L., GODET M. Velocity accommodation sites and modes in tribology. *Eur. J. Mech., A/Solids*, 1992, vol. 11, n° 1, pp. 35-47.
- [Be 95] BERTHIER Y. Maurice Godet's third body. *Proceedings of the 22nd Leeds-Lyon Symposium*, Lyon, 1995, Edited by D. Dowson, Amsterdam: Elsevier, pp. 21-30.
- [Bei 54] BEIZELMAN R.D., TIPKIN B.V. *Podšipniki Kaceniia, Maşghiz*, 1954, Moskva, pp. 119-123.
- [Bel 24] BELEAEV N.M. Local Stresses During the Compression of Elastic Bodies. In Russian, in *Collection of papers "Engineering Structures and Structural Mechanics"*, Izd. Puti., Petrograd, 1924.
- [Ben 68] BENTALL R.H., JOHNSON K.L. An elastic strip in plane rolling contact. *Int. J. Mech. Sci.*, 1968, vol. 10, pp. 637-663.
- [Bo 54] BOWDEN F.P., TABOR D. *The friction and lubrication of solids. Part I*. Oxford: Clarendon Press, 1950, Reprint 1954, 372 p.
- [Bo 64] BOWDEN F.P., TABOR D. *The friction and lubrication of solids. Part II*. Oxford: Clarendon Press, 1964, 544 p.
- [Bo 69] BOUSSINESQ J. *Application des potentiels à l'étude de l'équilibre et du mouvement des solides élastiques*. Reed. A. Blanchard, Paris, 1969, 721 p.

- [Bo 75] BONESS R.J., CHAPMAN J.J. The measurement and analysis of ball motion in high speed deep groove ball bearing. ASME, Journal of Lubrication Technology, 1975, pp. 341-349.
- [Bry 86] BRYGGMAN, U., SODERBERG S. Contact conditions in fretting. Wear, 1986, vol. 110, pp. 1-7.
- [Ca 26] CARTER F.W. On the action of a locomotive driving wheel. Proc. Roy. Soc. London, 1926, A112, pp. 151-157.
- [Cat 38] CATTANEO C. Sul contatto di due corpi elastici: distribuzione locale degli sforzi, Rendiconti dell' Accademia nazionale dei Lincei. 1938, 27, Ser. 6, pp. 342, 434, 474.
- [Ci 86] CIORNEI, I.M. Utilizarea efectelor elastohidrodinamice în construcția variatoarelor de turație de tip frontal cu bile (Application of EHD effects in design of ball on disc traction drives-PhD Thesis), Teză de doctorat, București, 1986.
- [Cr 80] CRETU O., DIACONESCU E.N. O metodă simplă de deducere a soluțiilor generale pentru contactul elastic cu frecare. In :Proc. First Conf. VAREHD, 1980, Suceava, Roumanie, pp. 128-143.
- [Cr 85] CRETU S., POPINCEANU N. The influence of residual stresses induced by plastic deformation on rolling contact fatigue. Wear, 1985, vol. 105, pp. 153-170.
- [Di 75,1] DIACONESCU E.N. Pitting under traction in heavily loaded point contacts. Ph. D Thesis. London: University of London, 1975, 224 p.
- [Di 78] DIACONESCU E.N., CIORNEI I.M. Studiu de sinteză privind forțele tangențiale în contactul elastohidrodinamic, efectul lor asupra durabilității cu aplicație la rulmenți. Raport la contractul nr.803/1978 dintre I.I.S. Suceava și I.R.Bârlad, 115 p.
- [Di 80,1] DIACONESCU E.N. et al. Măsurarea forțelor tangențiale în rulmenți. Tribotehnica, 1980, pp. 109-114.
- [Di 80,2] DIACONESCU E.N. et al. Cercetări privind forțele tangențiale și momentele de frecare din rulmenți și stabilitatea modalităților de realizare a unor rulmenți cu frecare mică. Raport final la contractul nr.803/1978 dintre I.I.S. Suceava și I.R.Bârlad, 181 p.
- [Di 81] DIACONESCU E.N. Rezistența materialelor. Partea 1. Suceava, 1981, Universitatea din Suceava.
- [Di 93] DIACONESCU E. Decisive stresses for rolling contact fatigue. Scientific report prepared for European Economic Community under Grant ERB-CIPA-3510-PL-92-4085, Lyon, 1993, 191 p.
- [Di 94,1] DIACONESCU E. Mecanica Contactului. Note de curs. Suceava, 1994, Universitatea “Ștefan cel Mare” Suceava.
- [Di 94,2] DIACONESCU E.N., GLOVNEA M. Mecanica mediilor continue. Suceava, 1994, Universitatea Suceava.
- [Di 94,3] DIACONESCU E.N., GLOVNEA M.L. Uniform contact pressure between a rigid punch and an elastic half-space. Acta Tribologica, 1994, vol. 2, n° 1, pp. 7-16.
- [Do 79] DOWSON D. History of tribology, 1979, Longman Group Limited, London, 677 p.
- [Dr 59] DRUTOWSKI R.C. Energy losses of balls rolling on plates. ASME, Journal of Basis Engineering, series D, 1959, vol. 81, pp. 233-238.

