

THÈSE

présentée
pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE
Spécialité : Génie Électrique

par

Lauric GARBUIO

DEA Génie Électrique de l'INPT

Agrégé de l'École Normale Supérieure de Cachan

Etude du phénomène de lubrification électroactive à l'aide d'actionneurs piézoélectriques

Application à la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne

soutenue le 30 Juin 2006 devant le jury composé de :

M.	J.	DENAPE	Président du Jury
M.	D.	GUYOMAR	Rapporteur
M.	P.	KAPSA	Rapporteur
M.	B.	NOGAREDE	Directeur de thèse
M.	J-F.	ROUCHON	Directeur scientifique
M.	J-F.	NICOLINO	
Mme.	C.	BOHER	Invitée

Résumé

Titre de la thèse :

Etude du phénomène de lubrification électroactive et mise en oeuvre d'actionneurs piézoélectriques pour la réduction des forces de frottement sec dans un moteur à combustion interne

Résumé :

Mes travaux de recherche portent sur la modulation du frottement par des vibrations ultrasoniques générées au sein d'un contact solide en frottement sec. Une approche analytique basée sur les conditions de fretting entre solides élastiques associées à une sollicitation dynamique normale a permis de dégager les conditions de lubrification électroactive. Les fortes pressions de contact et les fréquences d'excitation élevées requises, nous orientent alors naturellement vers l'emploi d'actionneurs piézoélectriques. Sur le plan expérimental, une approche fondamentale sur tribomètre a été d'abord menée pour valider notre approche théorique. Si les applications potentielles de la lubrification électroactive sont nombreuses (actionneurs haptiques kinesthésiques, embrayage piézoélectrique, . . .), ces travaux ont été appliqués à la réduction des pertes par frottement dans un moteur à combustion interne sous l'impulsion du motoriste de Formule 1 ASIATECH.

Mots-clés :

- Actionneurs Piézoélectriques
- Usure
- Vibrations
- Système Multi-échelle
- Frottement
- Lubrification électroactive
- Moteur Thermique

Abstract

Thesis title :

Study of Electroactive Lubrication and Application of Piezoelectric Actuators in the Dry Friction Reduction in a Combustion Engine

Abstract :

My research deals with the application of ultrasonic vibrations in friction modulation on a dry contact between solids. Based on fretting conditions between elastic bodies associated with a dynamic normal excitation, an analytical study permits to highlight excitations parameters and model the electroactive lubrication. This technique requires heavy contact pressures and high excitation frequencies. Until now, the most adaptable actuator technology is the piezoelectric systems. Experimentally, a fundamental approach on tribometer was realized in order to validate our theoretical study. Many potential applications of electroactive lubrication are possible such as haptic actuators and piezoelectric clutch. Our works were applied on the friction losses reduction in a combustion engine for the F1 motor manufacturer ASIATECH.

Key words :

- Piezoelectric Actuators
- Friction
- Wear
- Electroactive Lubrication
- Vibrations
- Thermic Engine
- Multi-scale System

Avant propos

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique Industrielle (LEEI) à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrotechnique, d'Electronique, d'Informatique, d'Hydraulique et de Télécommunications (ENSEEIH) de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, au sein de l'équipe Matériaux, Machines et Mécanismes Électroactifs *EM*³.

Je voudrais remercier toutes les personnes qui m'ont soutenu, de près et de loin, en particulier :

- Monsieur Yvon CHERON, Directeur de Recherche au CNRS et Monsieur Maurice FADEL, Professeur des Universités, directeurs successifs du LEEI, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.
- Monsieur Jean DENAPE, Professeur à l'ENI de Tarbes pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant d'être le président de mon jury et pour ses encouragements et l'intérêt qu'il porte à mon travail.
- Monsieur Daniel GUYOMAR, Professeur à l'INSA de Lyon et Directeur du Laboratoire de Génie Electrique et Ferroélectricité (LGEF), pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse.
- Monsieur Philippe KAPSA, Directeur de Recherche à l'Ecole Centrale de Lyon et Directeur du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS), pour avoir accepté d'être rapporteur de cette thèse.
- Monsieur Jean-François NICOLINO, Directeur du Département Recherche et Développement de MECACHROME, pour avoir bien voulu participer à ce jury et initier cette aventure.
- Madame Christine BOHER, Maître Assistant à l'Ecole des Mines d'Albi Carmaux (ENSTIMAC), pour son aide et pour avoir bien voulu participer à ce jury.
- Monsieur Bertrand NOGAREDE alias "le Gourou", Professeur des Universités, capitaine de l'équipe Matériaux, Machines et Mécanismes Électroactifs

EM^3 , pour avoir encadré ces travaux. Je le remercie vivement pour la confiance qu'il a su m'accorder et pour son enthousiasme à partir à l'aventure scientifique.

- Monsieur Jean-François ROUCHON, Maître de Conférence et membre "électroactif" de l'équipe EM^3 , pour son soutien, ses conseils et sa confiance durant toute ma thèse. Je ne saurais le remercier suffisamment pour l'amitié que nous partageons.
- Madame Maria PIETRZAK-DAVID, Professeur à l'ENSEEIHHT et responsable du département de Génie Electrique, pour la confiance qu'elle m'a accordée durant les années de monitorat et d'ATER. Je la remercie également de sa gentillesse.

Je remercie toute l'équipe EM^3 : Dominique HARRIBEY, Yvan LEFEVRE, Carole HENAUX, Eric DUHAYON, Frédéric MESSINE et Robert LAROCHE à qui je porte une amitié sincère et grâce à qui ces années ont été agréables. Je tiens à remercier François PIGACHE, jeune maître de conférence et ami, avec qui j'ai toujours aimé parler science ou non.

Je remercie tous les membres du Laboratoire, enseignants-chercheurs, chercheurs ou techniciens, avec qui j'ai passé d'excellentes années et spécialement Xavier ROBOAM et Hubert PIQUET pour leur compréhension.

Je remercie le personnel administratif du LEEI : Mesdames ESCAIG, PIONNIE, SCHWARZ, MEBREK, Monsieur BERTELLI pour leurs compétences, leur gentillesse et leur disponibilité. Je porte une pensée particulière à Mme BODDEN pour ses conseils et lui souhaite un prompt rétablissement. De même, je remercie Monsieur Jean-Baptiste DALZOVO, toujours prêt à rendre service, avec qui j'ai aimé partager un petit verre.

Je remercie tous les thésards, post-doctorants et stagiaires que j'ai côtoyé durant ces années et à qui je souhaite réussite : Jérôme FAUCHER, Christophe VIGUIER, Nicolas MARTINEZ, Mathieu COUDERC, Adao DELEHELLE, Wojciech SZLABOWICZ, Baptiste TRAJIN et tous les autres... Je souhaite également bon courage à mes amis normaliens : Rémi SAISSET et Nicolas ROUX.

Membre du bureau International E113a, je tiens à faire part de ma profonde et véritable amitié à Sylvain CANAT, Martin BLODT, Gianluca POSTIGLIONE, Rosendo PENA-EGUILUZ, Matthieu LEROY, François BONNET et Antony LOWINSKY. J'adresse une mention très spéciale à mes deux acolytes Paul-Etienne VIDAL et Eric FITAN. Qu'ils trouvent en ces quelques mots tout le respect et l'immense amitié que je leur porte.

Je dédicace cette thèse à ma famille qui m'a soutenu : à mon père pour sa logistique parfaite, à ma mère pour ses corrections précieuses, mes frères et ma

soeur qui m'ont toujours encouragé et à mon grand-père d'adoption qui a toujours été fier de moi. Je les remercie du fond du coeur de toujours répondre présent quand j'en ai besoin.

Enfin, je tiens à dédicacer également cette thèse à Grace GANDANEGARA, mon épouse et membre du bureau international E113a. Elle qui a su se faire si compréhensive, si patiente et qui a fait tant d'efforts pour moi. Qu'elle sache ô combien je remercie Dieu chaque jour d'avoir entremêlé nos routes.

*A mon épouse,
A mes parents.*

Il y a plus de plaisir à poursuivre la vérité qu'à la posséder.

Table des matières

Principales notations, symboles et constantes physiques	1
Introduction générale	5
1 Utilisations de vibrations dans des systèmes actuels	9
1.1 Introduction	10
1.2 Utilisation des vibrations en métallurgie	10
1.2.1 Écrouissage ultrasonique	10
1.2.2 Usinage ultrasonique	14
1.2.3 Effet des vibrations pour le forgeage des métaux et leur mise en forme	19
1.3 Utilisation des vibrations en tribologie	32
1.3.1 Réduction des frottements secs	32
1.3.2 Effet des vibrations sur les contacts lubrifiés	40
1.4 Effet des vibrations sur la tectonique des plaques	45
1.5 Contact rotor/stator des moteurs piézoélectriques à ondes progressives	47
1.6 Conclusion	56
2 Physique du frottement sec	59
2.1 Introduction	61
2.2 Origines et caractéristiques du frottement	62
2.2.1 Coefficient de frottement	62
2.2.1.1 Frottement statique et frottement dynamique	62
2.2.1.2 Lois de Coulomb et d'Amontons	64
2.2.1.3 Rugosité de surface	66
2.2.1.4 Théorie du frottement	71
2.2.1.5 Autres lois	73
2.2.2 L'usure	75
2.2.2.1 Usure par adhérence	76
2.2.2.2 Usure par abrasion	79
2.2.2.3 Usure par érosion	82
2.2.2.4 Usure par fatigue	84
2.2.2.5 Usure par fretting	84
2.3 Les mécanismes du contact en frottement sec	85
2.3.1 Le frottement sec en régime statique	86
2.3.2 Le frottement sec en régime permanent	91

2.3.3	Le frottement sec en régime quasi statique	92
2.3.3.1	Modèle élastique de Cattaneo-Mindlin	92
2.3.3.2	Evolution du contact en glissement partiel	97
2.3.3.3	Usure en glissement partiel	101
2.3.4	Domaine de validité	102
2.3.5	Modèle de fondation élastique	102
2.3.6	Le contact plastique	104
2.4	Comportement tribologique à l'échelle microscopique : rôle de l'état de surface	108
2.4.1	Choix des modèles microscopiques ou macroscopiques	108
2.4.2	Etude des surfaces rugueuses	108
2.4.3	Modèle de Greenwood-Williamson	112
2.4.4	Modèle simplifié de Arnell	114
2.5	Conclusion	116

3 La lubrification électroactive : Contrôle du frottement par contact actif

119

3.1	Introduction	120
3.2	Effet d'une sollicitation tangentielle au plan de contact	120
3.2.1	Les forces de frottement	120
3.2.1.1	Effet d'une oscillation parallèle $\theta = 0$	122
3.2.1.2	Effet d'une oscillation transversale $\theta = \frac{\pi}{2}$	124
3.2.2	Usure	124
3.2.3	Conclusion	124
3.3	Effet d'une sollicitation normale au contact	126
3.3.1	Contact permanent : Effet d'une oscillation normale sans décollement des surfaces	127
3.3.1.1	Principe physique	128
3.3.1.2	Simulation numérique	129
3.3.1.3	Conclusion	131
3.3.2	Contact intermittent : Effet d'une oscillation normale avec décollement des surfaces	133
3.3.2.1	Principe physique	134
3.3.2.2	Charge dynamique	135
3.3.2.3	Condition de décollement et taux de contact	138
3.3.2.4	Validation expérimentale	140
3.3.2.5	Calcul du coefficient de frottement instantané	147
3.3.2.6	Calcul de la force de frottement résultante	148
3.3.3	Modulation de la force de frottement	153
3.3.3.1	Influence de l'amplitude vibratoire A et de l'effort statique F_0	154
3.3.3.2	Influence de la vitesse de glissement relative v et de la fréquence vibratoire f	158
3.3.3.2.1	Calcul de la fréquence critique f_0 selon la vitesse relative	161

3.3.3.2.2	Calcul de la fréquence critique f_0 selon le taux de glissement partiel	164
3.3.3.2.3	Différents cas de figure	164
3.3.3.3	Augmentation et réduction de la force de frotte- ment F_T	169
3.3.3.4	Quelle forme d'onde mécanique choisir ?	170
3.3.3.5	Conclusion	171
3.3.4	Usure	172
3.3.4.1	Éléments bibliographiques	172
3.3.4.2	Modèle d'usure de Goto et Ashida	174
3.3.4.3	Modèle énergétique	178
3.3.4.4	Conclusion	186
3.3.5	Cas d'un contact rugueux quelconque	187
3.4	Bilan énergétique	187
3.4.1	Conclusion	191
3.5	Conclusion	192
4	Les actionneurs piézoélectriques	197
4.1	Introduction	198
4.2	Choix d'une technologie d'actionneur adaptée	199
4.3	La piézoélectricité	201
4.3.1	L'origine de la piézoélectricité	202
4.3.2	Les matériaux piézoélectriques	203
4.3.3	Modes de déformation	206
4.3.4	Les équations de la piézoélectricité	209
4.3.5	Caractéristiques électriques et mécaniques des matériaux pié- zoélectriques	212
4.4	Les Actionneurs Piézoélectriques	216
4.5	Modélisation Analytique	220
4.5.1	Modélisation quasi statique	220
4.5.2	Modélisation dynamique du résonateur de Langevin	221
4.5.3	Modélisation dynamique au voisinage de la résonance : mo- dèle de Mason	227
4.5.4	Conditions d'exploitation optimales	231
4.6	Stratégies d'alimentation d'actionneurs piézoélectriques	234
4.6.1	Structures des Convertisseurs Statiques	235
4.6.1.1	Amplificateurs Linéaires	235
4.6.1.2	Onduleurs Pleines Ondes et MLI	239
4.6.1.3	Onduleurs à Résonance	241
4.6.2	Comparaison des différentes topologies	246
4.7	Vers un système embarqué	248
4.8	Conclusion	249

5	Mise en œuvre expérimentale du concept de lubrification électroactive	251
5.1	Introduction	252
5.2	Des cas quotidiens	252
5.3	Validation expérimentale	253
5.3.1	Essais de validation sur tribomètre rotatif vibrant	253
5.3.1.1	Dispositif expérimental	253
5.3.1.2	Evolution du frottement sans vibration	255
5.3.1.3	Evolution du frottement en présence de vibrations	256
5.3.1.3.1	Evolution théorique du frottement	259
5.3.1.3.2	Evolution du coefficient de frottement apparent	261
5.3.1.3.3	Evolution de l'usure	266
5.3.1.4	Bilan énergétique	272
5.3.1.5	Impact des vibrations sur la stabilité mécanique	274
5.3.1.6	Conclusion	275
5.3.1.7	Vers un choix de matériaux différents	276
5.3.2	Essais de validation sur structures à onde stationnaire	277
5.3.2.1	Les moteurs à rotation de mode	278
5.3.2.1.1	Géométrie de contact	279
5.3.2.1.2	Débrayage ultrasonique du moteur à rotation de mode	281
5.3.2.1.3	Résultats expérimentaux	282
5.3.2.1.4	Conclusion	288
5.3.2.2	Les moteurs à onde progressive annulaire	288
5.3.2.2.1	Contact rotor/stator	291
5.3.2.2.2	Électronique de commande	291
5.3.2.2.3	Résultats expérimentaux	296
5.3.2.2.4	Conclusion	305
5.4	Application à la réduction des frottements d'un contact piston-chemise	307
5.4.1	Le moteur thermique	308
5.4.2	Ensemble piston/chemise	310
5.4.3	Dynamique du système bielle manivelle	313
5.4.4	Mise en œuvre	316
5.4.5	Résultats expérimentaux	321
5.4.5.1	Le tribomètre alternatif	321
5.4.5.2	Evolution des forces de frottement	322
5.4.6	Conclusion	327
5.5	Conclusion	329
	Conclusion générale	331
	Bibliographie	344
A	Caractéristiques de céramiques piézoélectriques	I

B	Caractéristiques mécaniques pour différents matériaux.	V
C	Contacts de Hertz	VII
C.1	contact ponctuel : sphère sur plan	VII
C.1.1	Comportement élastique	VII
C.1.2	Comportement plastique	IX
C.2	contact linéaire : cylindre sur plan	IX
C.2.1	Comportements élastique	IX
C.2.2	Comportement plastique	X
C.3	contact surfacique : plan sur plan	X
D	Modèle des blocs de Persson	XI

Table des figures

1.1	Système d'écrouissage ultrasonique	11
1.2	Usinage et écrouissage sur machine outil	11
1.3	Exemple d'usinage avec vibrations et sans introduction de vibrations	12
1.4	Déformations produites en bout d'outil pour un usinage avec écrouis- sage ultrasonique	13
1.5	Porte-outils et couteaux pour tournage	13
1.6	Dispositif expérimental de tournage assisté par vibrations	14
1.7	Photographie d'un poste de fraisage avec usinage ultrasonique	15
1.8	Principe de l'usinage ultrasonique USM	15
1.9	Déformations produites en bout d'outil pour un usinage ultrasonique	17
1.10	Système d'usinage assisté ultrasoniquement	17
1.11	Schéma de principe de l'outil vibrant	18
1.12	Comparaison des états tribologiques de deux surfaces usinées avec et sans UAT	19
1.13	Etude comparative d'indentation avec ou sans UAT	20
1.14	Photographie optique des états de surface d'une pièce tournée en Inconel 718 après un usinage conventionnel et ultrasonique	20
1.15	Matriçage des tubes métalliques	21
1.16	Schémas de principe des différents systèmes de matriçage ultrasonique	22
1.17	Topographie de deux surfaces avec et sans matriçage ultrasonique .	23
1.18	Evolution de la force de frottement selon la vitesse et l'effort de traction	24
1.19	Evolution du taux de réduction de la force de traction en fonction de l'amplitude vibratoire et pour différents niveaux de contraintes .	25
1.20	Relevé temporel des efforts de matriçage	25
1.21	Evolution de la contrainte ultrasonique produite pour plusieurs ma- tériaux en fonction de la densité de puissance injectée	26
1.22	Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la défor- mation avec et sans présence de vibrations	27
1.23	Corrélation de l'effet thermique et de l'effet ultrasonique sur l'évo- lution de la contrainte de cisaillement	27
1.24	Evolution du coefficient de frottement μ en fonction de la densité de puissance injectée	28
1.25	Evolution de la puissance de traction économisée en fonction de la densité de puissance électrique injectée	28
1.26	Essai bille/disque de Lehfeltdt	29

1.27	Impact des vibrations tangentielles sur le frottement	30
1.28	Matrice ultrasonique	31
1.29	Résultats expérimentaux d'extrusion	31
1.30	Caractéristiques typiques des frottements sec, fluides et visqueux . .	33
1.31	Asservissement de position en présence de bruit	34
1.32	Dispositif expérimental de vérin assisté par vibrations	35
1.33	Evolution du frottement en fonction de la vitesse linéaire pour dif- férentes vitesses de rotation du vérin	35
1.34	Photographie du translateur expérimental	36
1.35	Conception du glisseur assisté par ultrasons	37
1.36	Evolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement relative pour différents types de lubrification	37
1.37	Evolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement relative pour différentes charges normales	38
1.38	Evolution du coefficient de frottement en du chargement normal avec et sans vibrations	38
1.39	Relevé expérimental des déformations du plan de glissement	39
1.40	Relevé expérimental du coefficient de frottement en fonction de la position	40
1.41	Chronogramme de la position du glisseur avec et sans présence de vibrations	40
1.42	Chronogramme de position du glisseur pour différentes lubrifications	41
1.43	Simulation numérique du comportement moléculaire du lubrifiant liquide	42
1.44	Schématisation des différents états des lubrifiants	43
1.45	Etude de la variation du coefficient de frottement d'un contact lu- brifié sous sollicitations normales	44
1.46	Evolution de la force de frottement en fonction de l'effort normal dans différentes conditions	44
1.47	Impact des vibrations sur les tremblements de terre	46
1.48	Evolution du coefficient de frottement entre deux solides sous mo- dulation de charge normale	46
1.49	Le moteur Shinsei	47
1.50	Répartition des vitesses et des pressions dans le contact rotor/stator pour un USM dans le cas quasi statique	49
1.51	Evolution théorique et pratique de la vitesse de rotation en fonction du couple pour un USR60	50
1.52	Evolution de la vitesse 3D d'un point du stator	51
1.53	Evolution du taux de réduction du coefficient de frottement μ ap- parent en fonction de la vitesse parallèle et transversale d'un point du stator	52
1.54	Répartition des vitesses et des pressions dans le contact rotor/stator pour un USM avec déformation de la couche de frottement	53
1.55	Evolution de la force de frottement d'une bille animée d'un mouve- ment alternatif normal sur un disque rotatif pour un effort normal de 1 N (a) et 2 N (b)	54

1.56	Evolution de la force de frottement d'une bille animée d'un mouvement elliptique sur un disque rotatif pour un effort normal de 1 N (a) et 2 N (b)	55
2.1	Représentation d'un système tribologique	61
2.2	Schéma d'un patin glissant	63
2.3	Evolution du coefficient de frottement selon la charge tangentielle	63
2.4	Modélisation du cône de frottement	64
2.5	Effet des élasticités de contact	65
2.6	Gravures originales illustrant le glissement d'un solide selon les lois d'Amonton	65
2.7	Modèle de Coulomb	66
2.8	Rugosité de surface	67
2.9	Caractéristique d'une surface rugueuse	68
2.10	Composition du matériau au voisinage de la surface	69
2.11	Illustration qualitative du comportement du contact sous différentes charges	70
2.12	Origine du frottement	71
2.13	Modèle d'une aspérité	73
2.14	Régularisation de la loi de Coulomb	74
2.15	Graphe des différentes lois de frottement	75
2.16	Exemple de carte d'usure	77
2.17	Usure par adhésion	78
2.18	Effet d'une usure par abrasion	80
2.19	Effet du rapport de dureté H sur l'abrasion	80
2.20	Usure par abrasion	81
2.21	Usure par abrasion à deux ou trois corps	81
2.22	Photographie d'une usure par abrasion sur un arbre à came de distribution et présence d'adhésion son poussoir	82
2.23	Usure par érosion selon l'angle d'attaque des aspérités	83
2.24	Usure par fatigue	84
2.25	Phénomène de fretting dans une aube de turboréacteur	85
2.26	Types de contacts fondamentaux	86
2.27	Contact sphère/plan de Hertz	87
2.28	Contact de Hertz entre deux sphères.	88
2.29	Répartition de pression $p(r)$ pour un contact bille/plan	88
2.30	Indentation pour un contact bille/plan	89
2.31	Distribution du cisaillement d'un contact sphère/plan	90
2.32	Champ de cisaillement pour un contact sphère/plan	92
2.33	Répartition de pression d'un contact bille/plan	94
2.34	Passage d'un glissement partiel à total d'un contact sphère/plan	95
2.35	Essai expérimental de fretting	96
2.36	Zones de glissement selon le déplacement relatif	97
2.37	Cycles de fretting	98
2.38	Exemple de relevé effort/déplacement en fretting	99
2.39	Exemple de relevé temporel en fretting	99

2.40	Evolution des paramètres du contact en glissement partiel	101
2.41	Modèle de couche élastique	103
2.42	Comportement d'un Matériau plastique	105
2.43	Contact sphère/plan en régime élasto-plastique	107
2.44	Evolution du rayon de contact selon la rugosité	109
2.45	Exemple de trace profilométrique	109
2.46	Profil de surface rugueuses	111
2.47	Modèle de Greenwood-Williamson	112
2.48	Contact entre une surface lisse et un contact rugueux idéalisé : modèle de Arnell	115
3.1	Directions des vibrations	121
3.2	Evolution du coefficient de frottement relatif μ_r en fonction des vitesses V et V_0 et de la vitesse relative ξ pour $\theta = 0^\circ$	123
3.3	Evolution du coefficient de frottement relatif $\mu_{relatif}$ en fonction des vitesses V et V_0 et de la vitesse relative ξ pour $\theta = 90^\circ$	125
3.4	Système tribologique glisseur et substrat	127
3.5	Zone de glissement sans perte de contact	128
3.6	Système tribologique glisseur et substrat	129
3.7	Evolution de la force normale dynamique F_N pour une vibration de $12,5\text{ mm}$ à 4 Hz	130
3.8	Evolution de la force de frottement F_T pour une vibration de $12,5\text{ mm}$ à 4 Hz	130
3.9	Evolution de la position x du glisseur en fonction du temps	131
3.10	Evolution de la vitesse \dot{x} du glisseur en fonction du temps	132
3.11	Evolution du déplacement tangentiel x pour différentes forces tangentielles extérieures F_0	132
3.12	Evolution de la force de frottement F_T pour différentes forces tangentielles extérieures F_0	133
3.13	Contact sphère/plan	135
3.14	Evolution du taux de surcharge dynamique pour différentes amplitudes de vibration sans séparation des surfaces	136
3.15	Evolution de l'effort dynamique maximal et moyen et du taux de surcharge dynamique η en fonction de l'amplitude de vibration. <i>Conditions de simulation</i> : $F_0 = 110\text{ N}$, $R = 12,7\text{ mm}$, <i>acier 100Cr6</i>	137
3.16	Evolution du taux de surcharge dynamique η en fonction du temps et pour différentes amplitudes de vibration	139
3.17	Evolution du taux de contact pour différentes amplitudes de vibration en condition de décollement	139
3.18	Mesure du temps de contact par méthode volt-ampèremétrique	141
3.19	Mesure du temps de contact sur tribomètre rotatif	142
3.20	Décollement d'une bille en acier 100Cr6	143
3.21	Comparaison entre l'évolution de la composante dynamique réduite de l'effort normal $\eta = \frac{F_d(t)}{F_0} - 1$ pour un modèle analytique et des relevés expérimentaux	145

3.22	Comparaison entre l'évolution de la composante dynamique réduite de l'effort normal η pour un modèle analytique et des relevés expérimentaux pour un taux de décollement élevé	146
3.23	Modèle de Coulomb-Orowan	147
3.24	Evolution temporelle de l'effort normal F_N et tangentiel F_T en condition de décollement.	150
3.25	Evolution temporelle du coefficient de frottement μ , du déplacement δ et de la distance de transition δ_t en condition de décollement . . .	151
3.26	Evolution temporelle du rayon de contact a et de sa compliance C en condition de décollement.	152
3.27	Evolution du coefficient de frottement instantané $\mu(t)$ pour différentes amplitudes de vibration en condition de décollement	155
3.28	Evolution du coefficient de frottement apparent μ en fonction de la vitesse de glissement v et du chargement normal statique F_0 pour une fréquence vibratoire f de 30 kHz et une amplitude vibratoire A de 0, 1, 1, 10 μm	156
3.29	Evolution du coefficient de frottement apparent μ en fonction de l'amplitude vibratoire A et de la fréquence vibratoire f pour une vitesse de glissement v de 0,02 $m.s^{-1}$ et un effort statique F_0 de 1, 10, 100 N	157
3.30	Evolution de la distance de glissement δ pour différentes vitesses de glissement	159
3.31	Evolution du coefficient de frottement instantané $\mu(t)$ pour différentes vitesses de glissement	159
3.32	Evolution du déplacement de transition δ_c et du coefficient de frottement instantané $\mu(t)$ dans un cas particulier	162
3.33	Evolution de la fréquence critique f_0	163
3.34	Evolution des instants t_1 , t_2 et t_3 et du taux de glissement partiel selon l'amplitude vibratoire	165
3.35	Evolution des instants t_1 , t_2 et t_3 et du taux de glissement partiel selon l'amplitude vibratoire	165
3.36	Evolution du coefficient de frottement apparent μ en fonction de l'amplitude vibratoire A et de la fréquence vibratoire f pour une vitesse de glissement de $v = 0,02, 0,2, 2 m.s^{-1}$ et un effort statique F_0 de 10 N	166
3.37	Evolution du coefficient de frottement apparent μ en fonction de la vitesse de glissement v et du chargement normal statique F_0 pour une amplitude vibratoire A de 1 μm et une fréquence vibratoire f de 25, 50, 100 kHz	168
3.38	Schéma du dispositif expérimental utilisé par Goto <i>et al</i>	173
3.39	Evolution du taux d'usure en fonction de l'amplitude vibratoire transmise en bout du pion et du taux de contact	173
3.40	Evolution de la température de surface et de la dureté Vickers en fonction du temps de contact.	174
3.41	Modélisation d'Arnell de deux surfaces en contact	174
3.42	Modèle de la formation d'une jonction	175

3.43	Modèle de la formation d'une jonction	175
3.44	Dégradations en fretting pour un contact bille/plan	179
3.45	Repartition de l'usure et l'énergie dissipée pour un essai en fretting	180
3.46	Dégradations en fretting	181
3.47	Evolution adimensionnelle de l'énergie dissipée Ed et de la force de frottement F_T	182
3.48	Tendance du comportement de la durée de vie d'un contact en fonction des conditions de sollicitation en régime de glissement mixte ou total	183
3.49	Evolution temporelle de l'énergie dissipée au contact Ed en fonction de l'amplitude vibratoire	184
3.50	Evolution temporelle du déplacement relatif réduit $\frac{\delta}{\delta_c}$ en fonction de l'amplitude et de la fréquence vibratoire pour une seule période d'excitation	184
3.51	Evolution de la puissance dissipée au contact P_d en fonction de la fréquence et de l'amplitude vibratoire	185
3.52	Evolution de la puissance dissipée au contact P_d en fonction de l'amplitude et de la fréquence vibratoire	186
3.53	Modélisation d'un contact quelconque selon le modèle d'Arnell	187
3.54	Evolution temporelle de la puissance dissipée au contact P_d et de la puissance élastique Pe	189
3.55	Evolution du taux de réduction de la force de frottement pour différentes vitesses de glissement d'après les travaux de Sase <i>et al.</i>	190
3.56	Evolution de la puissance mécanique de traction économisée selon la puissance électrique consommée par les vibreurs et pour différentes vitesses d'extrusion	191
4.1	Activation du contact par came mécanique	198
4.2	Courbe effort spécifique/vitesse de déformation relative pour différentes classes d'actionneurs électriques	199
4.3	Comparaison énergétique des différentes technologies d'actionneurs	200
4.4	Structure cristalline d'un cristal ferroélectrique	203
4.5	Cycle de fabrication des céramiques PZT par voie solide	204
4.6	Modes de déformation principaux d'un matériau piézoélectrique	207
4.7	Déformation parasite par conservation du volume	208
4.8	Evolution en forme d'hystérésis de la polarisation P et de la contrainte S en fonction du champ électrique E	209
4.9	Déformation de la maille cristalline d'un matériau piézoélectrique à base de soufre et de Cadmium	210
4.10	Caractéristique statique Déplacement/Effort	215
4.11	Effet d'une précontrainte sur les performances d'une céramique piézoélectrique	216
4.12	Céramique massive et multicouche	217
4.13	Actionneurs bimorphes et flexenseurs	218
4.14	Actionneurs de Langevin et de mode de flexion	219

4.15	Schéma équivalent électrique d'une céramique piézoélectrique en régime quasistatique	221
4.16	Résonateur de Langevin	222
4.17	Tranche élémentaire d'une poutre	222
4.18	Schéma électrique équivalent d'un élément passif	224
4.19	Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique	225
4.20	Schéma électrique équivalent d'un résonateur de Langevin	226
4.21	Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique avec pertes	226
4.22	Schéma électrique équivalent d'un élément piézoélectrique avec plusieurs modes de déformation	227
4.23	Schéma de Mason	228
4.24	Comportement fréquentiel mécanique et électrique autour d'une fréquence de résonance	230
4.25	Répartition de la vitesse vibratoire et de la contrainte dans le transducteur selon la longueur d'onde λ	233
4.26	Schéma de principe d'un amplificateur push-pull	236
4.27	Schéma de principe d'une alimentation APEX à double amplificateur push-pull	236
4.28	Schéma électrique de l'alimentation linéaire flottante.	238
4.29	Photographie de l'étage d'amplification de la tension et de courant .	240
4.30	Circuits équivalents de transducteurs accordés autour de la fréquence de résonance	242
4.31	Comportement fréquentiel d'un actionneur accordé à la résonance série	244
4.32	Choix des interrupteurs	245
4.33	Disposition du système de lubrification électroactive dans une monolplace	248
5.1	Effet d'un impact sur un système précontraint boulon/écrou	253
5.2	Tribomètre rotatif vibrant	254
5.3	Evolution du volume arraché V en fonction de l'énergie dissipée Ed pour de l'acier, du bronze, du laiton et de l'aluminium	257
5.4	Photographie d'une surface d'un échantillon d'alliage d'aluminium frotté sans vibration	258
5.5	Topographie de surface 3D d'un échantillon de bronze frotté sans vibration	258
5.6	Evolution théorique du coefficient de frottement apparent pour un contact bille/plan en acier et pour différents chargements normaux .	259
5.7	Evolution théorique du coefficient de frottement apparent pour un contact bille/plan sur des échantillons en bronze, laiton, aluminium et acier	260
5.8	Evolution de l'énergie dissipée Ed par période de vibration mécanique en fonction de l'amplitude vibratoire A pour un couple de matériaux laiton/acier	260
5.9	Evolution du frottement apparent μ en fonction de l'amplitude vibratoire A pour un couple de matériaux acier/laiton	261

5.10	Evolution du coefficient de frottement apparent μ en fonction de l'amplitude vibratoire A pour un couple de matériaux acier/aluminium	262
5.11	Evolution du coefficient de frottement μ en fonction de l'amplitude vibratoire A pour un disque en bronze	263
5.12	Evolution du coefficient de frottement apparent μ pour différentes amplitudes vibratoire A et pour un couple de matériaux acier/acier	263
5.13	Evolution temporelle du coefficient de frottement pour un couple de matériaux acier/acier	264
5.14	Evolution du coefficient de frottement apparent μ en fonction de l'amplitude vibratoire A et pour un couple de matériaux acier/acier	265
5.15	Evolution du coefficient de frottement apparent μ en fonction de la vitesse de glissement v pour un couple de matériaux acier/acier	266
5.16	Evolution du volume usé V en fonction de l'amplitude vibratoire A pour un couple de matériaux acier/bronze	267
5.17	Evolution du volume de laiton arraché V en fonction de l'amplitude vibratoire A	267
5.18	Topographie de surface 3D d'un échantillon de bronze frotté avec une vibration de $3 \mu m$ à $30 kHz$	268
5.19	Photographie optique par microscope électronique à balayage (MEBE) d'une crrique de fatigue	268
5.20	Photographie optique et par topographie laser de la surface d'un échantillon de laiton en présence de vibrations	269
5.21	Photographie optique de la trace d'usure sur la bille ayant frotté contre un échantillon de bronze	269
5.22	Profils de surface de plusieurs échantillons en conditions excitées	270
5.23	Surface d'un échantillon d'aluminium en présence de vibrations	272
5.24	Evolution de la puissance active absorbée P par l'actionneur en fonction de l'amplitude vibratoire A	272
5.25	Evolution temporelle de la vitesse vibratoire, de la tension et du courant d'alimentation de l'actionneur	273
5.26	Evolution de l'amplitude de déplacement tangentiel du porte-bille en présence de vibration et hors vibrations	274
5.27	Photographie du moteur à rotation de mode	278
5.28	Principe de fonctionnement d'un moteur à rotation de mode	279
5.29	Déformations en bout de contremasse	280
5.30	Evolution du coefficient de frottement apparent théorique en fonction de l'amplitude vibratoire et pour différents chargements normaux F_N	281
5.31	Evolution du coefficient de frottement apparent théorique en fonction de l'amplitude vibratoire et pour différentes vitesses de glissement v	282
5.32	Evolution du couple de maintien d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation	284
5.33	Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation et pour différents chargements normaux	285

5.34	Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation pour différentes vitesses de glissement	285
5.35	Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation pour différentes vitesses de glissement v	286
5.36	Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la tension d'alimentation et pour différents chargements normaux	286
5.37	Evolution du couple de freinage d'un moteur à rotation de mode en fonction de la vitesse de rotation	287
5.38	Le moteur Shinsei	289
5.39	Sectorisation de la céramique d'un moteur Shinsei	289
5.40	Modélisation simplifiée d'un contact rotor/stator d'un USM	292
5.41	Amplitude vibratoire statorique calculée par éléments finis ANSYS® et mesurée expérimentalement	294
5.42	Chronogrammes des tensions d'alimentation pour un fonctionnement moteur et débrayage/frein	295
5.43	Schéma de principe d'une alimentation simplifiée	296
5.44	Architecture électrique d'une alimentation simplifiée	297
5.45	Photographie d'une alimentation simplifiée	298
5.46	Evolution temporelle du couple de freinage	300
5.47	Evolution du couple de freinage autour de la fréquence de résonance principale $40,8 \text{ kHz}$	301
5.48	Evolution du couple de freinage en fonction de la fréquence d'alimentation	301
5.49	Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation crête-crête pour des chargements modérés	303
5.50	Evolution du couple de freinage en fonction de la tension d'alimentation crête-crête pour de forts chargements	304
5.51	Evolution du couple de freinage en fonction de la vitesse de rotation en condition excitée	305
5.52	Evolution de l'altitude relative du rotor en mode excité ou non	306
5.53	Temps de réponse de l'embrayage électroactif	306
5.54	Vue en coupe d'un moteur thermique à allumage commandé	309
5.55	Equipage mobile piston/chemise	310
5.56	Chemise humide suspendue	311
5.57	Environnement et constitution d'un piston de formule 1	312
5.58	Système bielle/manivelle	313
5.59	Evolution temporelle de la vitesse de glissement et des efforts subis par le piston	315
5.60	Bilan des forces mécaniques s'exerçant sur le piston	316
5.61	Modes de déformations mécaniques envisagés	317
5.62	Mise en place des actionneurs piézoélectriques dans le bloc moteur	317
5.63	Photographie du bloc cylindre modifié	318
5.64	Mode de respiration	319
5.65	Mode de rang 2	320
5.66	Mode de rang 3	320

5.67	Relevé fréquentiel de l'amplitude vibratoire de la chemise au niveau du PMH	321
5.68	Relevé spatial expérimental des amplitudes vibratoires le long de la circonférence de la chemise et au niveau du PMH	322
5.69	Tribomètre vibrant alternatif	323
5.70	Relevé temporel de la force de frottement F_T , la force normale F_N et de la position du piston en présence ou non de vibrations mécaniques surimposées	324
5.71	Relevé temporel du coefficient de frottement instantané μ en présence ou non de vibrations mécaniques surimposées	325
5.72	Géométrie de piston adaptée à la lubrification active	328
C.1	Types de contacts fondamentaux	VII
C.2	Glissement d'un solide selon les lois d'Amonton	X
D.1	Schema d'une jonction entre deux solides	XI

Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques des différents éléments du montage	36
1.2	Résultats d'expériences d'un glisseur sur plan incliné	45
2.1	Valeurs de coefficients de frottement statique et dynamique pour différents couples de matériaux	67
2.2	Valeurs des coefficients d'usure K pour différents matériaux glissant sur de l'acier	79
3.1	Temps de vol estimés et mesurés pour différentes configurations d'un contact bille/plan.	141
3.2	Paramètres de simulation.	149
3.3	Résultats principaux de simulation.	149
3.4	Conditions d'excitation du contact.	169
3.5	Réduction de la Puissance dissipée P_d selon l'amplitude vibratoire A pour une fréquence d'excitation de 30 kHz	183
4.1	Caractéristiques de céramiques distribuées par la société Morgan electroCeramics	205
4.2	Grandeurs et constantes piézoélectriques.	213
4.3	Analogie des grandeurs électriques et mécaniques.	221
4.4	Comparaison des différentes topologies d'alimentation pour céra- miques piézoélectriques.	247
5.1	Caractéristiques techniques du moteur à rotation de mode	283
5.2	Caractéristiques techniques du moteur Shinsei USR 60	289
5.3	Caractéristiques géométriques et mécaniques du moteur Shinsei USR 60	293
5.4	Seuils de transition mesurés et estimés	302
A.1	Caractéristiques des Céramiques PC8 de Morgan Matroc	II
A.2	Stabilité dans le temps de céramiques piézoélectriques	III
A.3	Stabilité en température du coefficient KT_{33}	III
A.4	Variation de résistivité et stabilité dans le temps	III
A.5	Propriétés et applications des différents matériaux piézoélectriques .	IV
B.1	Valeurs de coefficients de frottement statique et dynamique pour différents couples de matériaux	VI
B.2	Propriétés mécaniques de quelques matériaux	VI

Principales notations, symboles et constantes physiques

Symbole	Unité	Description
p	$N.m^{-2}$	Pression au sein d'un contact
q	$N.m^{-2}$	Cisaillement au sein d'un contact
p_m	$N.m^{-2}$	Pression moyenne
p_0	$N.m^{-2}$	Pression maximale
a	m	Rayon de la zone de contact circulaire
b	m	Demi-largeur de la zone de contact cylindre/plan
c	m	Rayon de transition du contact entre zone de glissement et d'adhérence
e, d	m	Profondeur d'indentation
δ	m	Distance de glissement
δ_c	m	Distance de glissement critique
δ_t	m	Distance de glissement de transition
(α, θ)	$^\circ$	Angle d'attaque et demi angle au sommet d'une aspérité
σ_Y, Y	$N.m^{-2}$	Contrainte ou pression limite de plastification en compression/traction
$\sigma_{1,2,3}$	$N.m^{-2}$	Contrainte principale en compression/traction
(C_T, C_N)	.	Coefficients d'écrouissage
k	$N.m^{-2}$	Contrainte seuil en cisaillement simple
$\tau_{1,2,3}$	$N.m^{-2}$	Contrainte en cisaillement
τ_{max}	$N.m^{-2}$	Contrainte limite en cisaillement
$R(\cdot)$	$N.m^{-1}$	Raideur d'un contact
R^*	m	Rayon équivalent d'un ensemble de solide
H	$N.m^{-2}$	Dureté plastique
H_v		Dureté Vickers
L_p	m	Longueur portante
R_a	m	Écart de Rugosité moyen
R_q	m	Écart de Rugosité RMS
E_k	m	Étalement
S_k	m	Obliquité
μ, μ_a	.	Coefficient de frottement apparent
$\mu(t)$.	Coefficient de frottement instantané
μ_s	.	Coefficient de frottement statique
μ_d	.	Coefficient de frottement dynamique
μ_{lab}	.	Coefficient de frottement équivalent dû au labourage
μ_{ad}	.	Coefficient de frottement équivalent dû à l'adhésion
F_T	N	Force de frottement tangentielle
F_N	N	Force de chargement normal
F_{ad}	N	Force de frottement due à de l'adhésion
F_{lab}	N	Force de frottement due à de l'abrasion
Q	N	Force de chargement extérieure
d	m	Déplacement macroscopique d'un solide
α_s	$^\circ$	Angle du cône de frottement de Coulomb
G	.	Centre de gravité
A, S	m^2	Aire de contact apparente
A_R	m^2	Aire de contact réelle
K	.	Coefficient d'usure de la loi d'Archard

Symbole	Unité	Description
K_f	.	Coefficient d'usure par fatigue
L	m	Longueur cinématique
ρ	$kg.m^{-3}$	Masse volumique
v	$m.s^{-1}$	Vitesse de glissement
E_i	$N.m^{-2}$	Module d'Young
G_i	$N.m^{-2}$	Module de cisaillement
ν_i	.	Coefficient de Poisson
R	m	Rayon de sphère ou de cylindre
K_{CT}, K_{CN}	$N.m^{-1}$	Rigidité tangentielle et normale
C	$N.m^{-1}$	Compliance
Ed	J	Énergie dissipée
Ed_t	J	Énergie dissipée de transition
γ, β	.	Paramètres de Dundurs
h	m	Épaisseur de couche
Ψ	.	Indice de plasticité
f	Hz	Fréquence des vibrations mécaniques
ω	$rd.s^{-1}$	Pulsation des vibrations mécaniques
f_0	Hz	Fréquence critique
A	m	Amplitude des vibrations mécaniques
A_0	m	Amplitude critique
ξ	.	Vitesse relative
η	.	Taux de surcharge dynamique
c	m	Rayon délimitant la frontière entre les zone de glissement et d'adhérence

Introduction générale

La réduction des frottements au sein de mécanismes quels qu'ils soient, constitue encore aujourd'hui un point sensible de la conception et demeure cruciale dans les technologies de pointe telles que la Formule 1 où doivent être associés gain énergétique et fiabilité. Les solutions technologiques classiques consistent en la formulation d'un couple de matériaux et d'une géométrie de contact adaptée aux contraintes tribologiques du système mécanique (pressions, vitesses). De plus, dans de nombreuses situations, il est nécessaire d'introduire une lubrification réalisée par des lubrifiants solides ou liquides. Dans le cas particulier d'un moteur à combustion interne à haute performance de type Formule 1, les technologies actuelles utilisées, déjà très optimisées, ne suffisent plus pour diminuer de façon significative les pertes par frottement. L'augmentation des contraintes inhérente à la recherche de performances requiert un système de lubrification plus efficace. Cependant, le surdimensionnement de certains composants intervenants dans le mécanisme de lubrification, tels que les pompes à huiles, les échangeurs, les conduits de lubrifiant, deviennent rapidement pénalisants non seulement vis-à-vis de la masse du groupe motopropulseur, mais aussi face à leur impact sur la répartition des masses et sur l'aérodynamique. Notons par ailleurs que les organes de puissance nécessaires à la lubrification sont le plus souvent éloignés des contacts à lubrifier et nécessitent donc un réseau d'alimentation du lubrifiant qui pénalise à la fois le rendement (pertes de charges linéiques), la masse, et contraint le design du moteur. Dans le cas plus précis des contacts très fortement chargés ou proches des zones de combustion, l'hypothèse d'une lubrification par film d'huile n'est pas vérifiée, nous parlons plutôt de lubrification mixte pendant certaines phases de fonctionnement qui sont la source majoritaire de pertes. Dans un contexte ultra compétitif tel que celui du sport automobile, les gains en performance les plus significatifs découlent généralement de ruptures technologiques.

Parmi l'ensemble des solutions technologiques possibles de lubrification, l'introduction de vibrations dans des contacts secs ou en condition de lubrification mixte peut être une solution potentiellement intéressante à exploiter. Bien que ce phénomène soit physiquement intuitif et demeure présent dans de nombreuses observations (séismes, béton vibré, ...), il reste perçu comme une configuration mécanique particulière qu'il convient généralement d'éviter. Si ce phénomène a été exploité dans le cas des forgeages de métaux dans les années 60, il a rapidement été délaissé au profit de solutions plus faciles à mettre en oeuvre. Dans les années 80 et 90, l'impact de vibrations hautes fréquences dans les contacts des moteurs

piézoélectriques a fait l'objet d'investigations dans le but d'expliquer la perte de couple à l'interface rotor/stator. En revanche, aucune étude n'a jusqu'à présent envisagé l'exploitation du pouvoir "lubrifiant" de vibrations mécaniques hautes fréquences. Aussi, les modèles comportementaux associés à cette nouvelle approche ne permettent pas d'une part la compréhension des phénomènes, et d'autre part la détermination des conditions (amplitude, fréquence, forme d'onde) nécessaires à l'exploitation de ce pouvoir lubrifiant face au cahier des charges d'une application spécifique.

Une première partie de notre travail consiste, non seulement à proposer un modèle comportemental analytique multi-échelle prenant en compte une approche locale du contact et ses conséquences d'un point de vue macroscopique, mais aussi de dégager les paramètres vibratoires permettant de cibler la technologie d'actionneurs adaptée à sa mise en oeuvre. Face aux besoins en termes de pression de contact, de vitesse vibratoire requise, l'utilisation d'actionneurs à base de matériaux électroactifs semble prometteuse en vue d'aboutir à des dispositifs à hautes performances bénéficiant en outre d'un haut niveau d'intégration fonctionnelle. Dans la logique d'une électrification progressive des systèmes mécaniques, il semble opportun de chercher à tirer parti des effets électromécaniques pour contrôler la lubrification. Nous pouvons alors parler de lubrification électroactive. La deuxième partie de cette étude procède à l'exploitation et la mise en oeuvre de la lubrification électroactive, avec pour objectif d'une part, la réduction des frottements, et d'autre part, le contrôle des forces de frottement. Ainsi, la mise en oeuvre de ces deux aspects de la lubrification est étudiée respectivement dans le cas d'un contact piston/chemise d'un moteur à combustion interne, et dans le contrôle du couple de frottement d'un moteur piézoélectrique à onde progressive.

Le travail présenté dans ce manuscrit propose une approche dynamique du contact afin d'en explorer la commandabilité par voie électrique. Le sujet abordé nécessite, par nature, la manipulation de concepts de la mécanique du contact et de l'électrodynamique. Aussi certains chapitres peuvent être appréciés à différents niveaux en fonction de la spécialité du lecteur. Ce mémoire s'organise en 5 chapitres.

Après un premier chapitre dédié à une étude bibliographique détaillée concernant les potentialités d'utilisation des vibrations mécaniques imposées entre deux solides en contact sec et les premiers modèles associés, le deuxième chapitre permet de poser les éléments nécessaires à la description des phénomènes physiques qui se manifestent lors d'un frottement sec entre deux solides en contact.

Le troisième chapitre traite plus particulièrement de la modélisation physique de la lubrification électroactive. Les différents axes de sollicitation mécanique (tangentielle, normale) sont explorés et comparés. Une étude particulière concernant la sollicitation normale est proposée. Elle permet de dégager deux configurations distinctes : avec ou sans séparation des surfaces. L'influence des paramètres d'excitation (fréquence, amplitude) vis-à-vis des conditions tribologiques (vitesse relative, pression de contact, matériaux) est formulée et permet de définir les conditions nécessaires à la lubrification électroactive et son contrôle. Le comportement en usure

inhérent à la lubrification électroactive est aussi abordé.

Dans le quatrième chapitre sont comparées les différentes technologies d'actionnement possibles. Une description des actionneurs piézoélectriques qui apparaissent les plus à même de répondre à l'application sont présentés ainsi que leurs alimentations dédiées.

Enfin, le cinquième chapitre se veut expérimental. Il permet au travers de différents bancs d'essais, d'une part, de confronter notre modélisation de la lubrification électroactive avec des essais obtenus sur tribomètre rotatif vibrant, et d'autre part, sa mise en oeuvre dans le débrayage contrôlé des moteurs à onde progressive. Un banc d'essais dédié à l'étude de la réduction des forces de frottement dans un contact piston/chemise d'un moteur à combustion interne a été réalisé et permet de dégager les premiers résultats montrant l'intérêt d'introduire sciemment des vibrations mécaniques à haute fréquence dans un contact mécanique. Si les résultats expérimentaux sont très encourageants, les perspectives visant à préciser les conditions de sollicitation (amplitude, fréquence, zone de contact) et l'implantation des actionneurs dans le moteur sont aussi mises en avant.

Chapitre 1

Utilisations de vibrations dans des systèmes actuels

Sommaire

1.1	Introduction	10
1.2	Utilisation des vibrations en métallurgie	10
1.2.1	Écrouissage ultrasonique	10
1.2.2	Usinage ultrasonique	14
1.2.3	Effet des vibrations pour le forgeage des métaux et leur mise en forme	19
1.3	Utilisation des vibrations en tribologie	32
1.3.1	Réduction des frottements secs	32
1.3.2	Effet des vibrations sur les contacts lubrifiés	40
1.4	Effet des vibrations sur la tectonique des plaques	45
1.5	Contact rotor/stator des moteurs piézoélectriques à ondes progressives	47
1.6	Conclusion	56

1.1 Introduction

Ce premier chapitre a pour objectif de balayer les applications pertinentes dans lesquelles nous avons recours à l'utilisation de vibrations mécaniques induites ou produites et de mettre en avant le potentiel en termes de principes physiques et de fonctionnalités associées. Il ne représente pas un état de l'art exhaustif car le nombre de fonctions concernées est assez conséquent. En effet, nous trouvons des vibrations dans des domaines variés allant du bio-médical à l'écoulement des poudres en passant par les travaux publics. A titre d'exemples, les nouveaux scalpels des chirurgiens peuvent découper la chair avec une finesse accrue grâce aux ultrasons. De même, ces ultrasons (ou ondes ultrasoniques car il s'agit d'une propagation dans les matériaux autre que de l'air) permettent aujourd'hui de détruire des cellules cancéreuses évitant ainsi les complications d'une opération. Plus généralement, des outils de découpe font vibrer des lames pour améliorer la qualité de la découpe. Les ondes de chocs sont utilisées dans le BTP pour tasser du béton ou de la terre et assurer une répartition homogène jusque dans les recoins du coffrage. Les perceuses à percussions sont utilisées pour forer les bétons les plus durs. Des études récentes s'intéressent au pouvoir des ondes sur le mouvement des poudres notamment dans le cas d'entonnoid de silos afin d'augmenter le pouvoir d'éjection. Qui n'a pas tapé sur un tamis chargé de sucre pour saupoudrer les gâteaux plus facilement ou n'a pas observé que la machine à laver mal équilibrée se déplace. Ces quelques exemples montrent le potentiel des vibrations à "lubrifier" les ensembles. Tout particulièrement depuis un demi-siècle, la métallurgie utilise l'action des ondes mécaniques vibratoires sur les processus d'usinage et de mise en forme. Le domaine d'utilisation des vibrations fera l'objet de description dans ce premier chapitre puisque les gammes d'efforts, les pressions, les vitesses correspondent au domaine auquel nous nous intéressons : la lubrification des moteurs thermiques. Nous allons nous consacrer dans ce premier chapitre bibliographique, à décrire et à dégager les caractéristiques remarquables de quelques applications représentatives comme le matriçage ultrasonique ou l'usinage assisté par ultrasons. De même, nous verrons que si les vibrations ne sont pas produites par l'utilisateur, elles peuvent découler d'un phénomène initial ou émetteur et modifier son évolution comme dans l'évolution des tremblements de terre.

1.2 Utilisation des vibrations en métallurgie

1.2.1 Écrouissage ultrasonique

L'écrouissage ultrasonique (cf. figure 1.1) est employé pour améliorer considérablement la résistance à la fatigue des aciers et des alliages de métal avec un coût requis bien inférieur en temps et en argent vis-à-vis des techniques alternatives classiques (grenailage). L'avantage est qu'il peut être incorporé à un processus d'usinage pendant une étape de fabrication (ex : rectification ou mise en forme) sans devoir être enlevé du mandrin. Une entreprise russe en fait déjà une utilisation commerciale (cf. figure 1.2). L'écrouissage ultrasonique a été principalement développé pour traiter des vilebrequins et des surfaces

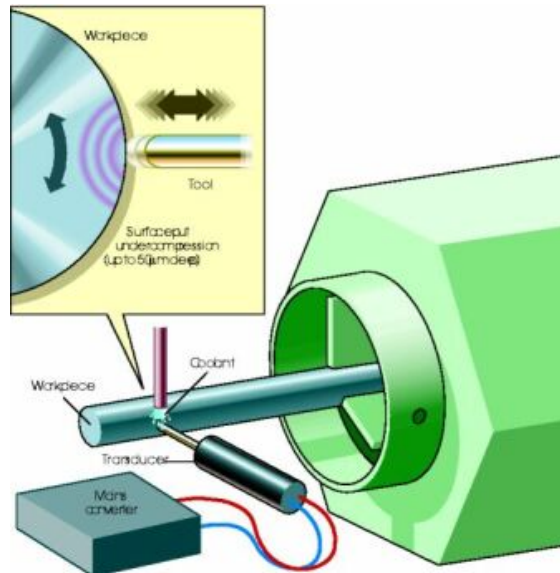
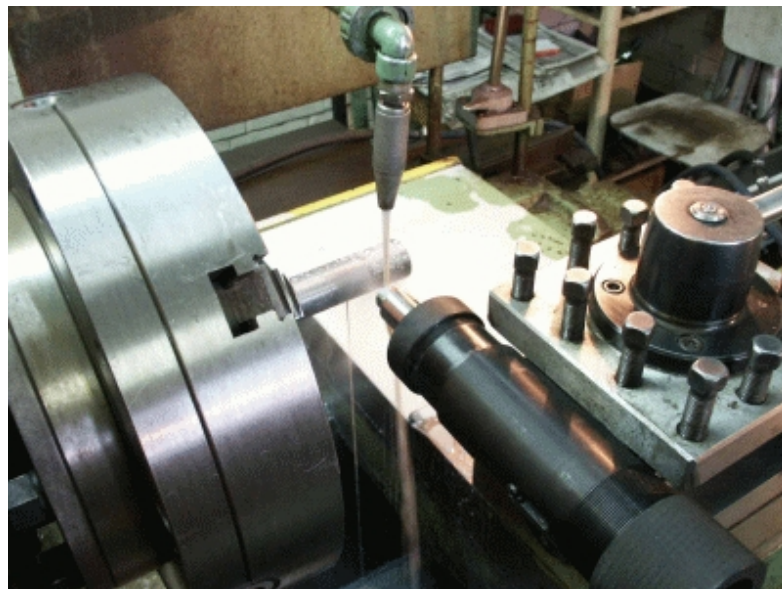


FIG. 1.1 – Système d'écroissage ultrasonique

FIG. 1.2 – Usinage et écroissage sur machine outil. *dimensions du vibreur: diamètre 70 mm et 300 mm de long*

sphériques et coniques. En effet, la qualité des vilebrequins (légèreté, rigidité,...) des moteurs influe sur la consommation de carburant et les performances du moteur¹. La plupart des fabricants de moteur portent leurs recherches sur des vilebrequins à base de matériaux non traditionnels : titane, cuivre-beryllium, matériaux composites. De même, l'écrouissage par grenailage classique tout comme le polissage des boîtes de vitesses sont primordiaux dans la conception automobile et s'effectuent au prix fort que seules les équipes de compétition peuvent se permettre. Cette nouvelle technique pourrait alors être meilleur marché et intégrable en grande série sans perturber les processus de fabrication usuelle.

La technologie employée (Abrasive-free finishing of metals - BUFO²) est issue des recherches du professeur Yuri Holopov de l'université technique d'état de St Petersburg à partir des travaux de Muhanov et Kholopov (1964) et sont actuellement mis en œuvre par une société russe INLAB [uti]. Il a étudié l'impact des ondes mécaniques ultrasoniques dans le grenailage écrouissant et le polissage. Ces impacts répétés permettent d'éliminer les défauts qui peuvent agir comme déclencheur de fissure ou crigue de fatigue. La figure 1.3 montre le rendu poli de cette technique avec un effet miroir en sortie de tournage sans opération supplémentaire. La technique employée peut être incorporée directement sur un

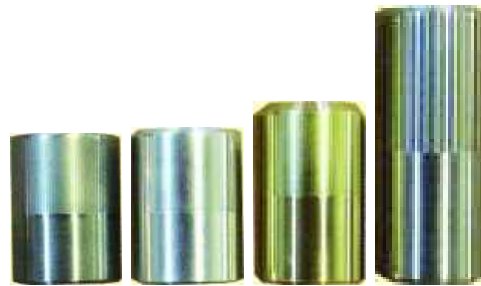


FIG. 1.3 – Exemple d'usinage avec vibration (*partie basse de l'échantillon*) et sans introduction de vibrations (*partie haute de l'échantillon*) pour de l'acier, du dur-aluminium, bronze et inox (*de gauche à droite*).

outil d'usinage (couteau, fraise,...) muni d'un bout en acier dur ou en carbure et un vibreur à ultrasons ou pot vibrant qui induit dans le corps de l'outil une onde de déformation. Cette déformation se propage jusqu'à la pointe de l'outil et lui donne un mouvement alternatif (cf. figure 1.4). Avec des amplitudes en bout d'outil comprises entre 50 à 200 μm à des fréquences de quelques dizaines de kilohertz (22 kHz) et avec des vitesses d'usinage de 500 à 600 $tr.min^{-1}$, cette technique permet de générer des pressions de l'ordre de 240 à 700 MPa (au lieu de 300 à 400 MPa sans vibration) et produit un écrouissage sur des couches

¹La tendance actuelle des fabricants de moteurs est de réaliser des moteurs de petite cylindrée possédant un haut rendement. En réduisant la cylindrée, ils limitent les émissions polluantes et les frottements. Or, pour garder un même niveau de puissance tout en réduisant la cylindrée, il faut augmenter le régime de rotation et plus la vitesse augmente plus les contraintes sur les pièces mobiles aussi. Les déformations du vilebrequin doivent être alors limitées pour garantir un fonctionnement convenable de la cinématique piston/bielle/vilebrequin.

²brevet numéro 212.14.30 [BUF]

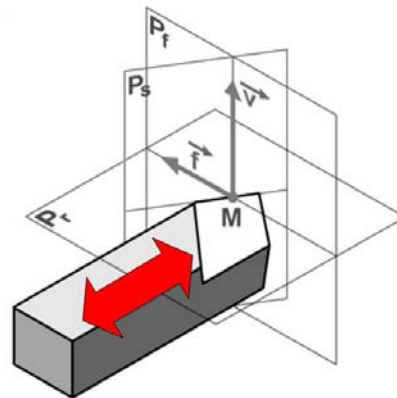


FIG. 1.4 – Déformations produites en bout d’outil pour un usinage avec écouissage ultrasonique. *Les vibrations sont dans le plan de coupe et perpendiculairement à la pièce usinée.*

de métal de 50 à 500 μm d’épaisseur. Holopov atteint une augmentation de résistance à la fatigue d’environ 50 % et un polissage de 0,2 à 0,4 μm au lieu de 1,6 à 3,2 μm classiquement dans les mêmes conditions (cf. figure 1.3). Les générateurs de vibrations utilisés sont fabriqués à partir de céramiques magnétostrictives employées en résonateur de Langevin. La puissance mise en œuvre est de l’ordre de 400 à 600 W . Les pots vibrants utilisés par UNILAB pèsent jusqu’à 6 kg avec une alimentation de 7,5 kg (cf. figure 1.5). Ces dispositifs sont donc



FIG. 1.5 – Porte-outils et couteaux pour tournage

relativement peu encombrants et leur prix de vente varie entre 8 000 et 15 000 euros.

Les études menées par Holopov et UNILAB promettent une pléthore d’applications potentielles. Particulièrement, un procédé vibratoire permet d’augmenter la profondeur de pénétration des revêtements céramiques et additifs sur les métaux. A titre d’exemple, dans les moteurs à combustion interne (chemises, paliers,...) cette technique pourrait d’après Holopov augmenter la durée de vie par quatre à six fois et réduire théoriquement la consommation de carburant de 8 % à 15 %.

1.2.2 Usinage ultrasonique

Les vibrations ultrasoniques peuvent être utilisées pour l'usinage des pièces (trouçonnage, rectification,...). Elles sont mises en œuvre à travers deux processus semblables : le RUM (Rotary Ultrasonic Machining) et l'USM (Ultra Sonic Machining) ou encore UAT (Ultrasonically Assisted Turning)(cf. figure 1.6)[Bab04b]. Une des différences principales entre l'USM et le RUM est que l'USM emploie un

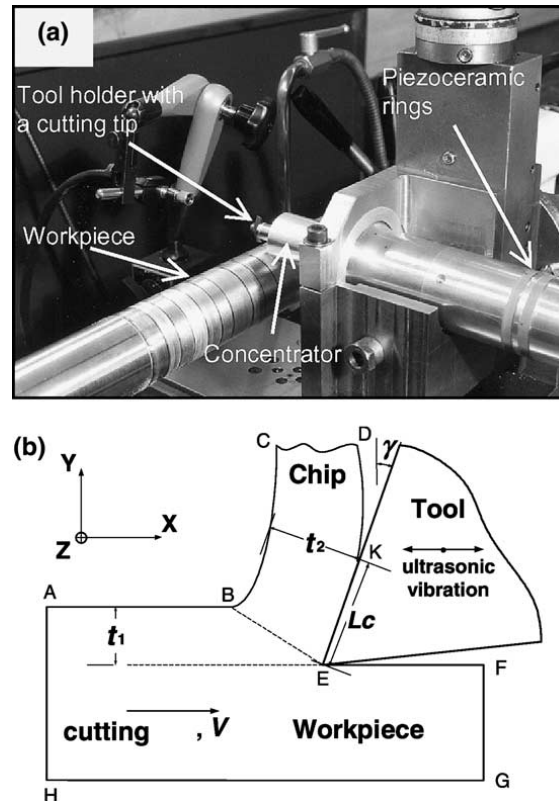


FIG. 1.6 – Dispositif expérimental de tournage assisté par vibrations (a) et son schéma de principe (b) [Bab04b].

poinçon et une boue chargée de particules abrasives dures tandis que le RUM utilise uniquement un outil très dur (pointe carbure ou acier). Une autre différence principale est que l'outil de RUM tourne et vibre simultanément tandis que le poinçon de l'USM vibre uniquement. La technique USM a été développée dans les années 40 (Balamuth, 1945)[Mar66]. Durant les années 50, les premières machines-outils ultrasoniques (cf. figure 1.7) ont été construites (Rozenberg, 1964) [Roz64], puis dans les années 60 des machines-outils ultrasoniques sont apparues en série [son].

L'usinage ultrasonique par USM [ult] utilise des vibrations ultrasoniques transmises à un poinçon en métal doux (acier inoxydable, laiton,...). La figure 1.8 illustre le principe d'USM. Combiné avec une boue abrasive (carbure de silicium, carbure de bore ou d'oxyde d'aluminium), l'usinage ultrasonique permet à l'outil de créer des cavités précises de pratiquement n'importe quelle forme. Elles correspondent au négatif de la forme de l'outil indenteur et peuvent avoir

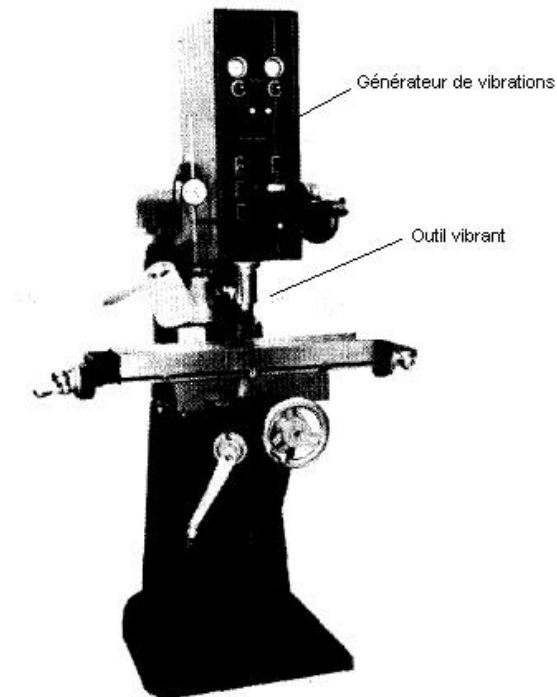


FIG. 1.7 – Photographie d'une fraiseuse avec usinage ultrasonique en 1975 [Sho75]. Cette fraiseuse a une vitesse de rotation de $5\,000\text{ tr.min}^{-1}$ et utilise une vibration axiale à 20 kHz combinée au mouvement rotatif. Le processus d'usinage ultrasonique est décrit comme une abrasion à haute vitesse et introduit une plus grande vitesse d'usinage, améliore la durée de vie de l'outil, réduit le chipping (écaillage) et améliore la précision. Parmi les applications, nous trouvons l'usinage de pièces pour réacteur nucléaire, l'usinage de céramiques ou de quartz.

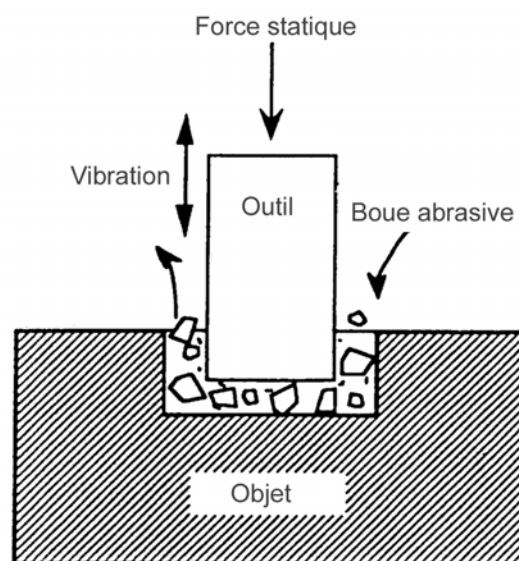


FIG. 1.8 – Principe de l'usinage ultrasonique USM.

des dimensions inférieures au millimètre avec une bonne précision. Cependant, les formes usinables limitent son champ d'utilisation. L'outil oscille à haute fréquence (en général autour de 20 kHz) et est introduit dans l'objet par une force constante. La boue abrasive constituée d'eau et de petites particules dures est injectée entre le poinçon et l'objet. L'arrachement de matière se produit quand les particules abrasives, en suspension dans la boue, frottent sous l'action de la course descendante de l'outil. Les particules résultantes se mélangent alors au flot et sont évacuées par le mouvement de la boue. Cette technique s'applique à tous les métaux et surtout les matériaux durs et fragiles comme les céramiques³ [Spu98]. Ce processus d'usinage est très avantageux car il ne nécessite pas le chauffage de la pièce (très utile pour des céramiques actives comme les actionneurs piézoélectriques ou magnétostrictifs sensibles à la température de Curie), ni l'ajout de produits chimiques et ne produit pas de décharges électriques. De plus, le processus ne change pas les propriétés métallurgiques, chimiques ou physiques de l'objet usiné hormis une augmentation de la dureté en surface. Cependant dans le procédé USM, la boue doit circuler dans l'espace situé entre l'outil et l'objet ce qui entraîne quelques inconvénients. La boue abrasive chargée par des particules arrachées à l'objet, peut l'usiner lors des phases de remontée du poinçon ce qui limite l'exactitude des trous et en particulier pour des petites dimensions. La boue abrasive " usine " considérablement l'outil lui-même ce qui rend difficile le respect de tolérances étroites.

L'usinage ultrasonique rotatoire RUM a été développé dans les années 60 et rebaptisé UAT (Ultrasonically Assisted Turning) dans les années 90 [Raj94, Wan95, CNT]. Cette technique dérive du USM, mais la boue abrasive est remplacée par un outil très dur animé d'un mouvement oscillatoire. Il y a mouvement entre l'outil et l'objet (typiquement pour du tournage, c'est l'objet pris dans le mandrin qui tourne ; et pour du fraisage c'est l'outil qui tourne, l'objet restant alors fixé au marbre). La littérature sur le RUM est abondante durant les années 60-70 mais demeure confidentielle jusqu'à aujourd'hui.⁴

Depuis quelques années, une large gamme de matériaux composites, céramique ou nouveaux alliages a été mise au point notamment pour répondre aux exigences de l'industrie aéronautique et spatiale. La plupart de ces matériaux est difficilement usinable par des moyens de coupes traditionnels (ex : les céramiques sont des matériaux fragiles et cassent lors du fraisage). L'usinage des alliages de titane et de nickel provoque une montée en température de l'outil introduisant une usure rapide de l'outil, même à basses vitesses. L'UAT permet de diminuer les efforts de coupe, d'améliorer la finition des pièces de plus de 50 % (à l'issu

³Traditionnellement, l'usinage des céramiques est un problème car elles sont de nature fragile. De ce fait, elles sont généralement de formes basiques car compatibles avec les processus de moulage ou de frettage.

⁴Parmi les auteurs qui traitent du mécanisme de RUM, il y a : Chechins et Tikhonov (1968), Fendez (1976), Hards (1966), Legge (1964), Markov (1966), Tyrrell (1970). Certains articles rapportent des études expérimentales sur les paramètres de processus comme l'amplitude de vibration, la pression statique, la vitesse de rotation,... : Petrukha (1970), Markov et Ustinov (1972-1977), Kubota (1977), Prabhakar (1992), Dam (1993).

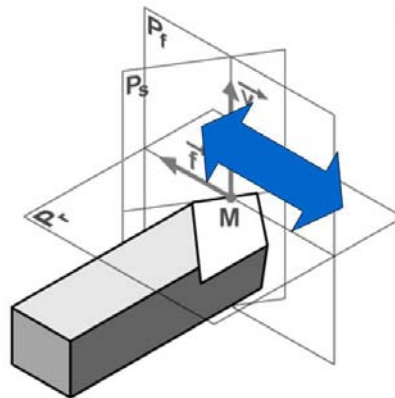


FIG. 1.9 – Déformations produites en bout d’outil pour un usinage ultrasonique. Les vibrations sont dans le plan de coupe et tangentielles à la pièce usinée.

d’un tournage ultrasonique, la pièce peut présenter un aspect ”poli miroir”). La difficulté pour automatiser cette technique réside dans le maintien d’une vibration calibrée et entretenue. Récemment, des recherches ont permis de dimensionner et d’alimenter un prototype de poste d’usinage en tournage qui asservit l’oscillation de l’outil en fonction des paramètres de coupe (matériau, vitesse de coupe,...) [Bab04b, Bab04a]. Ces recherches ont aussi validé numériquement les effets de l’UAT. La figure 1.10 montre le banc expérimental utilisé. Le volume rajouté pour

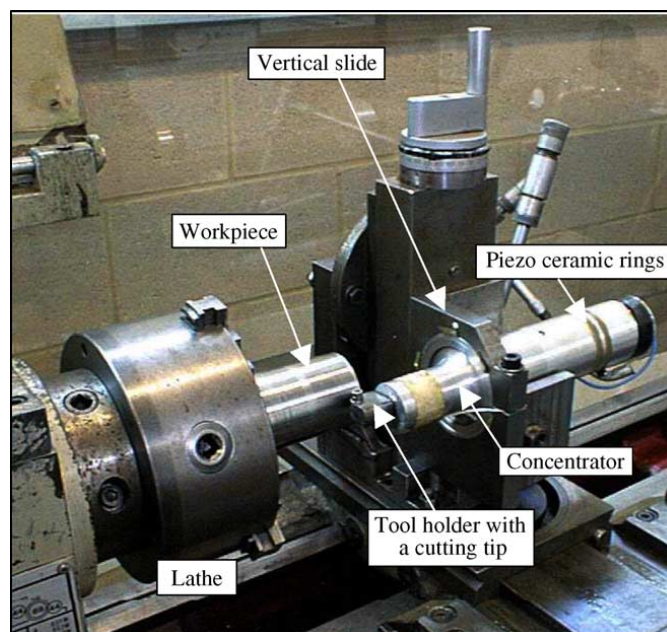


FIG. 1.10 – Système d’usinage (tournage) assisté ultrasoniquement [Bab04a].

équiper un poste d’usinage reste très réduit. La figure 1.11 montre la structure de l’outil de coupe modifié. Un résonateur de type Langevin est incorporé au corps de l’outil. Excité par un champ électrique alternatif, des ondes mécaniques sont générées et se propagent dans tout l’outil. A son extrémité, la lame de l’outil est

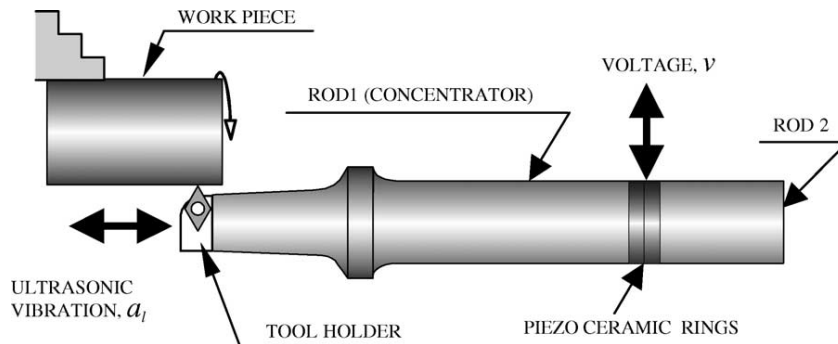


FIG. 1.11 – Schéma de principe de l'outil vibrant [Bab04a].

animée d'un mouvement alternatif tangent à la surface du matériau. La pointe de l'outil brosse alors régulièrement la surface ayant un effet similaire à un polissage. Les améliorations sont de deux types : en surface et en profondeur sur la structure même du matériau.

– En surface

Avec un UAT, le R_a est réduit de près de 50 %. La surface présente un profil plus régulier limitant les défauts de formes et l'aspect lisse. La profondeur entre sommet et vallée passe de $4,2 \mu m$ à $1,89 \mu m$, soit une amélioration de 40 % (cf. figure 1.12). Les raisons de ces améliorations sont diverses et ne sont pas encore bien vérifiées. D'abord, la nature de la coupe est modifiée. Elle devient une succession d'impacts à haute fréquence⁵ entre l'outil et la pièce qui modifie le mode de déformation, les forces de frottement et augmente la raideur apparente du système. Ensuite, la vibration entraîne un retrait récurant de l'outil par rapport au point de découpe qui améliore le refroidissement et évite des arrachements ou des écoulements de matière trop importants.

– En profondeur

Tout d'abord, la couche de métal qui est transformée à cause des efforts et des échauffements est quasiment réduite de moitié : $80 \mu m$ sans UAT et $40 \mu m$ avec. Le relevé de la dureté des couches en surface avec ou non UAT est donné sur la figure 1.13 [Bab04b]. La dureté résultante du métal en surface est deux fois plus faible que pour un usinage classique ($15 GPa$ pour l'UAT et $30 GPa$ sans) et deux fois plus grande que la dureté d'origine ($7 GPa$). Ainsi, l'UAT préserve mieux les caractéristiques des matériaux pendant l'usinage (cf. figure 1.14).

L'usinage par ultrasons fait une percée dans la mise en forme des matériaux

⁵Le terme de haute fréquence considère que les oscillations produites sont largement supérieures aux fréquences propres du montage. Ainsi le système pièce-porte outil-outil est sollicité au delà de sa résonance et comme il s'agit d'un système passe bas, les oscillations parasites qui se produisent sont amorties par le montage. En réduisant ces oscillations parasites, l'usinage voit alors ses performances améliorées

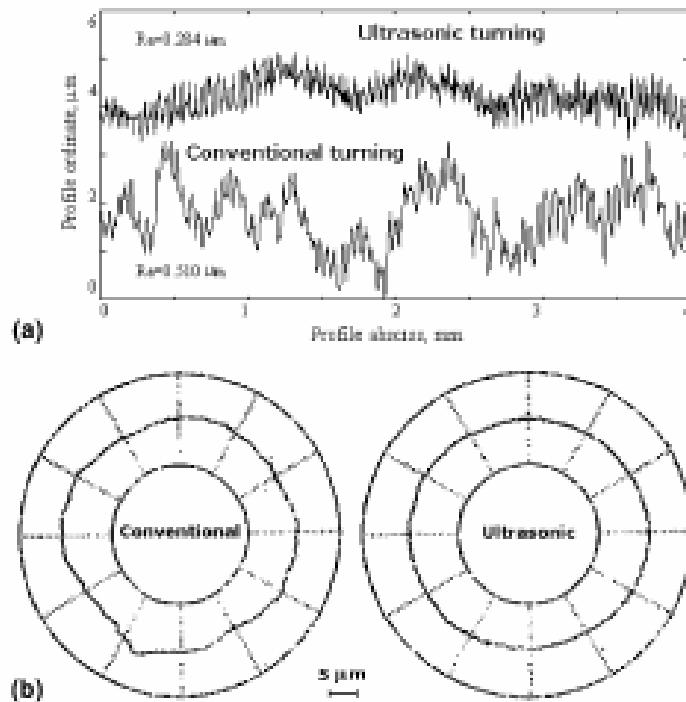


FIG. 1.12 – Comparaison des états tribologiques de deux surfaces usinées avec et sans UAT: profil de surface axial (a) et profil de rugosité (b) [Bab04b]. *Conditions de coupe: matériau Inconel 718, profondeur de passe $d = 0,8 \text{ mm}$, avance par tour $s = 0,05 \text{ mm.tr}^{-1}$, vitesse de coupe $v = 17 \text{ m.min}^{-1}$.*

pour l'aéronautique moderne. Grâce à une vibration (fréquence = 20 kHz , amplitude = $15 \mu\text{m}$) superposée au mouvement de l'outil de coupe, les performances de l'usinage sont améliorées. Un système de régulation est employé pour maintenir un mode résonnant non linéaire stable de la vibration durant tout le processus de découpage.

En résumé, l'usinage assisté par vibration permet de générer des pièces offrant un meilleur profil de surface et un respect de cotes finales accru. Suivant le mode de déformation donné à l'outil (tangential ou normal), nous pouvons modifier ses caractéristiques de surface (durcissement) ou non. Cette technique pourrait être employée pour la fabrication de pièces mobiles dans un moteur (chemise/piston).

1.2.3 Effet des vibrations pour le forgeage des métaux et leur mise en forme

Le forgeage des métaux consiste à donner une forme à une pièce de métal sans enlèvement de matière. Il peut se faire à chaud ou à froid. La réduction de section de tubes d'acier ou la production de câbles utilisent ces techniques d'étirement de la matière. A travers une matrice qui définit la géométrie à donner, le tube

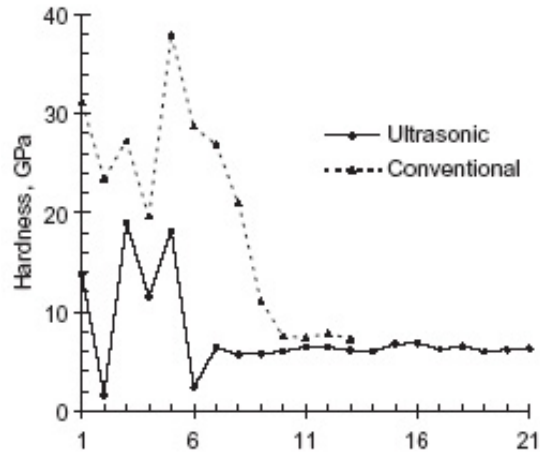


FIG. 1.13 – Etude comparative d'indentation sur une pièce en Inconel 718 après un usinage ultrasonique (UAT tangentiel) et conventionnel [Mit03]. L'axe des abscisse représente la profondeur de la couche. Chaque point y est disposé radialement tous les 10 μm depuis la surface vers le coeur de l'échantillon.

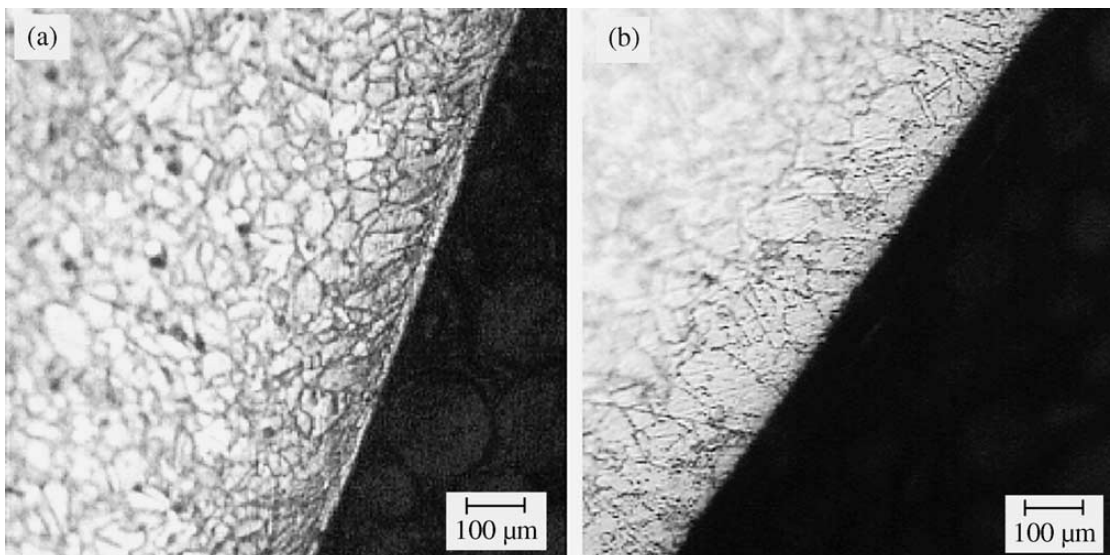


FIG. 1.14 – État de surface d'une pièce tournée en Inconel 718 après un usinage conventionnel (a) et ultrasonique (b) [Mit03].

est tiré d'un coté à l'autre (cf. figure 1.15). La force résistante globale $F_{traction}$

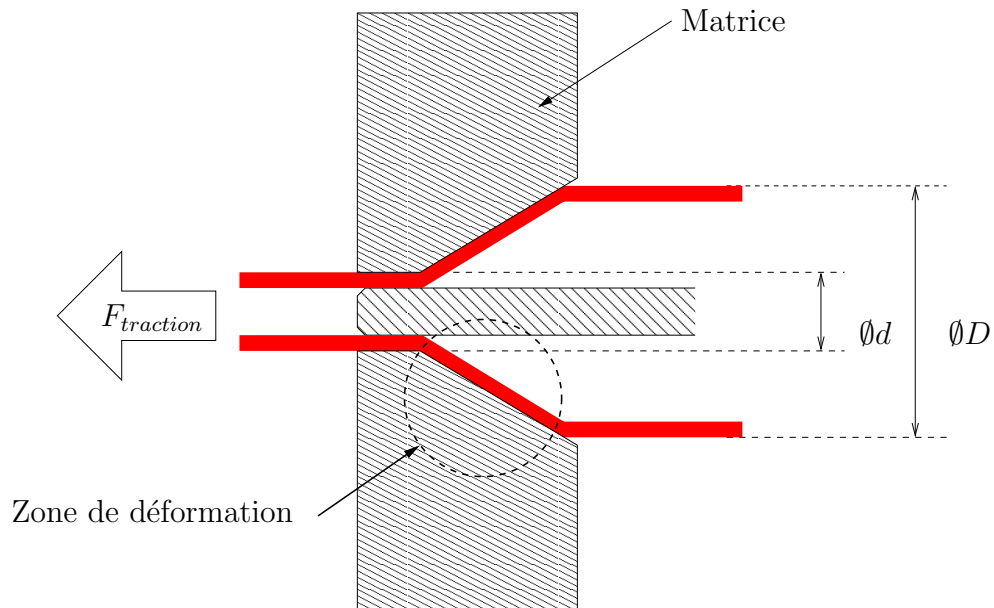


FIG. 1.15 – Matricage des tubes métalliques.

résulte alors du changement de section ($\emptyset D \rightarrow \emptyset d$) et donc du travail qui s'exerce sur la matière pour la transformer et des forces de frottement qui s'opposent au mouvement. Le forgeage ultrasonique ou matricage ultrasonique consiste à surimposer un mouvement cyclique à la matrice de forgeage où à la pièce à forger. La figure 1.16 montre les différents moyens de mise en œuvre. Le mouvement généré dans la zone de déformation de la pièce est soit longitudinal (parallèle au sens de défilement), soit normal (transversal au sens de défilement).

- Un mouvement longitudinal est obtenu en insérant une tige ou un doigt à l'intérieur du cylindre, comprimant celui-ci contre la matrice extérieure qui reste inerte. A l'extrémité de ce doigt, un résonateur à base de céramiques piézoélectriques ou magnétostrictives génère des oscillations qui se propagent vers la zone de déformation (cas (a) de la figure 1.16).
- Un mouvement radial ou normal est obtenu en faisant vibrer la matrice selon un de ses modes de résonance. Des générateurs de vibration ou résonateurs de Langevin sont disposés sur la partie extérieure de la matrice (cas (b) et (c) de la figure 1.16).
- Un mouvement elliptique qui s'obtient en combinant les deux modes de déformation. Ce principe est très intéressant car il permet d'accompagner et d'entraîner le tube de métal selon le principe des moteurs à ondes progressives (cas (d) de la figure 1.16) et figure 1.15.