- [Dr 62] DRUTOWSKI R.C. Linear dependence of rolling friction on stressed volume. **In**: Rolling Contact Phenomena. J.B. Bidwell, ed. Elsevier Press, 1962, pp. 113-125.
- [Dr 65] DRUTOWSKI R.C. The role of microslip for freely rolling bodies. ASME, J. of Basic Engineering, 1965, pp. 724-728.
- [El 55] ELDREDGE K.R., TABOR D. The mechanism of rolling friction I. The plastic range. Proc. Roy. Soc. London, A229, 1955, pp. 181-198.
- [En 76] ENGEL, P.A. Impact wear of materials, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976, 339 p.
- [Fr 96] FRUNZA G. Cercetări privind influența tensiunilor inițiale asupra oboselii de contact cu rostogolire. Thèse de doctorat, Suceava, 1996.
- [Ga 85] GAFITANU M., NASTASE D., CRETU S. et al. Rolling element bearing - design and manufacturing, vol. 1 and 2. In romanian, 1985, Editura tehnică, Bucharest, 334 p. and 391 p.
- [Gl 92] GLOVNEA M.R., IACOBESCU F.O., AGAPESCU S.D. et al. Stress State Produced by Spin in a Dry Circular Contact. In Romanian. **In** :Proc. 6-th Conf. VAREHD, 1992, Suceava, pp. 89-93.
- [Gl 93] GLOVNEA M.L. Efecte de muchie la contactul elastic. Referat admitere doctorat, 1993, Universitatea Suceava.
- [Gl 95] GLOVNEA M. Efectul discontinuităților geometrice de suprafață asupra contactului elastic-Stadiul actual al cercetarilor teoretice. Referat în cadrul programului de doctorat, 1995, Suceava, 158 p.
- [Gl 96] GLOVNEA M. Efectul discontinuităților geometrice de suprafață asupra contactului elastic - propuneri de soluții teoretice –rezultate preliminare. Referat în cadrul programului de doctorat, 1996, Suceava.
- [Gl 97] GLOVNEA R. Studiu privind frecarea de rostogolire,elaborat în cadrul contractului de cercetare științifică nr.870 " Cercetări fundamentale privind efectele materialului și a geometriei elementelor în contact asupra frecării, vibrațiilor și emisiei acustice la contactul hertzian cu rostogolire, cu aplicații la rulmenți " dintre Universitatea "Ștefan cel Mare" Suceava și S.C. Rulmenți S.A. Bârlad, 41 p.
- [Gl 99] GLOVNEA M. Efectul discontinuităților geometrice de suprafață asupra contactului elastic, teză de doctorat, 1999, Suceava, 280 p.
- [Go 72] GODET M. Les fondements mécanique de la tribologie. Méc. Matér. Electr., 1972, vol. 2, pp. 34-44.
- [Go 89] GODET M. Third-bodies in tribology, Proc. of the 5-th International Congress on Tribology, 1989, vol. 1, pp. 1-15.
- [Goo 62] GOODMAN L.E., BROWN C.B. Energy dissipation in contact friction: constant normal and cyclic tangential loading. ASME, J. of Appl. Mech., 1962.
- [Gr 61] GREENWOOD J.A., MINSHALL J., TABOR D. Hysteresis losses in rolling and sliding friction. Proc. Roy. Soc. London, 1961, A259, pp. 480-507.
- [Gu 77] GUETTECHE Y. Apport de la microcaracterization acoustique à la tribologie. Thèse de docteur, Lyon: INSA de Lyon, 1996, 169 p.
- [Ha 78] HALLING J. Principles of tribology. Ed. by The Macmillan Press Ltd., London, 1978, 401 p.

- [Ha 95] HALLING J. Microslip between a rolling element and its track arising from geometric conformity and applied surface tractions. *J. Mech. Eng. Sci.*, 1964, vol. 6, n° 1, pp. 64-73.
- [Ham 66] HAMILTON G. M., GOODMAN L.E. The stress field created by a circular sliding contact. *ASME, Journal of Applied Mechanics*, June 1966, pp. 371-376.
- [Ham 71] HAMILTON G.M., MOORE S.L. Deformation and pressure in an elastohydrodynamic contact. *Proc. Roy. Soc. Lond. A.*, 1971, 322.
- [Ham 83] HAMILTON G.M. Explicit equations for the stresses beneath a sliding spherical contact. *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 1983, vol. 197C, pp. 53-59.
- [He 21] HEATHCOTE H. The ball bearing: In the making, under test and on service, *Proceedings of the Institution of Automobile Engineers*, 1921, London, vol. 15, pp. 569-662.
- [He 82] HERTZ H. Ueber die Berührung fester elastischer Körper. *Journal für die Reine und Angewandte Mathematik*, 1882, vol. 92, pp. 156-171.
- [Hi 82] HILLS D.A., ASHELBY D.W. The influence of residual stresses on contact load bearing capacity. *Wear*, 1982, vol. 75, pp. 221-240.
- [Hi 87,1] HILLS D.A., SACKFIELD A. The stress induced in a half-space by an arbitrary pressure distribution. *ASME, J. of Tribology*, 1987, vol. 109.
- [Hi 87,2] HILLS D.A., SACKFIELD A. The stress field induced by normal contact between dissimilar spheres. *ASME, J. App. Mech.*, 1987, vol. 54, pp. 8-14.
- [Hi 93] HILLS D.A., NOWELL D., SACKFIELD A. *Mechanics of elastic contacts*. Oxford, Butterworth-Heinemann Ltd., UK, 1993, 496 p.
- [Hu 95] HÜTTE. *Manualul inginerului-fundamente*. E.T. București, in roumanian, 1995, pagination multiple.
- [Ia 92] IACOBESCU F., AGAPESCU S., GLOVNEA, M. et al. Starea de tensiuni produsă de o forță tangențială în cazul unui contact circular cu frecare uscată. **In** :Proc. 6-th Conf. VAREHD, Suceava, 1992.
- [Ir 00,1] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N. Cinématique relative induite a l'interface d'un contact du au micro-glissement. I-contacts circulaires, **In** :Proc. 10-th Conf. VAREHD, Suceava, 2000.
- [Ir 00,2] IRIMESCU, L., DIACONESCU, E.N., Cinématique relative induite a l'interface d'un contact du au micro-glissement. II-contacts elliptiques, **In** :Proc. 10-th Conf. VAREHD, Suceava, 2000.
- [Ir 00,3] IRIMESCU L., ALACI S., DIACONESCU E. et al. L'influence des déformations élastiques sur les contraintes tangentielles à l'interface d'un contact. **In** :Proc. 10-th Conf. VAREHD, Suceava, 2000.
- [Ir 00,4] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., BERTHIER Y. Le frottement induit par micro-glissement à l'interface d'un contact en roulement. **In** :Proc. 10-th Conf. VAREHD, Suceava, 2000.
- [Ir 01,1] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., BERTHIER Y. Shear stresses induced in a rolling contact interface due to micro-slip. *World Tribology Congress 2001*, September 2001, Vienna.
- [Ir 01,2] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., BERTHIER Y. A model of surface failure due to micro-slip in a rolling contact. *World Tribology Congress 2001*, September 2001, Vienna.