L'avantage de cette technique est qu'elle permet de transformer des métaux à froid et de s'appliquer à des métaux fragiles ou très durs. Durant l'extrusion des

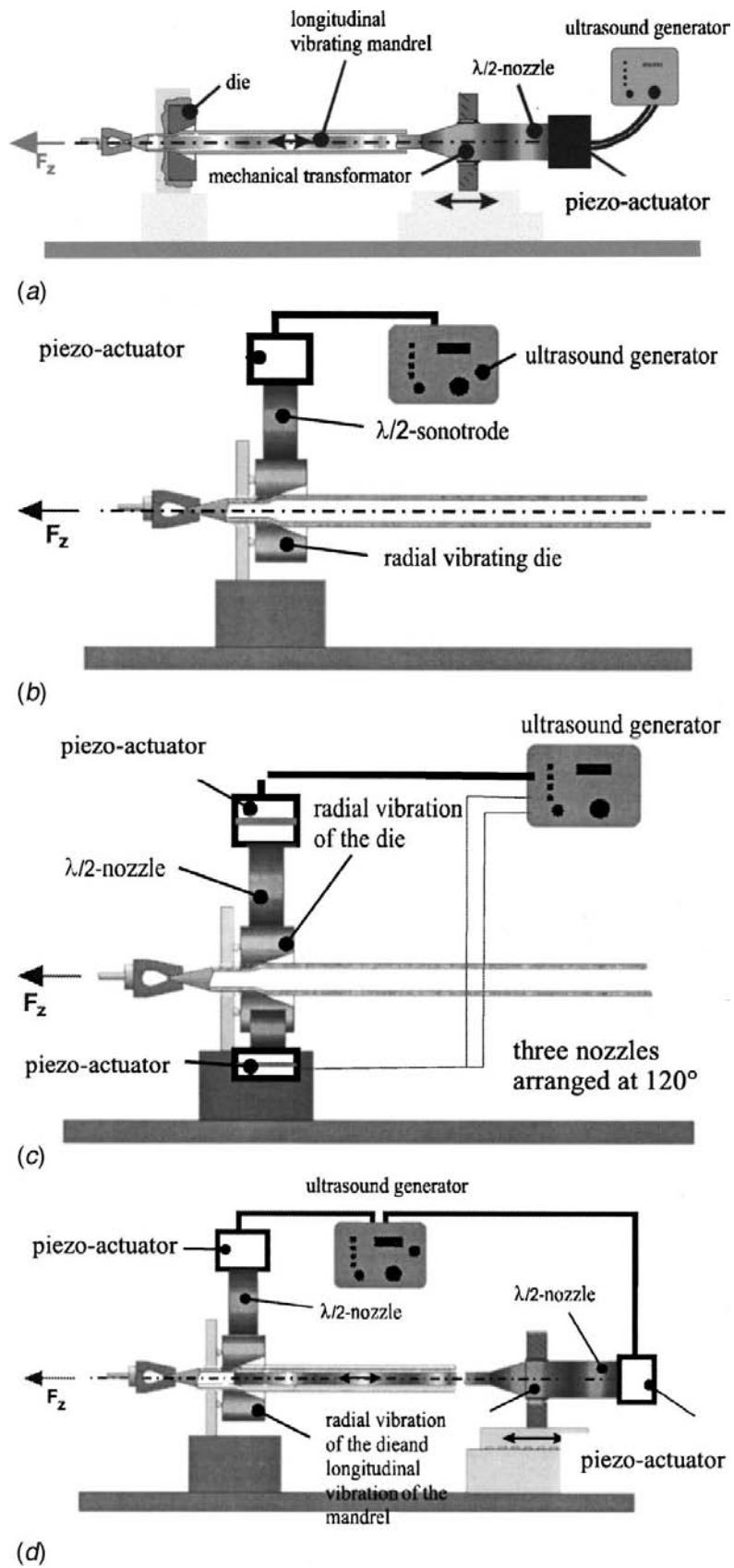


FIG. 1.16 – Schémas de principe des différents systèmes de matriçage ultrasonique.

tubes métalliques ou des fils d'acier, les forces de frottement générées au niveau des matrices sont diminuées et permettent en conséquence d'améliorer les performances en vitesse de défilement et en énergie consommée mécaniquement [Sie01]. L'utilisation d'ultrasons dans des processus métallurgiques étend le matriçage aux matériaux fragiles. Les premières utilisations des vibrations ou d'une énergie vibratoire pour la transformation des métaux sont menées en 1953 par Garskii et Efromov [Gar53]. En 1955, Bhalha et Langenecker constatent une réduction notable des efforts de traction sur un laminage de zinc en surimposant à l'effort statique une vibration haute fréquence (plusieurs kilohertz) [Bla55]. Ils constatent aussi que les états de surfaces résultants sont de meilleure qualité que par des moyens plus traditionnels. Tout comme l'usinage, la présence d'une vibration provoque un phénomène de polissage de la surface par le passage successif de la matrice. Ainsi les plus hautes aspérités sont rabotées et le profil de rugosité aplatit. La figure 1.17 montre deux états de surface avec et sans vibrations. Dans

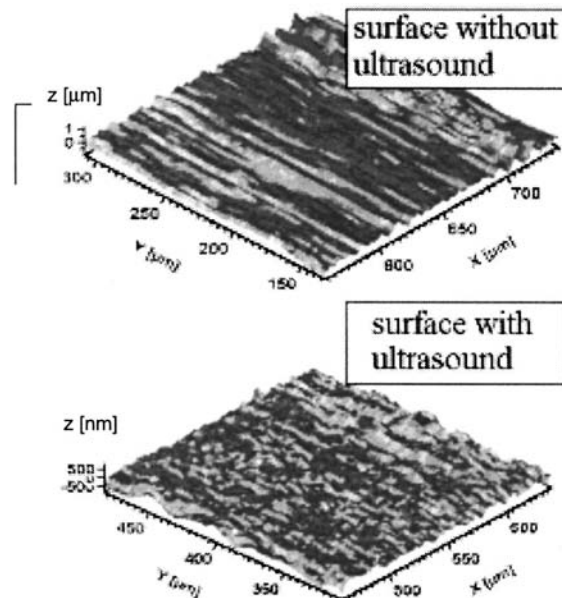


FIG. 1.17 – Topographie de deux surfaces avec et sans matriçage ultrasonique [Sie01].

le cas traditionnel, des stries apparaissent dans le sens de l'extrusion, favorisant un profil très rugueux et non informé. Avec des vibrations, la matière a un profil plus homogène et sans axe privilégié.

La littérature sur le sujet connaît son maximum dans les années 60 puis il faut attendre ces dernières années pour trouver des recherches ou des applications industrielles [Che95]. L'article publié par Siegert et Ulmer compulse quelques résultats contemporains représentatifs propre à cette technique [Sie01]. Nous pouvons dégager quatre avantages :

- La réduction des forces de traction. Cet effet est très présent pour des matriçages à excitation normale. Le gain sur les forces de traction peut atteindre

jusqu'à 80 % (cf. figure 1.18 et 1.19). La réduction est proportionnelle à l'amplitude de la vibration. Les essais issus de la bibliographie montrent que l'effet est présent pour différentes fréquences mais qu'il y a un seuil à partir duquel cette réduction s'opère (environ $6 \mu m$ pour la figure 1.19). La réduction est alors proportionnelle à l'amplitude et à la fréquence et donc à l'énergie mécanique transmise. L'effet est atténué par la vitesse de passage de la pièce. Dans le cas de la figure 1.18 la vitesse de vibration pour une excitation de $3 \mu m$ à $100 kHz$ est de $0,3 m.s^{-1}$. Cela correspond à la vitesse de passe pour laquelle l'effet devient quasiment inexistant. Il convient donc d'adapter la vitesse de passage afin que la matière soit sollicitée plusieurs fois durant la transformation. De plus, la composante tangentielle égale alors la composante normale de la vitesse rendant le mouvement relatif elliptique et non purement normal.

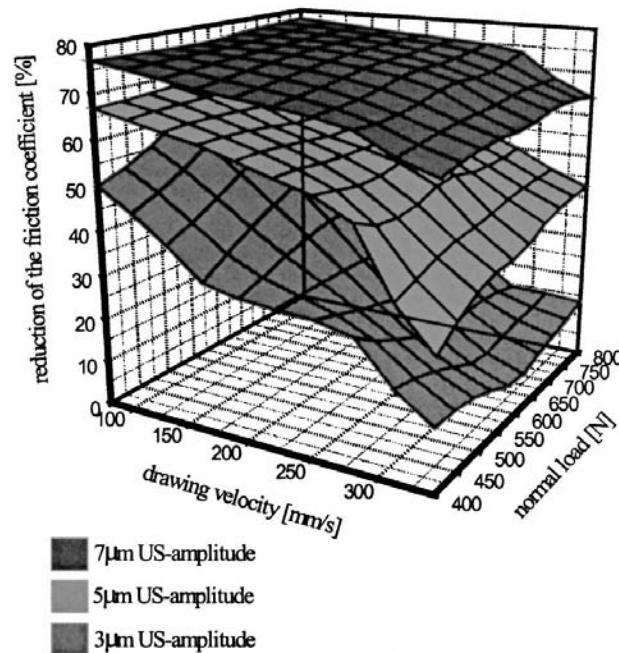


FIG. 1.18 – Evolution de la force de frottement selon la vitesse et l'effort de traction pour trois amplitudes d'excitation différentes [Sie01]. *Matricage d'acier pour une fréquence d'excitation de 100 kHz.*

- La réduction des contraintes dans le métal. Les vibrations ont un effet "adoucissant" sur la contrainte maximale d'écoulement durant la transformation. Une fois le processus achevé, la matière reprend quasiment ses caractéristiques initiales (cf. figure 1.22). Une fois l'excitation terminée le module élastique reprend une allure traditionnelle mais avec un offset sur la déformation.
- La réduction des efforts de frottement entre la matrice et la pièce. Cet effet est très présent pour des matricages à excitation tangentielle. Un relevé des

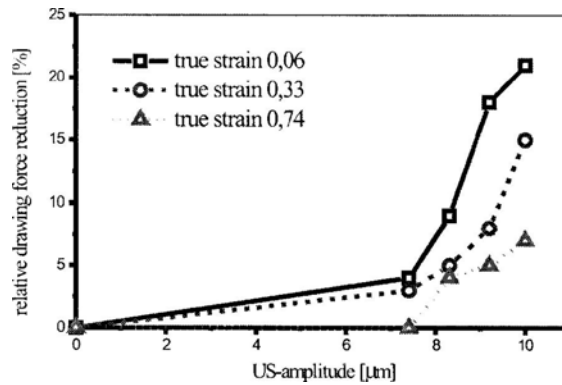


FIG. 1.19 – Evolution du taux de réduction de la force de traction en fonction de l'amplitude vibratoire de la matrice [Sie01]. *Matériau: acier, vitesse d'extrusion: 13,2 mm.s⁻¹, en présence de lubrifiant.*

forces de matricage est donné sur la figure 1.20. Les forces de frottement sont réduites de 30 % dès l'apparition des vibrations. Le gain énergétique global défini comme la puissance économisée (0,639 W) sur la puissance vibratoire apportée (330 W) n'est pas très favorable. Le but du processus n'est pas d'être rentable énergétiquement mais de permettre l'amélioration des performances.

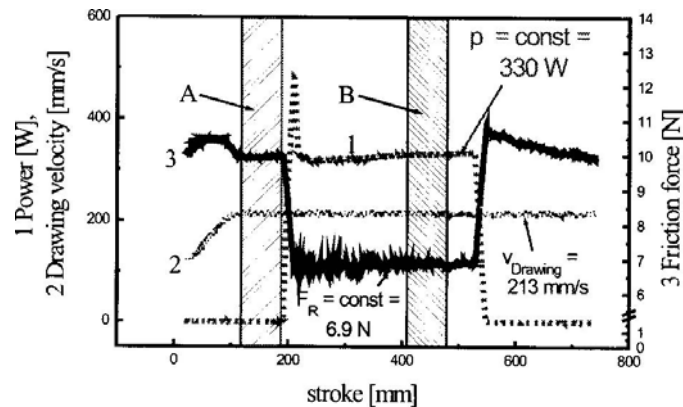


FIG. 1.20 – Relevé temporel des efforts de matricage pour de l'acier [Sie01]. *La courbe 1 représente l'énergie consommée par le dispositif, la courbe 2 la vitesse de passage et la courbe 3 la force nécessaire au matricage. Il y a présence de lubrifiant.*

- L'amélioration de l'état de surface. Il améliore la précision et le contrôle des cotes en sortie de transformation et permet donc d'augmenter la reproductibilité.

La détermination des principes physiques qui interviennent dans la mise en forme ultrasonique font l'objet d'une littérature assez restreinte. Cette recherche a été menée parallèlement en U.R.S.S. (peu de documents) et en Europe occidentale/Amérique/Japon. L'origine de cette amélioration fait l'objet de plusieurs

théories. Nous pouvons les classer en deux catégories : des effets de volume et des effets de surface.

Les effets de volume. Les travaux de Balha et Langenecker [Bla55] ont montrés que des métaux sous sollicitations ultrasoniques (sur une large bande de fréquence 0 à 800 kHz et baignés dans du tétrachloroéthane) voyaient leur résistance à la traction augmenter. Ils mentionnent l'hypothèse que les dislocations présentes dans le métal migrent vers l'extérieur du solide. Ainsi débarrassé de ses défauts, le matériau résiste mieux aux contraintes mécaniques. Les travaux de Nevill et Brotzen [Nev57] font l'hypothèse que la réduction de la limite élastique d'écoulement est due au phénomène de superposition des contraintes (traction, cisaillement). En effet, elles admettent une limite maximale qui ne peut être dépassée. En surimposant une contrainte alternative, la valeur moyenne de celle-ci va diminuer (celle qui est observée macroscopiquement). Sur la figure 1.21 sont représentées les gammes de contrainte qu'il est possible de générer selon la densité de puissance apportée dans différents matériaux. Les travaux de Severdenko et

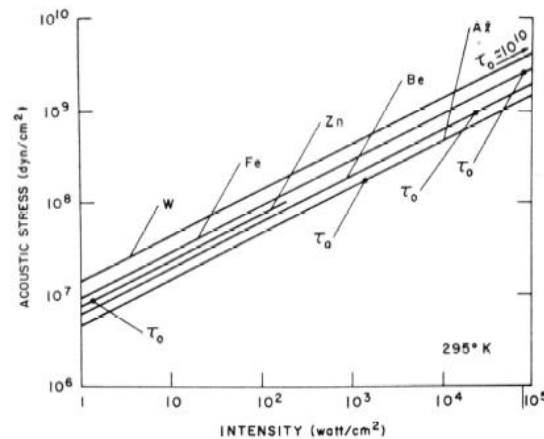


FIG. 1.21 – Evolution de la contrainte ultrasonique produite pour plusieurs matériaux en fonction de la densité de puissance injectée [Jon67, Lan66]. τ_0 représente la contrainte limite en cisaillement du matériau.

Klubovich [Sev61] font l'hypothèse que c'est l'effet thermique des vibrations qui est en cause. L'apport d'énergie sous forme mécanique est transformée en énergie thermique par friction interne. La chaleur ainsi générée provoque un "revenu" de la matière abaissant les contraintes mécaniques (adoucissement) comme le ferait la chaleur d'un chalumeau ou d'un four⁶. Les relevés expérimentaux de la figure 1.22 mettent en évidence l'impact des vibrations sur la contrainte de cisaillement pour du zinc (pour une densité surfacique de puissance de $1 W.cm^{-2}$ la contrainte est diminuée de 40 %). Nous pouvons observer un effet de recul

⁶Le principe revient à chauffer à blanc la pièce pour faciliter sa déformation car elle s'assouplit comme le fait traditionnellement un forgeron pour donner une forme. Puis il la trempe pour figer la structure du métal. Néanmoins, le forgeage à chaud n'est pas toujours possible, notamment pour préserver les caractéristiques du métal (magnétique, ...) ou pour ne pas dénaturer sa structure (orientation de grains)

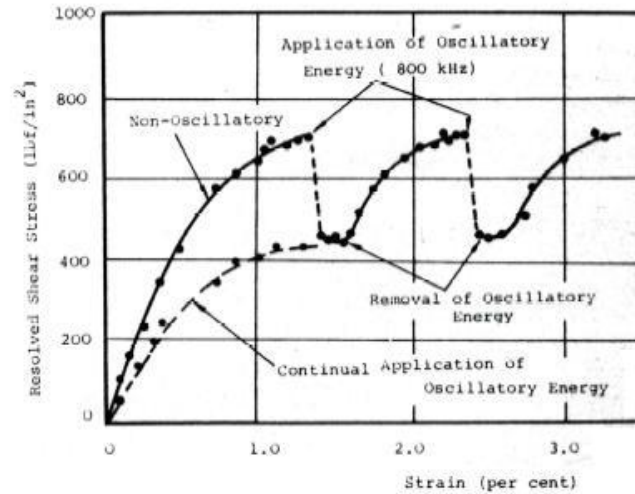


FIG. 1.22 – Evolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation avec et sans présence de vibrations [Daw70]

lorsque le matériau cesse d'être sollicité. Tout se passe comme si les vibrations réarrangeaient la structure cristalline et éliminaient les contraintes internes. La figure 1.23 montre la corrélation troublante entre les vibrations et l'effet de la chaleur pour de l'aluminium. Une proportionnalité parfaite est observée

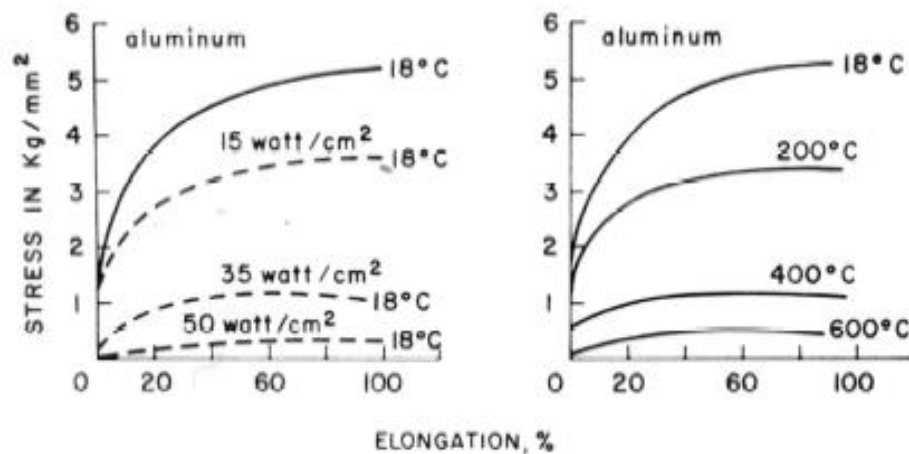


FIG. 1.23 – Corrélation de l'effet thermique et de l'effet ultrasonique sur l'évolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la déformation [Daw70, Lan66]

entre l'énergie apportée électromécaniquement et l'énergie thermique (un apport de $7,5 \text{ W.cm}^{-2}$ provoque un échauffement de 100°C). Langenecker et Dawson montrent que les mécanismes de volume dépendent de la gamme de puissance mise en œuvre pour l'excitation. Pour des petites puissances ($< 1 \text{ kW}$), c'est le principe de superposition des contraintes qui opère alors que pour des plus fortes puissances, c'est l'échauffement d'origine acoustique qui devient prépondérant et adoucit les métaux. Les travaux de Kristoffy [Kri66] et Izumi [Izu66] confirment

ses conclusions. Pour de faibles amplitudes vibratoires, la force de frottement est réduite conformément au principe de superposition (cf. figure 1.24). Mais pour

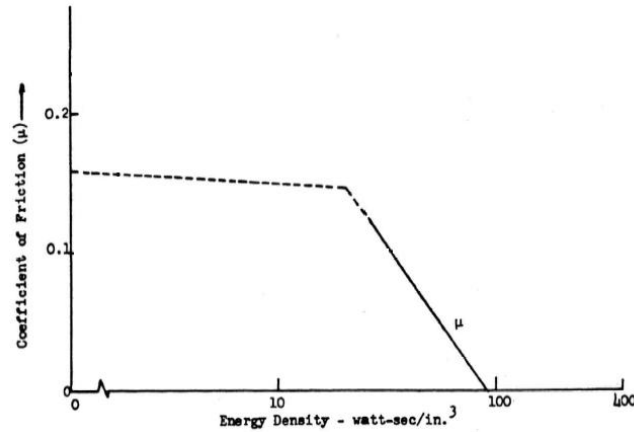


FIG. 1.24 – Evolution du coefficient de frottement μ en fonction de la densité de puissance injectée [Jon67].

de fortes amplitudes à mêmes fréquences, le gain est nettement supérieur aux prévisions. Ils constatent que la température de la pièce s'est élevée de $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ et que c'est la combinaison des deux phénomènes qui intervient (la chaleur abaisse la contrainte limite d'écoulement et la superposition abaisse d'autant plus la valeur moyenne résultante). Pour résumer et prendre un peu de recul, cette méthode n'apporte pas un gain énergétique comme le montre la figure 1.25. Elle permet

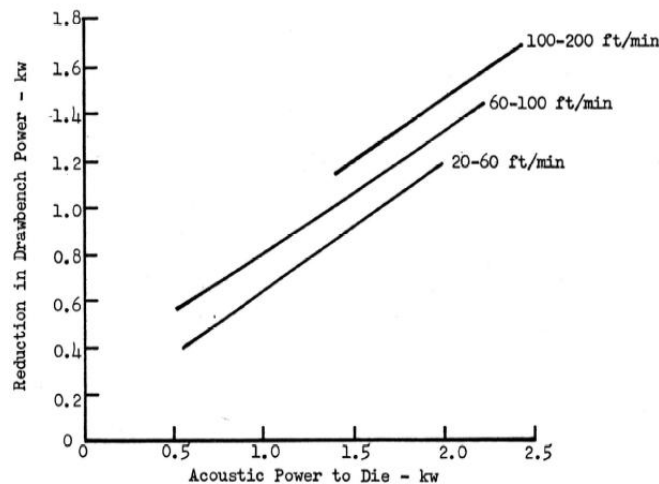


FIG. 1.25 – Evolution de la puissance de traction économisée en fonction de la densité de puissance injectée dans les actionneurs électriques [Jon67]

de modifier les paramètres intrinsèques des matériaux utilisés sans élévation importante de leur température et d'appliquer à des matériaux fragiles ou très durs des méthodes d'extrusion classiques et d'en améliorer les performances

(vitesse de passe, qualité de surface).

Les effets en surface. Les travaux de Polhman et Lehfelddt montrent qu'en plus des effets de volume, les ondes ultrasoniques permettent aux micro-jonctions, qui se forment entre les aspérités, de se briser. Elles modifient alors les conditions de contact. Le frottement résultant d'origine abrasive diminue entre les surfaces, permettant de diminuer les efforts de traction⁷. Les travaux de Severdenko et Robinson montrent qu'il y a aussi un effet de superposition sur le frottement. Tout comme la contrainte maximale d'écoulement, le frottement admet une valeur maximale : le frottement dynamique. Par un déplacement alternatif, dont la vitesse est suffisante pour inverser le signe de la vitesse relative, le frottement moyen ou macroscopique est diminué. Lehfelddt a réalisé un tribomètre mettant en avant ce phénomène avec une bille en contact sur un disque rotatif et animée d'un mouvement tangentiel alternatif [Leh] (cf. figure 1.26). La vitesse de vibration

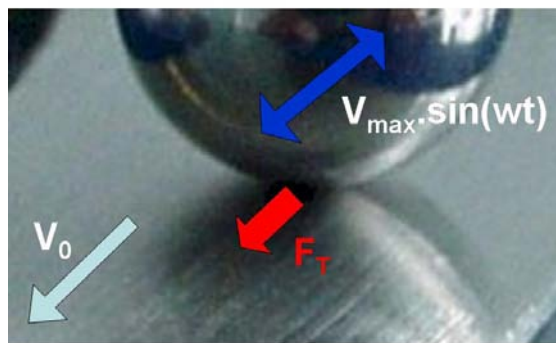


FIG. 1.26 – Essai bille/disque de Lehfelddt.

$V_{max} \sin(\omega t)$ est choisie bien supérieure à la vitesse de rotation du disque V_0 . La composition des vitesses implique que régulièrement la vitesse relative de la bille vis-à-vis du disque s'annule et change de signe. D'après la loi de Coulomb, la force de frottement est opposée à la vitesse, donc elle change de signe aussi. La valeur moyenne du frottement est alors diminuée et tend vers 0 pour des vitesses de vibrations infinies (cf. figure 1.27). Il est important de noter que les surfaces voient alors un accroissement de la distance parcourue. Or, d'après la loi d'Archard, l'usure y est directement proportionnelle, ce qui provoque une usure plus rapide. Pour un système qui ne subit que peu de passes, cette aggravation de l'usure n'est pas gênante. Dans le cas de systèmes frottants réguliers comme par exemple des coussinets ou roulements, cette technique est à éviter : les caractéristiques du contact fluctueraient dans le temps, et la durée de vie diminuerait. Robinson atteint plus de 65 % de réduction et Lehfelddt a vérifié que les caractéristiques intrinsèques du métal sont peu modifiées validant ainsi l'effet de surface.

⁷Nous pouvons comparer cette interprétation au cas de la marche. Par un décoller régulier des pieds et soumis à un effort parallèle au plan de déplacement, nous pouvons avancer plus facilement que si nous traînons les pieds sans les décoller du sol.

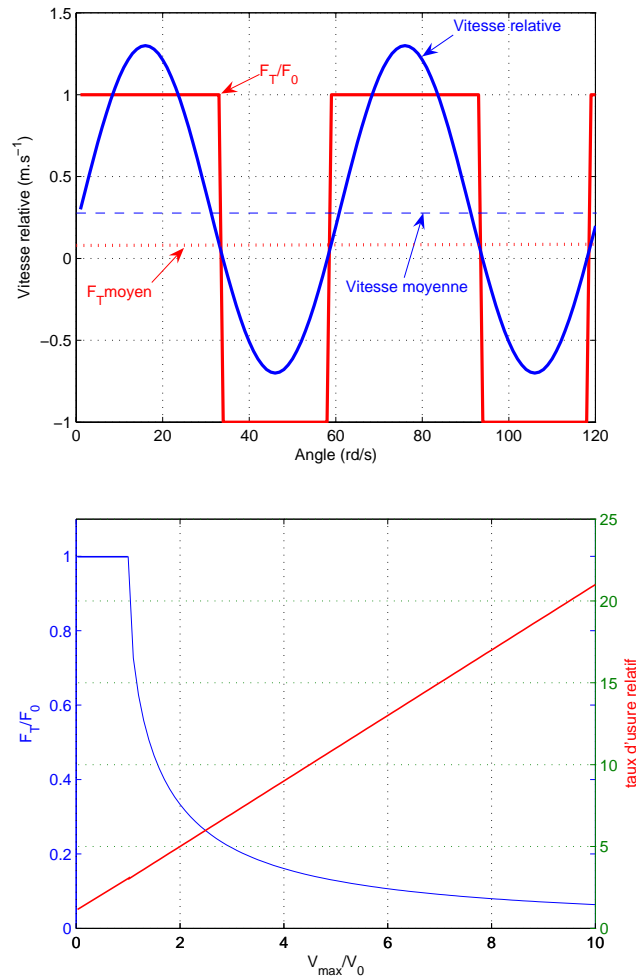


FIG. 1.27 – Impact des vibrations tangentielles sur le frottement. *La première figure est un chronogramme de la force de frottement. La deuxième figure montre l'évolution croissante du taux d'usure relatif et la diminution de la force de frottement résultante relative $\frac{F_T}{F_0}$ en fonction du taux de modulation de la vitesse $\frac{V_{\text{max}}}{V_0}$*

Les travaux de Cheers montrent une industrialisation contemporaine du procédé de matricage ultrasonique [Che95] (cf. figure 1.28). L'étude visait à faciliter la mise en forme des bidons pour des aérosols en acier. A l'origine le matériau utilisé était l'aluminium car plus déformable. Son processus de fabrication permet de réduire le diamètre d'un bidon de fer blanc de près de 30% en une seule passe. Les processus conventionnels sont limités à un maximum de réduction de 10% et fonctionnent typiquement à moins de 5% par passe. Sa recherche porte sur le dimensionnement d'une matrice pour faciliter son excitation et pour privilégier un certain mode. Parmi ses conclusions, il démontra que l'utilisation de plusieurs modes de vibration superposés était nuisible à l'efficacité du système. Sa recherche des formes optimales a été développée par éléments finis (Logiciel ANSYS®). Les efforts requis pour la transformation sont diminués de 60 % (cf. figure 1.29).

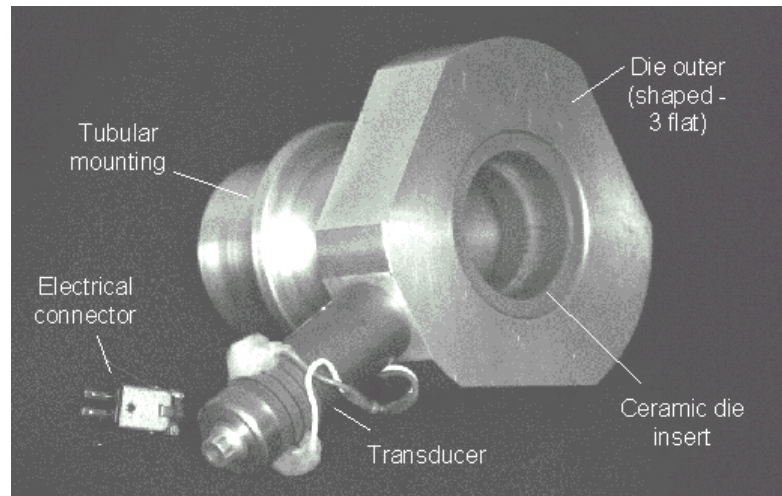


FIG. 1.28 – Matrice ultrasonique [Che95].

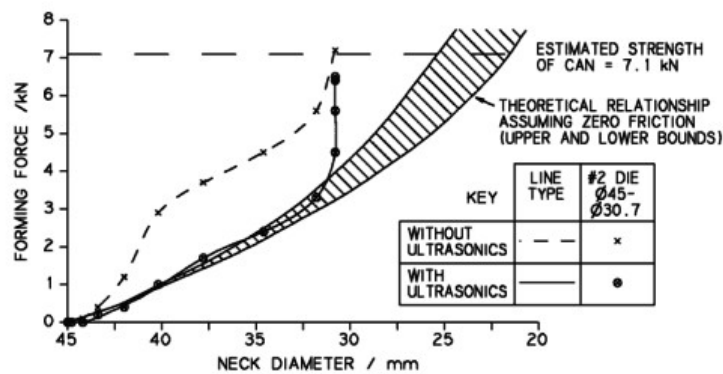


FIG. 1.29 – Résultats expérimentaux d'extrusion [Che95].

Les actionneurs qui sont employés sont exclusivement constitués de matériaux électroactifs comme les alliages magnétostrictifs et les céramiques piézoélectriques. Cependant, la magnétostriction offrant une plus forte densité d'effort, c'est cette technologie qui fut utilisée en premier pour ces applications. Moins fragile et suffisamment rapide, elle s'est naturellement imposée. Mais récemment, la tendance s'est inversée et les dispositifs sont plutôt piézoélectriques grâce à l'amélioration de leurs performances et de leur mise en œuvre.

En résumé, le matriçage assisté par vibration permet donc d'étendre la gamme de matériaux applicables (fragiles ou très durs) et d'améliorer les performances du processus pour des matériaux plus traditionnels. Les caractéristiques expérimentales montrent qu'il existe un seuil à partir duquel l'effet est présent. Les différents paramètres d'excitation (amplitude, fréquence) sont dépendants des condi-

tions d'utilisation (vitesse, force, rapport de transformation). Si depuis ses débuts sa diffusion reste restreinte, elle est promise aujourd'hui à un essor avec l'arrivée des nouveaux matériaux électroactifs qui permettent une amélioration en terme de puissance acoustique transmissible (kW). Cette technologie pourrait alors être employée dans d'autres buts comme la réduction des frottements entre pièces mobiles.

1.3 Utilisation des vibrations en tribologie

Dans les chapitres précédents, nous avons vu que les vibrations modifient le comportement des matériaux ou du moins leur interaction avec un outil de coupe ou de forgeage. La force de frottement est un des paramètres qui subit d'importantes variations. Il est alors intéressant de développer des architectures semblables dont le seul but est de réduire les forces de friction. Traditionnellement, l'emploi d'un lubrifiant permet de limiter la friction par création d'un film d'huile possédant une contrainte de cisaillement faible. Dans le cas où le contact doit rester sec, la solution revient à choisir un couple de matériaux au coefficient de frottement faible ou de changer la nature du contact. En effet, l'emploi d'un troisième corps permet de faire rouler les solides entre eux à la manière d'un roulement à bille. Cependant cette solution n'est pas la panacée car elle implique souvent l'apparition de nouvelles dégradations ou l'augmentation de certaines comme la composante de labourage. Nous nous intéressons particulièrement ici aux cas des frottements secs car ce sont les plus pénalisants pour notre application moteur. Lors des fortes pressions qui régissent dans la chambre de combustion, le film d'huile de quelques micromètres d'épaisseur se rompt. Le piston et la chemise sont alors en contact direct et à cause du mouvement relatif, ils frottent l'un contre l'autre. Quelques études ont été menées sur le sujet et concernent les deux types de contact : secs et lubrifiés.

1.3.1 Réduction des frottements secs

Les contacts secs en présence de vibrations ont surtout été étudiés pour le guidage. Le frottement sec représente une non-linéarité pour les systèmes asservis. Aucune commande ne peut encore réellement le supprimer. Ces problèmes deviennent importants dès lors que l'on conçoit un bras articulé pour la télé-médecine ou le maniement de barres de plutonium. Tous les systèmes de guidage linéaire ou rotatif sont confrontés au frottement sec à partir du moment où la vitesse peut s'annuler au cours du fonctionnement. Nous voyons, par un cas simple, que le coefficient de frottement perturbe les systèmes de guidage. L'idée du guidage assisté par vibration est de pouvoir contrôler, ou du moins alterner la valeur de la force de friction. Le contrôle de ce coefficient, sans faire appel à des systèmes de lubrification, permettrait d'augmenter la résolution des glisseurs et diminuer la taille des dispositifs car ils doivent générer moins d'efforts. Plusieurs techniques "classiques" sont alors apparues pour éliminer ce coefficient de frottement sec.

Une condition essentielle pour qu'il y ait du frottement sec est que la vitesse instantanée entre les solides s'annule. Si les solides sont maintenus en mouvement

permanent alors ils restent en frottement fluide ou visqueux, conditions préférables car les caractéristiques sont linéaires et ne présentent pas de discontinuité au passage par zéro de la vitesse (cf. figure 1.30). Une technique simple utilisée en auto-

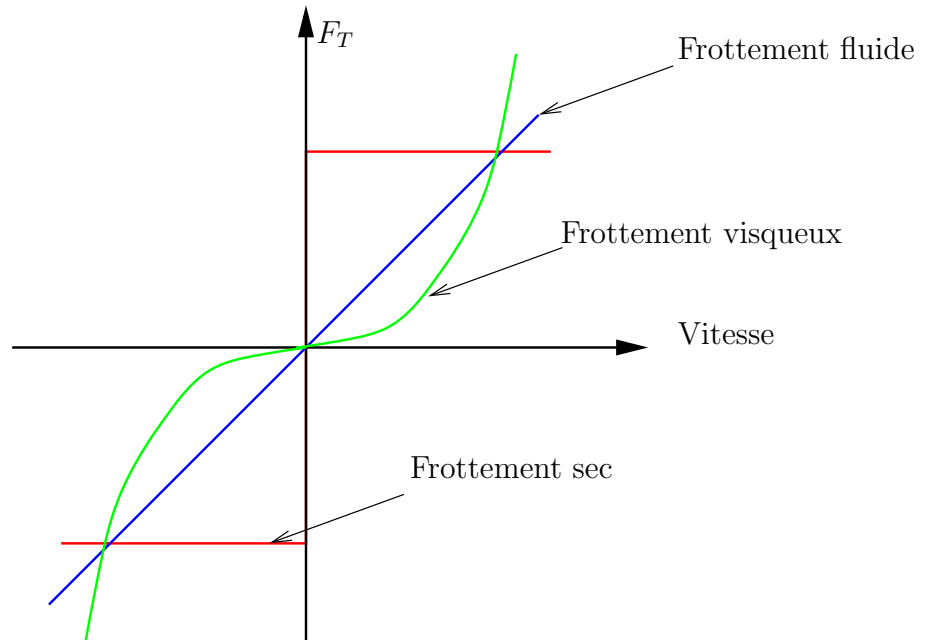


FIG. 1.30 – Caractéristiques typiques des frottements sec, fluides et visqueux

matique revient à rajouter du bruit sur le signal de commande. En effet, si la valeur moyenne du signal est asservie à la position désirée, le bruit assure un mouvement régulier de l'ensemble laissant alors la caractéristique du frottement proche de zéro. Cette technique est utilisée dans de nombreux systèmes actuels⁸. Une technique similaire est utilisée pour la détection des défauts pour les machines électriques. En excitant la machine par des secousses générées électromagnétiquement, le rotor reste en frottement dynamique et s'oriente naturellement de façon à ce que le balourd soit vers le bas. L'inconvénient de cette technique est qu'elle ajoute une incertitude sur la position, ne la garantissant que sur un domaine précis de largeur contrôlée centré autour de la consigne (cf. figure 1.31). Cependant, si le système possède plus d'un degré de liberté, il est possible de faire vibrer le glisseur dans une direction perpendiculaire au sens de déplacement principal. Le coefficient de frottement est sensible au module de la vitesse et pas à sa direction ou sa composition. Dans cette idée, une étude récente de William et Elizabeth-Croft a transposé cette technique aux vérins pneumatiques [Wil03]. Le piston est entraîné en rotation autour de son axe par un moteur externe et le bout du vérin est une liaison rotule permettant de transmettre les efforts de traction mais pas de rotation. Le schéma de la figure 1.32 montre le système expérimental. La vitesse angulaire du piston du vérin ne perturbe pas sa dynamique axiale mais permet de supprimer le seuil

⁸La société LIEBHERR utilise ce type de commande pour piloter ses moteurs couples destinés à contrôler le flux d'air dans les turbines à gaz. Le positionnement étant primordial pour la régulation du moteur, cette technique donne actuellement de bons résultats.

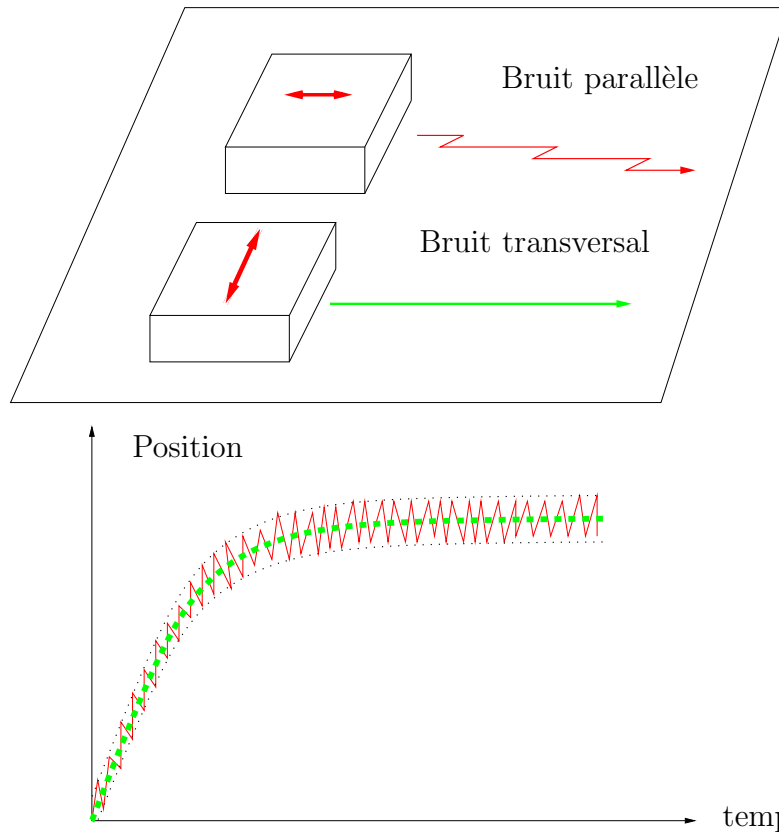


FIG. 1.31 – Asservissement de position en présence de bruit. *Le cas rouge correspond à un bruit dans le sens de déplacement ou parallèle. La position fluctue dans le temps. Le cas vert correspond à un bruit transversal. La position régulée n’oscille pas dans la direction privilégiée.*

observé sur la courbe expérimentale de type "courbe de Stribeck" comme montré sur la figure 1.33 pour une vitesse de rotation nulle. La relation devient alors linéaire et plus facilement intégrable dans une régulation classique. Le choix de la vitesse de rotation est fait en fonction de la courbe de frottement afin d’assurer un fonctionnement en régime de lubrification fluide stable.

Nous venons de voir que la superposition de mouvement dans le plan de glissement pouvait abaisser artificiellement le coefficient de frottement. Seulement cet avantage va de pair avec une augmentation de la distance de glissement et donc de l’usure, favorisant ainsi la détérioration de la fonction. L’usure est proportionnelle à l’énergie dissipée dans le contact. Cette énergie est apportée par le travail des forces de frottement non-conservatives (à la différence des forces élastiques pures). L’expression de ce travail des forces de frottement est par définition le produit scalaire du vecteur force $\overrightarrow{F_{T(x,y)}}$ par le vecteur déplacement $\overrightarrow{X_{(x,y,z)}}$:

$$W_{F_T} = \left\| \overrightarrow{F_{T(x,y)}} \right\| \cdot \left\| \overrightarrow{X_{(x,y,z)}} \right\| \quad (1.1)$$

Une force ne travaille que si le déplacement est dans le même plan que la force. Or si le déplacement est perpendiculaire à la force, celle-ci ne travaille pas et donc ne

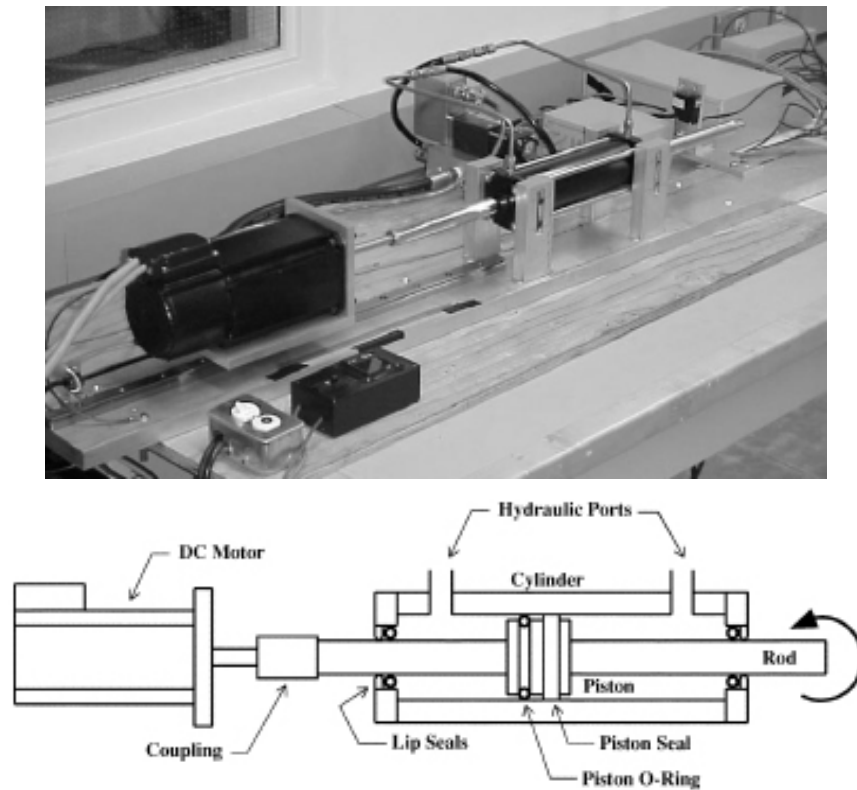


FIG. 1.32 – Dispositif expérimental de vérin assisté par vibrations [Wil03]

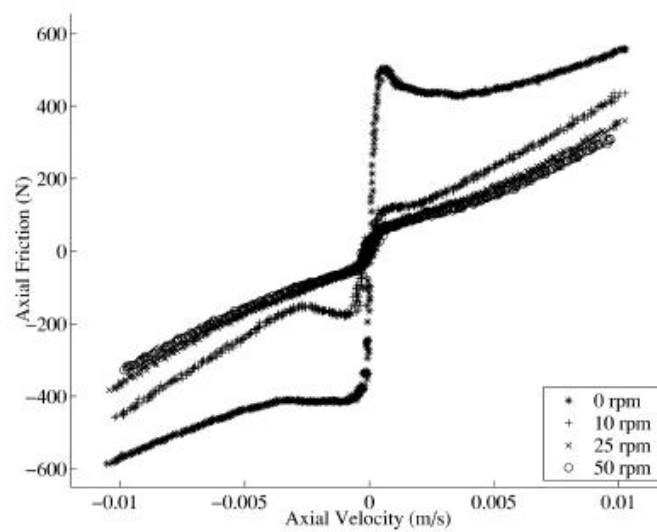


FIG. 1.33 – Evolution du frottement en fonction de la vitesse linéaire pour différentes vitesses de rotation du vérin [Wil03]

produit pas d'énergie dissipée. Ainsi, provoquer des déplacements perpendiculaires au plan tangent au contact permettrait d'annuler l'énergie dissipée.

Des recherches sont menées actuellement pour comprendre et montrer la faisabilité de la technique. En particulier, les travaux de Kutomi, Sase et Fujii portent sur la réalisation expérimentale d'un translateur plan assisté par vibrations et l'effet des ondes mécaniques générées par chocs ultrasoniques ($1 \mu\text{m}$ à 20kHz)[Sas97, Kit98, Kut97]. Pour éviter de recourir à une lubrification par film d'huile, dont l'état est difficile à maintenir constant, Fujii propose une méthode pour contrôler le coefficient de frottement d'un chariot de poste de tournage (cf. figure 1.34). Il constate qu'une vibration de la surface glissante par des ondes mécaniques provoque une réduction spectaculaire du frottement. Le dispositif qu'il utilise est composé d'un chariot entraîné par une vis sans fin comme représenté sur la figure 1.35. Des vibreurs piézoélectriques sont montés sur un flanc du guide (plan de glissement). Les caractéristiques mécaniques du dispositif sont données dans le tableau 1.1.