- [Ir 92] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., AGAPESCU S.D. et al. Efectul deformațiilor elastice asupra cinematicii relative pe o arie simplă de contact hertzian. **In** :Proc. 6-th Conf. VAREHD, 1992, Suceava, pp. 105-115.
- [Ir 93] IRIMESCU L. Cercetări privind cinematica relativă a corpurilor deformabile în contact. Referat pregătit în vederea admiterii la doctorat, Suceava: Universitatea Stefan cel Mare, 1993, 61 p.
- [Ir 94] IRIMESCU L. Naissance d'un contact: Modele de Cattaneo-Mindlin, approche theorique et expérimentale: rapport de stage de Diplôme d'Etudes Approfondies, DEA Mécanique, Lyon: INSA de Lyon, France, 1994, 78 p.
- [Ir 96,1] IRIMESCU L., GLOVNEA M. Modelări teoretice privind cinematica relativă pe aria de contact: raport la contractul de cercetare științifică nr.870 "Cercetări fundamentale privind efectele materialului și a geometriei elementelor în contact asupra frecării, vibrațiilor și emisiei acustice la contactul hertzian cu rostogolire, cu aplicații la rulmenți " dintre Universitatea "Ștefan cel Mare" Suceava și S.C. Rulmenți S.A. Bârlad, 1996, 41 p.
- [Ir 96,2] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., BERTHIER Y. Alunecarea parțială datorată deformațiilor elastice pe o arie simplă de contact hertzian. **In** :Proc. 8-th Conf. VAREHD, 1996, ISBN 973-98210-8-1, Editura Universității Suceava.
- [Ir 96,3] IRIMESCU L. Etude expérimentale d'un contact en condition de fretting: rapport de stage, doctorat, Lyon: INSA de Lyon, France, 1996, 36 p.
- [Ir 97,1] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., BERTHIER Y. Glissement partiel dû aux déformations élastiques sur une aire simple de contact hertzien. REFORT - Travaux scientifiques, ISBN 973-98210-9-X, 1997, Suceava, pp. 27-34.
- [Ir 97,2] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., BERTHIER Y. La vie tribologique d'un contact. REFORT - Travaux scientifiques, ISBN 973-98210-9-X, 1997, Suceava, pp. 45-56.
- [Ir 97,3] IRIMESCU L. Stadiul actual al cercetărilor privind cinematica relativă pe suprafața de contact elastic, referat susținut în cadrul programului de doctorat, 1997, Suceava, 133 p.
- [Ir 98,1] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N. Considerații teoretice asupra microalunecării pe suprafața de contact hertzian. **In** :Proc. 9-th Conf. VAREHD, 1998, Suceava.
- [Ir 98,2] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., BERTHIER Y. Debutul vieții tribologice a unui contact în condiții de fretting. **In** :Proc. 9-th Conf. VAREHD, 1998, Suceava.
- [Ir 98,3] IRIMESCU L., Stadiul actual al cercetărilor privind frecarea pe suprafața de contact elastic. Referat susținut în cadrul programului de doctorat, 1998, Suceava, 98 p.
- [Ir 99,1] IRIMESCU L., DIACONESCU E.N., BERTHIER Y. Alunecarea parțială datorată deformațiilor elastice pe o arie eliptică de contact hertzian. Tehnomus X, 1999, Suceava, pp. 39-45.
- [Ir 99,2] IRIMESCU L. Propuneri de soluții teoretice și experimentale privind cinematica relativă și frecarea pe suprafața de contact elastic; rezultate preliminare. Referat susținut în cadrul programului de doctorat, 1999, Suceava, 127 p.
- [Ir 99,3] IRIMESCU L. Etude expérimentale du microglissement à l'interface d'un contact en roulement: rapport de stage, doctorat, Lyon: INSA de Lyon, France, 1999, 65 p.
- [Ja 76] JAHANMIR S., ABRAHAMSON E.P., Suh N.P. Sliding wear resistance of metallic coated surfaces. Wear, 1976, vol. 40, pp. 75-86.