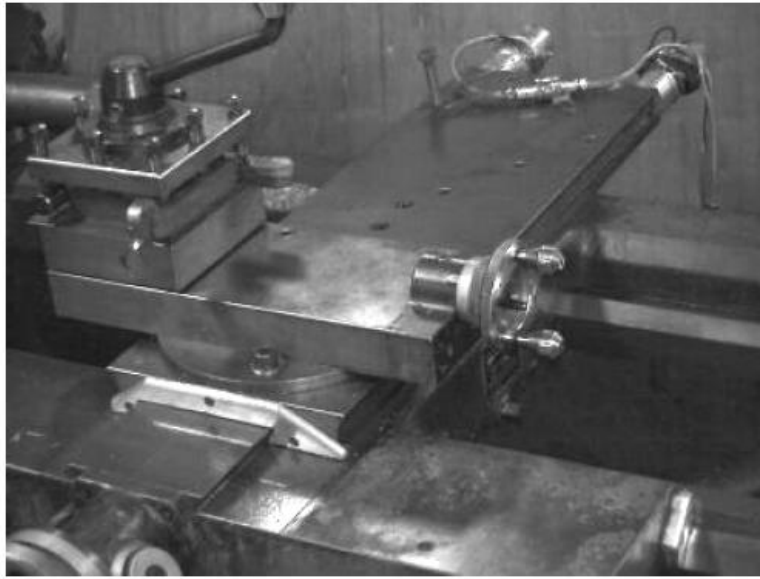


FIG. 1.34 – Photographie du translateur expérimental [Kit98, Kut97]

Caractéristique	Valeur
Matériau	Acier (carbon steel 0,55 %)
Dimensions du plateau (guideway)	$130 \times 50 \times 500$ (mm)
Dimensions du chariot (sliding plate)	$100 \times 12 \times 169$ (mm)
Dureté Vickers	$H_v = 700$
Rugosité des plans glissants	$R_{rms} = 0,38 \mu\text{m}$
Aire de contact apparente	$17 \times 10^3 \text{mm}^2$
Fréquence vibratoire	$20,7 \text{kHz}$

TAB. 1.1 – Caractéristiques des différents éléments du montage [Sas97]

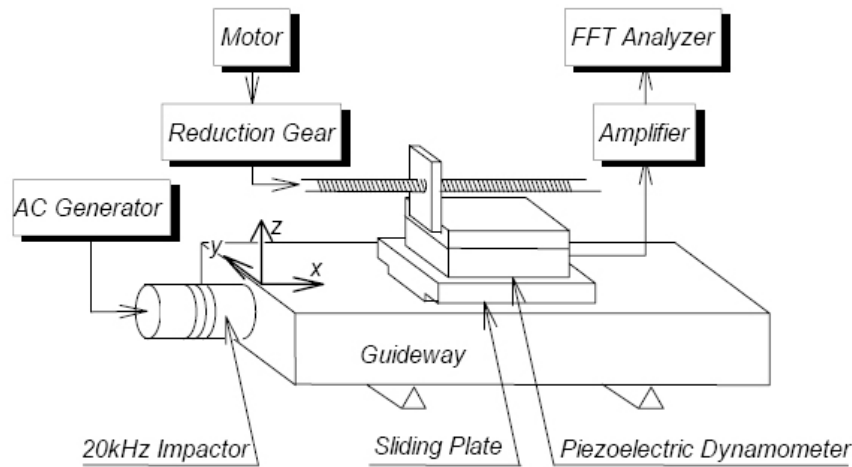


FIG. 1.35 – Conception du glisseur assisté par ultrasons [Kit98, Kut97]

Excité à une fréquence de 20 kHz , le coefficient de frottement sec atteint des valeurs inférieures à $0,01$ pour un glisseur en acier chargé par 100 N à des vitesses allant jusqu'à $10\text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. La figure 1.36 représente l'évolution du

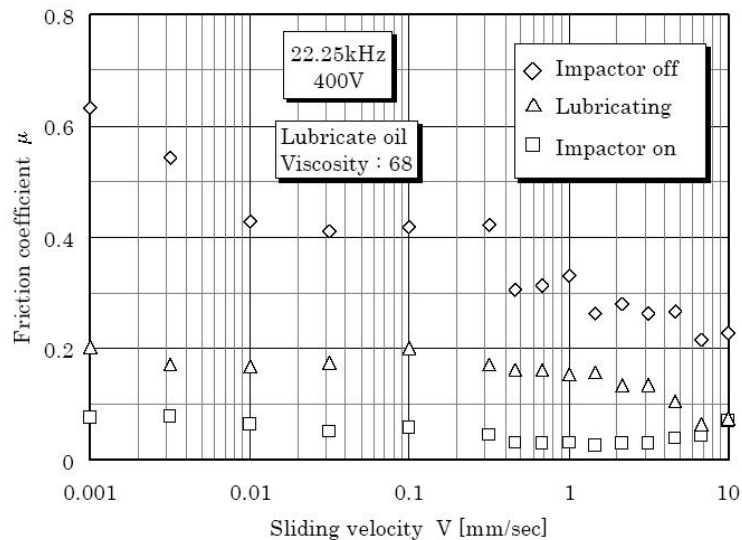


FIG. 1.36 – Evolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement relative pour différents types de lubrification [Kit98, Kut97]

coefficient de frottement μ en fonction de la vitesse de glissement pour différentes configurations de contact. Lors d'un contact sec, μ a une tendance à diminuer avec la vitesse. Ceci peut s'expliquer par les faibles valeurs de la vitesse qui gardent le contact plutôt en régime statique "quasi statique" et donc explique ces valeurs élevées de μ à $0,6$ (la nature similaire des aciers favorise l'adhésion et la soudure des aspérités augmentant l'effort de cisaillement). Pour des vitesses de l'ordre du centimètre par seconde, nous retrouvons un coefficient plus commun pour un frottement acier/acier de $0,3$. Dans le cas d'un contact lubrifié, μ est

inversement proportionnel à la vitesse (cas du régime mixte correspondant à de basses vitesses). Dans le cas du contact excité, le coefficient de frottement est nettement inférieur au cas lubrifié (-50%) et qui plus est, est peu influencé dans la gamme de vitesse étudiée. Pour des vitesses supérieures, le gain se dégrade et devient moins intéressant que pour un cas lubrifié. Les figures 1.37 et 1.38 représentent l'évolution de μ selon la charge normale. Même pour des

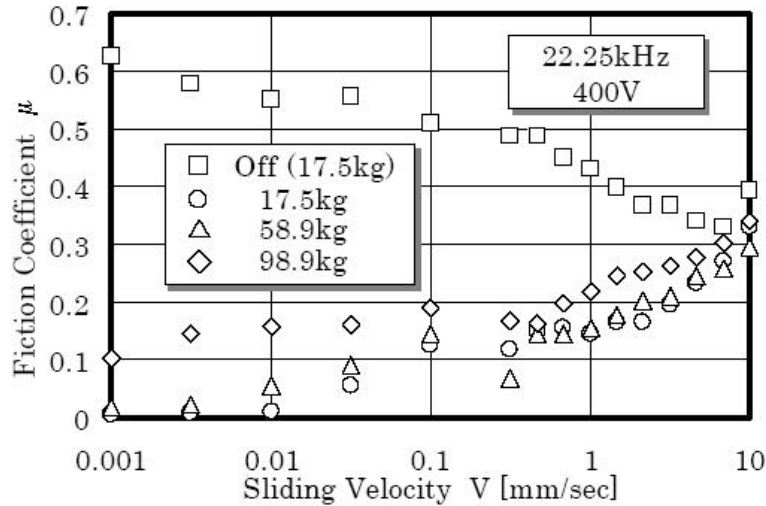


FIG. 1.37 – Evolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse de glissement relative pour différentes charges normales [Kit98, Kut97]

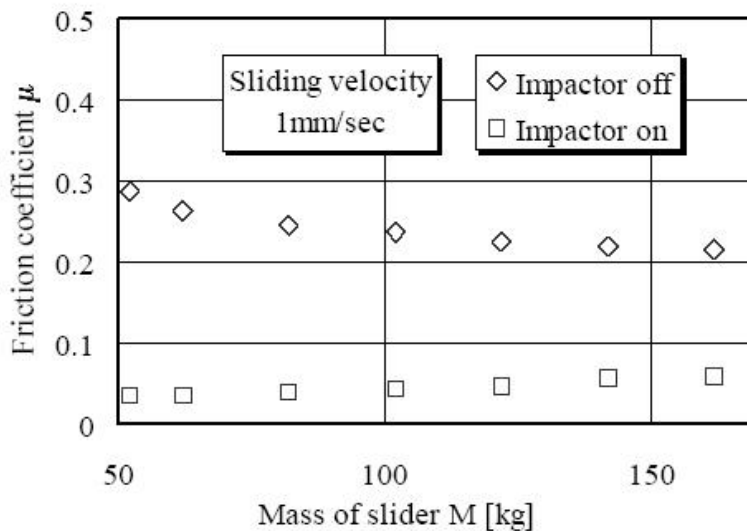


FIG. 1.38 – Evolution du coefficient de frottement et du chargement normal avec et sans vibrations [Kit98, Kut97]

charges de $1\,000\text{ N}$, le gain est particulièrement attractif. L'effet semble moins sensible à l'effort normal qu'à la vitesse de déplacement de celle-ci. Le paramètre principalement influant semble être la fréquence d'excitation. Plus la fréquence

et l'énergie des impacts est grande plus la réduction est importante. Sase *et al.* montrent également que le coefficient de frottement est pilotable par la tension d'excitation des vibreurs (l'amplitude étant directement liée à la valeur efficace et à la fréquence d'utilisation). Ainsi, nous pouvons imposer un fort coefficient de frottement lorsque l'on veut garder une position et le diminuer à la demande pour effectuer un déplacement. Notons aussi la relative insensibilité de cette technique vis-à-vis des températures, il n'y a pas de problème de viscosité comme dans le cas classique des huiles. Cette technique pourrait être potentiellement intéressante pour les milieux à ambiance contrôlée (zone agroalimentaire, médicale ou salle blanche pour semiconducteurs). Le coefficient de frottement n'est pas uniforme comme présenté sur la figure 1.40. L'onde mécanique générée est stationnaire donc les nœuds de vibration ne subissent aucun mouvement. La figure 1.39 montre le relevé des amplitudes vibratoires selon la position le long de l'axe. Il apparaît clairement que l'onde possède 4 nœuds. La figure 1.40 montre le relevé du coefficient de frottement local. Celui-ci est directement lié à la distribution des amplitudes vibratoires. Aux endroits où la variation est maximale, le frottement est minimum. Aux nœuds de vibration le frottement est plus important puisque le mouvement vibratoire est nul en ce point. Nous voyons bien que c'est l'impact d'une variation d'amplitude qui entraîne la modification du coefficient de frottement. La solution pour rendre homogène le frottement serait d'utiliser une onde progressive induisant ainsi un mouvement vibratoire en tout point de la surface en contact. Le sens pourrait être modifié et accordé avec le sens de déplacement du chariot. À la manière d'un moteur à ondes progressives, le dispositif pourrait en plus entraîner le chariot dans des phases d'approche ou en bout de course. En revanche, les effets sur l'usure et la fatigue restent encore des questions en suspens.

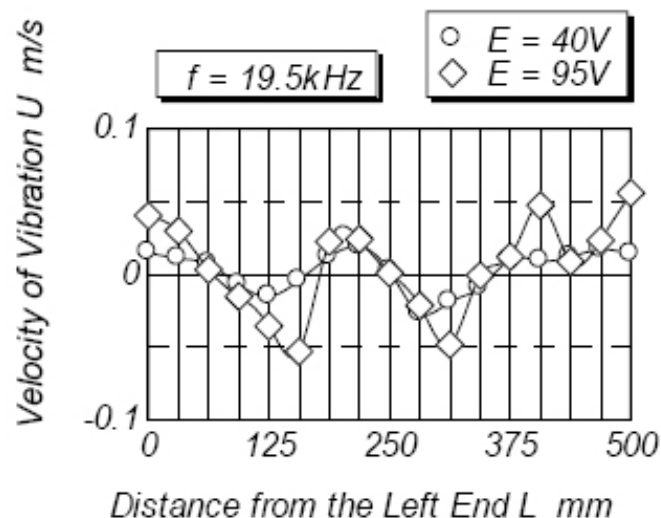


FIG. 1.39 – Relevé expérimental des déformations du plan de glissement [Kit98, Kut97]

Le positionnement et sa dynamique sont aussi affectés par les vibrations. Des

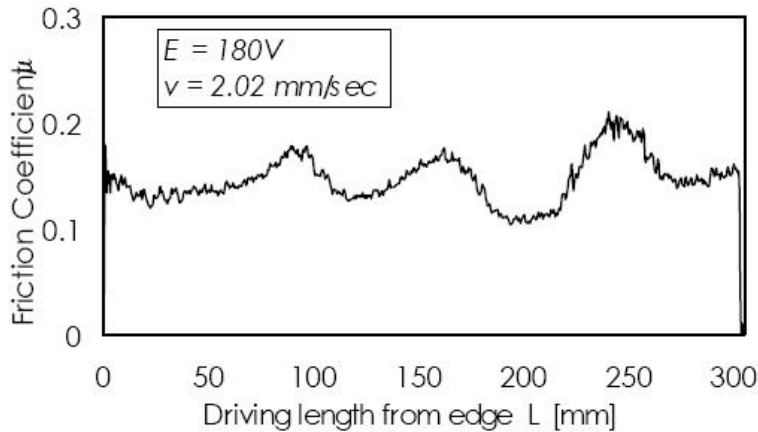


FIG. 1.40 – Relevé expérimental du coefficient de frottement en fonction de la position [Kit98, Kut97]

recherches ont montré que la présence de vibrations réduit le phénomène de *stick-slip*. La figure 1.41 montre deux relevés temporels de la position du glisseur passant de l'arrêt au glissement. Lorsque les vibrations sont présentes, le mouvement est plus onctueux et plus doux. La transition est progressive alors que sans excitation, le frottement sec est représenté par un saut typique du passage frottement statique/dynamique. La figure 1.42 montre des chronogrammes de position pour différents cas : sec, lubrifié et ultrasonique. Lors d'un contact sec simple, la réponse est mauvaise. Un contact excité répond mieux par rapport à une condition lubrifiée.

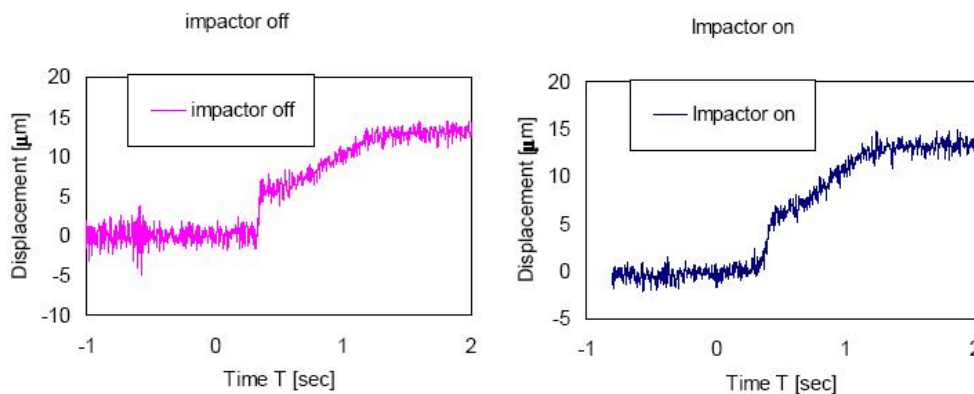


FIG. 1.41 – Chronogramme de la position du glisseur avec et sans présence de vibrations [Kit98, Kut97]

1.3.2 Effet des vibrations sur les contacts lubrifiés

Pour réduire le frottement dans les systèmes mécaniques, les lubrifiants occupent une place majoritaire dans la conception des systèmes, ils forment une couche à faible contrainte de cisaillement qui s'intercale entre les surfaces des

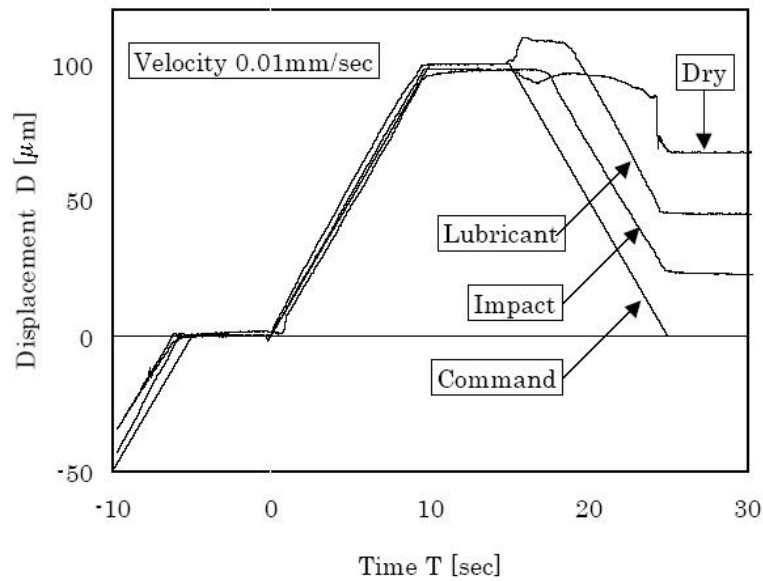


FIG. 1.42 – Chronogrammes de position du glisseur pour différentes lubrifications [Kit98, Kut97]

solides en glissement. L'augmentation de leurs performances passe par l'amélioration de la composition chimique des lubrifiants employés (huiles, graisse, graphite, silicone,...) pour séparer les pièces mobiles.

Cependant des travaux de recherches montrent qu'une oscillation rapide (quelques kilohertz) perpendiculaire au plan de glissement de la largeur de l'espace occupé par le lubrifiant séparant les deux surfaces en glissement, peut réduire le frottement entre elles de façon significative [Heu98, Gao98]. Cette technique cherche à garder le lubrifiant dans un état de désordre dynamique (cf. figure 1.43), empêchant la formation d'une couche moléculaire qui peut augmenter la force de cisaillement. L'introduction de petites oscillations (inférieures au micromètre) entre les deux surfaces glissantes permet de désorganiser la structure du fluide et de maintenir le lubrifiant dans un état liquide (cf. cas (a) de la figure 1.44) similaire à l'état super-cinétique des lubrifiants (cf. cas (c) de la figure 1.44). La sollicitation mécanique joue donc sur la viscosité instantanée du lubrifiant. Ceci permet le mouvement des surfaces avec un petit coefficient de frottement.

Les études théoriques menées par Landman *et al.* portant sur l'étude des films de lubrifiant minces et confirmées expérimentalement par Israelachvili *et al.*, montrent qu'une variation de 5 % de l'épaisseur suffit à maintenir un niveau de désordre suffisant [Gao98]. Les molécules de lubrifiant en couche mince confinées entre deux surfaces planes s'organisent en structures régulières (molécules à longue chaîne) sur une ou plusieurs couches [Yos93, Per95]. Cette organisation moléculaire crée un état "semi-solide" (cf. cas (b) de la figure 1.44). Une telle structure résiste aux forces tangentielles de cisaillement mais pas aux forces normales de compression.

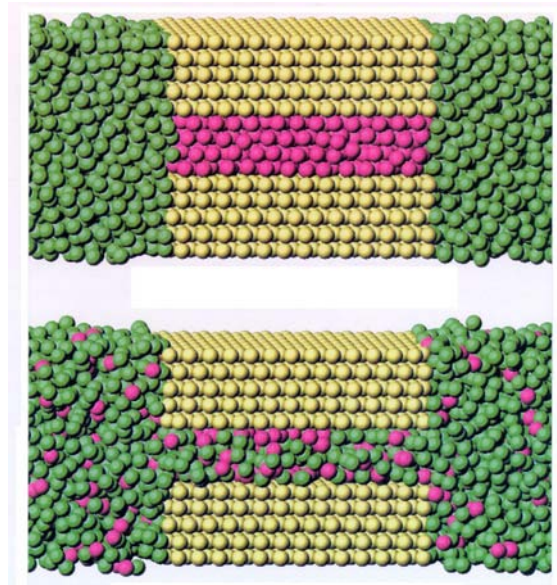


FIG. 1.43 – Simulation numérique du comportement moléculaire du lubrifiant liquide avec présence d’oscillations (*cas du bas*) et sans oscillation (*cas du haut*) de l’épaisseur du film [Heu98]. La première simulation représente un film d’huile entre deux parois sans excitation. Un certain ordre s’établit en régime permanent. Cet ordre correspond à un agencement des longues molécules d’huile qui par affinité établissent des liaisons chimiques (état de minimum d’énergie). Lors du mouvement, ces liaisons devront être cassées et augmenteront le frottement. En perturbant le contact dans la simulation du dessous, le désordre est entretenu et ces liaisons ne se forment pas, réduisant les efforts de friction.

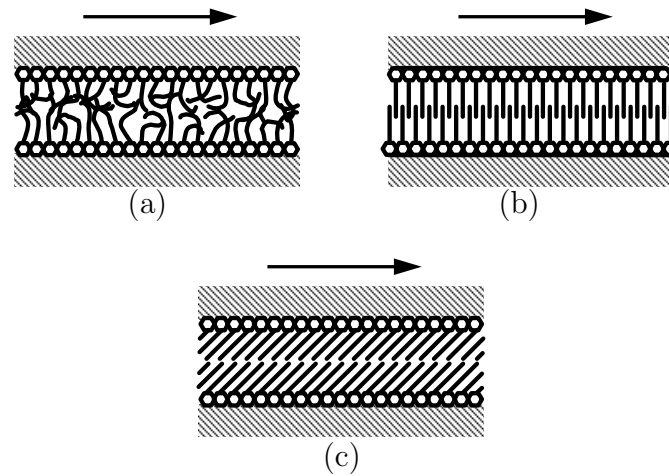


FIG. 1.44 – Schématisation des différents états des lubrifiants [Per95]. (a) *État de désordre induit par des vibrations. Les chaînes moléculaires n'ont pas de direction privilégiée et n'établissent pas d'affinité régulière entre elles. Le cisaillement résultant est faible.* (b) *État structuré. Avec le temps les molécules s'organisent naturellement et se lient les unes aux autres. Le cisaillement augmente à cause de ce pouvoir d'adhésion.* (c) *État super-cinétique. Si les solides ont une vitesse relative élevée, alors le fluide se décompose en deux flots ayant des vitesses opposées. Les molécules n'ont pas le temps de s'organiser car le temps de relaxation est trop important vis-à-vis du temps de renouvellement du fluide. Cet état présente un cisaillement faible.*

A la force nécessaire pour faire glisser les deux surfaces, elle ajoute alors une force pour briser ces liaisons moléculaires.

La fréquence à laquelle le contact doit être excité est liée à la viscosité du lubrifiant : des liquides épais ont besoin de plus de temps pour se "relaxer" que des liquides plus fluides quand les dimensions de l'environnement sont faibles. Ainsi, moins le lubrifiant est visqueux plus le maintien du désordre dynamique exige des vibrations élevées. Dans leurs essais, Heuberger *et al.* montrent que pour 1 *kHz* le contact d'un cylindre sur un plan en présence d'un film lubrifiant⁹, le coefficient de frottement peut être quasiment réduit à zéro (cf. figure 1.45 et figure 1.46). Des travaux antérieurs menés par Polanski en 1983 [Pol83] révèlent qu'un glisseur sur plan incliné en acier voit son coefficient de frottement réduit de 40 % à sec et de 20 % en présence de lubrifiant. Le tableau 1.2 résume ses principaux résultats.

Toutefois, suivant la vitesse du fluide et les vibrations mécaniques, la cavitation du fluide peut se produire et libérer des quantités d'énergie potentiellement préjudiciables pour le contact.

⁹Le lubrifiant utilisé pour les essais est du trichlorosilane Cl_3HSi (agent tensio-actif) qui à la particularité de former des couches uniformes de chaînes moléculaires et possède un temps de relaxation assez lent ($2\text{ ms} < \tau_r < 20\text{ ms}$). L'épaisseur du film est de 7 *nm* environ.

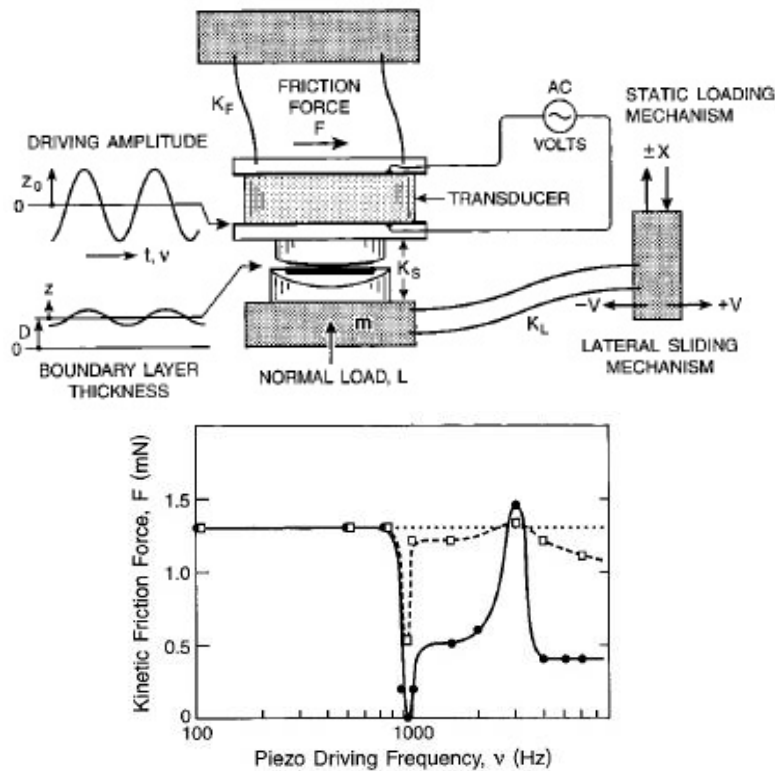


FIG. 1.45 – Etude de la variation du coefficient de frottement d'un contact lubrifié sous sollicitations normales [Heu98].

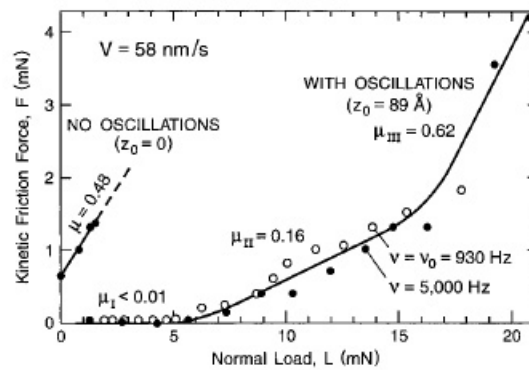


FIG. 1.46 – Evolution de la force de frottement en fonction de l'effort normal dans différentes conditions ($v = 0; 930; 5000 \text{ Hz}$) [Heu98]. La vitesse de glissement est de 58 nm.s^{-1} . Sans vibrations, l'évolution est linéaire $\mu = 0,48$. En présence de vibrations, trois cas se distinguent. Le cas μ_I correspond à un frottement quasi nul. Les cas μ_{II} et μ_{III} correspondent à des zones où l'épaisseur du film devient du même ordre que l'amplitude vibratoire, provoquant une perte de performance pour arriver à retrouver la pente hors vibrations pour de trop grands efforts normaux ($L > 15 \text{ mN}$).

Glisseur	μ_s hors vibrations	μ_s avec vibrations
Acier non lubrifié	0,26	0,175
Acier lubrifié	0,19	0,16
Laiton non lubrifié	0,29	0,16
Laiton lubrifié	0,21	0,15
Cuivre non lubrifié	0,24	0,13
Cuivre lubrifié	0,205	0,15

TAB. 1.2 – Résultats d’expériences d’un glisseur sur plan incliné [Pol83]. *Le glisseur est chargé par un poids de 50 daN sur un plan vibrant (amplitude de 5 μm). Le lubrifiant est de type LT-4s.*

1.4 Effet des vibrations sur la tectonique des plaques

L’effet des vibrations sur le frottement se manifeste à plusieurs échelles. Elles font l’objet de recherches sur des micro-mécanismes en étudiant les interactions entre aspérités jusqu’au mouvement des plaques tectoniques en étudiant les séismes. Les tremblements de terre se caractérisent par une succession d’à-coups rapides et très dévastateurs. La mécanique terrestre déplace les plaques continentales et provoque leur subduction ou leur convergence. Les efforts colossaux qui sont mis en jeu chargent les fissures qui emmagasinent de l’énergie sous forme élastique. A cause du frottement entre les roches, le glissement entre plaques n’est pas constant dans le temps. Les plaques se déforment et se plissent. Lorsque la contrainte de cisaillement est trop forte, il y a rupture et la plaque glisse violemment pour éliminer toutes contraintes. Il y a succession de phases d’accumulation et de détente. La décharge n’est pas uniforme mais provoque du *stick-slip* même à cette échelle. Les recherches actuelles tentent de comprendre cette mécanique. Parmi les effets considérés, la modulation des efforts est une piste d’investigation. En effet, les secousses générées au début de la fracture vont agir sur le comportement du reste de la faille. Les vibrations produites se propagent et modifient alors l’effort existant entre les plaques (cf. figure 1.47). Cet effort est constitué d’une contrainte de cisaillement statique (produite par effort emmagasiné dans la roche) et d’une composante alternative issue de la propagation des ondes de cisaillement et de compression. A une échelle différente, les vibrations ont-elles un effet stabilisant sur le mouvement des plaques ? En géophysique, l’influence des variations temporelles du chargement mécanique sur le comportement des failles a suscité différentes études dans le but de comprendre le couplage entre les contraintes normales et tangentielles sur une faille. Linker et Dieterich ont élaboré un modèle rendant compte de cette variation [Lin92]. Les travaux de Bureau *et al.* traitent de l’impact du *stick-slip* sur le frottement des plaques [Bur01]. Ils étudient l’influence de la modulation de charge sur le comportement tribologique des éléments tectoniques. La figure 1.48 représente l’évolution expérimentale du coefficient de frottement sous modulation de charge. La fréquence de modulation est relativement basse (120 Hz) et le contact reste permanent. Il ne s’agit donc pas de sautillerment des plaques mais bien d’une va-

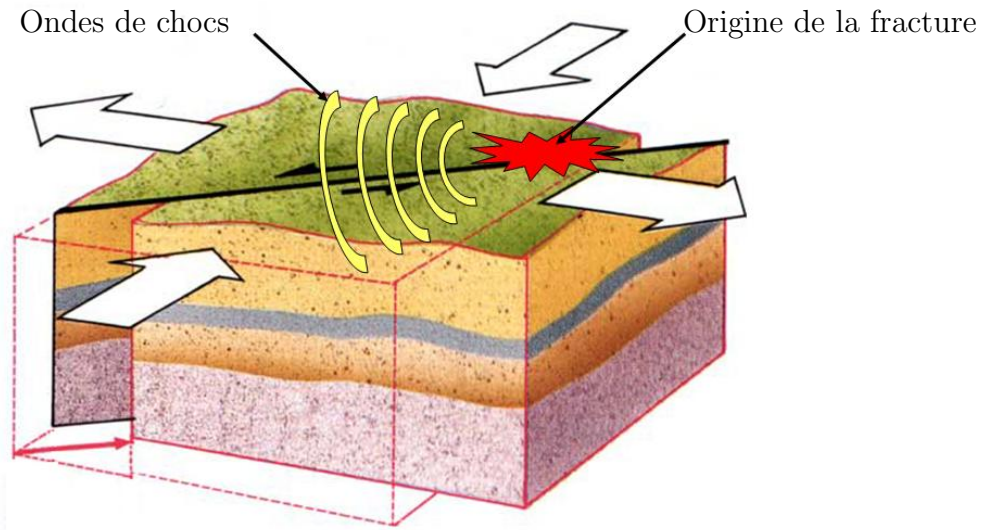


FIG. 1.47 – Impact des vibrations sur les tremblements de terre [ipg]

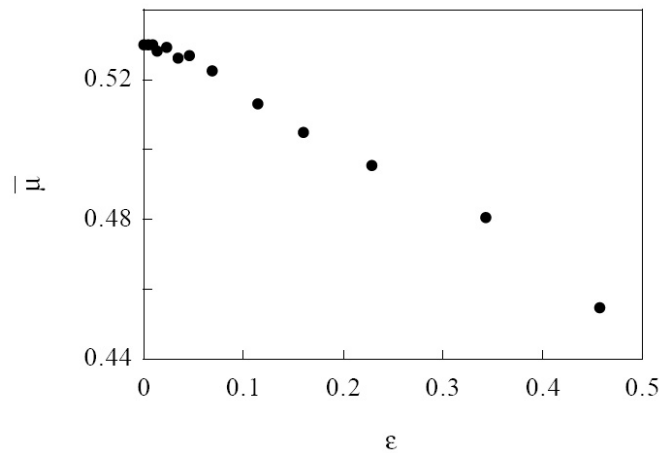


FIG. 1.48 – Evolution du coefficient de frottement entre deux solides sous modulation de charge normale [Bur01]. Le système d'étude est composé de deux solides dont un est un pot vibrant oscillant à 120 Hz. L'aire de contact est de $70 \times 70 \text{ mm}^2$ chargée par un effort statique normal de 7 N. ϵ représente le taux de variation de l'effort normal $W(t)$ par rapport à l'effort statique W_0 . $\epsilon = \frac{\Delta W}{W_0}$.

riation propre de μ . Ils mettent en évidence que la modulation diminue la force de frottement moyenne : μ diminue de 15 % pour un taux de modulation de 50 %. De plus, elle a un effet stabilisant sur les oscillations du *stick-slip*. Ces effets vibratoires à grande échelle (km) sont aussi applicables à des échelles plus modestes (cm), en particulier dans tous les systèmes où une transmission mécanique intervient.

1.5 Contact rotor/stator des moteurs piézoélectriques à ondes progressives

Comme nous venons de le voir précédemment, la présence de vibrations de quelques micromètres à des fréquences ultrasoniques provoque une réduction des efforts de frottement entre deux solides en contact sec ou lubrifié. Ces conditions de contact sont rencontrées particulièrement dans le fonctionnement des moteurs à ondes progressives. Ces moteurs utilisent majoritairement des actionneurs électroactifs comme les céramiques piézoélectriques. Un exemple typique de ce

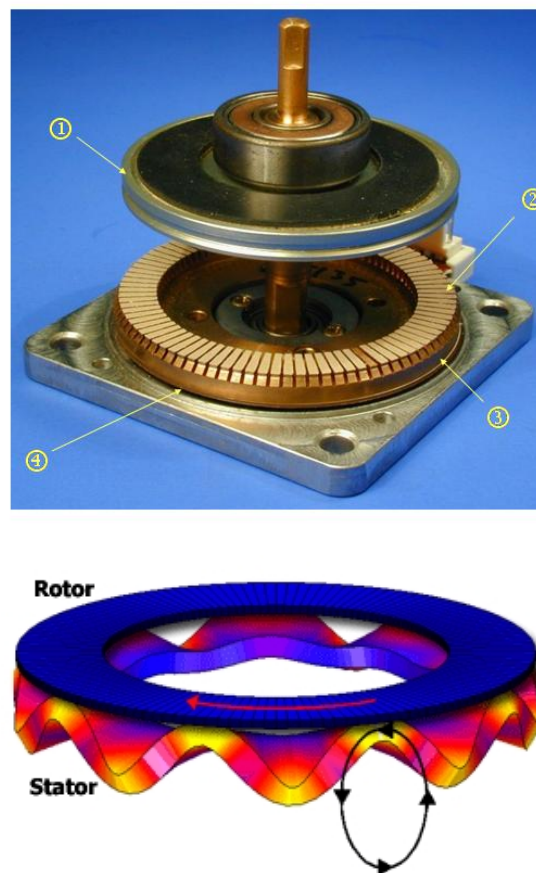


FIG. 1.49 – Le moteur Shinsei. (1) rotor (2) revêtement de friction (3) stator (4) Anneau de céramiques piézoélectriques (Shinsei Co.Ltd. USR60). L'entraînement du rotor est assuré par les crêtes de l'onde progressive générée par le stator. La vitesse moyenne des points du stator en contact avec le rotor définit la vitesse d'entraînement du rotor. Cependant, les phénomènes de raideur tangentielle de la couche de friction (polymère) réduisent la transmission mécano-mécanique.

type de structure est le moteur Shinsei (cf. figure 1.49).

Pour fabriquer un moteur piézoélectrique, des fines couches de céramiques PZT sont collées sous un anneau métallique statorique. Ces céramiques sont excitées à

l'aide d'un champ électrique variable à haute fréquence provoquant leurs déformations alternatives. Par une sectorisation des électrodes et une polarisation alternée des secteurs, la déformation est sinusoïdale. Les vibrations se transmettent alors à l'anneau qui se met à vibrer. La taille du stator est définie comme un multiple de la longueur d'onde. En combinant correctement 2 vibrations sinusoïdales déphasées de 90° dans le temps et d'un quart de longueur d'onde dans l'espace (au niveau de l'excitation des céramiques), une onde sinusoïdale progressive au sein de ce stator est créée. Cette onde progressive, se propageant dans l'anneau statorique, impose à chaque point de la surface une trajectoire elliptique comme illustré par la figure 1.49. En posant un disque rotorique sur le stator vibrant, il se met en mouvement de rotation suite au mouvement d'entraînement du stator. Les encoches présentes sur le stator permettent d'amplifier le mouvement d'entraînement par le bras de levier et d'éliminer les particules d'usure issues du frottement entre le stator et le rotor. Une fine couche d'un revêtement polymère (environ $200 \mu m$) est déposée sur les dents du stator ou sur le rotor afin d'augmenter les performances de la conversion mécano-mécanique grâce à son module élastique faible (raideur faible de $1,5 GPa$ vis-à-vis de celle de l'acier $210 GPa$) autorisant des efforts normaux élevés¹⁰. Dans les modèles classiques, l'entraînement du rotor est supposé quasi statique à cause du contact permanent entre le rotor et le stator. La loi de frottement qui s'y applique traditionnellement est la loi de Coulomb¹¹. La vitesse d'entraînement peut être calculée en intégrant les vitesses particulières de chaque point du contact (cf. figure 1.50). Son expression est :

$$V = \int_{\text{contact}} \pi \cdot \frac{h}{\lambda} \cdot A \cdot \omega \cdot \cos(\omega t - kx) \cdot dx \quad (1.2)$$

Avec h la hauteur de fibre neutre, A l'amplitude de vibration, ω la pulsation, k le rang de mode et λ la longueur d'onde de la déformée. Le chargement normal influe directement sur la conversion mécanique, car il définit le taux de contact et l'indentation correspondante. Plus l'enfoncement est grand, plus le contact est large et donc les bornes d'intégration aussi. Pour de faibles chargements, seuls les points les plus rapides contribuent au mouvement et donc à la vitesse maximale. Si l'intégration se fait sur plus de points, alors la moyenne de la vitesse diminue mais la contrainte résultante et le couple augmentent. La caractéristique couple/vitesse est donc une courbe décroissante. Les paramètres principaux sont donc l'aire de contact (qui dépend de l'effort normal, des propriétés mécaniques des matériaux, des sollicitations et de la géométrie du moteur) et la déformation statorique produite (fréquence, rang de mode, amplitude).

¹⁰En augmentant les efforts normaux et en assurant un taux de contact constant, le couple transmissible est plus élevé car la pression de contact augmente et la vitesse d'entraînement reste inchangée. En effet, le taux de contact définit les bornes d'intégration de la vitesse $[-L; L]$ (cf. figure 1.50).

¹¹Loi de Coulomb : si il n'y a pas de glissement relatif entre le rotor et le stator alors la force de frottement est proportionnelle à l'effort normal via le coefficient de frottement statique μ_s : $F_T = \mu_s \cdot F_N$. S'il y a glissement, alors la proportionnalité est conservée mais le coefficient de frottement est plus faible, c'est le coefficient dynamique μ_d : $F_T = \mu_d \cdot F_N$.

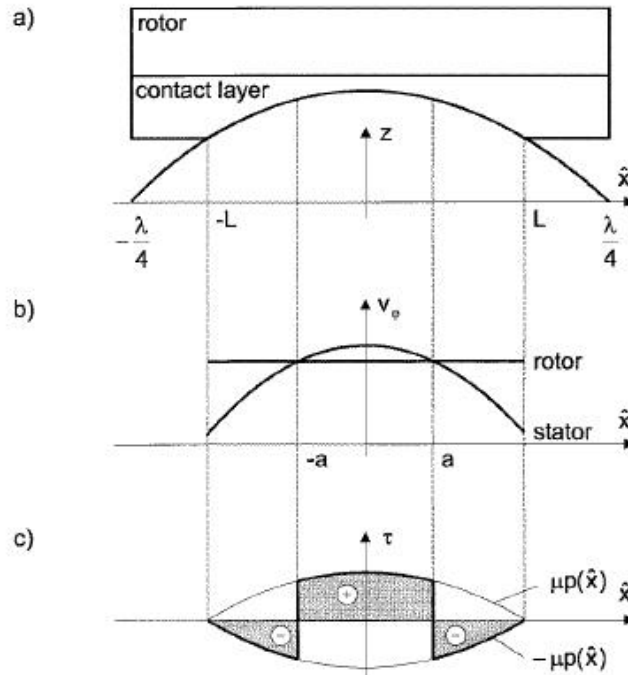


FIG. 1.50 – Répartition des vitesses et des pressions dans le contact rotor/stator pour un USM dans le cas quasi statique [Wal98]. Lorsque le stator indente le rotor (a), il y a une différence de vitesse entre tous les points du rotor (qui ont la même vitesse) et les points du stator qui ont une distribution sinusoïdale de la vitesse (b). La contrainte qui est du même signe que la vitesse relative, provoque une segmentation en deux parties (c). La contrainte équivalente (intégrée sur le contact) définit alors l'effort transmissible. Classiquement, l'aspect dynamique du contact n'est pas pris en compte, ce qui explique les différences de comportement entre la modélisation et l'expérimentation.

Cependant, la pratique les met en défaut et montre une lourde perte de performance notamment sur la vitesse d'entraînement¹². Les investigations se divisent en deux catégories. Une première traite principalement de la cinématique du contact indépendamment de la nature du contact qui est considérée comme constante et uniforme. Une seconde piste consiste à étudier le contact plus finement (prise en compte des non-linéarités, dépendance aux paramètres extérieurs comme la température) et en particulier en distinguant des zones de glissement et des zones d'adhérence.

Le mouvement du stator entraîne une intermittence du contact et en particulier l'influence de l'ouverture de l'ellipse sur la transmission mécanique [Nak91]. Le

¹²Les pertes par déformation et par glissement représentent 50 % des pertes totales. Les caractéristiques principales d'un moteur USR60 sont : couple nominal 0,32 Nm, Vitesse nominale 10 rd/s, tension et fréquence d'alimentation 100 V_{eff} à 40 kHz, puissance nominale 4 W et poids 230 g. Malgré un faible rendement (<50 %), ces moteurs se distinguent particulièrement par leur fort couple à basse vitesse.

rotor est considéré comme rigide dans les modèles classiques. En fait, il subit une flexion radiale en réponse à la pression du stator. Les conditions de pénétration se trouvent modifiées et le calcul des pressions de contact aussi. Les travaux de Fleischer *et al.* montrent que l'emploi d'un revêtement très ductile sur le rotor de type TiN & Al_2O_3 permet de diminuer l'influence des mouvements parasites du rotor [Fle89]. La couche étant plus élastique que le métal rotorique, c'est elle qui subit majoritairement les déformations indépendamment du taux de contact [End86]. Il montre aussi que la forme de l'ellipse joue sur le mouvement du rotor : plus l'aplatissement de l'ellipse est grand, plus faible est la flexion du rotor.

Les travaux de Rouchon *et al* soulignent un manque dans la modélisation du contact rotor/stator et concluent sur un besoin de modéliser plus fidèlement la loi de frottement [Rou98, Rou96]. La figure 1.51 permet de comparer un relevé expérimental et la courbe théorique de la vitesse en fonction du couple pour un moteur Shinsei. Les travaux de Stork *et al.* montrent que dans le calcul du couple,

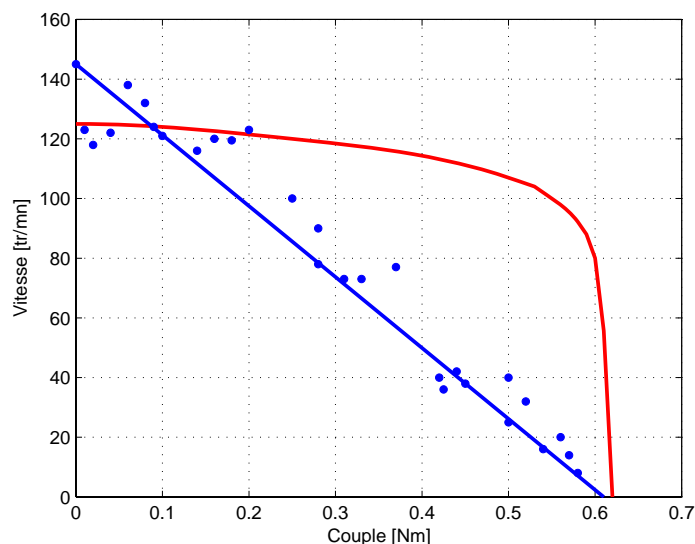


FIG. 1.51 – Evolution théorique et pratique de la vitesse de rotation en fonction du couple pour un USR60 [Rou96]. *La courbe théorique rouge ne tient pas compte de la réduction des frottement due au mouvement elliptique des particules statoriques. La courbe expérimentale bleue coïncide pour les extrêmes mais montre une perte de motricité dans la plage de fonctionnement.*

le coefficient de frottement μ à prendre en compte est variable [Sto03]. Le principe de superposition des vitesses est appliqué en considérant que le mouvement des particules n'est pas dans le plan mais en trois dimensions comme illustré sur la figure 1.52. La vitesse transversale et parallèle du stator n'est pas négligeable et affecte la transmission d'effort. La figure 1.53 représente l'impact des vitesses dues au mouvement elliptique sur le frottement et confirme l'hypothèse de superposition des vitesses. Le contact ne peut plus être considéré comme quasi statique mais plutôt en glissement permanent. Le coefficient de frottement à prendre en compte

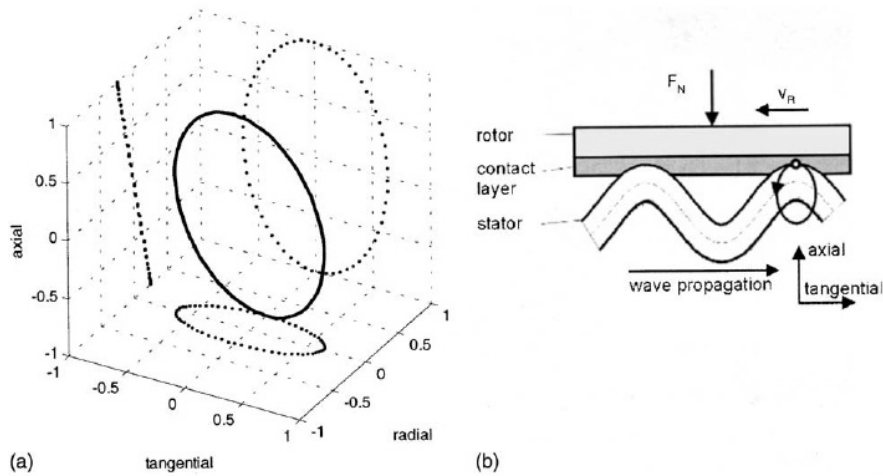


FIG. 1.52 – Evolution de la vitesse 3D d'un point du stator (a) [Sto03]. Chaque point du rotor évolue aussi perpendiculairement (radialement) au plan d'étude provoquant une perte de frottement (b).

est alors le coefficient de frottement dynamique. Comme sa valeur est plus faible que sa valeur en statique (cf. hypothèse du contact quasi statique), le couple transmissible est moindre. D'autres études montrent que la raideur tangentielle du substrat joue de même un rôle important dans cette diminution [Wal98, Asa03]. Dans ces moteurs, les amplitudes de déformation sont micrométriques et sont de même ordre de grandeur que les aspérités et les défauts de surface. Stork *et al.* ont mené d'autres études sur ce point [Sto02]. La couche polymère déposée en surface permet d'améliorer la durée de vie du moteur en diminuant l'usure. Cependant, elle introduit une raideur tangentielle ou un cisaillement non négligeable. La force de frottement générée par le cisaillement des aspérités est proportionnelle au déplacement tangential et donc une certaine distance de glissement est nécessaire pour obtenir un glissement généralisé du contact. Cette raideur structurelle ou intrinsèque modifie les conditions de contact car elle autorise des phases de glissement et d'adhérence dans le contact simultanément. Comme le coefficient de frottement γ est différent suivant chaque zone, la transmission d'effort est modifiée. La figure 1.54 représente l'état d'un contact lorsque l'on considère une déformation tangentielle de la couche de frottement. Toutefois, l'emploi de modèles simplistes reste valable car ils sont tout de même proches des résultats expérimentaux.

Les travaux d'Adachi mettent en évidence l'effet de la cinématique du stator sur le rotor associé à la raideur du revêtement de friction. La forme de l'onde ultrasonique et notamment sa composante perpendiculaire au plan d'onde perturbe l'effort transmissible [Ada96]. Le contact rotor/stator est simulé par une bille qui glisse en frottant sur un disque rotatif. La bille est animée d'un mouvement alternatif rectiligne ou circulaire. Les contraintes, les fréquences et les amplitudes utilisées sont représentatives des conditions réelles d'un moteur Shinsei ($0,46 \mu\text{m}$

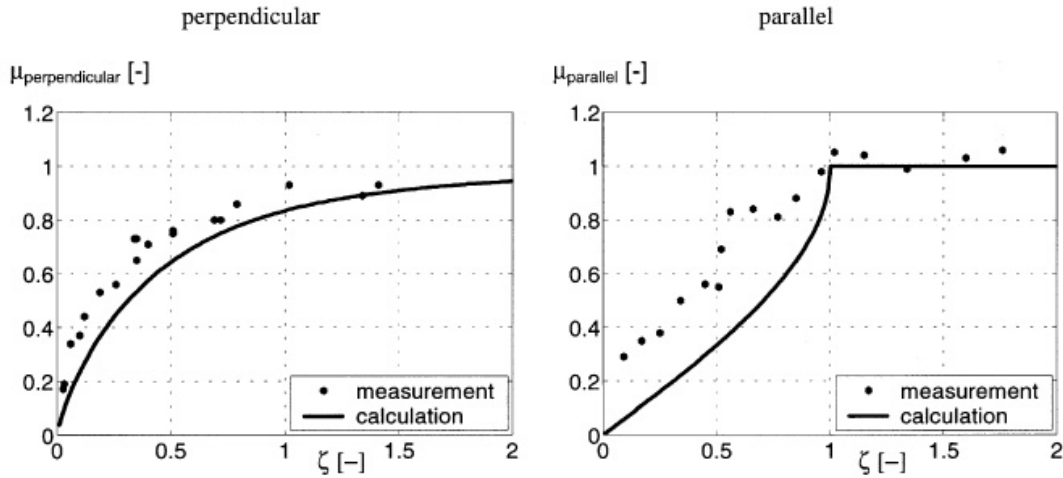


FIG. 1.53 – Evolution du coefficient de frottement μ en fonction de la vitesse parallèle et transversale d'un point du stator [Sto03]. ξ représente le rapport entre la vitesse longitudinale V_0 (vitesse de rotation effective du rotor) et l'amplitude de la vitesse perpendiculaire V_{\perp} ou parallèle V_{\parallel} . Lorsque le module de la vitesse parallèle est inférieur à la vitesse longitudinale, la résultante ne s'annule pas et le coefficient de frottement apparent reste inchangé. Dès que le module de V_{\parallel} est supérieur i.e $\xi < 1$, la vitesse résultante $V_0 + V_{\parallel}$ s'annule et s'inverse provoquant une diminution du coefficient de frottement apparent suivant le principe de superposition. μ se rapproche alors d'une valeur asymptotique correspondant au coefficient dynamique μ_d . Le principe est différent pour la vitesse perpendiculaire V_{\perp} . Le mouvement étant perpendiculaire à la propagation de l'onde, il maintient le contact en glissement permanent. Dès que la vitesse V_{\perp} devient grande devant V_0 i.e $\xi < 1$, μ tend vers sa valeur dynamique. Ces effets ont été remarqués dans les travaux de Rouchon et al [Rou96].

à $27,17 \text{ kHz}$)¹³. Les figures 1.55 et 1.56 montrent l'évolution du coefficient de frottement en fonction de la vitesse relative entre la bille et le disque. Les conclusions de ces travaux se résument en deux points. D'abord, la force de frottement augmente avec la vitesse de glissement relative lorsque l'amplitude des vibrations est faible. Lorsque les amplitudes permettent de produire une vitesse de vibration du même ordre de grandeur que la vitesse de glissement, l'effort est diminué. Pour des vitesses de glissement et de vibrations équivalentes, l'effort tend vers zéro. Par exemple, pour une vibration d'amplitude $0,46 \mu\text{m}$, $\mu(V_d = 10 \text{ mm.s}^{-1}) \approx 0$. Ces résultats sont très intéressants car ils regroupent les différentes approches : la rupture régulière du contact associée à la prise en compte de la raideur tangentielle met en évidence un temps ou une distance d'adaptation (quelques micromètres) durant laquelle l'effort transmissible croît continûment pour atteindre un régime établi. Ce sont bien ces transitoires qui ne sont plus négligeables dans les moteurs ultrasoniques. La prise en compte d'un modèle spatio-temporel instantané du contact s'impose. Une analogie simple et triviale peut être faite avec les pas

¹³La bille utilisée à un diamètre de $0,8 \text{ mm}$, elle est en acier et a un $R_a = 0,04 \mu\text{m}$

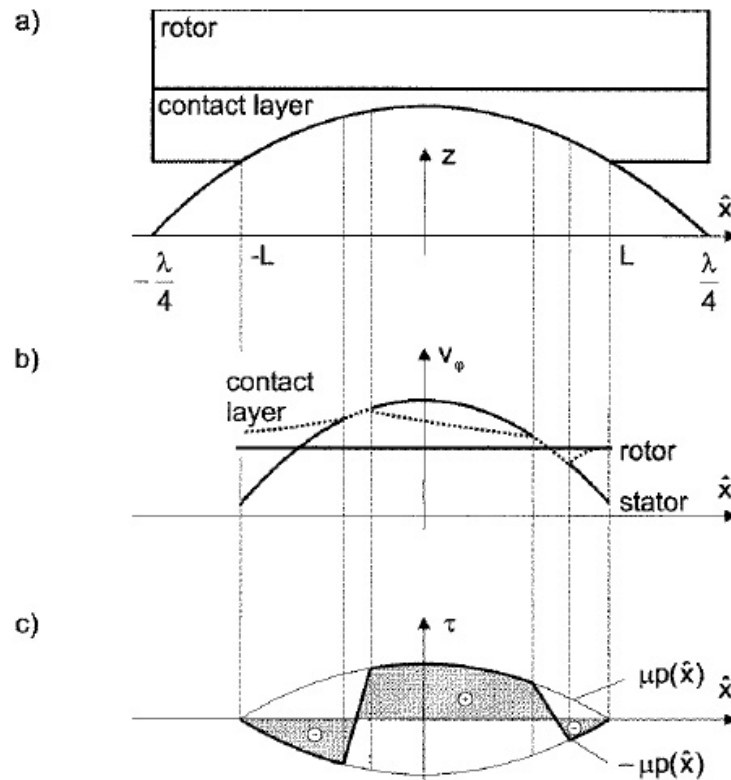


FIG. 1.54 – Répartition des vitesses et des pressions dans le contact rotor/stator pour un USM avec déformation de la couche de frottement [Wal98]. *Tout comme dans le cas quasi statique, lorsque le stator indente le rotor (a), il y a une différence de vitesse entre tous les points du rotor (qui ont la même vitesse) et les points du stator qui ont une distribution sinusoïdale de la vitesse (b). Un bourrelet se forme à l'avant du contact et une cavitation à l'arrière. Des zones de glissement positive et négative existent toujours mais ne sont plus symétriques ($\sigma = \mu \cdot p(x)$). Deux zones d'adhérence se forment entre elles (c). C'est la raideur tangentielle du substrat qui permet à certains points de ne pas glisser (la contrainte tangentielle en ces points n'excède pas la limite de cisaillement). Cette zone se traduit par une accommodation progressive de la contrainte. La réduction des zones de cisaillement et la modification des proportions ampute une partie de la capacité motrice du contact.*

d'une personne dans le sable d'une dune. Chaque pas se voit retranché d'un recul due à l'enfoncement du sol trop meuble. Ainsi pour effectuer une distance de 10 m, il ne suffit pas de faire 10 pas de 1 m, mais beaucoup plus afin de compenser le recul. Ceci n'apparaît pas quand le sol est dur ou lorsque la pression de contact (poids/surface plantaire des pieds) est faible devant la limite d'écoulement de la structure sableuse (justification de l'emploi de raquettes). Cette parabole tente de montrer qu'un revêtement polymère permet d'améliorer la durée de vie du moteur mais nécessite une modification du modèle de frottement du contact. L'importance de ces phases de transition est néfaste dans le cas moteur mais pourrait être détournée avantageusement pour le débrayage des structures piézoélectriques. Cette

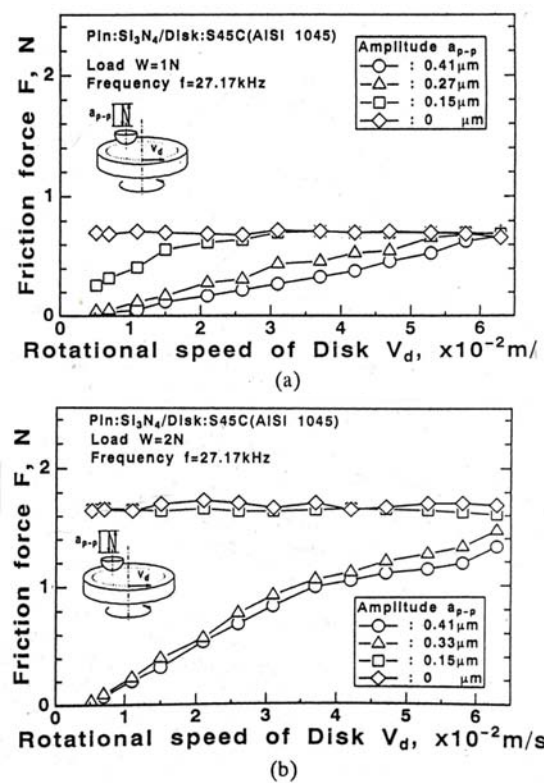
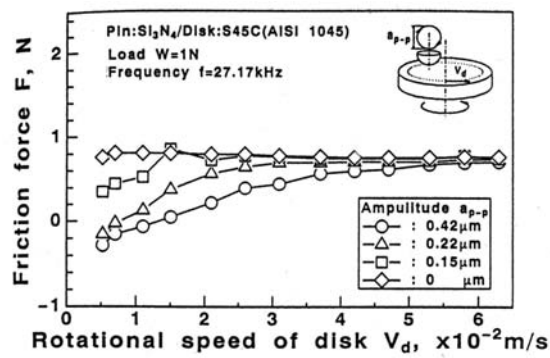
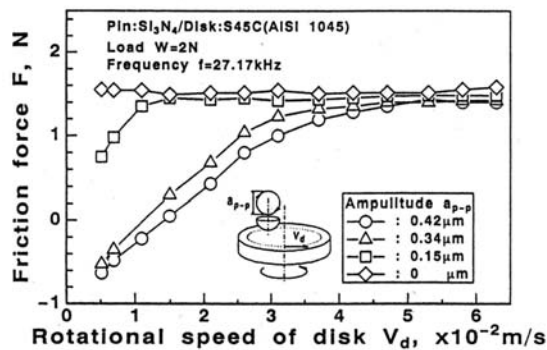


FIG. 1.55 – Evolution de la force de frottement d'une bille animée d'un mouvement alternatif normal sur un disque rotatif pour un effort normal de 1 N (a) et 2 N (b) [Ada96]. La vitesse de vibration pour une amplitude de $0,46 \mu\text{m}$ est de 12 mm.s^{-1} .



(a)



(b)

FIG. 1.56 – Evolution de la force de frottement d'une bille animée d'un mouvement elliptique sur un disque rotatif pour un effort normal de 1 N (a) et 2 N (b) [Ada96].

alternative sera détaillée et explorée dans le dernier chapitre.

1.6 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons décrit quelques applications représentatives de l'utilisation des vibrations en mécanique. Les sources bibliographiques relatent une grande effervescence dans le milieu du siècle dernier et d'un relatif abandon au cours de ces dernières années. La cause de ce désintéressement est due aux faibles performances des actionneurs requis à l'époque. Mais depuis, les fabricants de matériaux électroactifs proposent des actionneurs assurant les contraintes exigées avec une relative souplesse d'utilisation. Le matricage ultrasonique permet de réduire de plus de 80 % les efforts de frottement entre l'outil et la pièce. De même, il améliore la finition des pièces et augmente la cadence du processus. Les vibrations ultrasoniques permettent de modifier les propriétés de surface des matériaux comme l'écaillage ou facilitent la répartition en profondeur des revêtements métalliques. L'usinage assisté par ultrasons permet de découper avec une précision accrue et améliore la reproductibilité. Les vibrations stabilisent le glissement en réduisant le *stick-slip*. Elles réduisent en apparence le coefficient de frottement jusqu'à zéro entre deux solides en contact sec et améliorent la lubrification par fluide. Elles suppriment le frottement sec dans les systèmes de positionnement.

Dans tous les exemples pris en référence, un certain nombre de paramètres influants peuvent être considérés et des tendances se dégagent :

- Le frottement est réduit en présence de vibrations et suivant les conditions, il peut être quasiment annulé.
- La direction des vibrations (longitudinales, transversales ou normales) a un rôle important car elle joue sur les différents mécanismes du frottement comme le principe de superposition des contraintes (cisaillement), la modification de la cinématique du contact (temps de contact, dimension et nature du contact) ou la modification des propriétés physiques des matériaux.
- Le mouvement est plus progressif, supprimant les à-coups dus au frottement secs ou au *stick-slip*. Plus la fréquence des vibrations est élevée, plus le gain sur le frottement est important. Le temps de réponse des dispositifs est soumis au temps d'établissement de l'onde mécanique.
- L'amplitude des vibrations à un impact similaire à la fréquence mais admet un seuil en dessous duquel l'effet est modeste.
- La vitesse relative entre les solides abaisse fortement les performances à fréquences et amplitudes imposées. D'où la nécessité d'accorder les paramètres d'excitation en fonction de la vitesse du processus.

Sur le plan des effets observés, ils se classent en deux catégories :

- Des effets de volume, dans lesquels la matière même change ses propriétés

intrinsèques.

- Des effets de surface modifiant la mécanique du frottement.

La compréhension du phénomène de lubrification active ou acoustique reste pourtant la source de nombreuses hypothèses. L'énergie apportée mécaniquement par les vibrations permet à la matière de se chauffer artificiellement de manière similaire à un traitement thermique de type "revenu". Ainsi, le niveau de contrainte résiduel est diminué et la structure cristalline semble pouvoir se réorganiser et abaisser ainsi les tensions internes au métal. Cet effet est à comparer à l'équivalence temps/température. Cette agitation mécanique semble avoir les mêmes effets sur le plan du comportement mécanique qu'une agitation thermique. Les vibrations perturbent le glissement des aspérités. Le phénomène de superposition permet de réduire le frottement apparent grâce au caractère non linéaire des contraintes qui admettent des valeurs maximales. Les vibrations sont néfastes car elles sont source de pertes et de fatigue et elles déstabilisent un système pouvant l'emmener jusqu'à la rupture. Accouplées au phénomène de résonance, celles-ci sont quelques fois destructrices. Par contre, si elles sont bien calibrées, elles peuvent améliorer le fonctionnement de nombreux dispositifs mécaniques.

Nous développons dans ce mémoire notre approche de la lubrification active et sa mise en œuvre dans plusieurs applications : réduction des forces de frottement piston/chemise d'un moteur et les dispositifs à coefficient de frottement variable et commendable comme des interfaces haptiques ou embrayages électriques. Tout d'abord, nous faisons abstraction du dispositif générant la vibration pour nous focaliser sur les origines du frottement. Ce chapitre s'adresse particulièrement aux électrotechniciens afin de dévoiler les mécanismes qui interviennent dans le frottement. Puis, nous proposons un modèle de lubrification active.

Chapitre 2

Physique du frottement sec

Sommaire

2.1	Introduction	61
2.2	Origines et caractéristiques du frottement	62
2.2.1	Coefficient de frottement	62
2.2.1.1	Frottement statique et frottement dynamique	62
2.2.1.2	Lois de Coulomb et d'Amontons	64
2.2.1.3	Rugosité de surface	66
2.2.1.4	Théorie du frottement	71
2.2.1.5	Autres lois	73
2.2.2	L'usure	75
2.2.2.1	Usure par adhérence	76
2.2.2.2	Usure par abrasion	79
2.2.2.3	Usure par érosion	82
2.2.2.4	Usure par fatigue	84
2.2.2.5	Usure par fretting	84
2.3	Les mécanismes du contact en frottement sec	85
2.3.1	Le frottement sec en régime statique	86
2.3.2	Le frottement sec en régime permanent	91
2.3.3	Le frottement sec en régime quasi statique	92
2.3.3.1	Modèle élastique de Cattaneo-Mindlin	92
2.3.3.2	Evolution du contact en glissement partiel	97
2.3.3.3	Usure en glissement partiel	101
2.3.4	Domaine de validité	102
2.3.5	Modèle de fondation élastique	102
2.3.6	Le contact plastique	104
2.4	Comportement tribologique à l'échelle microscopique : rôle de l'état de surface	108
2.4.1	Choix des modèles microscopiques ou macroscopiques	108
2.4.2	Etude des surfaces rugueuses	108
2.4.3	Modèle de Greenwood-Williamson	112
2.4.4	Modèle simplifié de Arnell	114

2.5	Conclusion	116
------------	-------------------	------------

2.1 Introduction

Dans ce deuxième chapitre, nous nous intéressons à la description et la modélisation du frottement sec. Le frottement sec désigne l'ensemble des phénomènes qui naissent dans les zones superficielles de deux corps maintenus en contact et effectuant un mouvement l'un par rapport à l'autre en l'absence de lubrification (cf. figure 2.1). L'étude du frottement permet d'établir des lois et/ou des modèles de frottement et cherche à caractériser et identifier les paramètres influents. Pour faire glisser deux solides en contact l'un par rapport à l'autre, il faut vaincre la force de frottement qui s'oppose à leur mouvement relatif. Cette notion élémentaire de physique, cache pourtant un vaste champ d'investigations et d'inconnues. Bien que le phénomène de friction soit présent dans chacun de nos gestes, nous connaissons pourtant mal son origine et les mécanismes qui le régissent. Le fait de se déplacer et agir, mais aussi jouer de la musique ou sentir la douceur de la peau, fait intervenir le frottement. Cette méconnaissance s'explique par le grand nombre et la variété de paramètres qui jouent directement dans le mécanisme de frottement entre deux solides. Les connaissances requises appartiennent à la physique, à la chimie, à la mécanique... Le frottement est soit utile soit parasite : il est nécessaire à la marche mais néfaste dans le cas des roulements. Les premiers travaux visant à modéliser ce phénomène commencent au 18ème siècle avec les travaux de Leonard de Vinci (1452-1519), puis sont approfondis à travers ceux d'Amontons (1699) et Coulomb (1780).

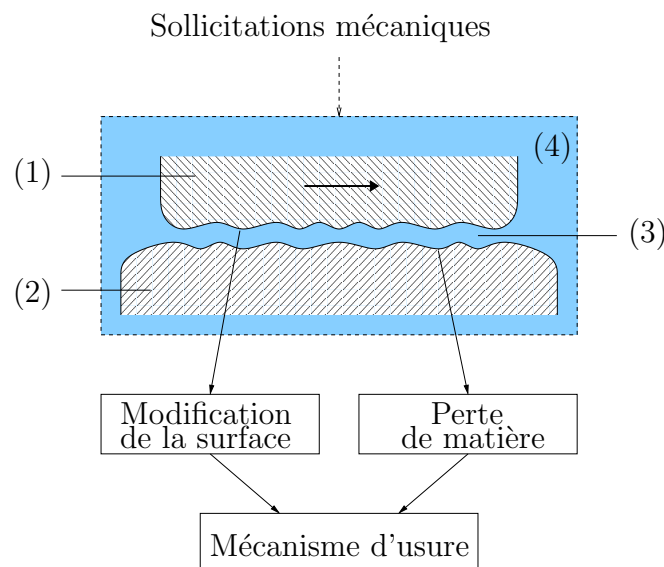


FIG. 2.1 – Représentation d'un système tribologique selon la norme DIN 50 320. Le système tribologique est formé (1) d'un solide poli, (2) d'un solide abrasif, (3) le milieu interfacial et (4) le milieu ambiant.

2.2 Origines et caractéristiques du frottement

Lorsque nous modélisons le frottement entre deux corps, nous définissons le coefficient de frottement comme le rapport existant entre l'effort résistant que les deux corps opposent au mouvement et l'effort presseur maintenant les corps en contact. Définir ce coefficient de frottement se révèle une tâche difficile tant elle requiert une description exhaustive du contexte d'exploitation. Il se voit diviser en sous catégories [Per95] : frottement sec, hydrodynamique, mixte, sans ou avec troisième corps. . . Le frottement n'est pas un seul phénomène, mais un ensemble de plusieurs phénomènes mécaniques et chimiques dont les caractéristiques ne sont pas complètement mises en évidence à partir d'expériences isolées. Ce que nous cherchons traditionnellement à définir comme un coefficient de frottement constant dépend de nombreux paramètres physiques et temporels. Il convient d'être prudent de décrire celui-ci selon que nous sommes dans une phase de transition ou de régime établi. Le coefficient de frottement n'est pas lié uniquement au couple de matériaux en contact mais est fonction de tout le système tribologique et de son histoire. En règle générale, les modélisations du frottement ne sont applicables qu'à des instants bien précis de la vie des contacts [Ber93]. Il n'existe pas jusqu'à ce jour de théorie unifiée du frottement basée sur des principes physiques.

2.2.1 Coefficient de frottement

2.2.1.1 Frottement statique et frottement dynamique

La notion de coefficient de frottement implique que l'on distingue deux cas de figure, il peut être :

- statique, noté μ_s est associée à l'effort tangentiel nécessaire à créer la mise en mouvement. Le coefficient de frottement statique n'est valable que lorsque les deux corps en contact ne subissent pas de mouvement relatif.
- dynamique, noté μ_d est associée à l'effort tangentiel nécessaire pour entretenir le mouvement. Le coefficient de frottement dynamique n'est utilisé que quand les solides au contact glissent ou subissent un mouvement relatif non réversible.

En statique, la composante tangentielle F_T est déterminée par la loi de l'équilibre des forces (PFS)(cf. figure 2.2). Lorsque cette composante tangentielle dépasse une valeur limite, l'objet se met à glisser. Quand le solide est immobile du fait des frottements nous pouvons définir un facteur de frottement statique μ_s défini à partir de la valeur maximale que peut prendre la composante tangentielle sans qu'il y ait de mouvement (Fig. 2.3), tel que :

$$F_T \leq \mu_s \cdot F_N \quad (2.1)$$

Nous utilisons également l'angle de frottement statique et le cône de frottement pour mieux visualiser la limite à partir de laquelle le solide va glisser (cf. figure 2.4). A partir du moment où α est supérieur à α_S , le solide se met en mouvement.

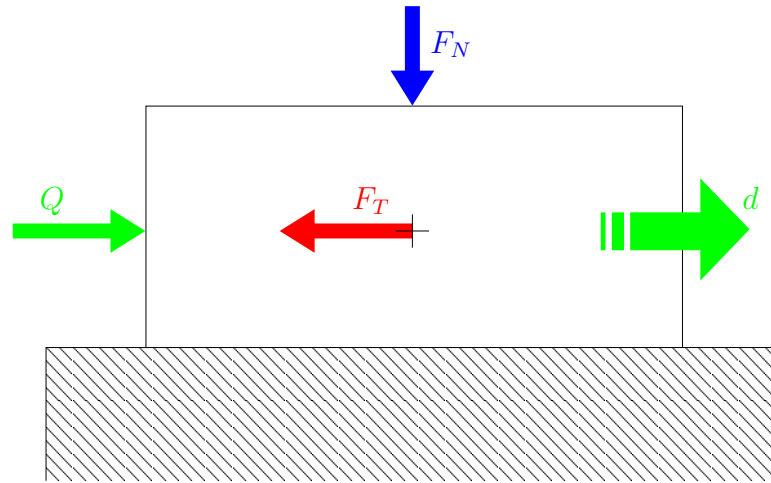


FIG. 2.2 – Schéma d'un patin glissant sur une surface. *Soumis à un effort tangentiel extérieur Q , le patin se déplace dans le sens de la force d'une distance d . En réaction, le patin oppose une force de frottement F_T proportionnelle au chargement normal F_N .*

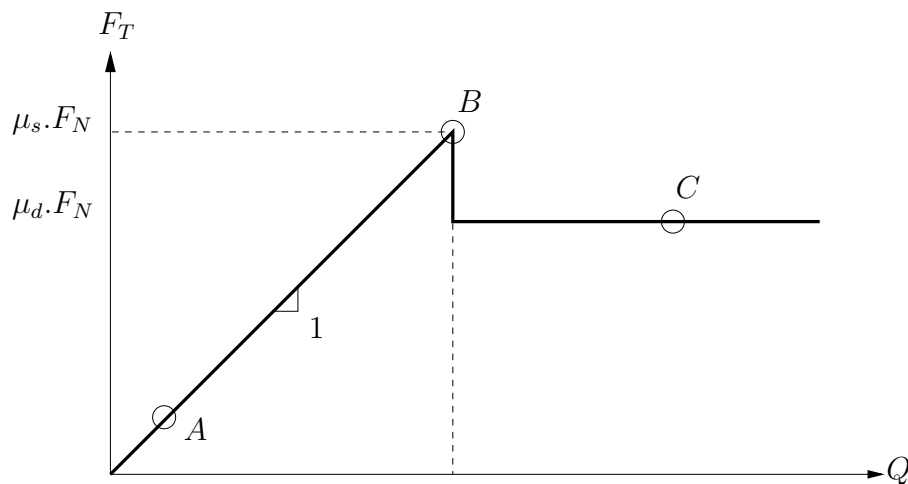


FIG. 2.3 – Evolution du coefficient de frottement selon la charge tangentielle. *Le patin est en état statique (zone A) tant que la force de frottement $F_T \leq \mu_s \cdot F_N$ et $F_T = Q$ (Fig.2.2). Dès que l'effort extérieur Q atteint une amplitude suffisante pour rompre le contact (zone B), le patin passe en régime dynamique (zone C) et $F_T = \mu_d \cdot F_N = cste$. La transition statique-dynamique passe par une accommodation du contact qui assure un passage progressif entre les deux coefficients de frottement. Cette transition est très courte (quelques micromètres) devant les dimensions du contact (centimètre).*

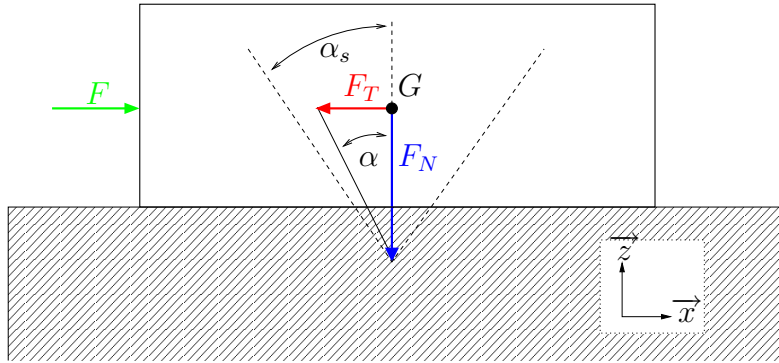


FIG. 2.4 – Modélisation du cône de frottement.

La force de frottement en réaction au glissement devient constante et s'écrit :

$$F_T = \mu_d \cdot F_N \quad \text{avec} \quad \mu_d < \mu_s \quad (2.2)$$

L'application du PFD permet de décrire alors l'évolution du système.

Une description locale peut être utilisée pour définir un coefficient de frottement local ou continu :

$$\tau_y \leq \mu_s \cdot \sigma_y \quad \text{dans le cas statique} \quad (2.3)$$

$$\tau_y = \mu_d \cdot \sigma_y \quad \text{dans le cas dynamique} \quad (2.4)$$

avec τ_y la force de frottement par unité de surface et σ_y l'effort presseur normal au contact par unité de surface.

Si une distinction est faite ici dans la notation entre les coefficients de frottement statique μ_s et dynamique μ_d , il arrive souvent qu'aucune différence dans la littérature ne soit faite. Dans le cas particulier où l'on s'intéresse aux premiers instants du glissement (les quelques premiers micromètres), cette qualification statique/dynamique devient floue : bien que les surfaces en contact ne subissent pas de déplacements relatifs, les corps ont pu se déplacer grâce aux élasticités tangentielles dues aux déformations d'aspérités présentes au sein du contact ou par la compliance du matériau (Fig. 2.5). Il conviendra alors de parler de coefficient de frottement instantané local $\mu(t)$ et de coefficient de frottement apparent μ comme moyenne géométrique et/ou temporelle des coefficients de frottement locaux instantanés.

2.2.1.2 Lois de Coulomb et d'Amontons

Ces lois que nous utilisons traditionnellement sont uniquement basées sur l'observation du phénomène. Ces lois heuristiques suffisent néanmoins pour traiter une majorité d'études. Les lois d'Amontons furent publiées en 1699, et sont comparables à celles qu'avait décrit Leonard de Vinci deux siècles auparavant. Ces lois se résument en deux postulats (Fig. 2.5) :

- La force de frottement F_T est proportionnelle à la charge F_N

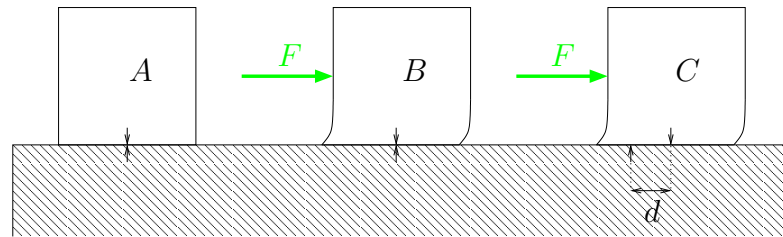


FIG. 2.5 – Effet des élasticités de contact. Dans le cas A, le solide est en contact avec le socle et ne subit pas d'effort tangentiel. Dans le cas B, bien qu'un effort tangentiel F soit présent et que les solides subissent un déplacement relatif, les points matériels communs aux deux surfaces ne bougent pas. Ce prédéplacement est absorbé par l'accommodation élastique des corps. Cette opération est quasi réversible car elle ne dissipe que peu d'énergie (frottement interne), la majorité étant stockée sous forme élastique. Dans le cas C, le déplacement relatif est suffisamment grand pour cisailer le contact et les surfaces glissent l'une par rapport à l'autre. Cette opération est irréversible.

- La force de frottement F_T est indépendante de l'aire apparente de contact A

La première loi d'Amontons est forte de sens, elle précise que l'effort nécessaire pour entretenir le glissement d'un solide est uniquement lié à l'effort normal F_N et que cette proportionnalité est constante et est appelée coefficient de frottement μ (2.5).

$$F_T = \mu \cdot F_N \quad \forall A \quad (2.5)$$

Ce paramètre dépend uniquement du couple de matériaux en contact. Selon la deuxième loi, l'aire de contact A n'influe pas sur la force de frottement F_T (cf. figure 2.6). Il est déroutant de constater qu'une brique ne frotte pas plus selon

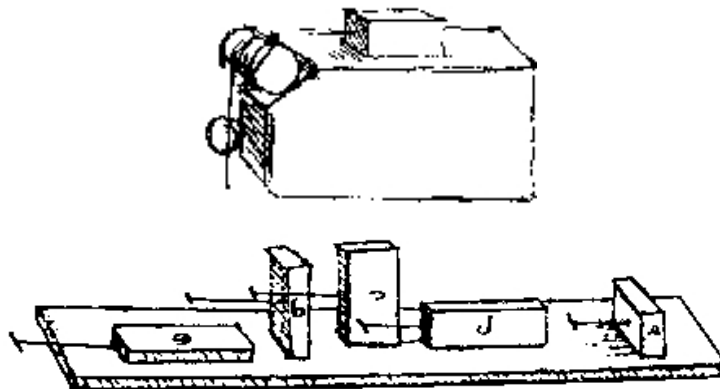


FIG. 2.6 – Gravures originales illustrant le glissement d'un solide selon les lois d'Amonton. Quelque soit la surface glissante d'un bloc, son frottement est uniquement proportionnel à son poids.

l'une ou l'autre de ses faces quelle que soit sa taille. En somme, le frottement ne

dépend pas de la pression moyenne de contact $p = \frac{F_N}{A}$ (cf. Figure 2.9). Cette loi est pourtant en désaccord avec les faits et il est alors frustrant de constater que ces lois universellement utilisées dans le monde puissent être fausses ! En vérité, le frottement ne peut pas être si simplement exprimé dans une équation simple et sans paramètre, nous atteignons là la limite de ces lois empiriques.

Le physicien C.A. Coulomb, suite à ses expériences, complète les lois d'Amontons. Aux deux lois précédentes, une troisième renseigne sur l'impact de la vitesse de glissement \vec{v} entre les solides en contact. Ces lois de Coulomb font aussi apparaître clairement la notion de coefficient de friction :

- Le coefficient de frottement est indépendant de l'aire de contact apparente A_a
- Le coefficient de frottement est indépendant de l'effort normal appliqué
- Le coefficient de frottement est indépendant de la vitesse de glissement \vec{v}

Nous utilisons fréquemment les lois de Coulomb et d'Amontons car elles sont simples et linéaires par morceaux. Cependant, le frottement est dépendant de l'état du contact et donc de son histoire. La loi de Coulomb pêche par ce point car elle suppose que le contact ne change pas de nature (suite à l'usure par exemple qui fait passer le contact de deux à trois corps), de propriétés physiques (par exemple l'effet de la chaleur sur le module d'Young) ou même si l'état de surface évolue (polissage du contact),... Il est à remarquer que ces lois sont quasiment

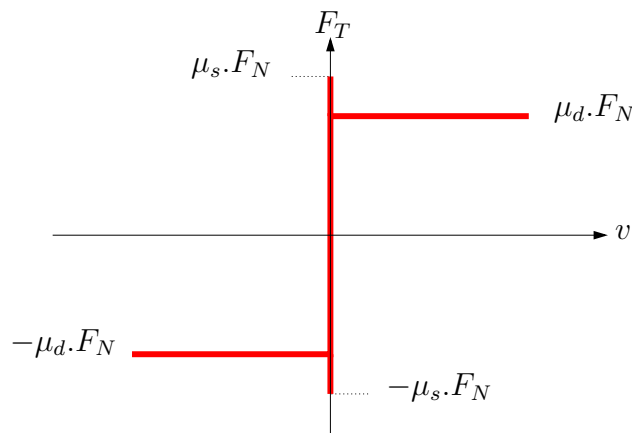


FIG. 2.7 – Modèle de Coulomb

vérifiées pour les métaux, mais qu'elles peuvent se révéler fausses quand il s'agit de polymères.

2.2.1.3 Rugosité de surface

S'il existe des contre-exemples aux lois de Coulomb, c'est parce que le rôle de la rugosité de surface n'a pas été pris en compte pour expliquer l'interaction entre les solides en contact. Pourtant, Coulomb est l'un des premiers à poser le problème

Matériaux en contact	μ_s	μ_d
Acier sur acier	0,6	0,4
Acier sur acier (lubrifié)	0,1 ~ 0,25	0,05 ~ 0,2
Acier sur acier (oxydé)	0,27	—
Acier sur fonte	0,12 ~ 0,2	0,08 ~ 0,15
Acier sur bronze	0,15 ~ 0,2	0,12 ~ 0,2
Acier sur teflon	0,08 ~ 0,4	0,02 ~ 0,08
Acier sur laiton	0,5	0,4
Acier sur ferodo	0,3 ~ 0,4	0,25 ~ 0,35
Pneu sur tarmac	0,6 ~ 1,2	0,3 ~ 0,6

TAB. 2.1 – Valeurs de coefficients de frottement statique et dynamique pour différents couples de matériaux

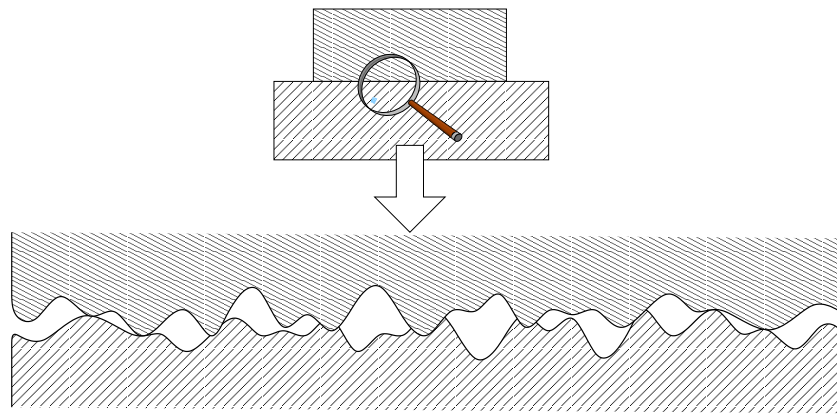


FIG. 2.8 – Rugosité de surface

de l'influence de la rugosité des surfaces et le rôle de l'adhésion dans le frottement. Coulomb a écrit : « *Le frottement ne peut provenir que de l'engrenage des surfaces et la cohérence ne doit y influencer que très peu ; car nous trouvons que le frottement est, dans tous les cas, à peu près proportionnel aux pressions et indépendant de l'étendue des surfaces. Or la cohérence agirait nécessairement suivant le nombre de points de contact ou suivant l'étendue des surfaces. Nous trouvons cependant que cette cohérence n'est pas précisément nulle et nous avons eu soin de la déterminer dans les différents genres d'expériences qui ont précédé. Nous l'avons trouvée d'une livre 2/3 par pied carré pour des surfaces de chêne non encastées. Mais, dans la pratique, la résistance qui peut venir de cette cohérence peut être négligée toutes les fois que chaque pied carré est chargé de plusieurs quintaux* ».

Il est donc indispensable de décrire plus finement la topographie et la composition des surfaces. Toutes les surfaces portent des imperfections microscopiques même si elles paraissent lisses au toucher et à la vue. Les défauts d'une surface peuvent se diviser en deux catégories : les défauts de formes dont l'ordre de grandeur est du millimètre à la centaine de micromètre et les défauts de rugosité de l'ordre du micromètre. Les normes ISO définissent une vingtaine de critères de

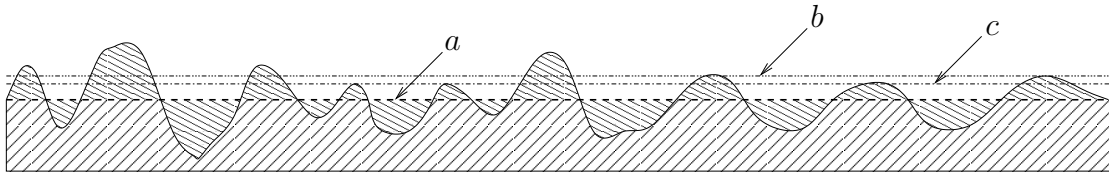


FIG. 2.9 – Caractéristique d'une surface rugueuse. (a) R_a et (b) R_q . (c) ligne de référence sur laquelle se calcule E_k et S_k .

défauts des surfaces. Parmi elles, l'écart moyen de rugosité R_a et l'écart moyen quadratique de rugosité R_q sont les plus connues [Che92, AFN]. R_a est la moyenne des valeurs absolues des déviations du profil par rapport à la ligne de référence arithmétique :

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \quad (2.6)$$

La ligne de référence arithmétique est une ligne qui divise le profil de telle sorte qu'à l'intérieur de la longueur de base, la somme des aires comprises entre elle et le profil, soit égale de part et d'autre. R_q est la moyenne RMS des déviations :

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i^2} \quad (2.7)$$

Notons aussi l'utilisation de paramètres statistiques comme l'obliquité S_k (Skewness) qui traduit la prédominance de vallées ($S_k < 0$) ou de crêtes ($S_k > 0$). L'étalement E_k est aussi un paramètre statistique intéressant puisqu'il traduit la répartition des vallées et des crêtes sur la longueur du profil de surface considérée. Un étalement élevé ($E_k > 1$) traduit une répartition uniforme des irrégularités ¹. Le taux de longueur portante du profil est un autre paramètre intéressant puisqu'il représente le ratio entre la somme des distances supportant le contact et la distance du contact apparent. Par définition, la longueur portante est la somme des longueurs des segments obtenues en coupant les saillies par une ligne parallèle à la ligne de référence à l'intérieur de la longueur de base. ² Les surfaces ne sont pas des lignes droites parfaites qui séparent le solide du milieu ambiant. La figure 2.10 schématise la structure du matériau au voisinage de la surface [Zam98, Geo00, Per95]. A l'extérieur du solide une couche de gras et de gaz absorbé se forme. Elle se compose d'eau, d'hydrocarbure gazeux ou liquide, d'azote, d'oxygène et d'autres composants appartenant à l'environnement immédiat. Puis nous trouvons une couche d'oxyde résultant de l'absorption de molécules d'oxygène par

¹Notons que pour diminuer l'usure et le frottement il est préférable d'avoir une obliquité et un étalement élevé ($E_k > 3$).