- [Jo 54] JOHNSON K. L. Surface interaction between elastically loaded bodies under tangential forces. Proceedings Royal Society, A230, 1954, pp. 531-548.
- [Jo 55] JOHNSON K.L. Surface interaction between elastically loaded bodies under tangential forces. Proc. R. Soc. London, Ser.A 230, pp. 531-548.
- [Jo 62] JOHNSON K.L. Tangential tractions and micro-slip in rolling contact. **In**: Rolling contact phenomena. Ed. by J.B. Bidwell, 1962, Elsevier Publishing, pp. 6-28.
- [Jo 64] JOHNSON K.L., O'CONNOR J. Mechanics of fretting. Proc.Instn.Mech.Engrs., 1963-1964, vol. 178.
- [Jo 66] JOHNSON K.L. A review of the theory of rolling contact stresses. Wear, 1966, vol. 9.
- [Jo 67] JOHNSON K.L., TABOR D. Rolling friction. Inst. Mech. Eng., (Conf. On Lubrication and wear, London,) 1967, pp. 168-261.
- [Jo 71] JOHNSON K.L., KENDALL K., ROBERTS A.D. Surface energy and the contact of elastic solids. Proc. Roy. Soc. Lond. A., 1971, vol. 324, pp. 301-313.
- [Jo 75] JOHNSON K.L. Non-Hertzian contact of elastic spheres. **In**: The mechanics of contact between deformable bodies, ed. by A.D. de Pater, J.J. Kalker, 1975, Delf University Press, pp. 26-40.
- [Jo 80] JOHNSON K.L. Aspect of friction. Proc. 7th Leeds-Lyon Symposium of Tribology, England, 1980.
- [Jo 82] JOHNSON K.L. One hundred years of Hertz contact. Proc. Instn. Mech. Engrs., 1982, vol. 196 (39), pp. 363-378.
- [Jo 85] JOHNSON K.L. Contact Mechanics. Cambridge, University Press, 1985, 452 p.
- [Jo 87] JOHNSON K.L. Aspect of contact mechanics. IMechE, C246, 1987, pp. 919-932.
- [Jo 94] JOHNSON K.L., POLLOCK H.M. The role of adhesion in the impact of elastic spheres. J. Adhesion Sci. Technol., 1994, vol. 8, n° 11, pp. 1323-1332.
- [Joy 92] JOY D.C. Scanning Electron Microscopy in Materials Science and Technology - A Comprehensive Treatment. Ed. by Cahn, R.W., Haasen, P., Kramer, E.J., volume 2A, Weinheim, New York, Basel, Cambridge, VCH, 1992.
- [Ka 75] KALKER J.J. Aspects of contact mechanics. **In**: The mechanics of contact between deformable bodies, ed. by A.D. de Pater, J.J. Kalker, 1975, Delf University Press, pp. 1-25.
- [Ka 82] KALKER J.J. The contact between wheel and rail. Report 82-27, Delf 1982, 36 p.
- [Ka 90] KALKER J.J. Three-Dimensional Elastic Bodies in Rolling Contact. Kluwer Academic Publishers. 1990, 314 p.
- [Kan 84] KANNEL J.W., TEVAARWERK J.L. Subsurface stress evaluating under rolling-sliding contacts. ASME, J. of Tribology, 1984, vol. 106, pp. 96-103.
- [Kr 77] KRAGELSKY I.V., DOBYCHIN M.N., KOMBALOV V.S. Friction and wear. Oxford, Pergamon Press, 1977, 464 p.
- [Kr 01] KRAGELSKY, I.V., ALISIN, V.V. Tribology-Lubrication. Friction and Wear, english translation, Mir Publishers and Pergamon Press, UK, 2001, 948 p.