²Différentes normes coexistent aujourd'hui définissant chacune leurs critères de rugosité et la méthode de calcul de ceux-ci [ISO]. Parmi ces normes, notons la ISO 13565 qui depuis 1997 unifie les conventions en Europe. En France, la norme NF E 05-015/20 est encore utilisée et définie notamment R_q et R_a . Enfin, la norme ISO 12085 de 1996 (ancienne norme Cnomo) est utilisée dans le secteur automobile

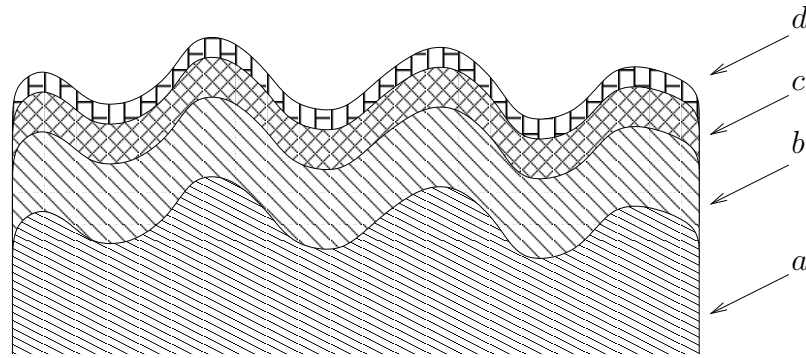


FIG. 2.10 – Composition du matériau au voisinage de la surface. (a) couche de métal de base pur, (b) couche de métal enrichie ou appauvrie et écrouie sur $1 \mu\text{m}$, (c) couche de métal oxydé sur $0,01 \mu\text{m}$, (d) couche d'éléments polluants sur $0,003 \mu\text{m}$ (film de graisse).

le métal en présence d'atmosphère humide. Cette couche d'oxyde possède des propriétés mécaniques différentes du matériau de base, notamment sur les contraintes maximales (normale, cisaillement, ...). L'épaisseur de la couche d'oxyde dépend du matériau, du temps d'exposition en atmosphère, de la température ambiante et locale, ... Cette couche tendre joue un rôle très important dans le frottement des solides car sans elle, la compatibilité des métaux entraînerait des soudures locales et à terme du grippage. Enfin dans le solide, nous trouvons une couche plus ou moins épaisse de matériau écroui. De composition identique au matériau de base brut, cette couche se différencie par le traitement mécanique ou chimique qu'elle a subi surtout au voisinage des aspérités. Son module d'Young reste inchangé mais sa contrainte de transition plastique/élastique est plus élevée. La couche de métal pur n'est donc jamais en relation direct avec l'environnement. Le frottement sec et l'usure naissent dans ces couches superficielles qui font à peine quelques microns d'épaisseur. Dans les cas les plus sévères de frottement entraînant une forte pénétration des aspérités ou du labourage, les couches de métal pur peuvent se rencontrer et provoquer une usure par adhésion importante et un transfert de matière.

La surface réelle de contact est différente de l'aire apparente. Les aspérités de la plupart des surfaces sont déformées plastiquement sous la charge jusqu'à ce que la surface de tous les contacts soit suffisante pour supporter la charge. Avec cette hypothèse, on peut écrire l'égalité suivante [Zam98] :

$$F_N = A_R \cdot \sigma_Y \quad (2.8)$$

où A_R est la surface de contact réelle, σ_Y la pression de transition élastique/plastique du matériau en contact. En général, l'aire de contact effective ou réelle est très inférieure à l'aire de contact apparente : pour un cube de 100 mm de côté en acier avec une limite élastique σ_Y de 3 GPa reposant sur un plan en acier, l'aire réelle de contact est de $0,03 \text{ mm}^2$ alors que l'aire apparente est de $10\,000 \text{ mm}^2$. Le ratio entre l'aire apparente et réelle est de $300\,000$. De ce fait il est compréhensible que les dimensions du contact n'influent que peu sur la force de frottement. De plus, si la force normale double, en conséquence, l'aire de contact

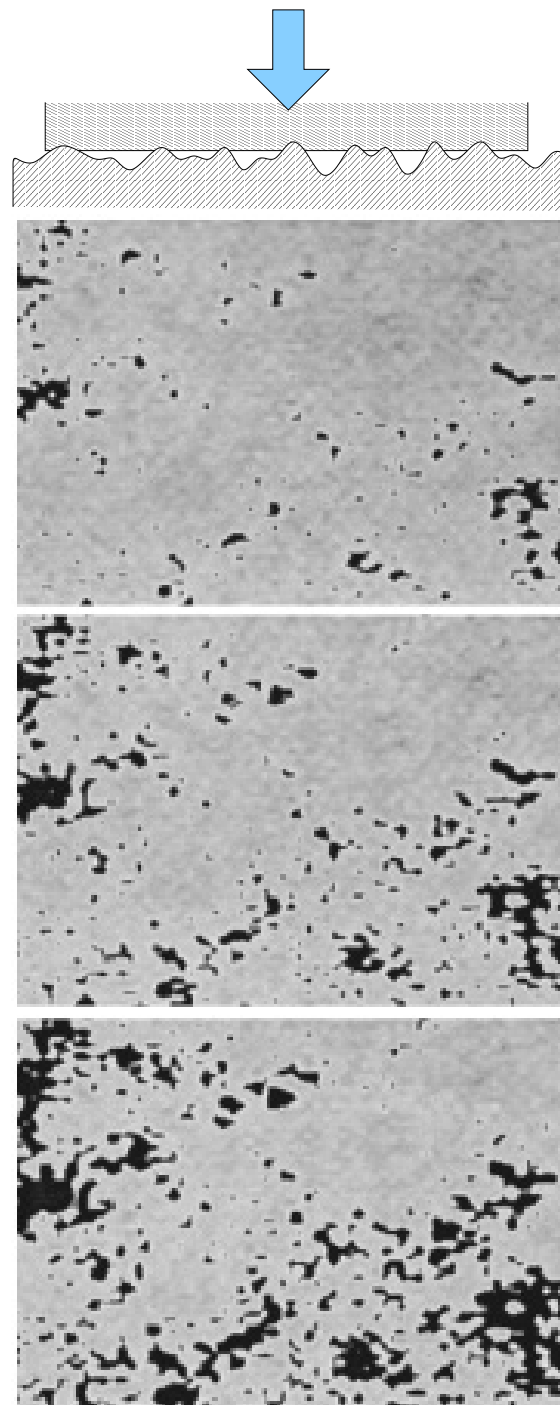


FIG. 2.11 – Illustration qualitative du comportement du contact sous différentes charges [Bhu01a]. Les tâches sombres représentent les zones de contacts. (a) Aux charges très légères seulement peu de surfaces soutiennent la charge; (b) aux charges modérées les surfaces de contact augmentent en taille et en nombre; (c) aux charges élevées les surfaces de contact fusionnent pour former de plus grandes zones de contact.

effective double également. L'aire réelle de contact est mesurable à partir de la résistance électrique. Elle est très petite et indépendante de l'aire théorique, et dans un large domaine elle varie proportionnellement à la charge.

2.2.1.4 Théorie du frottement

Une analyse plus fine du mécanisme de frottement est nécessaire, prenant en compte la rugosité de surface. Le frottement sec peut se partager entre plusieurs forces :

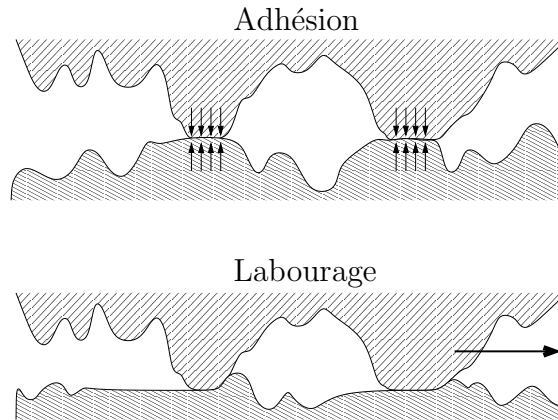


FIG. 2.12 – Origine du frottement. L'adhésion se forme lorsque deux aspérités du contact se rencontrent. Le labourage intervient lorsque les aspérités du matériau le plus dur vient créer des sillons au contact.

- une force de cisaillement ou d'adhésion dépendant des matériaux mis au contact F_{ad}
- une force de labourage liée à la rugosité F_{lab}

$$F_T = F_{ad} + F_{lab} \quad (2.9)$$

Les forces d'adhésion : Lorsque deux solides sont mis en contact, les structures cristallines respectives se modifient et établissent des liaisons atomiques qui mettent en jeu une certaine énergie de surface. Lorsque les liens ainsi créés doivent être brisés, c'est cette énergie qui doit être apportée au minimum au système frottant. Si τ est la contrainte de cisaillement, τ_{max} la contrainte limite de cisaillement du plus tendre des métaux en contact (i.e. la force par unité de surface nécessaire à cisailer les jonctions des contacts formés) et si F_T est la force de frottement, alors d'après l'équation 2.8 :

$$F_T = A_R \cdot \tau_{max} = \frac{\tau_{max}}{\sigma_Y} \cdot F_N \quad (2.10)$$

$$\mu_{ad} = \frac{F_T}{F_N} = \frac{\tau_{max}}{\sigma_Y} \quad (2.11)$$

avec μ_{ad} le coefficient de frottement adhésif. Ainsi ce simple modèle donne une explication des lois du frottement de Coulomb, c'est-à-dire que le frottement est

indépendant de la surface apparente de contact et il est proportionnel à la charge. Cette relation montre comment atteindre un faible coefficient de frottement. Le dépôt d'une fine couche d'un métal tendre (i.e. τ_{max} faible) sur un substrat dur (σ_Y élevé) donnera lieu à une grande capacité à supporter les charges et une faible contrainte critique de cisaillement, le cisaillement ayant alors lieu dans la fine couche déposée.

Toutefois ce modèle simple ne tient pas compte de l'influence de la force tangentielle sur la surface de contact réelle. Lorsqu'une force tangentielle est appliquée, un écoulement plastique supplémentaire survient (à l'origine du phénomène de bourrelet), ce qui provoque une augmentation de l'aire de contact par superposition des contraintes normales et tangentielles. Le contact résultant s'exprime sous la forme :

$$A^2 = \left(\frac{F_N}{p_0}\right)^2 + \alpha \cdot \left(\frac{F_T}{p_0}\right)^2 \quad (2.12)$$

où $\frac{F_N}{p_0}$ est l'aire dérivée du modèle simple ne considérant que la charge normale et le terme $\alpha \cdot \left(\frac{F_T}{\sigma_Y}\right)^2$ représente la contribution de la force de frottement ou de cisaillement. Ce nouveau modèle permet en outre de tenir compte des films d'oxydes qui se forment sur quasiment tous les métaux. Ce film mince possède une contrainte critique de cisaillement différente de celle de la masse du métal τ_f :

$$\tau_f = c \cdot \tau_{max} \quad (2.13)$$

où τ_{max} est la contrainte critique de cisaillement du métal et c un paramètre inférieur à l'unité. Le film d'oxyde cisillera lorsque :

$$F_T = \tau_f \cdot A \quad (2.14)$$

Le coefficient de frottement s'écrit alors :

$$\mu_{ad} = \frac{F_T}{F_N} = \frac{\tau_f \cdot A}{p \cdot A} = \frac{c}{\alpha \cdot \sqrt{1 - c^2}} \quad (2.15)$$

où $\sqrt{\alpha}$ est défini comme étant le rapport entre la pression de transition élastique-plastique σ_Y et la contrainte critique de cisaillement τ_{max} .

Les forces de labourage : Il existe aussi un modèle prenant en compte les phénomènes de labourage (sillon créé par la pénétration d'une aspérité dans le métal). L'importance du labourage est fonction de la topographie de surface des pièces en contact (courbes de rugosité). En assimilant les aspérités à des cônes de demi angle au sommet θ (Fig.2.13), l'expression du coefficient de frottement dû au

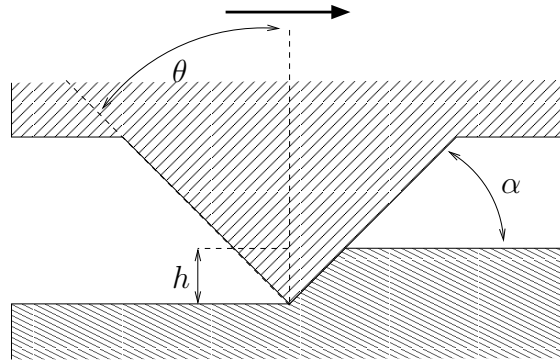


FIG. 2.13 – Modèle d’une aspérité. (α est l’angle d’attaque, θ est le demi angle au sommet du cône représentant la rugosité et h la profondeur d’indentation.)

labourage s’écrit ³ :

$$\mu_{lab} = \frac{F_T}{F_N} = \frac{C_T}{C_N} \frac{2}{\pi \cdot \tan(\theta)} \quad (2.16)$$

Nous obtenons un modèle assez simple du frottement sec prenant en compte l’oxydation des surfaces et la rugosité. L’expression du coefficient de frottement et de la force de frottement seront alors :

$$\mu = \mu_{ad} + \mu_{lab} = \frac{c}{\alpha \cdot \sqrt{1 - c^2}} + \frac{2}{\pi} \cdot \cot(\theta) \quad (2.17)$$

2.2.1.5 Autres lois

Le frottement fait l’objet de nombreux modèles qui représentent plus ou moins fidèlement le processus physique étudié. Ainsi, aucune loi a priori n’est juste et demande toujours une correction a posteriori. Du fait des multiples configurations possibles, un cortège de modèles dérivés du modèle original de Coulomb est développé dans la littérature [Rao96]. La loi de Coulomb s’écrit ainsi sous diverses formes équivalentes : principe de dissipation maximale, en terme de sous-différentiel ou formulations duales. Il existe aussi un grand nombre de variantes de la loi de Coulomb développées pour différentes conditions d’exploitation (emboutissage, forgeage, ...) :

Loi de Tresca

La loi de Tresca suppose que la force de frottement par unité de surface en régime glissant est constante et égale à la contrainte de cisaillement du plus

³La résistance au déplacement d’un cône se calcule en déterminant l’expression de l’effort normal F_N et tangentiel F_T :

$$F_N = A_N \cdot \sigma_N = \pi \cdot r^2 \cdot C_N \cdot Y \text{ et } F_T = A_T \cdot \sigma_T = r \cdot h \cdot C_T \cdot Y$$

Avec Y le seuil d’écoulement du matériau, A_T, A_N sont les aires de contact projetées normalement et tangentiellement et C_T, C_N sont des coefficients dépendant de la forme et de l’écroutissage du matériau (typiquement $C_T = 6$ et $C_N = 3$)

tendre matériau présent au contact.

Loi de Coulomb régularisée

Il existe plusieurs méthodes de régularisation de la loi de Coulomb : "en racine carrée", en "tangente hyperbolique" et "raccordement de polynômes". Ces lois prédisent le même maximum de force pour le frottement que la loi de Coulomb mais ne font pas apparaître de seuil à vitesse nulle (Figures 2.7 et 2.14). Ces améliorations renseignent sur le passage à une vitesse non nulle de glissement. Elles doivent être utilisées en complément de la loi de Coulomb. Ces lois s'écrivent :

$$F_T = -\mu_s \cdot \varphi(d) \cdot |F_N| \quad (2.18)$$

avec:

$$\text{régularisation en racine carrée: } \varphi(d) = \frac{d}{\sqrt{d^2 + \varepsilon^2}} \quad (2.19)$$

$$\text{régularisation en tangente hyperbolique: } \varphi(d) = \tanh\left(\frac{d}{\varepsilon}\right) \quad (2.20)$$

$$\text{régularisation polynômiale par morceaux: } \varphi(d) = \begin{cases} -1 & \text{si } d < -\varepsilon \\ \frac{d}{2 \cdot \varepsilon} & \text{si } -\varepsilon \leq d \leq \varepsilon \\ +1 & \text{si } d > \varepsilon \end{cases} \quad (2.21)$$

avec d la distance de glissement relative, F_T la force de frottement et μ le coefficient de frottement défini selon la loi de Coulomb. Le coefficient ε étant un paramètre dépendant des conditions d'étude.

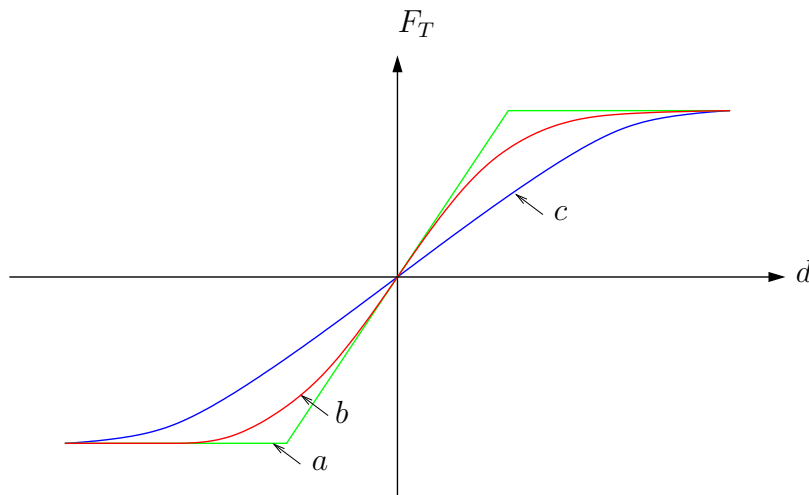


FIG. 2.14 – Régularisation de la loi de Coulomb. (a) régularisation par polynômes, (b) régularisation par tangente hyperbolique, (c) régularisation par racine carrée.

Loi de Coulomb-Orowan

C'est une loi de Coulomb où l'effort tangentiel maximum est limité par la

contrainte tangentielle d'écoulement k du matériau (Fig. 2.9) :

$$F_T = \min(\mu.F_N; k.d) \quad (2.22)$$

Le système se comporte élastiquement pour les premiers instants du glissement, se qui se traduit par une réponse linéaire de F_T en fonction de la distance de glissement relative d . Puis dès que F_T atteint sa valeur maximale, elle reste constante.

Loi de Shaw

Cette loi tient compte de l'évolution de la surface réelle de contact via l'écrasement des aspérités (Fig. 2.9) :

$$F_T = \alpha.k \quad \text{avec:} \quad \alpha = \frac{A_R}{A} \quad (2.23)$$

avec A_R la surface effective de contact, A l'aire apparente de contact et k la contrainte tangentielle d'écoulement (i.e. la raideur tangentielle par unité de surface). Le calcul du coefficient α est issu du modèle cinématique local des zones déformées au cours du chargement.

Toutes ces lois font apparaître des paramètres différents en fonction des besoins des utilisateurs. Il n'existe donc pas de loi généralisée pour décrire le frottement, mais un catalogue de fonctions représentatives d'un système tribologique à un instant donné. Il est difficilement envisageable de considérer un système tribologique dont la nature dépendrait du temps car il faudrait pouvoir raccorder les différents modèles utilisés au fil de l'expérience.

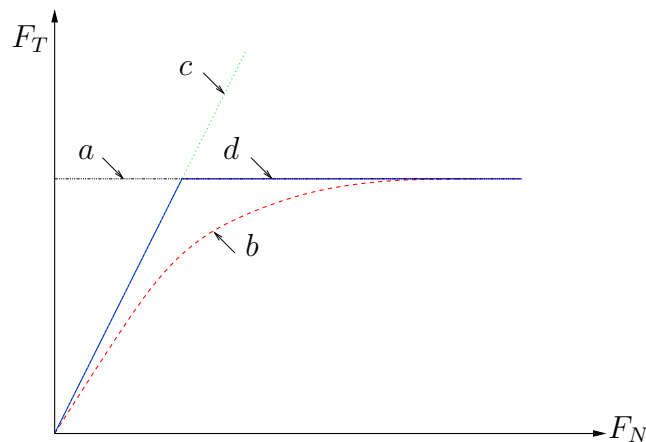


FIG. 2.15 – Graphe des différentes lois de frottement. (a) Tresca, (b) Shaw, (c) Coulomb, (d) Coulomb-Orowan.

2.2.2 L'usure

L'usure caractérise la dégradation des corps et la perte matérielle à leurs surfaces. Elle peut être provoquée par le frottement de deux solides en contact (usure

mécanique à deux ou trois corps), mais aussi par réaction chimique, par rayonnement, . . . Elle est fonction des propriétés du matériau, des conditions ambiantes et d'opération et de la géométrie. Nous cherchons à comprendre et modéliser l'usure suite à un frottement sec. Le processus d'usure est tout comme la force de frottement, un phénomène assez mal décrit théoriquement. L'usure se divise principalement selon des mécanismes principaux [Car01d, Car01a, Car01b, Car01c] :

- l'adhérence (*Adhesive wear*) : usure produite par le bris de point de soudure entre les surfaces.
- l'abrasion (*Abrasive wear*) : usure de coupe produit par des éléments durs et saillants.
- l'érosion (*Erosive wear*) : usure abrasive produite par des particules solides se déplaçant dans le contact.
- la fatigue (*Fatigue wear*) : usure produite par des cycles répétés de chargement/déchargement, source de fissure et débris.
- le fretting (*Fretting wear*) : usure produite par de petits déplacements successifs, produisant indirectement de l'usure par abrasion, par adhérence et favorisant la corrosion.
- la corrosion (*Corrosive wear*) : usure de nature chimique qui se manifeste principalement par de l'oxydation.

Ces phénomènes d'usure sont proportionnels à la charge appliquée au contact et à la distance cinématique (distance effective de glissement cumulé). Suivant la valeur de ces paramètres, il existe des zones d'usure privilégiées délimitées par des vitesses de glissement ou des pressions critiques qui par exemple séparent l'usure sévère (*severe wear*) de l'usure douce (*mild wear*). La figure 2.16 représente une carte d'usure [Ash90, Ash89] qui montre les différents phénomènes d'usure ainsi que les conditions d'existence. Plusieurs paramètres influent, notamment la température à travers des micro-soudures des surfaces [Arc56a] (dues à une élévation locale de température instantanée "temperature flash") ou par l'activation des réactions chimiques comme la corrosion. Pour de grandes vitesses de glissement, le nombre de points de fusion augmente produisant ainsi une usure majoritairement par oxydation. Pour des pressions très élevées la fatigue prédomine.

2.2.2.1 Usure par adhérence

L'usure par adhérence est associée à la formation de points de contact entre les surfaces des corps en glissement au niveau notamment de la rugosité du contact. Le chargement normal à la surface est supporté par l'écrasement et la plastification des aspérités, ce qui forme des jonctions adhésives. L'origine de cette adhésion est de nature physique par la solubilité possible des matériaux qui réarrange leurs structures cristallines afin de créer des liaisons métalliques fortes. Les métaux, s'ils sont mutuellement solubles, forment des alliages par diffusion. Si le mouvement est rapide ou effectué sous forte pression, l'énergie dégagée au contact peut être suffisante pour faire apparaître des températures "flash" de plusieurs centaines de degrés Celsius, provoquant ainsi une véritable

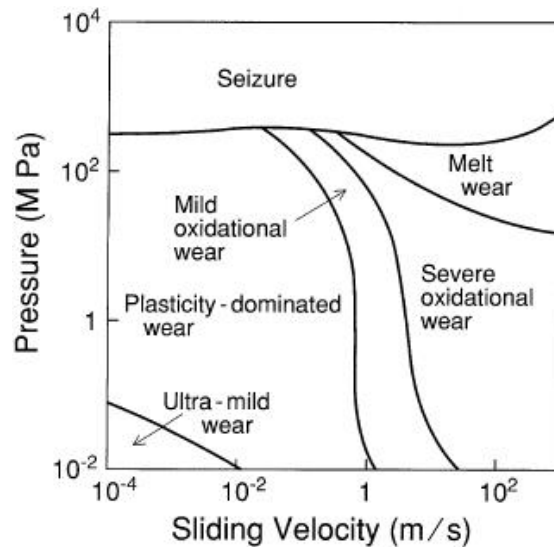


FIG. 2.16 – Exemple de carte d'usure. *Cas d'un contact pion/plan en acier. Suivant les conditions tribologiques (vitesse relative et pression), le mécanisme d'usure change de nature.* [Ash90].

soudure des deux matériaux. La résistance mécanique qui apparaît est due à l'énergie qu'il faut apporter pour vaincre ces liaisons. Cette énergie sera alors dissipée sous forme de chaleur au contact favorisant l'entretien du mécanisme d'adhésion. La rupture de la jonction peut présenter deux cas. Si sa contrainte de cisaillement est faible devant la limite de rupture alors le contact est simplement rompu. Dans le cas où l'effort pour cisailier la jonction est plus important que la plus petite des limites à la rupture des deux matériaux du contact, il y a alors arrachement d'un morceau de matière et transfert de celui-ci sur le matériau le plus "dur" (cf. figure 2.17). L'usure par adhésion se manifeste par le transfert et le dépôt du matériau le plus tendre sur l'autre. Ainsi, plusieurs paramètres influent directement sur l'usure par adhérence. Une dureté élevée (ou limite d'élasticité) permet de minimiser l'interpénétration des aspérités dans le corps le plus mou et de favoriser un cisaillement simple sans arrachement de matière ⁴. Bien que la présence inévitable de films d'oxyde puisse affaiblir localement la dureté et si ceux-ci sont arrachés de la surface, ils contribuent alors à lubrifier le contact en formant un lit ayant une faible résistance au cisaillement ou comme troisième corps. Si le mouvement relatif est court devant le temps d'oxydation des surface alors il y a entretien de cette couche. De plus, la nature des films d'oxyde en surface et leurs caractéristiques mécaniques propres sont d'autres paramètres importants. L'état de surface est primordial. Selon la rugosité, la pénétration est importante et la géométrie des irrégularités favorise l'arrachement (i.e. un étalement faible $E_k < 3$ et une obliquité positive traduisant une prédominance crêtes $S_k > 0$).

⁴L'écroutissage est un moyen d'augmenter la dureté en surface. Celui-ci peut être mécanique (par grenailage, meulage ou roulage) ou chimique par traitement de surface. Il faut noter que les procédés mécaniques ont tendance à abîmer la surface et que suivant la nature des métaux cela est possible ou non (l'aluminium écrouti peu contrairement à l'acier et les alliages de cuivre)

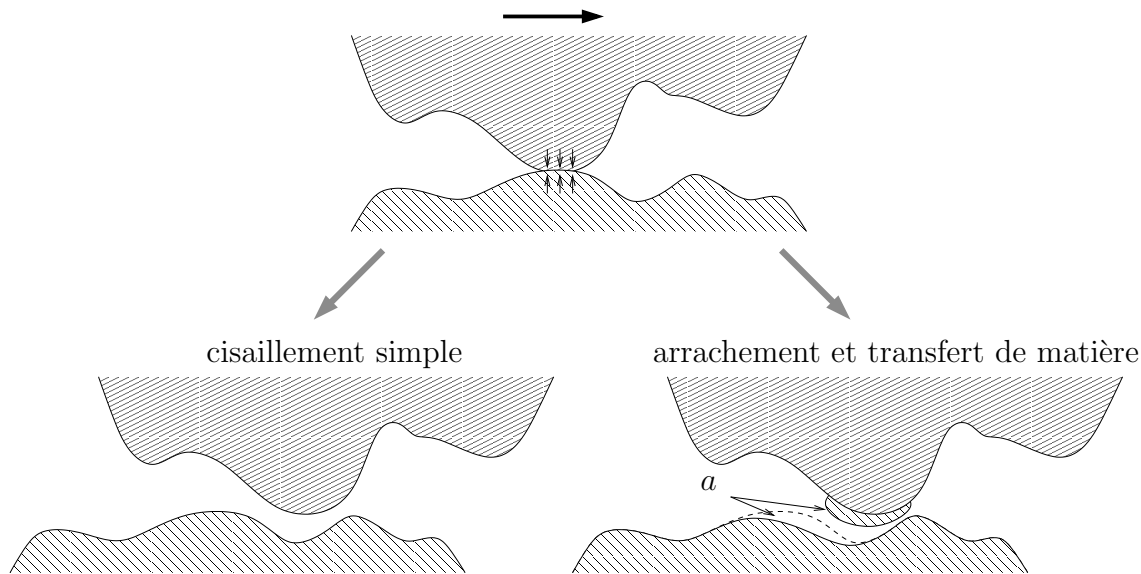


FIG. 2.17 – Usure par adhésion. (a) volume arraché

La loi d'Archard (1953) suggère que le taux d'usure par adhésion à sec entre deux corps, exprimé en perte de volume V (ou quantité de matière arrachée au contact) par unité de distance parcourue est liée à la charge appliquée, à la dureté des matériaux et à la vitesse de glissement [Arc56b, Arc53, Geo00]. L'expression de cette loi est :

$$\Delta_V = K.L.\frac{F_N}{H} \quad (2.24)$$

Dans cette équation, Δ_V est le volume arraché (m^3), K est le coefficient d'usure (typiquement pour les métaux de 10^{-7} à $10^{-2} \text{ mm}^3/Nm$), F_N est la charge appliquée (N), L distance de glissement (m) et H dureté du matériau le plus tendre ($N.mm^{-2}$). La loi d'Archard est couramment utilisée dans l'ingénierie pour prévoir le taux d'usure. Nous parlerons donc de loi de type Archard même pour une usure différente de l'adhésion.

Les solutions pour réduire l'usure portent donc sur un choix pertinent du matériau usité offrant un coefficient d'usure K le plus faible possible. Il faut choisir des couples de matériaux n'offrant aucune possibilité de filiation cristalline résistante comme l'argent non oxydé, le cadmium, l'étain ou le plomb pour l'acier. A l'inverse, la combinaison d'aluminium et de l'acier est catastrophique (cf. Annexe B). Leurs fortes compatibilités entraînent des coefficients de frottement dynamiques et statiques supérieurs à 1. Pour les métaux ferreux, les structures martensitiques, perlitiques ou encore bainitiques conviennent mieux que les structures continues ferritiques ou austénitiques. Les traitements thermiques de durcissement sont favorables : trempe, cémentation, nitruration, carbonitruration... Les traitements de surface peuvent aussi limiter l'adhésion comme le polissage : le matériau le plus dur doit être le mieux poli pour ne pas abraser l'autre mais aussi pour limiter la

déformation des aspérités.

A cette solution "passive", il est possible d'opter pour une solution "active" qui réduirait la distance de glissement effective L , solution explorée dans ce mémoire.

Matériau	Coefficient d'usure K
Acier doux	$5,5 \times 10^{-5}$
Acier doux sur acier doux	7×10^{-3}
Acier à outils	$1,3 \times 10^{-4}$
Acier inoxydable	$1,7 \times 10^{-5}$
Cuivre	$3,7 \times 10^{-5}$
Bronze	6×10^{-4}
Teflon	$2,5 \times 10^{-5}$
PPMA	7×10^{-6}
Polyéthylène	$1,3 \times 10^{-7}$

TAB. 2.2 – Valeurs des coefficients d'usure K pour différents matériaux glissant sur de l'acier

2.2.2.2 Usure par abrasion

L'usure abrasive correspond au cas où le plus dur des matériaux du contact déforme plastiquement le plus tendre et/ou crée des sillons (cf. figure 2.18 et 2.20) : le matériau est labouré et la matière repoussée sur le bord du sillon et/ou désolidarisée du matériau. Ces cicatrices sont constituées de sillons dirigés dans le sens du déplacement. Cette abrasion peut entraîner une perte de matière [Zam98]. Dans le cas où ces particules arrachées restent fixées à l'un des deux matériaux, l'abrasion est dite à deux corps. Dans le cas où des particules circulent à l'intérieur du contact par roulement ou glissement (particules issues du contact ou venues de l'environnement extérieur), l'abrasion est à trois corps (cf. Figure 2.21). L'abrasion est aussi le mécanisme qui est utilisé pour l'usinage des métaux lorsque les outils de coupe (lime, couteau ou fraise) viennent découper une portion de métal (tournage, fraisage, . . .) Pour rayer une surface il suffit d'une autre plus dure de 20 à 25 %. Pour l'abrasion à deux corps, l'usure croît dès que la dureté de l'abrasif atteint 0,7 fois celle de la surface usée et se stabilise quand elle atteint 1,7 fois. Cette abrasion par coupe, fonction de la forme des aspérités, est négligeable si le rapport des duretés est compris entre 0,8 et 1,3 (cf. figure 2.19). Les débris émis par les surfaces acquièrent une dureté bien supérieure à celle des matériaux en présence à cause de leur écrouissage, provoquant ainsi une abrasion à trois corps. L'abrasion écrouit aussi les couches superficielles qui durcissent et résistent alors un peu mieux à l'abrasion elle-même. L'usure est principalement proportionnelle à la longueur cinématique du contact. Le taux d'usure dépend des vitesses relatives des surfaces, des particules, de la forme et de la résistance des grains et des aspérités. Les charges agissent aussi directement ou indirectement, en brisant ou en

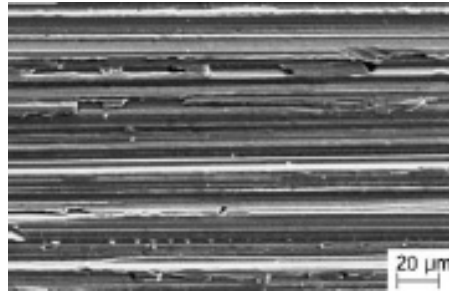


FIG. 2.18 – Effet d'une usure par abrasion. Photographie d'une surface d'acier 100Cr6 après un meulage par disque de diamant [Gah03].

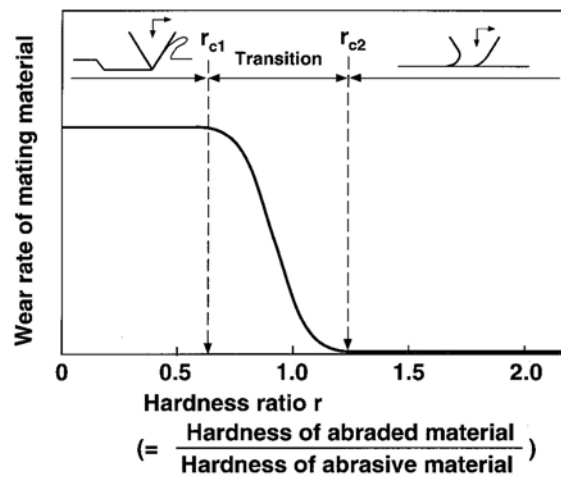


FIG. 2.19 – Effet du rapport de dureté H sur l'abrasion. [Bhu01a].

déformant les grains ou aspérités abrasifs.

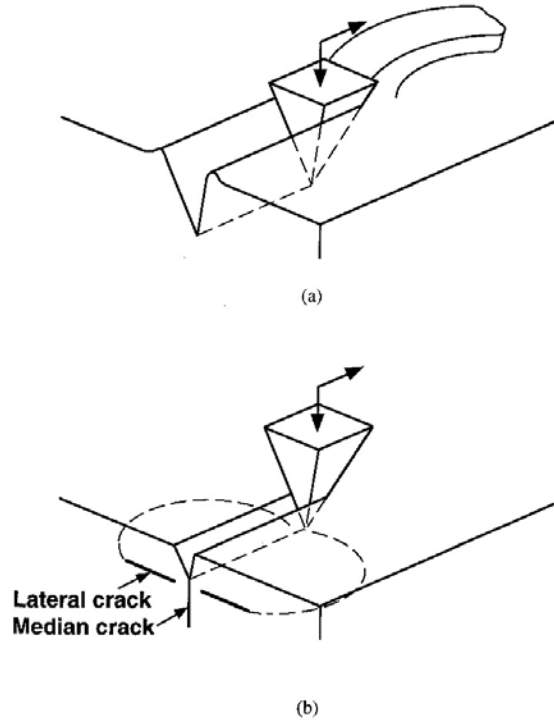


FIG. 2.20 – Usure par abrasion. *l'abrasion se présente par arrachement de matière pour un matériau ductile (a) ou par labourage sans perte de matière pour un matériau fragile (b) et une plastification de la surface plus importante [Bhu01a].*

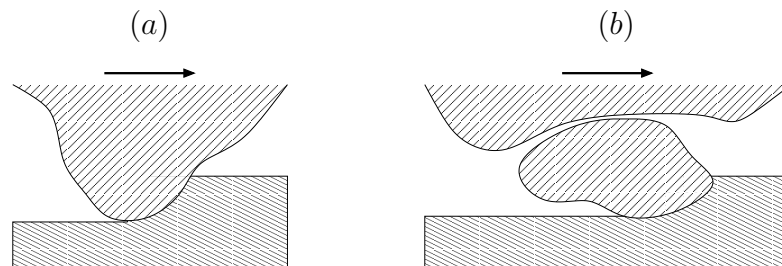


FIG. 2.21 – Usure par abrasion. (a) *Abrasion à deux corps* (b) *Abrasion à trois corps.*

Un modèle simple d'abrasion peut être obtenu en considérant que toute la matière déplacée est arrachée [Rab65, Gah98]. La géométrie considérée est donnée figure 2.13.

$$V = \frac{2.L.\tan(\alpha)}{\pi.H}.F_N \quad (2.25)$$

Avec V le volume de matière arraché (m^3), L la distance de glissement (m), H la dureté de la surface labourée (GPa), α l'angle d'attaque du cône et F_N la force normale au contact. Ce modèle simplifié est du même type que la loi d'Archard

(cf. équation 2.24). Le taux d'usure par abrasion varie alors typiquement entre (10^{-5} et $10^{-1} \text{ mm}^3/\text{Nm}$) pour les métaux. D'autres modèles plus complets ont été développés par Gahr [Gah88, Gah98] tenant compte des formations de sillons sans perte de matière en fonction de la nature et la forme des corps. L'angle de l'aspérité joue directement sur la nature de l'abrasion. Dans leur article Sedriks et Mulhearn montrent que si $0^\circ < \alpha < 45^\circ$ l'abrasion provoque majoritairement du labourage (formation de sillon sans perte de matière) et si $45^\circ < \alpha < 100^\circ$ l'effet de coupe (enlèvement de matière tout comme l'outil d'un tour) devient prépondérant devant le labourage [Sed63].



FIG. 2.22 – Photographie d'une usure par abrasion sur un arbre à came de distribution et présence d'adhésion son poussoir. [TRI]

Pour limiter l'abrasion, il faut donner une dureté maximale à la pièce qui est en mouvement devant la zone de contact et faire l'autre aussi « tendre » que possible pour qu'elle puisse « absorber » les particules abrasives comme fait le plomb lorsqu'il « beurre » une lime, la rendant inopérante. Généralement l'abrasion est diminuée en augmentant la dureté superficielle de la matière sur une profondeur importante. Pour cela, les pièces du contact sont écrouies (procédé mécanique) ou traitées en surface (ex. dépôt de chrome). Les alliages peuvent contenir aussi un fort pourcentage de carbure ou nitrure comme les outils de coupe. Naturellement, il est aussi essentiel que les particules abrasives et les débris d'usure soient évacués des zones frottantes grâce à des sculptures ou des moletages, si aucune circulation de lubrifiant ne permet cette évacuation (film d'huile).

2.2.2.3 Usure par érosion

L'érosion est une usure abrasive particulière, causée par des impacts de particules solides contenues dans un fluide en mouvement ou par des particules liquides en milieu gazeux. Lors de l'impact, la particule animée d'une grande vitesse percute et agresse le matériau en surface. Une partie de l'énergie cinétique libérée est transférée au système cristallin et peut être suffisante pour la briser (micro-usinage), la labourer ou la déformer plastiquement. Les dégradations sont alors fonction de l'énergie cinétique et donc de la masse et du carré de la vitesse de la particule. L'érosion se manifeste par des petits cratères formés par déformation plastique du matériau sous l'effet du cisaillement. La perte de matière résulte de la coupe ou des déformations alternées des aspérités formées

par les impacts successifs. L'érosion est principalement sensible à deux paramètres :

- La nature du matériau. Le comportement est très différent selon la nature du matériau. Si ce dernier est ductile, on trouve des rides annulaires très écaillées et cassantes et le taux d'usure passe par un maximum pour des angles d'incidence de 20 à 30°. S'il est très dur et fragile, on ne trouve que des craquelures et l'usure augmente continûment avec l'angle d'incidence.
- l'angle d'incidence des aspérités. L'influence de l'angle d'attaque du corps indenteur est décrit sur la figure 2.23. Quand l'angle d'impact est faible, le phénomène de coupe est important, la résistance du matériau dépend très étroitement de sa dureté. S'il est grand, l'usure est due à la déformation des surfaces et le phénomène est beaucoup plus complexe : un matériau moins dur mais plus tenace peut fort bien résister.

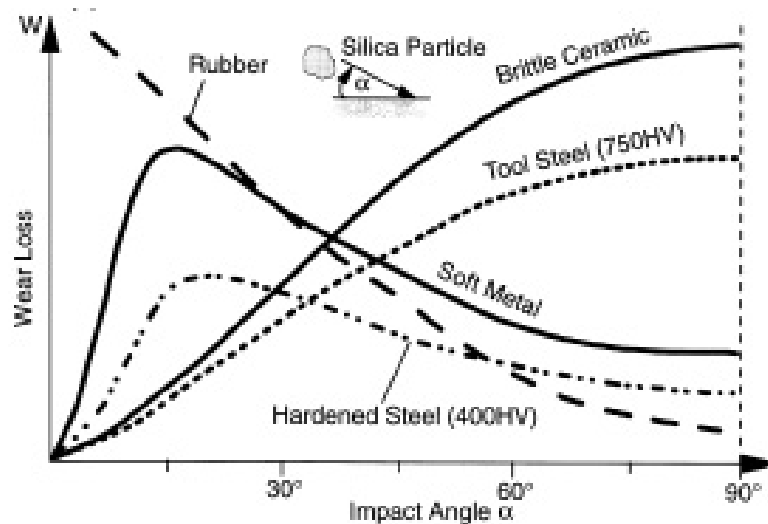


FIG. 2.23 – Usure par érosion selon l'angle d'attaque des particules [Gah98]. *Suivant la nature de matériaux érodés, le maximum d'érosion a lieu pour des angles différents : proche de 20 à 30° dans le cas de matériaux ductiles et 90° pour des matériaux fragiles.*

Le volume usé par érosion d'une particule sur une surface peut être calculé par la formule 2.26 dans laquelle V est le volume usé par une particule de masse m , θ est l'angle d'incidence, v la vitesse de la particule par rapport à la surface, ρ la densité et H est la dureté de la surface. Dans cette relation, il est supposé que les particules n'ont pas d'interactions mutuelles.

$$V = \frac{K \cdot \rho \cdot v^2}{H} \cdot f(\theta) \cdot m \quad (2.26)$$

Cette formule est du type loi d'Archard. Le coefficient d'usure K varie entre 10^{-1} et 10^{-3} . La fonction $f(\theta)$ est représentée sur la figure 2.23.

L'érosion peut aussi favoriser l'apparition d'autres mécanismes de l'usure par

l'élimination de la couche traitée en surface comme les couches de chrome anti-corrosives ou autres traitements de surfaces. Dans tous les autres cas c'est la dureté superficielle du matériau qui intervient : il faut opposer à l'abrasif une surface plus dure que lui et peu fragile et limiter la présence de particules dans le fluide.

2.2.2.4 Usure par fatigue

La fatigue est le phénomène de formation et de propagation de fissures sous l'action répétée d'efforts alternés "pitting". Le mécanisme de fatigue commence par la formation d'une fissure en surface qui plonge dans la matière. Puis sous l'action répétée du corps frottant, cette fissure se propage en profondeur et parallèlement à la surface pour ensuite remonter. Alors, un morceau de matière se détache et provoque un fragment d'usure appelé "écaillage". Ce fragment peut à son tour donner naissance à de l'abrasion à trois corps ou de l'érosion. L'usure par fatigue peut être quantifiée par une relation de type Archard :

$$V = K_f \cdot L \cdot \frac{F_N}{H} \cdot m \quad (2.27)$$

Avec K_f le taux d'usure par fatigue dont la valeur dépend du demi-angle au sommet θ de l'aspérité qui vient glisser sur le contact (cf. figure 2.13), F_N est la charge appliquée (N), L distance de glissement, (m) la masse de volume considéré et H dureté du matériau le plus tendre (Pa) [Bhu01a]. Le taux d'usure par fatigue varie typiquement entre 10^{-6} et $10^{-1} \text{ mm}^3/Nm$. La fatigue peut être aussi de nature thermique par un cyclage répétitif de chauffage (dilatation) et refroidissement (contraction) provoquant un faïencage par accumulation de déformations plastiques et par dislocation des grains.