- [La 01] LARSEN R.W. Introduction to MATHCAD 2000. Ed. by Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 2001, 215 p.
- [Li 01] LIU Q.Y., ZHOU Z.R. Effect of tangential force on wear behaviour of steels in reciprocating rolling and rolling-sliding contact. 2001, vol. 250, Issue 1-12, pp 357-361.
- [Lo 39] Love, A.E.H., Boussinesq's problem for a rigid cone, Quarterly Journal of Mathematics, vol.10, 1939.
- [Lo 44] LOVE A.E.H. A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity. Fourth Ed., Dover Publ. Inc., New York, 1944, 643 p.
- [Lu 94] LUDEMA K.C. Tribology in USA and the former soviet union: studies and applications. New York, Allerton Press, pp. 19-27.
- [Lun 39] LUNDBERG G. Elastiche Berührung zweier Halbraume. Forch Geb. Ingen., Bd. 10, 1939, pp. 201-211.
- [Mi 49] MINDLIN R.D. Compliance of elastic bodies in contact. Trans. ASME, Series E, Journal of Applied Mechanics, 1949, vol. 16, pp. 259-268.
- [Mi 51] MINDLIN R.D., MASON W.P., OSMER I.F. et al. Effects of an oscillating tangential force on the contact surfaces of elastic spheres. Proceedings of the First U.S. National Congress of Applied Mechanics, 1951, pp. 203-208.
- [Mi 53] MINDLIN R.D., DERESIEWICZ H., Elastic Spheres in contact under varying oblique forces. ASME, J. of Appl. Mech., 1953, vol. 20, pp. 327-344.
- [Mo 75] MOORE D.F. Principles and applications of tribology. Oxford, Pergamon Press, 1975, 388 p.
- [Mu 00] MUSCA I. Determinarea coeficientului de frecare de rostogolire inel - bilă de rulment. **In** :Proc. 10-th Conf. VAREHD, 2000, Suceava.
- [Mu 01] MUSCA I., IRIMESCU L., DIACONESCU E.N. About interface phenomenon in rolling contact. YUTRIB'01, octomber 2001, Belgrad, Yugoslavia, pp. 6-1 – 6-6.
- [Mu 96] MUSCA I. Implicații ale reologiei în lubrificația EHD. Teză de doctorat, Suceava, 1996, 238 p.
- [Ne 96,1] NESTOR T. et al. Stand pentru determinarea histerezisului static la solicitarea de contact **In** :Proc. 8-th Conf. VAREHD, 1996, Suceava.
- [Ne 96,2] NESTOR T., ALACI S., IACOBESCU F., et al. Rezultate preliminare privind histerezisul static la solicitarea de contact. **In** :Proc. 8-th Conf. VAREHD, 1996, Suceava.
- [Ne 96,3] NESTOR T., IACOBESCU F., PATRAS C., et al. Metodica determinării histerezisului static la solicitarea de contact. **In** :Proc. 8-th Conf. VAREHD, 1996, Suceava.
- [Ne 96,4] NESTOR T., PRODAN D., IRIMESCU L., et al. Influența durității și a compoziției chimice asupra histerezisului static la solicitarea de contact. Simpozionul național de tensometrie, vol. III, 1996, pp. 209-216.
- [Ne 96] NESTOR T., PRODAN D., RUSU O. et al. Raport la contractul de cercetare științifică nr.870 "Cercetări fundamentale privind efectele materialului și geometriei elementelor în contact asupra frecării, vibrațiilor și emisiei acustice la contactul hertzian cu rostogolire, cu aplicații la rulmenți", între Universitatea "Ștefan cel Mare" Suceava și S.C. Rulmenți S.A. Bârlad; faza I.1.2.a "Cercetări experimentale privind histerezisul elastic la contact în regim static", faza I.1.2.b "Cercetări experimentale privind histerezisul elastic la contact în regim dinamic", 1996, 477 p.