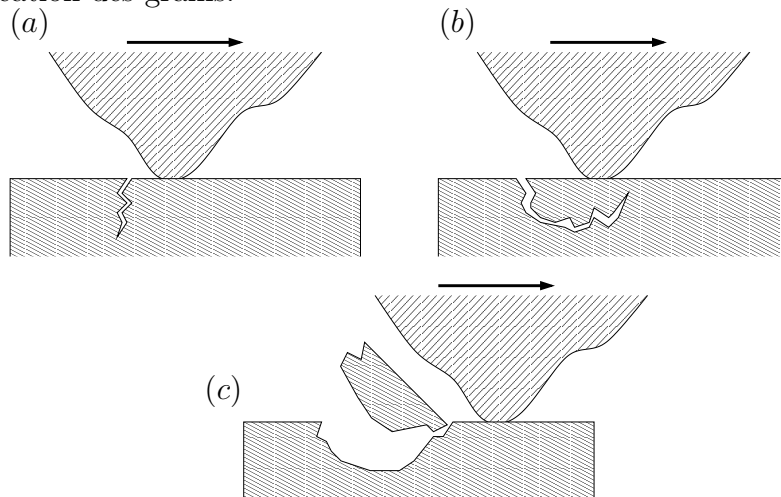


FIG. 2.24 – Usure par fatigue. (a) Amorçage (b) Propagation (pitting) (c) Génération d'un débris (écaillage).

2.2.2.5 Usure par fretting

L'usure par fretting a été souvent appelée à tort corrosion de contact. Il s'agit d'une usure induite par petits débattements de l'ordre du micromètre jusqu'à une

centaine de micromètres. Le fretting réduit la limite à l'endurance en fatigue d'un facteur 5. Les premiers travaux descriptifs du fretting sont ceux de Cattaneo C. (1938), Mindlin R.D. (1949) et Johnson K.L. (1955). L'usure des aubes d'un turboréacteur est un exemple typique dans lequel les vibrations de fonctionnement sollicitent l'embase. Cette usure va jusqu'à la désolidarisation de l'aube et la destruction du réacteur. L'évolution de l'usure provoquée par fretting a été décrite par les travaux de Fouvry *et al.* [Fou96] dans lesquels il démontre qu'il existe un seuil d'endommagement irréversible (seuil de transition) au-delà duquel la durée de vie des pièces est diminuée. L'usure augmente linéairement avec le nombre de cycles si l'atmosphère n'est pas oxydante, sinon elle est quasi exponentielle. Peu de processus sont aussi destructeurs. Une fois qu'elle est amorcée, on ne peut que retarder la destruction par des apports massifs de lubrifiants. Cette usure sera décrite plus en détail dans la deuxième partie de ce chapitre. Afin de prévenir le fretting, il

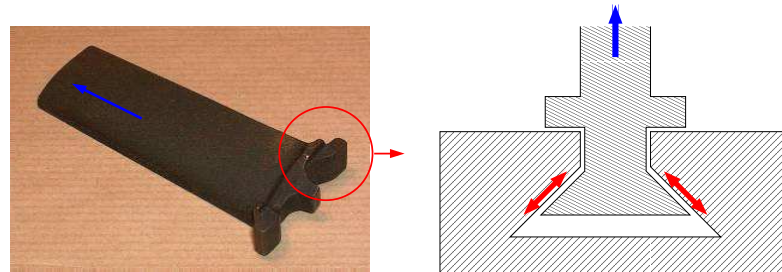


FIG. 2.25 – Phénomène de fretting dans une aube de turboréacteur. *La force centrifuge (en bleue) associée aux micros débattements de l'attache (en rouge) provoquent une usure et une dégradation du mécanisme pouvant aller jusqu'à la dramatique rupture.*

faut limiter l'adhésion par l'emploi d'un traitement surfacique ou de matériaux peu solubles et par l'emploi d'un troisième corps lubrifiant. Il est astucieux de chercher à diminuer les petits mouvements alternés de diverses manières : remplacement du glissement par le roulement ou par des liaisons élastiques. C'est cette idée qui est exploitée dans ce mémoire.

2.3 Les mécanismes du contact en frottement sec

L'étude des phénomènes qui existent au contact est très complexe. Elle fait intervenir des géométries variées (contact conforme ou non,...) et des conditions extérieures quelconques liées à l'environnement. Des contacts "académiques" de base sont alors étudiés pour décomposer n'importe quel système mécanique en trois contacts de base : sphère sur sphère (ou sphère sur plan), cylindre sur cylindre (ou cylindre sur plan) et pion sur plan. Ces modèles de comportements sont valables pour des contacts de différentes échelles. A des dimensions nanométriques, des phénomènes d'adhésion moléculaire rentrent en jeu et deviennent du même ordre de grandeur que les forces mises en œuvre. Nous allons nous intéresser à des contacts de taille millimétrique représentatifs des applications visées. Pour décrire parfaitement un système tribologique il ne suffit pas de se contenter de données géométriques, il

faut tenir compte de l'évolution du contact et donc du temps. Lorsqu'un contact est chargé normalement et/ou tangentiellement, les déformations se propagent et n'atteignent leurs états finaux qu'après un cycle d'évolution. Nous détaillons dans ce paragraphe le cas d'un contact hertzien selon les différents modes de frottement : statique, quasi statique et dynamique.

2.3.1 Le frottement sec en régime statique

La théorie de Hertz élaborée par Hertz (1882) et Boussinesq (1885) porte sur l'analyse et le comportement de contacts élastiques soumis à un chargement normal [Geo00, Joh85]. Elle définit les dimensions de l'aire de contact entre deux solides, la pression et la distribution des contraintes à l'intérieur des solides. La géométrie des contacts dépend de la forme des solides a priori quelconque, mais ils peuvent se décomposer en trois types (cf. figure C.1) :

- contact bille/plan entre deux sphères ou entre une sphère et un plan
- contact cylindre/plan entre deux cylindres ou entre un cylindre et un plan
- contact surfacique entre deux plans

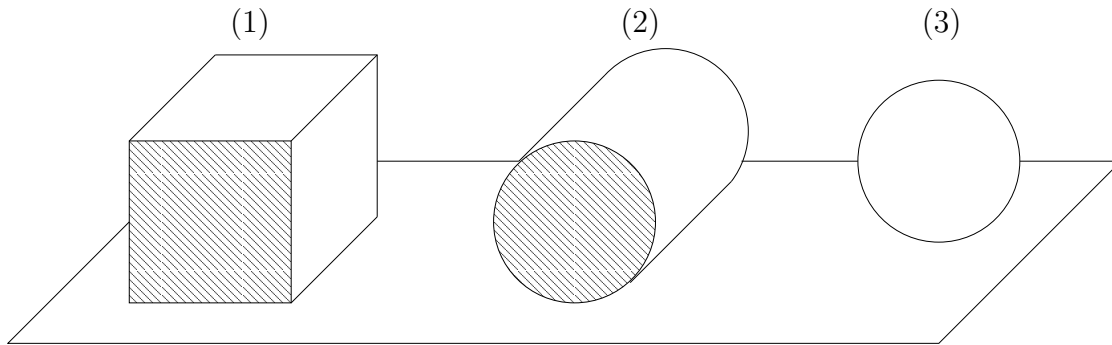


FIG. 2.26 – Types de contacts fondamentaux. (1) *contact plan/plan*, (2) *contact cylindre/plan*, (3) *contact sphère/plan*

Selon la théorie de Hertz, lorsque deux sphères sont maintenues en contact par un effort normal F_N , il se produit au niveau de la zone de contact un enfoncement $u_z(r)$ (cf. figure 2.27). La profondeur de pénétration e est égale à l'enfoncement au centre du contact où la pression est la plus forte. La surface de contact créée par l'enfoncement est circulaire et est de rayon a . A l'intérieur de la zone de contact i.e. $0 < r < a$, les équations de Hertz associées au contact sphère/plan sont :

$$a = \frac{\sqrt[3]{3 \cdot F_N \cdot R}}{4 \cdot E^*} = \frac{\pi p_0 R}{2 \cdot E^*} \quad (2.28)$$

$$u_z(r) = \left(\frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \right) \frac{\pi p_0}{4a} (2a^2 - r^2) \quad (2.29)$$

$$e = u_z(0) = \frac{a^2}{R} = \sqrt[3]{\frac{9 \cdot F_N^2}{16 \cdot R \cdot E^{*2}}} \quad (2.30)$$

Avec :

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (2.31)$$

$$\frac{1}{E^*} = \frac{1 - \nu_1^2}{E_1} + \frac{1 - \nu_2^2}{E_2} \quad (2.32)$$

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (2.33)$$

Les paramètres E_1 et E_2 sont les modules d'Young des deux solides en contact et

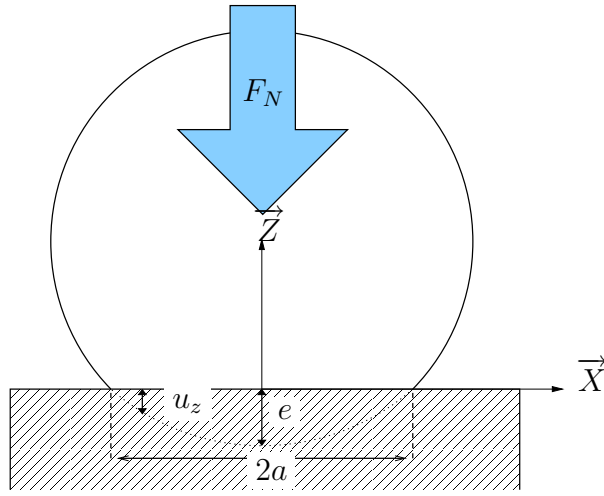


FIG. 2.27 – Contact sphère/plan de Hertz

ν_1 et ν_2 sont les coefficients de Poisson respectifs. E^* est le module d'Young réduit. A l'extérieur de cette zone i.e. $a < r$, le solide indenté subit des déformations. L'enfoncement résiduel s'écrit :

$$u_z(r) = \frac{r^2}{2R} - \frac{\delta}{2} - \frac{a^2}{\pi R} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{r^2}{a^2} - 1}} - \left(\frac{r^2}{a^2} - 2\right) \arctan \sqrt{\frac{r^2}{a^2} - 1} \quad (2.34)$$

Dans le cas d'un contact plan/sphère, il convient de prendre un rayon infini pour le plan $R_1 = \infty$. La répartition de pression $p(x, y)$ sur cette surface de contact est :

$$p = p_0 \sqrt{1 - \left(\frac{r}{a}\right)^2} \quad (2.35)$$

$$p_0 = \frac{3.F_N}{2\pi.a^2} = \sqrt[3]{\frac{6.F_N.E^*}{\pi^3.R^2}} = \frac{3}{2}.p_m \quad (2.36)$$

Avec p_0 la pression maximale qui est située au centre de l'aire de contact et p_m la pression moyenne. Les figures 2.29 et 2.30 montrent l'évolution de la pression au

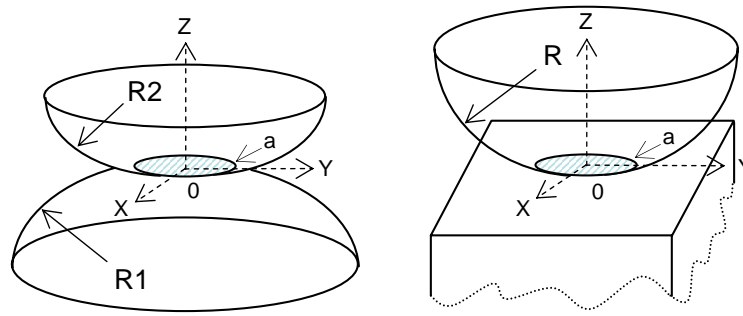
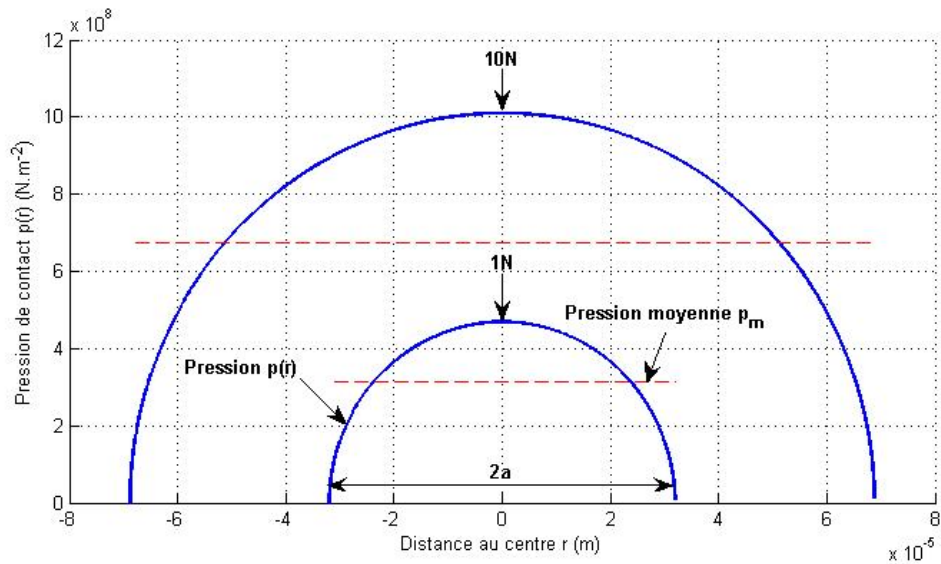


FIG. 2.28 – Contact de Hertz entre deux sphères.

FIG. 2.29 – Répartition de pression $p(r)$ pour un contact bille/plan pour un chargement normal de 1 N et 10 N. (bille d'acier de 10 mm de diamètre et plan en acier)

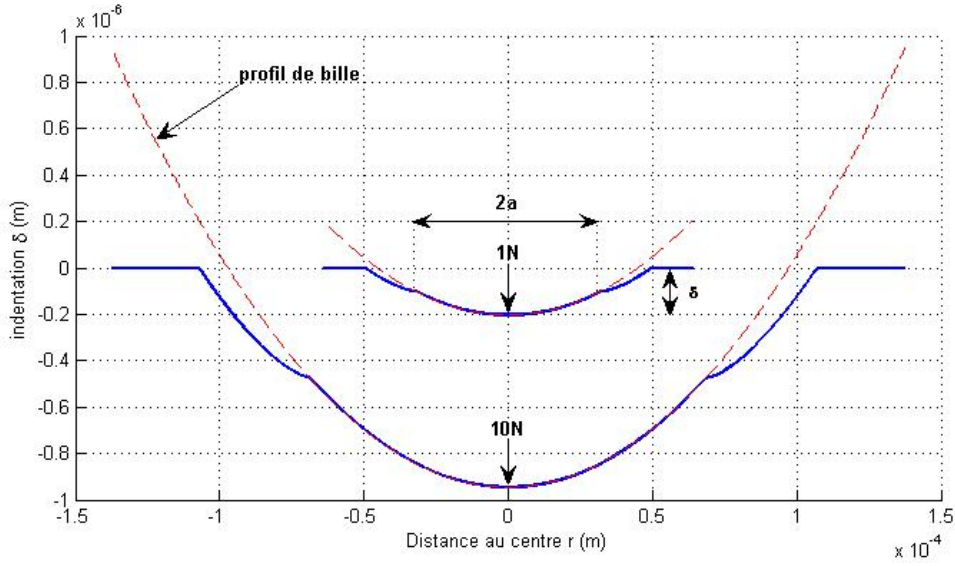


FIG. 2.30 – Indentation pour un contact bille/plan pour un chargement normal de 1N et 10N. (bille d'acier de 10mm de diamètre et plan en acier)

contact $p(r)$ et l'indentation correspondante $z(r)$. Il est intéressant de remarquer que pour une force normale F_N multipliée par 10, la pression moyenne p_m et le rayon de contact a ne sont multipliés que par 2. La surface varie en $S \propto F_N$ et la pression moyenne en $p_m \propto \sqrt[3]{F_N}$. Or, la force de frottement F_T est proportionnelle à p_m à travers le coefficient de frottement μ_s et à la surface S du contact ($S = \pi a^2$). F_T est multiplié par 4 seulement. Donc si le contact est élastique, la variation de la force de frottement F_T n'est pas proportionnelle à la variation de l'effort normal F_N . Lorsque une force tangentielle Q est appliquée sur l'une des sphères, il apparaît sur l'aire de contact S une distribution de cisaillement $q(x, y)$:

$$q(r) = q_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad (2.37)$$

Avec q_0 le cisaillement moyen et r la coordonnée polaire.

$$q_0 = \frac{Q}{2\pi a^2} \quad (2.38)$$

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (2.39)$$

Les centres de gravité des sphères vont alors se décaler sans qu'aucun point matériel de la surface ne subisse de déplacement relatif. Ce préglissement δ s'écrit dans le cas d'une sphère élastique et d'un plan parfaitement rigide :

$$\delta = \frac{2\pi - 2\nu}{4G} q_0 a \quad (2.40)$$

Si les deux corps en contact sont élastiques, le déplacement total est la somme des déplacements de chaque surface, soit :

$$\delta = \delta_1 - \delta_2 = \frac{2\pi - 2\nu_1}{4G_1} q_0 a + \frac{2\pi - 2\nu_2}{4G_2} q_0 a \quad (2.41)$$

$$\delta = \left(\frac{2\pi - 2\nu_1}{G_1} + \frac{2\pi - 2\nu_2}{G_2} \right) \frac{Q}{8a} \quad (2.42)$$

Le déplacement est donc proportionnel à la force tangentielle. Le cisaillement d'un contact sans déplacement relatif entraîne une valeur théorique infinie de la contrainte sur la périphérie du contact. Des micro-glissements apparaissent donc, modifiant la répartition de pression et de cisaillement.

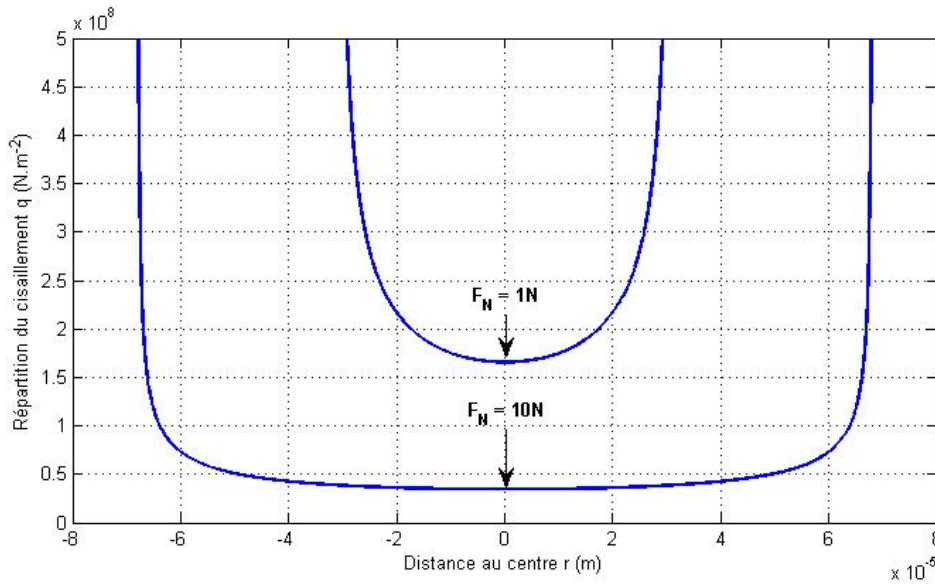


FIG. 2.31 – Distribution de la contrainte de cisaillement pour un contact sphère/plan. La bille d'acier ($R = 5 \text{ mm}$) est soumise à un effort normal F_N de 1 et 10 N et un effort tangentiel Q de 1 N

La théorie de Hertz permet de définir une rigidité de contact normale K_{CN} et tangentielle K_{CT} dans les premiers instants du chargement et qui lie la force tangentielle au déplacement dans la direction tangentielle.

$$K_{CN} = a \frac{E^*}{1 - \nu^2} \quad (2.43)$$

$$K_{CT} = 8a \frac{1}{\frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2}} \quad (2.44)$$

Avec G_i le module de cisaillement du solide i .

$$G_i = \frac{E_i}{2(1 + \nu_i)} \quad (2.45)$$

Les rigidités de contact normales et tangentielles sont liées par la relation de Mindlin [Min49] :

$$\frac{K_{CT}}{K_{CN}} = \frac{1 - \nu}{1 - \frac{\nu}{2}} \quad (2.46)$$

Ces raideurs sont des propriétés intrinsèques des solides utilisés.

La théorie de Hertz ne tient pas compte de la rugosité des surfaces et suppose que l'on se place à une échelle macroscopique du contact. Ces lois ne sont valables que si les hypothèses suivantes sont vérifiées :

- les surfaces sont continues et non-conformes
- les déformations sont faibles $a \ll R^*$
- chaque solide est considéré comme semi infini
- il n'y a pas de frottement
- le contact est de nature élastique, les matériaux sont homogènes et isotropes
- les surfaces sont sans frottement au niveau de l'interface (plan de contact)

De plus, il convient de vérifier que les contraintes calculées sont inférieures aux limites élastiques car toutes ces relations sont valables hors de la plastification (fortes contraintes). L'annexe C rappelle les relations de Hertz pour un contact linéique et plan.

2.3.2 Le frottement sec en régime permanent

Le frottement est dit en régime permanent lorsque les différentes caractéristiques (μ , taux d'usure, profil de trace,...) ont atteint leurs valeurs finales. Cette évolution dépend des conditions extérieures (taux de chargement, milieu ambiant,...) et parfois il n'existe pas d'état stationnaire mais un cycle peut apparaître comme par exemple en cas de stick-slip⁵. Le frottement est alors décrit par la loi de Coulomb $\mu = \frac{F_T}{F_N}$ qui peut être discrétisée par le principe d'Amontons :

$$\mu(x, y) = \left| \frac{q(x, y)}{p(x, y)} \right| = cst \quad (2.47)$$

⁵Le phénomène de stick-slip apparaît lorsque le solide glisseur subit une alternance répétée entre un frottement statique et dynamique. À la manière d'une voiture qui hoquete, le solide possède un mouvement oscillatoire autour de sa trajectoire initiale. La présence d'une raideur au contact est la source de ce phénomène. Cette raideur est soit matérielle (élasticité intrinsèque du matériau) ou structurelle (fléchissement des aspérités du contact). La combinaison des deux accélérations peut s'annuler et le solide ne glisse plus et il subit un frottement statique. Dès lors que le mouvement global est suffisamment grand pour entraîner le passage en frottement dynamique, le solide subit une accélération vers l'avant. Comme le système est composé d'une masse, d'une raideur et d'un amortissement, le solide peut rentrer dans une phase de résonance mécanique. Il subit alors un cycle répété qui s'auto-entretient. L'ammorçage du stick-slip est souvent dû à un arc-boutement du contact ou à une abrasion irrégulière qui génèrent un pic de force de frottement.

La distribution de cisaillement $q(x, y)$ est alors proportionnelle à la distribution de pression $p(x, y)$:

$$q(r) = \mu \cdot p(r) = \mu p_0 \sqrt{1 - \frac{r^2}{a^2}} \quad (2.48)$$

L'usure en régime permanent est décrite aux paragraphes précédents. Elle se formalise par une relation de type Archard. Elle est proportionnelle à l'effort normal et la distance de glissement.

2.3.3 Le frottement sec en régime quasi statique

2.3.3.1 Modèle élastique de Cattaneo-Mindlin

Lorsque deux solides sont en contact et soumis à une force tangentielle Q inférieure à la force normale F_N multipliée par le coefficient de frottement μ ($F_T < \mu \cdot F_N$), il n'y a pas de glissement macroscopique ($\delta = 0$), le contact est statique. Toutefois lors du chargement par la force tangentielle F_T , il se produit des microglissements (slip) sur la périphérie du contact. Au centre, le reste du contact se déforme sans mouvement relatif et adhère (stick). Les travaux de C. Cattaneo (1938) et ceux de R.D. Mindlin (1949) [Min49] décrivent ce phénomène de glissement partiel et expliquent la réponse non linéaire de l'effort de friction F_T dans ces premiers instants du glissement. Cet instant de glissement naissant est

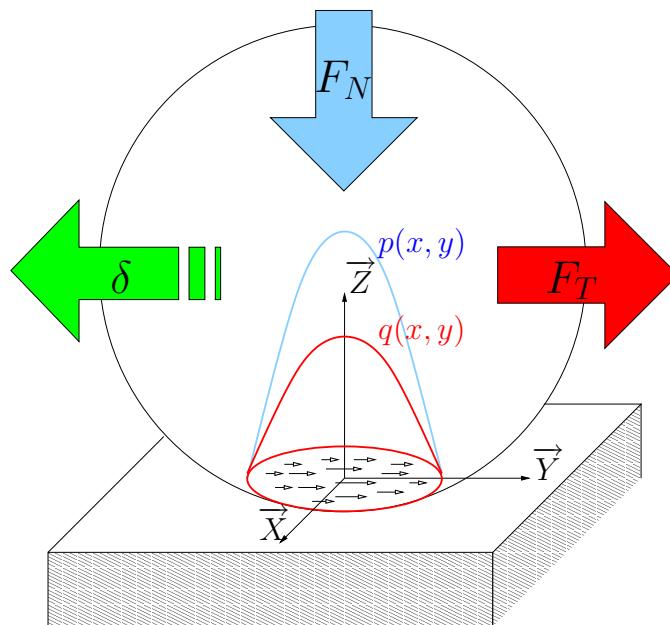


FIG. 2.32 – Champ de cisaillement pour un contact sphère/plan

dénoté contact quasi statique (incipient sliding).

Considérons le cas d'un contact bille/plan soumis à un déplacement tangentiel δ comme indiqué sur la figure 2.32. Le système passe d'un état statique à un état

dynamique à travers une phase de transition (déplacements préliminaires) où co-existe des zones d'adhérence et de glissement. Maintenues en contact, les deux surfaces sont soumises à un champ de pression $p(x, y, t)$ calculé selon la théorie de Hertz. Il se forme une zone de contact circulaire de rayon a . Un très faible déplacement tangential relatif δ entre ces deux solides provoque la création d'un champ de cisaillement $q(x, y, t)$ à l'intérieur de cette zone de contact. L'expression du champ de cisaillement selon qu'il y ait adhérence ou glissement est donné par les relations :

– en glissement total :

$$q'(x, y) = -\text{sign}[\delta] \cdot \mu \cdot p_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}} \quad (2.49)$$

– en adhérence :

$$q''(x, y) = -\text{sign}[\delta] \cdot \frac{p_0}{\sqrt{a^2 - x^2 - y^2}} \quad (2.50)$$

Le signe du champ de cisaillement est toujours opposé à celui du déplacement appliqué δ . p_0 est la pression moyenne et $p(x, y)$ la pression locale.

$$p(x, y) = p_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}} \quad (2.51)$$

$$p_0 = \frac{3F_N}{2\pi \cdot a^2} \quad (2.52)$$

Une adhérence totale sur toute la zone de contact impliquerait des contraintes infinies sur la périphérie du contact ($q''(r = a) \rightarrow \infty$) Ce qui est impossible physiquement. Des microglissements apparaissent alors dans les zones où la contrainte locale de cisaillement effective est supérieure⁶ ou égale à la contrainte limite de cisaillement σ i.e. $q(x, y, t) \geq \mu \cdot p(x, y, t)$ avec μ coefficient de frottement du couple de matériau utilisé. Il existe donc deux zones :

- une zone d'adhérence : zone circulaire centrale où il n'y a pas de mouvement relatif entre les surfaces et sur laquelle la contrainte tangentielle q vérifie la relation $q(x, y, t) = q'' \leq \mu \cdot p(x, y, t) < \sigma$
- une zone glissante : zone annulaire où des microglissements apparaissent et où la contrainte tangentielle q vérifie la relation $q(x, y, t) = q' = \mu \cdot p(x, y, t) > \sigma$

La contrainte de cisaillement est donc différente selon la position géographique dans le contact. La répartition de pression typique est montrée figure 2.33. Elle résulte de la superposition des différentes pressions et admet des maximums à la limite de

⁶En pratique la contrainte de cisaillement ne peut être supérieure à la contrainte limite. Si cela se produit ($q \gtrsim \sigma$) il y a écoulement de la matière ou le contact change de condition et se met à glisser

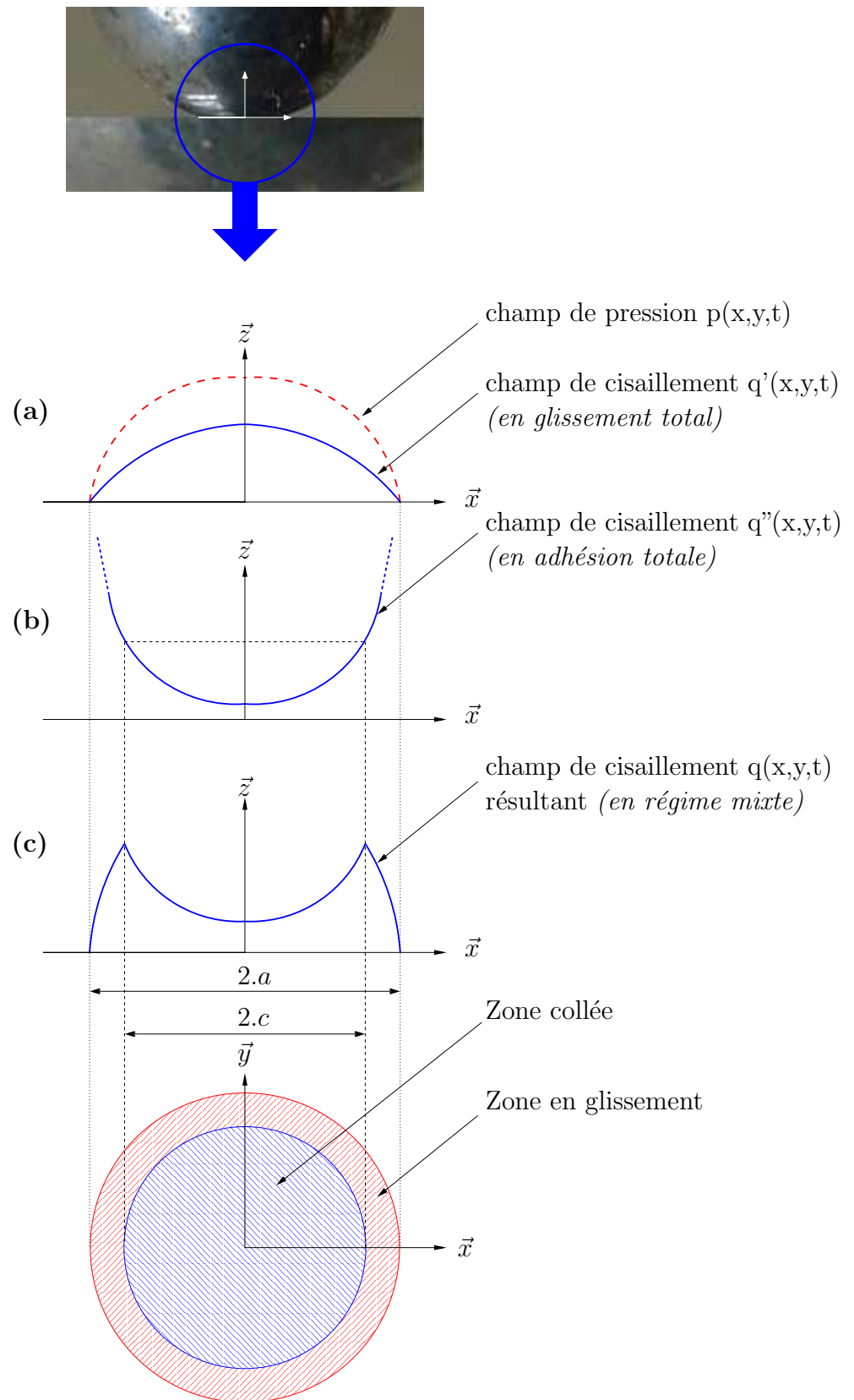


FIG. 2.33 – Répartition de pression d'un contact bille/plan

transition adhérence/glisement. Notons que cette position ne coïncide pas avec le maximum de pression normale $p(x, y)$ qui est au centre du contact. La dissipation d'énergie ($dW = q \cdot \delta \cdot dS = E d \cdot dt$) et donc de l'usure, est proportionnelle au cisaillement. Les dégradations se forment alors sur une zone annulaire dont la largeur est liée au débattement δ imposé. Ce type de sollicitation est décrit comme du fretting.

L'utilisateur ne perçoit que la résultante macroscopique de ce cisaillement F_T intégrée sur toute la surface du contact S .

$$F_T(t) = \int_S q(x, y, t) \cdot dx \cdot dy \quad (2.53)$$

Nous définissons alors un coefficient de frottement "local", μ_{local} , qui est constant et dépend des propriétés mécaniques des matériaux (approche locale du frottement de Coulomb selon le principe d'Amontons). Nous définissons aussi un coefficient de frottement "apparent" ou "macroscopique" $\mu(t)$ qui dépend de la dynamique imposée au contact et qui, lui, évolue dans le temps.

$$\mu_{local} = \left| \frac{q(x, y, t)}{p(x, y, t)} \right| = cst \quad (2.54)$$

$$\mu(\delta) = \left| \frac{F_T}{F_N} \right| \quad (2.55)$$

Bien qu'un mouvement relatif existe, les points en contact des surfaces ne bougent pas les uns par rapport aux autres. C'est l'accommodation élastique propre des matériaux qui assure cette déformation de quelques micromètres. Dès que le contact se déforme plastiquement i.e. $d > \delta_t$, le système passe en régime dynamique, les points matériels se déplacent les uns par rapport aux autres et le glissement total est entretenu (cf. figure 2.34). Lorsque le chargement normal F_N est maintenu

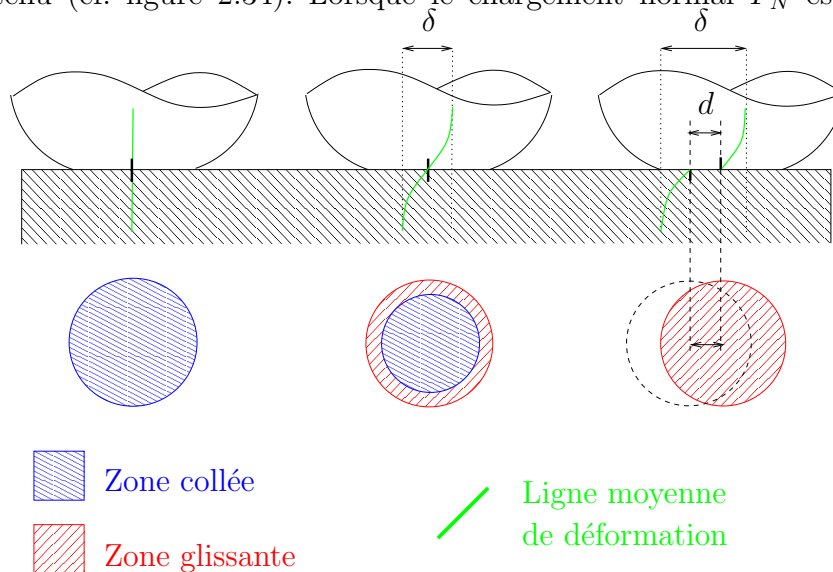


FIG. 2.34 – Passage d'un glissement partiel à total d'un contact sphère/plan constant et que le déplacement $\delta(t)$ est amorcé, l'effort tangentiel F_T croît jusqu'à

une asymptote $F_{T\infty}$. Le point où $F_T = F_{T\infty}$ est appelé déplacement de transition δ_t . L'évolution de F_T est symétrique par rapport au déplacement. Les figures 2.35 et 2.36 montrent l'évolution de l'effort tangentiel F_T en fonction du déplacement δ . Trois zones se distinguent :

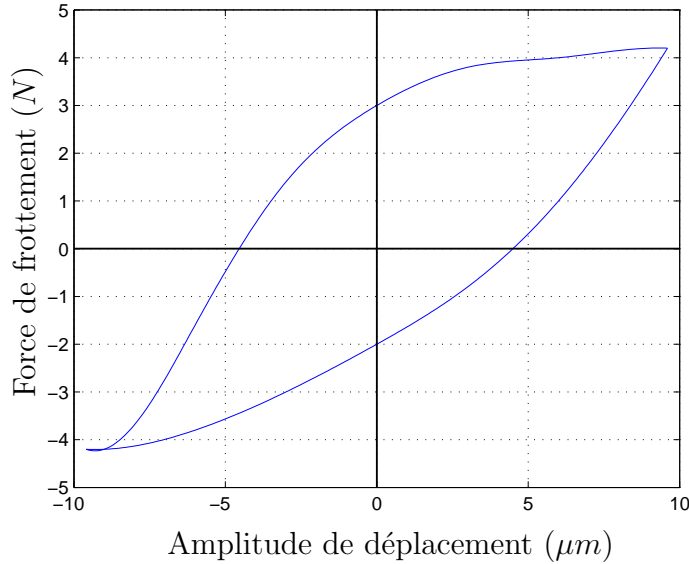


FIG. 2.35 – Essai expérimental de fretting. Contact pion/plan soumis à un effort normal F_T de 6N [Yan04]. L'essai est obtenu par un essai en "lâché" dans lequel le système reçoit une quantité d'énergie au départ et la consomme au fur et à mesure des cycles.

- Pour de faibles déplacements $\delta \ll \delta_t$, la réponse de l'effort tangentiel est linéaire. Le coefficient de proportionnalité est la raideur du contact. L'équation décrivant cette zone est :

$$F_T(t) = C.\delta \quad (2.56)$$

$$C = \frac{8.a}{\frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2}} \quad (2.57)$$

$$\delta_c = \frac{F_{T\infty}}{C} = \frac{1}{8}.\mu.\frac{F_n}{a}.\left(\frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2}\right) \quad (2.58)$$

Avec C la compliance du contact, δ_c le glissement critique, G_i le module de cisaillement du solide i et ν_i le coefficient de Poisson du solide i . Cette zone est dénommée "zone de collage" ou "zone de glissement nul". Même en imposant un débattement aussi petit soit-il, il se produit des microglissements mais leur participation au frottement reste minoritaire. Cette zone est très réduite et est souvent annexée à la deuxième zone.

- Pour des déplacements inférieurs à la distance de transition $\delta < \delta_t$, la réponse de l'effort tangentiel est elliptique. Cette zone correspond à du glissement

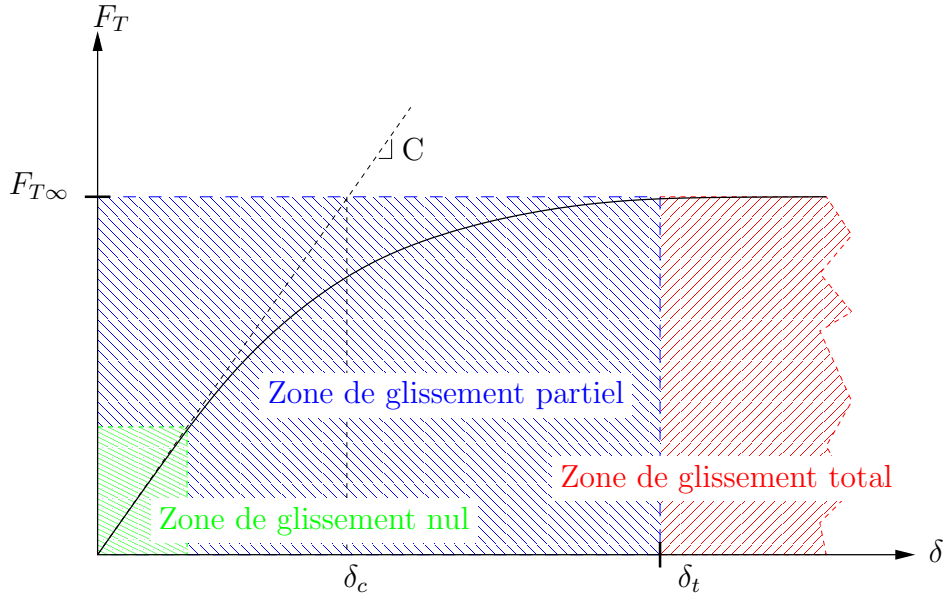


FIG. 2.36 – Zones de glissement selon le déplacement relatif

mixte. Différentes fonctions permettent d'approximer la tendance naturelle (cf. paragraphes précédents). La relation entre le front de glissement c et le déplacement δ a été calculée analytiquement par Mindlin :

$$\delta = \frac{3}{16} \cdot \mu \cdot F_N \cdot \left(\frac{2 - \nu_1}{G_1} + \frac{2 - \nu_2}{G_2} \right) \frac{a^2 - c^2}{a^3} \quad (2.59)$$

L'expression du déplacement de transition δ_t est obtenue lorsque le front de glissement disparaît i.e. $c = 0$ soit :

$$\delta_t = \frac{3}{16} \cdot \mu \cdot \frac{F_n}{a} \cdot \left(\frac{2 - \nu_1}{G_1} + \frac{2 - \nu_2}{G_2} \right) \quad (2.60)$$

- Pour des déplacements importants $\delta > \delta_t$, la réponse de l'effort tangentiel est constante et ne dépend plus de la longueur cinématique de glissement. Cette zone correspond à du glissement total.

Lorsque de petits déplacements de l'ordre du déplacement transitionnel sont imposés (quelques micromètres, cf. figure 2.34), la sollicitation est dite en "fretting". Ces conditions particulières de sollicitation sont souvent issues de perturbations extérieures (bruit, vibrations, ...) et sont à l'origine de nombreuses défaillances (détériorations, ruptures, ...). Une partie de la tribologie est de comprendre, prédire et limiter les effets du fretting. Majoritairement le fretting est analysé comme un phénomène nuisible, mais peut être avantageusement détourné ici en vue de la réduction des frottements entre deux surfaces.

2.3.3.2 Evolution du contact en glissement partiel

Lorsque le contact subit du fretting, il peut évoluer en glissement partiel ($\delta \neq 0$) sans que le solide ne se déplace ($d = 0$). C'est par exemple le cas d'un rivet

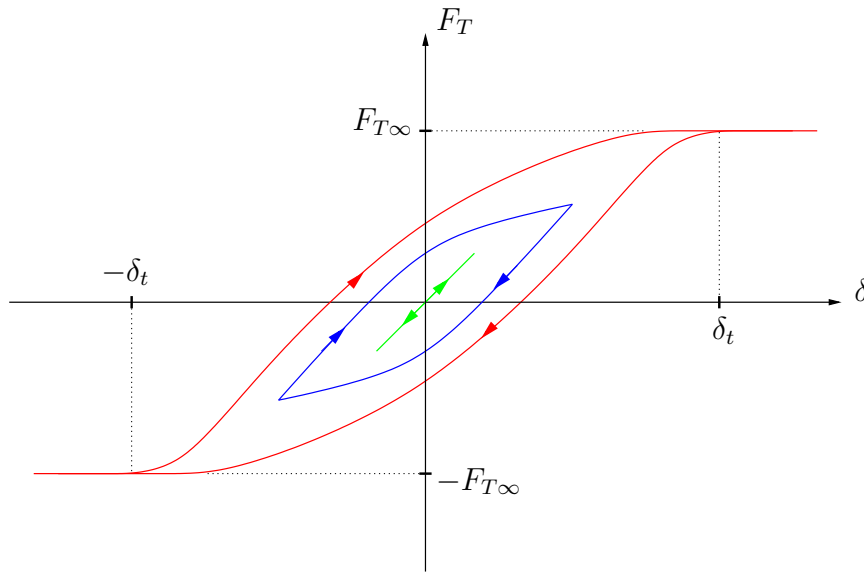


FIG. 2.37 – Cycles de fretting

qui ne peut se déplacer dans son ensemble mais dont la tête vibre sur le support. Selon la longueur du débattement δ , le contact réagit différemment. La figure 2.37 montre les trois cas représentatifs d'un contact soumis à un petit déplacement alterné.

- Pour de très petits déplacements $\delta \ll \delta_t$, le contact est purement élastique. L'énergie emmagasinée par le contact est entièrement redonnée au système. Elle n'est donc pas dissipée au contact et ne crée pas de détérioration. Le déplacement est réversible. Cette condition est avantageuse car elle autorise un déplacement sans perte d'énergie. Cependant même si le contact reste élastique, l'amortissement interne de la matière va créer des pertes mais qui peuvent se négliger vis-à-vis des pertes par frottement. Cet état est représenté en vert sur la figure 2.37. L'aire du cycle $F_T(\delta)$ est nulle.
- Pour des débattements plus importants $\delta < \delta_t$, le contact est en glissement mixte. Une partie de l'énergie emmagasinée est dissipée dans la zone qui glisse (zone en périphérie du contact). Les dégradations ont une forme annulaire et restent confinées dans les zones de glissement. Les zones d'adhérence du centre ne subissent que très peu de détériorations. Le cycle $F_T(\delta)$ est non nul. L'énergie dissipée représente l'aire du cycle. Cet état est représenté en bleu sur la figure 2.37.
- Pour des grands débattements $\delta > \delta_t$, le contact est principalement en glissement total avec un passage en glissement mixte. Une majorité de l'énergie est dissipée en chaleur et le processus n'est pas réversible. Les dégradations par abrasion et adhésion provoquent une usure sur la totalité de la surface couverte par le contact.