- [No 96] NOLL N., BAILLET L., BERTHIER Y. The role of mechanics and physical chemistry in tribological contact life, ESDA'96 Third Biennial European Joint Conference on Engineering Systems Design and Analysis. Montpellier, Juin 1996. A.S.M.E Transactions Journals.
- [No 97] NOLL N. Conception et naissance d'un contact tribologique - Rôle des écrans de surface. Thèse de docteur. Lyon: INSA de Lyon, 1997, 250 p.
- [Od 90] ODFALK M., VINGSBO O. Influence of normal force and frequency in fretting. Tribology Transaction, 1990, vol. 33, pp. 604-610.
- [Od 92] ODFALK M., VINGSBO O. An elastic - plastic model for fretting contact. Wear, 1992, vol. 157, pp. 435-444.
- [OI 92] OLARU D.N. Cercetari privind creșterea turăției la rulmenții radiali și radial - axiali cu bile. Thèse de doctorat, Institut Polytechnique Iași, 1992.
- [Pa 77] PAVELESCU D., MUȘAT M., TUDOR, A. Tribologie. E.D.P., 1977, Bucuresti, 395p.
- [Pa 95] PATRAS, C.S. Relative Kinematics on Hertzian Contact Surface. Acta Tribologica. 1995, vol.3, nr.1-2, , pp.1-6.
- [Pa 96] PATRAS C.S, IRIMESCU L. Asupra distribuției presiunii superficiale la contactul elastic static. Simpozionul național de tensometrie, vol. III, 1996, pp. 191-194.
- [Pi 01] PINEL S.I., SIGNER H.R., ZARETSKY E.V. Comparison between oil-mist and oil-jet lubrication of high-speed, small-bore, angular-contact ball bearings. Tribology Transaction, 2001, vol. 44, n° 3, pp. 327-338.
- [Pi 69] PINEGHIN S.V. Contactnaia procinosti i coprotivlenie caceniu. **In** :Contact strenght and resistance to rolling, in russian, Mashinostroenie, Moscow, 1969.
- [Pi 72] PINEGHIN S.V. et al. Vlianie vneșnih factorov na contactnui procinosti pri caceniu, Nauka. En russe, Moscow, 1972.
- [Po 50] PORITSKY H. Stresses and Deflections of Cylindrical Bodies in Contact With Application to Contact of Gears and Locomotive Wheels. ASME, Journal of Applied Mechanics, 1950, vol. 72, pp. 191-201.
- [Po 70] PORITSKY H. Microslip and creep in contacts. **In**: Interdisciplinary approach to the lubrication of the concentrated contacts, 1970, Washington, pp. 77-152.
- [Po 81] POPINCEANU N.G., DIACONESCU E.N., CRETU S. Critical stresses in rolling contact fatigue. Wear, 1981, vol. 71, pp. 265-282.
- [Po 85] POPINCEANU N., GAFITANU M., DIACONESCU E.N. et al. Probleme fundamentale ale contactului cu rostogolire, Ed. Tehnica, București, 1985, 454 p.
- [Pr 98] PRITCHARD P. MATHCAD: A Tool for Engineering Problem Solving (B.E.S.T Series), McGraw Hill, New York, NY.ISBN 0-07-012189-3, 1998, 336 p.
- [Ru 96] RUSU O., NESTOR T., IRIMESCU L. et al. Metodică și stand pentru determinarea histerezisului dinamic la sollicitarea de contact. Simpozionul național de tensometrie, vol. III, 1996, Suceava, pp. 195-200.
- [Sa 83] Sackfield, A. et Hills, D.A., A note on the Hertz contact problem: a correlation of standard formulae, J. of Strain Analysis, ImechE, 1983, vol.18, no.3, pp.195-197.

- [Sa 88,1] SACKFIELD A., HILLS D.A. Sliding of a general axisymmetric point contact. ASME J. of Tribology, vol. 110, July 1988, pp. 492-498.
- [Sa 88,2] SACKFIELD A., HILLS D.A., Sliding contact between dissimilar bodies. ASME, J. of Tribology, 1988, vol. 110, pp. 592-596.
- [Sp 69] SPRISEVSKI A.V. Podšupniki kaceria. Masinostroenie, Moskva, 1969.
- [Sp 81] SPALVINS T., BUZEK B. Frictional and morphological characteristics of ion-plated soft metallic films. Thin solid film, 1981, vol. 84, pp. 267-272.
- [Ta 52] TABOR D. The mechanism of rolling friction. Phil. Mag., 1952, pp. 1055-1059.
- [Ta 55] TABOR D. The mechanism of rolling friction II. The elastic range. Proc.Roy. Soc. London, 1955, A229, pp. 198-220.
- [Ta 59] Tabor, D. Junction growth in metallic friction: the role of combined stresses and surface contamination, Proc. Roy. Soc. London, A251, 1959, pp.378-393.
- [Ta 91] TABOR D. Friction, surface science and tribology - a personal view. Proc. Instn. Mech. Engrs., 1991, vol. 205, pp. 1-14.
- [Tu 90] TUDOR A. Contactul real al suprafețelor de frecare. Ed. Academiei Române, București, 1990, 183 p.
- [Ve 64] VERMEULEN P.J., JOHNSON K.L. Contact of nonspherical elastic bodies transmitting tangential forces. ASME, J. Appl. Mech., 1964, pp. 338-340.
- [Ve 92] VERGNE F., SLEVOACA G., DALMAZ, G. Calcul des déplacements et des contraintes dans un demi espace elastique charge en surface par des actions normales et tangentielles quelconques. **In** :Proc. 6-th Conf. VAREHD, Suceava, 1992, 71.
- [Vin 88] VINGSBO O., SÖDERBERG S. On fretting maps. Wear, 1988, vol. 126, pp. 131-147.
- [Vin 90] VINGSBO O., ODFALK M., SHEN N. Fretting maps and fretting behavior of some contact metal alloys. Wear, 1990, vol. 138, pp. 153-167.
- [Vin 93] VINGSBO O., SCHON J. Gross slip criteria in fretting. Wear, 1993, vol. 162-164, pp. 347-356.
- [Vo 88] VOINEA P.R., VOICULESCU D., SIMION F.P. Solid-state mechanics with applications in engineering. In roumanian, Editura Academiei Române, 1988, 1152 p.
- [Wi 94] WILLIAMS, J.A. Engineering Tribology. Ed.by Oxford University Press Inc., New York, 1994, 488 p.

NOM : **BELECA IRIMESCU**

DATE de SOUTENANCE :
19/10/2002

Prénoms : Luminita

TITRE :

**DEPLACEMENT RELATIF ET FROTTEMENT A L'INTERFACE
D'UN CONTACT ELASTIQUE**

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 02 ISAL 0067

Formation doctorale : Génie Mécanique

Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis

CLASSE :

RESUME :

L'objectif de ce travail est l'étude, à la fois théorique et expérimental, du frottement à l'interface d'un contact élastique en roulement ou fretting. Pour un contact général elliptique, normalement chargé, le frottement représente une perte d'énergie produite par deux facteurs: le microglissement à l'interface du contact et l'hystérésis élastique.

Afin d'évaluer le frottement induit par les microglissements, un modèle analytique a été développé prenant en compte les déplacements élastiques de la surface de contact. La différence entre les vitesses linéaire des points correspondants de l'interface induits un microglissement supplémentaire calculé à partir des équations cinématique fondamentales. La région de contact se divise en zones de microglissement qui subissent des contraintes de cisaillement. A partir de ces contraintes, la traction tangentielle et le coefficient de frottement correspondante ont été calculés dans tous les points de la surface du contact. Le modèle a été développé pour différentes géométries de contact circulaires et elliptiques. Le champ des contraintes à l'interface a été calculé dans les cas du contact en roulement et en condition de fretting. En supposant la contrainte équivalent Huber-Mises-Hencky responsable pour l'endommagement de la surface du contact, elle a été calculée numériquement dans tous les points du contact.

La deuxième source de frottement, les pertes d'énergie par hystérésis, ont été étudiés à travers des essais d'impact, prenant en compte leur dépendance linéaire avec le volume déformé du matériau. Les résultats théoriques ont été validés par comparaison avec des recherches existant dans la bibliographie et des essais expérimentaux propre.

MOTS-CLES : TRIBOLOGIE, CONTACT SEC, ROULEMENT, FRETTING, MICROGLISSEMENT,
CONTRAINTTE, HYSTERESIS, FROTTEMENT

Laboratoire (s) de recherches : Laboratoire de Mécanique des Contacts (LMC), INSA de Lyon

Laboratoire de Mécanique des Contacts, Université de Suceava, Roumanie

Directeurs de thèse: M. Yves BERTHIER
M. Emanuel DIACONESCU

Président de jury : M. Alexandru POTORAC

Composition du jury : MM. Yves BERTHIER, Emanuel DIACONESCU, Jean FRENE,
MM. René GRAS, Dumitru OLARU, Andrei TUDOR