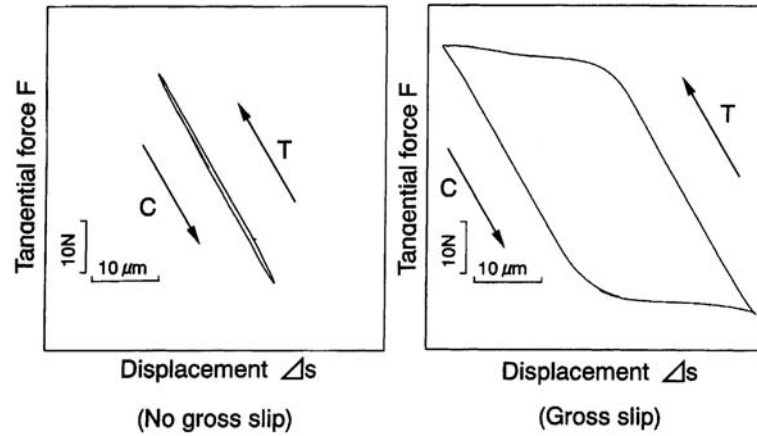


FIG. 2.38 – Exemple de relevé effort/déplacement en fretting. Pour un cylindre d'acier de 10mm de diamètre en 100C6 contre un plan en 100C6 soumise à un effort de 20N [Jib01]

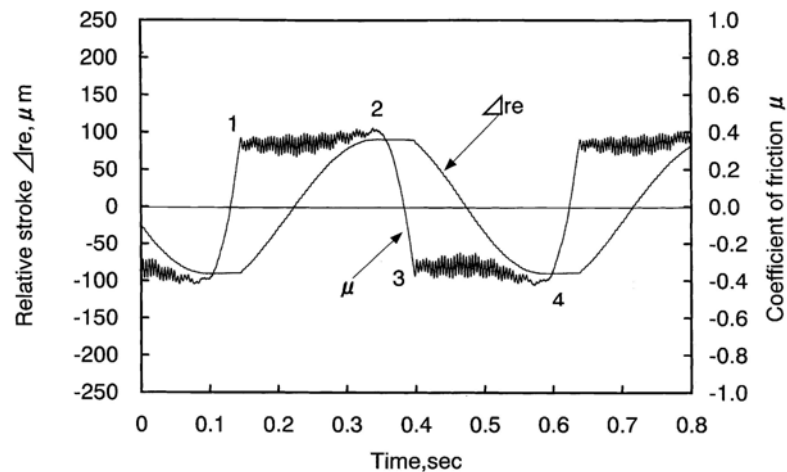


FIG. 2.39 – Exemple de relevé temporel en fretting. Un cylindre d'acier de 10mm en 100C6 contre un plan en 100C6 soumis à un effort de 20N [Jib01]

Les figures 2.38 et 2.39 représentent le relevé de deux cycles de fretting effort/déplacement et effort/temps pour des amplitudes δ différentes : $10 \mu m$ et $50 \mu m$, entre un cylindre et un plan en acier [Jib01]. Pour des débattements de $10 \mu m$ le cycle $F_T(\delta)$ est fermé, il s'agit d'un comportement quasi-élastique correspondant à un glissement mixte. Pour des débattements de $50 \mu m$, nous pouvons observer un cycle très ouvert traduisant un fonctionnement en régime de glissement total avec une transition en glissement mixte à chaque changement de direction. La pente de la courbe pendant la transition est de $2,2 N.\mu m^{-1}$. Cette valeur peut être vérifiée à partir de l'équation 2.56 pour un module d'Young de $233 GPa$ et vaut $C = 2,38 N.\mu m^{-1}$. Sur l'histogramme, nous pouvons remarquer que la transition du coefficient de frottement μ a lieu lorsque le mouvement macroscopique Δre est constant donc lorsqu'il n'y a plus de mouvement relatif entre le cylindre et le plan (points 2 et 4). Il s'agit d'un temps de glissement partiel. Lorsque le coefficient de frottement se stabilise autour de sa valeur dynamique ($\mu = 0,4$), le mouvement macroscopique a lieu (point 1 et 3). Il s'agit d'un glissement total. D'après l'équation 2.60, nous pouvons recalculer la distance de transition δ_t et dans ce cas elle vaut $9,87 \mu m$. Nous pouvons constater un parfait accord entre les résultats bibliographiques et la théorie.

Durant la phase quasi statique, le front de glissement est circulaire centré et migre de l'extérieur du contact vers le centre avec l'accroissement du déplacement relatif δ [Joh85]. Ce front est caractérisé par son rayon c (cf. figure 2.33). Il se produit dans les zones où la contrainte de cisaillement locale $q(r)$ est égale à la contrainte de cisaillement limite σ . Le cisaillement au sein du contact est régi par l'équation :

$$F_T = \int_S q(r, t).ds = \int_0^c q''(r, t).dr.d\theta + \int_0^a q'(r, t).dr.d\theta \quad (2.61)$$

$$F_T = \int_0^c \frac{p_0}{\sqrt{a^2 - r^2}}.dr.d\theta + \int_0^a \mu.p_0.\sqrt{1 - \frac{r^3}{a^3}}.dr.d\theta \quad (2.62)$$

$$F_T = \frac{c^2}{a^2}.\mu.F_N - \mu.F_N \quad (2.63)$$

Avec F_T l'effort total macroscopique de cisaillement sur toute la surface S. L'expression du rayon de front de glissement est donné par l'équation :

$$c = a.\sqrt[3]{1 - \frac{Q}{\mu.F_N}} \quad (2.64)$$

Avec a le rayon de contact :

$$a = \sqrt[3]{\frac{3.F_N.R^*}{4.E^*}} \quad (2.65)$$

Le front de glissement c peut s'exprimer analytiquement en fonction de F_T ou de δ . L'évolution des différents paramètres est :

$$c = a\sqrt{1 - \frac{\delta}{\delta_t}} = a\sqrt[3]{1 - \frac{F_T}{F_{Tt}}} \quad (2.66)$$

$$F_T = F_{T\infty}\left(1 - \frac{c^3}{a^3}\right) = F_{T\infty}\left(1 - \left(1 - \frac{\delta}{\delta_t}\right)^{\frac{3}{2}}\right) \quad (2.67)$$

$$\delta = \delta_t\left(1 - \left(1 - \frac{F_T}{F_{T\infty}}\right)^{\frac{2}{3}}\right) = \delta_t\left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right) \quad (2.68)$$

2.3.3.3 Usure en glissement partiel

En régime statique l'usure du contact est nulle. En régime dynamique, celle-ci a un comportement du type loi d'Archard. Durant la phase quasi statique, comment se comporte le mécanisme d'usure et à quels paramètres est-il lié? Les travaux de Mohrbacker *et al.* [Moh95] et ceux de Fouvry *et al.* [Fou96, Fou97] montrent clairement que l'usure est proportionnelle à l'énergie dissipée Ed par la contrainte de cisaillement au contact. L'énergie dissipée à la transition peut être calculée :

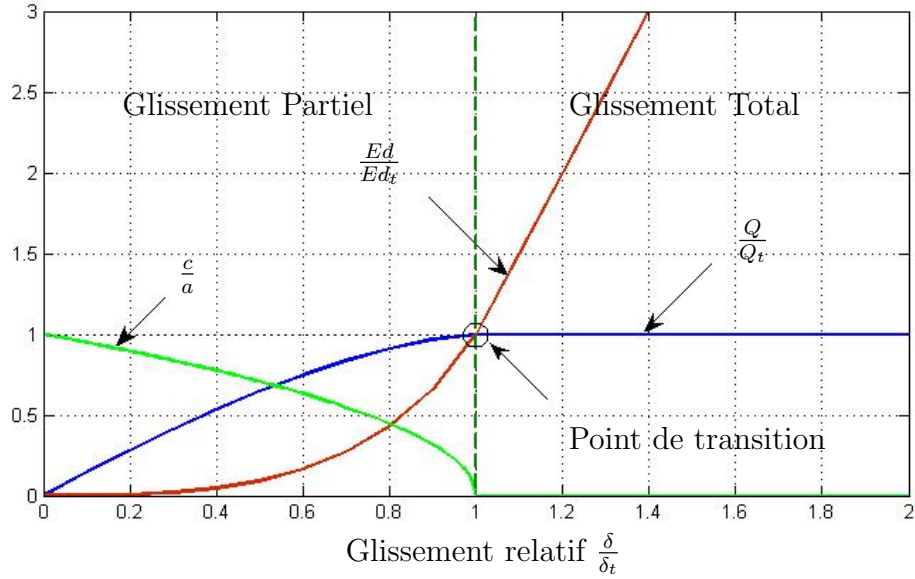


FIG. 2.40 – Evolution des paramètres du contact en glissement partiel.

$$Ed_t = \frac{4}{5}\delta_t F_T \quad (2.69)$$

$$Ed_t = \frac{3\mu^2 F_N^2}{20a} \left(\frac{2 - \nu_1}{G_1} + \frac{2 - \nu_2}{G_2} \right) \quad (2.70)$$

L'énergie dissipée au fur et à mesure que le glissement passe de partiel à total s'écrit :

$$Ed = Ed_t \left(6 \left(1 - \left(1 - \frac{\delta}{\delta_t} \right)^{\frac{5}{2}} - 5 \left(2 - \frac{\delta}{\delta_t} \right) \left(1 - \left(1 - \frac{\delta}{\delta_t} \right)^{\frac{3}{2}} \right) \right) \right) \quad (2.71)$$

La figure 2.40 présente les zones de glissement total et partiel ainsi que l'évolution des différents paramètres. L'énergie dissipée et donc l'usure croît exponentiellement jusqu'au point de transition. Au delà, sa croissance est linéaire et nous retrouvons une usure de type Archard. Si par un décollement régulier de la surface, le glissement relatif peut être gardé inférieur à l'unité alors nous pourrions diminuer l'usure et l'énergie dissipée. Néanmoins d'autres phénomènes liés à de l'adhésion ou de la fatigue pourraient alors se révéler et seront abordés dans le chapitre suivant.

2.3.4 Domaine de validité

Si on s'intéresse au cas où deux solides en contact décrits selon la théorie de Hertz frottent l'un contre l'autre, il convient de vérifier au préalable les conditions suivantes. Les distributions hertziennes de chargement sont non modifiées par le déplacement tangentiel lorsque les deux solides possèdent les mêmes propriétés physiques. Dans le cas où les solides sont constitués de matières différentes, l'influence des caractéristiques mécaniques peut être estimée à l'aide de la variable de Büfler γ et du paramètre β mesurant la différence des propriétés élastiques entre les deux solides donné par Dundurs.

$$\beta = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\frac{1-2\nu_1}{G_1} - \frac{1-2\nu_2}{G_2}}{\frac{1-\nu_1}{G_1} - \frac{1-\nu_2}{G_2}} \right) \quad (2.72)$$

$$\gamma \approx \frac{-\beta \cdot \mu}{\pi} \quad (2.73)$$

avec G le module élastique de cisaillement.

$$G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)} \quad (2.74)$$

La distribution hertzienne peut être considérée valable si le module de γ est inférieur à 0,06 la distribution de cisaillement reste inchangée. De même, si le module de β est inférieur à 0,21 avec des coefficients de frottement inférieurs à 1, l'effet des différences de propriétés mécaniques reste négligeable.

2.3.5 Modèle de fondation élastique

Le modèle de Hertz suppose que le solide indenté est semi infini. Dans le cas où l'épaisseur du solide est du même ordre de grandeur que le contact, il est plus judicieux de changer de modèle. Le modèle de fondation élastique considère deux corps en contact (couche élastique ou cas du matelas). L'un est considéré comme infiniment rigide (indenteur) et l'autre solide se déforme alors comme s'il était constitué d'un assemblage de poutres sollicitées en compression pure. Les hypothèses prises impliquent que chaque poutre ou segment virtuel n'a pas d'interaction avec ses proches voisins. Les déformations relatives ε_{xx}

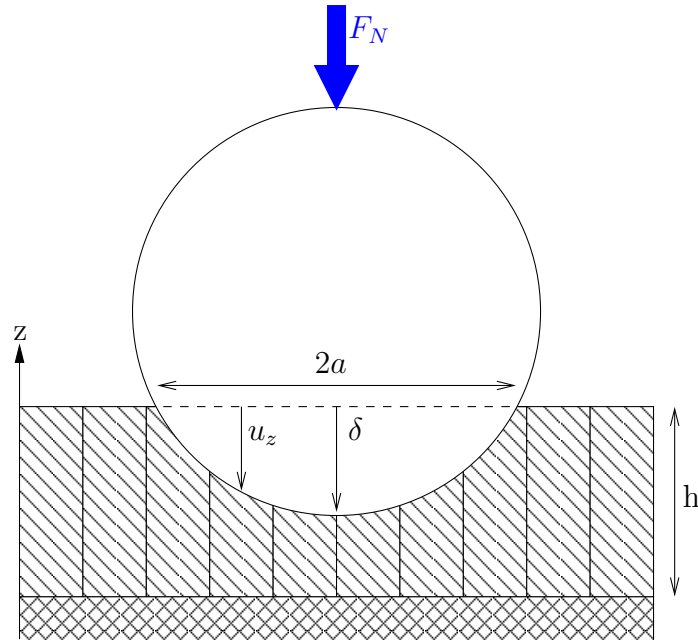


FIG. 2.41 – Modèle de couche élastique. Une couche de matériau élastique repose sur un substrat infiniment rigide et est indentée par une bille infiniment rigide

et ε_{yy} sont considérées comme nulles et la contrainte σ_{zz} est uniquement en compression ($\sigma_{zz} \leq 0$). Chaque déformation est alors uniquement dépendante de la pression "locale" normale. Le choix de l'épaisseur de la tranche est laissé libre à l'expérimentateur. Il convient d'adopter une largeur de poutre faible devant les dimensions du contact considéré. Ainsi comme en analyse par éléments finis (FEM) il est judicieux d'adopter un fractionnement ou discrétisation très fine du contact ou même d'adopter un pas variable. Ce modèle de comportement est adapté aux couches minces. Vanel a montré que le modèle de fondation élastique s'applique à l'étude du contact rotor/stator d'un moteur piézoélectrique à onde progressive [Van96]. Il conclut que le modèle de fondation élastique est proche du calcul exact tant que le rapport entre l'épaisseur du substrat de friction h et la demi-longueur de contact a reste faible pour un contact cylindre/plan.

Le modèle de fondation élastique se base sur la loi de Hooke sur une tranche élémentaire. Ainsi la pression de contact varie avec l'indentation de la tranche et s'écrit :

$$p(r) = \frac{E^*}{h} u_z(r) \quad (2.75)$$

avec h l'épaisseur du substrat, E^* le module élastique réduit du solide indenté et u_z l'indentation. $\delta = u_z(0)$ la profondeur de pénétration maximale au centre du contact.

Dans le cas d'un contact sphère/plan, le rayon de contact a est donné par

l'expression :

$$a = \sqrt{2R\delta} \quad (2.76)$$

La distribution de pression s'écrit :

$$p(r) = E^* \frac{\delta}{h} \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right) \quad (2.77)$$

avec r la coordonnée polaire dans le plan de contact. La force totale F_N peut être retrouvée par intégration de p sur la surface et s'écrit :

$$\delta = \sqrt{\frac{hF_N}{\pi E^* R}} \quad (2.78)$$

$$F_N = E^* \frac{\pi a^4}{4hR} \quad (2.79)$$

Dans le cas d'un contact cylindre/plan de longueur L (suivant l'axe \vec{y}), les expressions des paramètres du contact s'écrivent :

$$a = \sqrt{2R\delta} \quad (2.80)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{hF_N}{\pi E^* R}} \quad (2.81)$$

$$F_N = LE^* \frac{2a^3}{3Rh} \quad (2.82)$$

Dans le cas où l'on souhaite tenir compte de l'élasticité du support de la couche indentée, il faut alors travailler avec un nouveau module d'élasticité composé E_c :

$$\frac{1}{E_c} = \frac{1}{E_1} + \frac{1}{E_2} \quad (2.83)$$

2.3.6 Le contact plastique

Les relations pour un contact hertzien restent valides tant que la force appliquée n'entraîne pas un début de déformation plastique ⁷. La contrainte maximale de Tresca considère que la déformation plastique commence au point où la contrainte atteint une valeur critique :

$$\sigma_e^{max} = \max\{|\sigma_1 - \sigma_2|, |\sigma_2 - \sigma_3|, |\sigma_3 - \sigma_1|\} = Y \quad (2.84)$$

Condition qui peut s'écrire aussi :

$$\tau^{max} = \max\left\{\frac{1}{2}|\sigma_1 - \sigma_2|, \frac{1}{2}|\sigma_2 - \sigma_3|, \frac{1}{2}|\sigma_3 - \sigma_1|\right\} = \frac{1}{2}Y = k \quad (2.85)$$

Avec $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ les contraintes principales, p_0 et p_m la pression maximale et moyenne du contact, Y la contrainte limite de plastification en traction/compression et k la

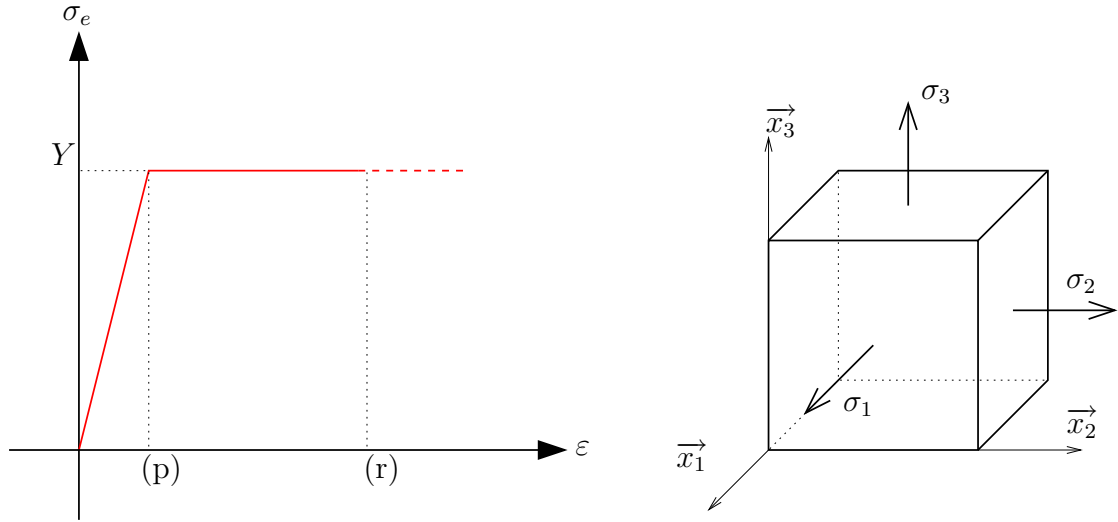


FIG. 2.42 – Comportement d'un Matériau plastique. Lorsque la contrainte équivalente de Tresca ou de Von Mises (calculée à partir des contraintes principales $\sigma_{1,2,3}$) atteint la limite plastique Y au point (p), le matériau se plastifie. Au delà de ce point le matériau subit une déformation plastique irréversible à contrainte équivalente fixe. Au point (r) le matériau rompt suite à une déformation excessive.

contrainte seuil en cisaillement. De manière analogue, la contrainte maximale de Von Mises considère que la plastification débute lorsque l'énergie de déformation atteint une valeur critique :

$$\sigma_e^{max} = (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2Y^2 \quad (2.86)$$

Seuil de plastification : Pour un contact de Hertz entre deux sphères, la plastification débute à une profondeur de $0,48a$ (a le rayon du contact) et à une valeur de $0,31p_0$ pour des matériaux dont le coefficient de Poisson vaut $\nu = 0,3$. Lors de la plastification les grandeurs caractéristiques du contact sont :

$$p_0 = 1.60Y \quad (2.87)$$

$$p_m = 1.07Y \quad (2.88)$$

$$F_N = 21.2 \frac{R^2 Y^3}{E^{*2}} \quad (2.89)$$

$$\delta = 6.32R \frac{Y^2}{E^{*2}} \quad (2.90)$$

avec Y la pression limite de plastification du matériau utilisé. Des équations analogues sont définies pour des contacts linéiques et plans (cf. annexe C). Cette première plastification apparaît en sous couche, ce qui explique le phénomène de

⁷La plastification est un phénomène irréversible qui apparaît chez les matériaux ductiles i.e. matériaux qui possèdent une phase élastique et plastique (ex : les aciers et alliages) contrairement aux matériaux fragiles qui observent une rupture juste après la phase élastique (ex : les céramiques). Les caractéristiques de la plastification sont la contrainte limite de plastification en traction/compression Y ($\frac{Y}{E} = 50 \sim 500$ pour les métaux et $25 \sim 50$ pour des céramiques) et k la contrainte seuil en cisaillement.

fatigue et fissuration. En effet la fissure apparaît sous le contact et remonte vers la surface. C'est parce que la rupture a suivi la plastification dans les endroits où la contrainte est trop forte. Si la force normale continue d'augmenter, la taille de la zone plastifiée augmente elle aussi. Le contact est alors élasto-plastique : la partie du solide plastifiée est supportée par le reste. La partie plastifiée forme une coque qui est une couche intermédiaire entre le corps indenteur et le corps indenté (cf. 2.43). Le contact purement plastique commence lorsque la pression moyenne atteint une valeur critique, la pression d'écoulement :

$$p_m = H = 2.8Y \quad (2.91)$$

avec H la dureté du matériau. Cette relation est valable pour les matériaux ductiles. Toutefois, les travaux de Bhushan [Bhu95] montrent qu'il existe une dépendance entre la profondeur d'indentation et la dureté effective : plus l'indentation est faible plus la dureté est forte.

La dureté plastique H d'un matériau ou pression d'écoulement, est définie comme la pression moyenne de contact ⁸ :

$$H = p_m = \frac{F_N}{A} \quad (2.92)$$

Avec A l'aire de contact. Pour les métaux, le domaine plastique pur est atteint lorsque :

$$H = p_m = \frac{F_N}{A} = 3Y \quad (2.93)$$

L'aire de contact est alors proportionnelle à la charge normale F_N . La zone de pression restante i.e. $Y < p_m < 3Y$ est la zone élasto-plastique. Pour chacun de ces trois domaines, la pression moyenne du contact sphère/plan est définie [Geo00].

Pour un contact purement élastique :

$$p_m = \frac{4E^*a}{9\pi R} \quad (2.94)$$

Pour un contact élasto-plastique :

$$p_m = \frac{2}{3}(1.7Y + Y \ln(\frac{E^*a}{3YR})) \quad (2.95)$$

Pour un contact purement plastique :

$$p_m = \frac{F_N}{A} = 3Y \quad (2.96)$$

⁸Pour mesurer la dureté d'un matériau, des essais normalisés sont définis comme l'essai Vickers. Il consiste à indenter un matériau avec une pyramide à base carrée dont les faces font un angle de 136°. L'aire projetée de l'empreinte résiduelle prend alors la forme d'un carré de diagonale D . La dureté Vickers est définie comme : $H_v = 1,854 \frac{F_N}{D^2}$. L'unité Vickers est équivalente à $10^7 Pa$.

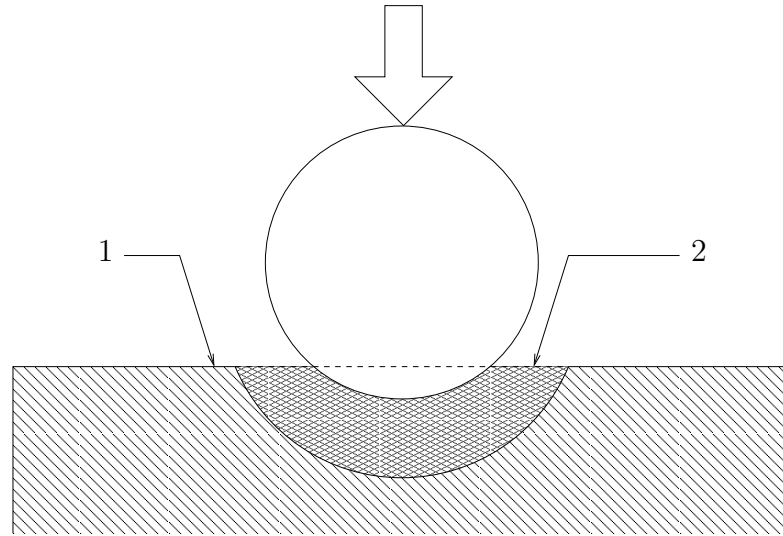


FIG. 2.43 – Contact sphère/plan en régime élasto-plastique. -1- Zone élastique, -2- Zone plastifiée.

L'indentation résultante δ de cette plastification peut être approximée selon Johnson par la relation [Joh85] :

$$\delta = \frac{a^2}{R} \quad (2.97)$$

L'effort normal est alors proportionnel à l'aire de contact mais aussi à l'indentation :

$$\frac{F_N}{F_{Ny}} = 0.81 \left(\frac{\delta \cdot E^{*2}}{R Y^2} \right) = 5.5 \frac{\delta}{\delta_Y} \quad (2.98)$$

Selon Johnson et pour des métaux, la condition de régime purement plastique a lieu lorsque $\frac{E^* a}{R Y^2} \simeq 40$, i.e. $\frac{P}{P_Y} = 400$. Donc le domaine purement plastique n'intervient que lors de très fortes sollicitations. Sachant que pour les aciers le rapport $\frac{E}{Y}$ peut varier entre 50 et 500 et que $E \simeq 200 \text{ GPa}$, la contrainte de début de plastification est environ de 4 GPa . La complète plastification a alors lieu pour des pressions de l'ordre de 16 GPa .

Les métaux sont utilisés fréquemment dans le domaine élasto-plastique car leur zone purement élastique est rapidement atteinte au vue des topographies de surface et des pressions mises en jeu. Hormis le cas particulier de l'écrasement, les contraintes sont inférieures à la limite de plastification. Une fois plastifiées, les pièces perdent leurs formes, leurs tenues mécaniques et conduisent à la rupture. Dans le dimensionnement des systèmes mécaniques et notamment dans la conception de moteurs, les contraintes sont gardées bien inférieures à la limite de première plastification.

2.4 Comportement tribologique à l'échelle microscopique : rôle de l'état de surface

2.4.1 Choix des modèles microscopiques ou macroscopiques

Les hypothèses de calcul du modèle de Hertz impliquent que les surfaces en contact soient non rugueuses. Or aucune surface n'est parfaitement lisse et présente une rugosité aussi faible soit elle. Cette rugosité est issue de son mode de fabrication (coulage, laminage,...) ou des transformations de mise en forme (usinage, polissage,...). Dès lors les relations hertziennes se justifient-elles puisque cette condition ne sera jamais vérifiée? En 1996, des études par analyse numérique ont été menées par Sayles dans le cas d'un contact bille-plan rugueux [Say96]. La bille était plus dure que le plan et était polie, et le plan présentait un profil rugueux (plus significatif que celui de la bille polie). Ces études ont montré que le contact restait élastoplastique. La pression est répartie sur les aspérités portantes qui se plastifient. La pression locale est donc liée à la dureté du plan ($p_m = H$). Toutefois, la forme générale du contact est conforme aux lois hertziennes et donc contrôlée par l'élasticité. Ainsi un contact peut être dominé soit par le contact macroscopique ou le contact microscopique.

Les travaux de Greenwood et Tripp montrent l'impact de la rugosité sur le calcul des paramètres de contact hertzien [Gre67]. Ils ont considéré une bille rugueuse mise en contact sur un plan rugueux et les ont sollicités dans le domaine élastique. Selon la théorie de Hertz, le contact soumis à une force normale F_N est de forme circulaire de rayon a_h , une indentation δ_h et une pression moyenne p_{mh} . En réalité, les surfaces rugueuses soumises à ce même effort F_N forment un contact de rayon a , une indentation δ et une pression moyenne p_m . Greenwood et Tripp introduisent le paramètre $\frac{\sigma}{\delta_h}$ avec σ l'écart type de la rugosité de surface équivalente. Ce paramètre permet de corriger les calculs de Hertz pour tenir compte de l'impact de l'état de surface (cf. fig 2.44). Il apparaît que si $\frac{\sigma}{\delta_h} < 0,05$ la rugosité ne modifie pratiquement pas le rayon de contact hertzien. Dès que les rugosités ont un rayon proche d'un dixième du rayon de courbure du solide, le phénomène rugueux devient prépondérant et il convient de traiter au cas par cas chaque aspérité en discrétisant le problème du contact. Cela dit, il convient de ne pas adopter le terme de "rugosité" pour de telles dimensions mais de défauts de forme.

2.4.2 Etude des surfaces rugueuses

Une surface est caractérisée par son profil $z(x)$ où z est la hauteur des points de la surface (cf. fig 2.45). L'origine est centrée sur la hauteur moyenne du profil ($z = 0$). L'amplitude du profil moyen de rugosité Ra est définie comme :

$$R_a = \frac{1}{L_p} \int_0^{L_p} z \cdot dx \quad (2.99)$$

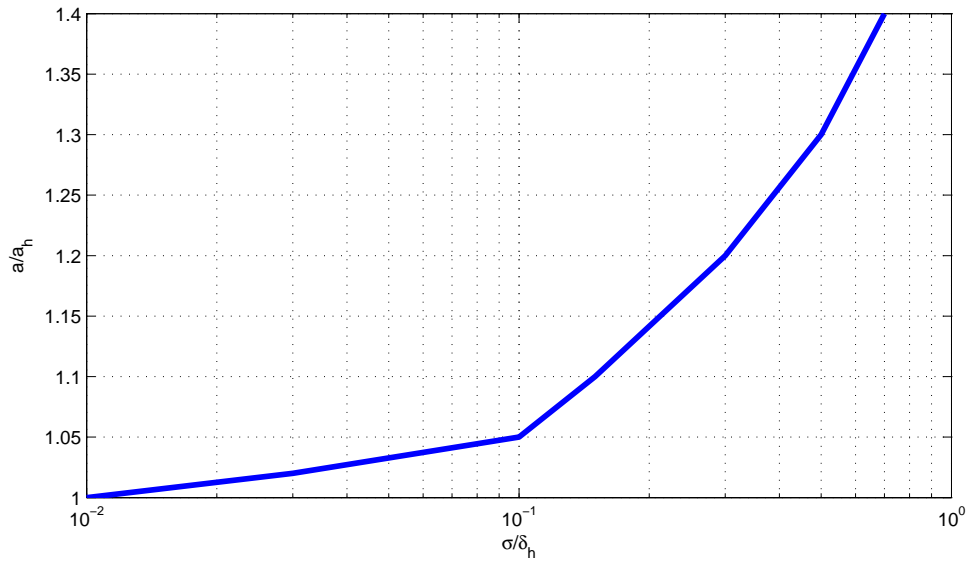


FIG. 2.44 – Evolution du rayon de contact $\frac{a}{a_h}$ en fonction de la rugosité $\frac{\sigma}{\delta_h}$ [Gre67, Geo00].

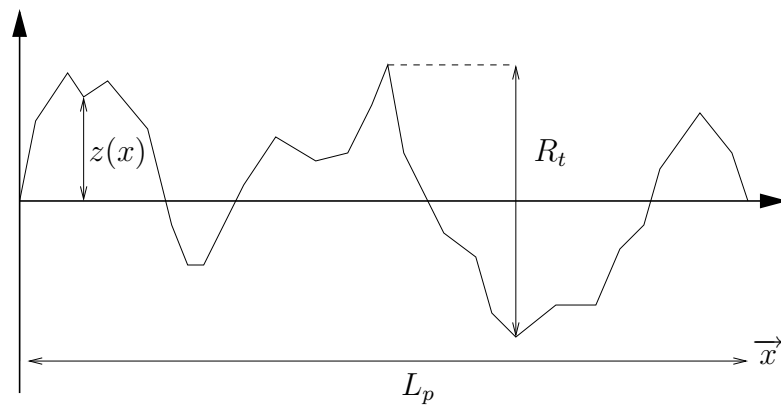


FIG. 2.45 – Exemple de trace profilométrique

L'écart type de la distribution σ ⁹ est défini comme :

$$\sigma^2 = \frac{1}{L_p} \int_0^{L_p} z^2 . dx \quad (2.100)$$

La distribution $\phi(z)$ définit la répartition des sommets de hauteur z et peut être gaussienne, exponentielle ou autre. Typiquement, elle est considérée gaussienne $\phi(z) = g(z)$ avec :

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (2.101)$$

Φ est appelée distribution cumulative¹⁰ et indique le nombre de sommets dont la hauteur dépasse z :

$$\Phi(z) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^z e^{-\frac{z^2}{2}} . dz \quad (2.102)$$

La hauteur entre les sommets les plus hauts et les vallées les plus profondes s'appelle la hauteur crêtes/crêtes R_t et vaut :

$$R_t \simeq 6\sigma \quad (2.103)$$

R ou β est le rayon de courbure des aspérités qui est supposé constant sur toute la surface.

Un autre paramètre important d'une surface rugueuse est la portance. Elle définit le pouvoir de retenue d'un lubrifiant par capillarité et également son étanchéité. La portance s'exprime comme le rapport entre l'aire totale de contact (obtenu par tronquage des altitudes de rugosité) et celle du plan de tronquage considéré. La courbe de portance est la courbe représentant l'évolution du taux de portance suivant le niveau de coupe :

$$\Phi(c) = \int_c^{z_{max}} \phi(x, y) . dz \quad (2.104)$$

Le taux de portance est le rapport entre la longueur portante (ou la surface portante) et la longueur d'observation L_p (ou la surface d'observation).

L_p est la longueur d'étude choisie pour extraire les paramètres tribologiques. Elle revêt un choix pertinent dans l'étude topographique : elle correspond à l'échelle que l'on veut utiliser. La figure 2.46 montre l'exemple de deux profils issus de

⁹Les paramètres σ et R_a sont liés. Dans le cas d'une distribution gaussienne des hauteurs $\sigma = \sqrt{\frac{\pi}{2}} R_a$. Si le profil est considéré comme une sinusoïde, alors : $\sigma = \frac{\pi}{\sqrt{8}} R_a$ [Geo00]

¹⁰Les valeurs de $\Phi(\frac{z}{\sigma}) = 0,05$ correspond aux sommets actifs de la surfaces qui vont subir en premier le contact. La valeur $\Phi(\frac{z}{\sigma}) = 0,8$ correspond aux vallées profondes de la surface.

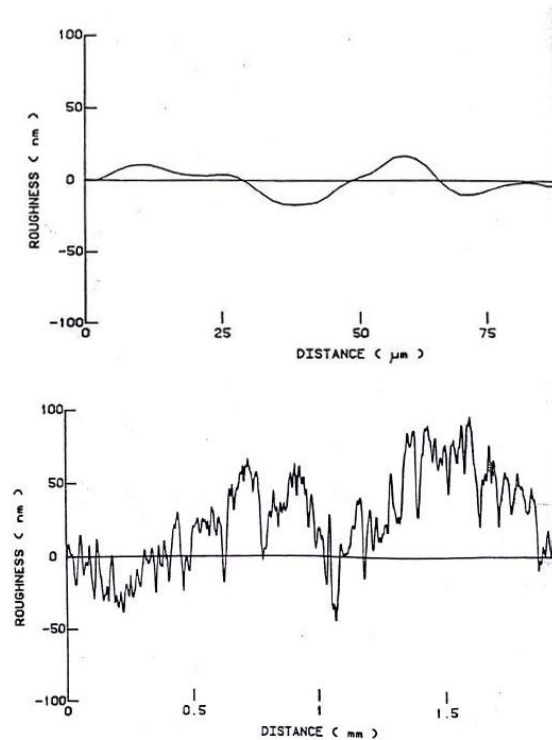


FIG. 2.46 – Profil de surfaces rugueuses [Kog].

la même surface mais pris avec deux longueurs d'étude différentes ($100 \mu m$ et $2 mm$). Il est plus facile de déceler une périodicité sur une grande longueur L_p . Les critères d'étude des profils sont en ce point semblables à ceux que nous utilisons en analyse des signaux : suivant la fenêtre de capture nous nous limitons à une bande fréquentielle précise. Le choix de L_p joue sur le filtrage de la mesure et donc les échelles de rugosité dépendent de la longueur de mesure. Sayles et Thomas [Say96] ont montré que l'écart type de la distribution des profils augmente avec l'échelle de longueur :

$$\sigma^2 \propto L_{mes} \quad (2.105)$$

Les surfaces sont issues de processus de finition qui travaillent la surface de manière régulière (ex. machine outil). Le profil a tendance à présenter une périodicité qui dépend de la qualité de la finition, la vitesse d'exécution, la qualité de l'outil,... (ex. un tournage engendre un sillon en spirale de forme régulière). De même, la direction prise pour cette longueur est essentielle : les surfaces sont rarement isotropes et présentent des axes topographiques privilégiés (ex. dans le sens normal au passage de l'outil). Il convient alors d'exécuter plusieurs analyses 2D pour extraire des gabarits de paramètres tribologiques.

L'étude des propriétés des surfaces rugueuses s'effectue traditionnellement en deux dimensions à cause des appareils de mesures (palpeur, laser) qui gênent des profils de coupe de surface (cf. figure 2.46). Aujourd'hui les appareils permettent d'analyser directement des surfaces entières et permettent une étude en trois di-

mensions. Les paramètres en 2D sont alors étendus aux études en 3D ¹¹.

2.4.3 Modèle de Greenwood-Williamson

Greenwood et Williamson (1966) montrent que deux surfaces planes rugueuses en contact sur une aire apparente A peuvent être modélisées par un plan rigide et parfaitement poli en contact avec une surface rugueuse dont l'écart type de la distribution σ est déterminé par [Gre66, Bhu01b] :

$$\sigma^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \quad (2.106)$$

Avec $\sigma_{1,2}$ l'écart type de chacune des surfaces d'étude. Le modèle de Greenwood

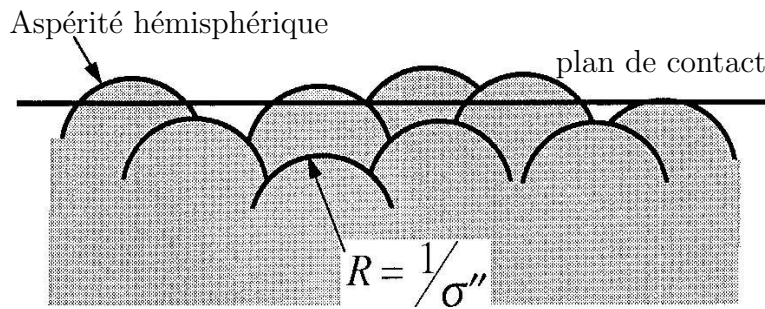


FIG. 2.47 – Modèle de Greenwood-Williamson

et Williamson (GW) considère que la surface rugueuse est composée d'aspérités hémisphériques ayant toutes le même rayon de courbure R .

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (2.107)$$

Avec $R_{1,2}$ les rayons de courbure des deux surfaces. La hauteur des sommets est distribuée aléatoirement autour d'une ligne moyenne située à une distance de séparation d . La distribution est alors considérée comme gaussienne $g(z)$ centrée autour de la ligne de séparation et dont la déviation standard ou écart type est σ .

$$g(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2}} \quad (2.108)$$

Les sommets sont supposés distribués uniformément sur toute la surface apparente de contact A . La densité de sommet est notée D (Unité : *sommets.m*⁻²). La probabilité Φ qu'un sommet rentre en contact avec le plan rigide situé à une distance d est :

$$\Phi\left(\frac{d}{\sigma}\right) = \int_{\frac{d}{\sigma}}^{\infty} g(z_s) \cdot dz_s \quad (2.109)$$

¹¹Par exemple, le nombre de sommets par unité de surface D_S ou η_S est relié au nombre de sommets par unité de longueur de profil D_L ou η_L : $1,2D_L^2 < D_S < 1,8D_L^2$

Avec \bar{z}_s la hauteur d'un sommet normalisée par la déviation standard σ . Le nombre de contact de sommets par unité d'aire est donc :

$$N = D. \int_{\frac{d}{\sigma}}^{\infty} g(\bar{z}_s).d\bar{z}_s = D.\Phi\left(\frac{d}{\sigma}\right) \quad (2.110)$$

δ est la déformation (notée aussi w) et s'exprime :

$$\delta = w = z_s - d \quad (2.111)$$

Chaque sommet comprimé par un déplacement δ forme un microcontact de forme circulaire. Le rayon de ce contact est a et vaut dans le cas élastique :

$$a = \sqrt{R(z_s - d)} \quad (2.112)$$

$$A_n = \pi R a^2 \quad (2.113)$$

Avec A_n l'aire du contact n ainsi formé. Dans le cas plastique, l'aire A_n vaut :

$$A_n = 2\pi R \delta \quad (2.114)$$

La force nécessaire pour assurer cette déformation est F_n .

Pour un contact élastique :

$$F_n = \frac{4}{3} E^* R^{\frac{1}{2}} \delta^{\frac{3}{2}} \quad (2.115)$$

Pour un contact plastique :

$$F_n = 6\pi Y \delta \quad (2.116)$$

Avec E^* le module d'Young equivalent et Y la contrainte limite de pression. L'aire réelle de contact A_r est :

$$\frac{A_r}{A} = \pi R \sigma D \Phi\left(\frac{d}{\sigma}\right) \quad (2.117)$$

La force totale sur le contact est :

$$\frac{F_N}{A} = \frac{4}{3} E^* \sqrt{R} \sigma^{\frac{3}{2}} D \int_{\frac{d}{\sigma}}^{\infty} \left(\frac{d}{\sigma} - z_s\right)^{\frac{3}{2}} g(z_s) dz_s \quad (2.118)$$

Les trois paramètres principaux du model GW sont donc R le rayon de courbure, σ la déviation standard et D la densité de sommet. Il est intéressant de noter que pour une distribution gaussienne $A_r \propto F_N^{0,95}$, ce qui est en accord avec la loi d'Amontons qui stipule que l'aire de contact est proportionnelle à la force normale.

De même le nombre de contact N est proportionnel à l'effort appliqué F_N et non à la pression de contact p :

$$N = \frac{A_r}{a^2} \simeq \frac{A_r}{\sigma R} = \frac{F_N}{H\sigma R} \quad (2.119)$$

Cette propriété confirme les lois énoncées empiriquement par Coulomb et Amon-ton. La pression de contact p peut être calculée :

$$p = \frac{F_N}{A_r} \simeq 0,4.E^* \sqrt{\frac{\sigma}{R}} \quad (2.120)$$

La plasticité apparaît lorsque $p = 1,1Y = 0,39H$. De cette relation, un indice de plasticité Ψ est défini :

$$\Psi = \frac{E^*}{H} \sqrt{\frac{\sigma}{R}} \quad (2.121)$$

Quand $0 < \Psi < 1$ le contact est de nature élastique et quand $\Psi > 1$ le contact commence à se plastifier.

Cependant le modèle de GW qui est largement utilisé, possède des failles. Tout d'abord, les aspérités sont supposées n'avoir aucune interférence mécanique entre elles. Elles sont toutes considérées comme indépendantes : cette hypothèse est correcte pour une répartition uniforme et des rayons de grandes courbures. De plus, le calcul des paramètres de surface rugueuse comme σ est dépendant de la longueur d'observation L_{mes} . Donc le modèle n'est pas absolu et est dépendant de l'appareil de topographie utilisé. De plus, des profils de surface peuvent avoir plusieurs rayons de courbure typiques : une pièce issue du tournage peut voir des dispersions de coupe à cause de la vibration de l'outil ou de la pièce même, d'une usure progressive de l'outil,... Il conviendrait alors de choisir la plus petite distance d'étude pour "caler" le modèle sur les plus petites tailles d'aspérités. C'est ce que propose le modèle de Majumdar-Bhushan. Ce modèle se base sur une représentation fractale du profil de surface et s'applique aux contacts élastiques et plastiques. Le modèle de MB prend en compte la diversité des rayons de courbures représentatifs et la transition élastique/plastique pour chacun d'eux. Dans les cas que nous traitons ici, nous considérerons que les surfaces ont subi un processus de finition ou un rodage permettant de dégager un profil régulier (ex : stries répétitives).

2.4.4 Modèle simplifié de Arnell

Nous pouvons utiliser un modèle de Arnell qui est un modèle de Greenwood-Williamson simplifié [Arn91]. Il ne tient pas compte de la répartition aléatoire des hauteurs des sommets. Le contact entre deux surfaces rugueuses se modélise comme l'interaction entre une surface parfaitement lisse et une surface composée d'aspérités hémisphériques identiques disposées à la même altitude z comme représenté sur la figure 2.48. La théorie de Hertz permet de prédire le comportement du modèle. Soit F_{Ni} la force normale sur chaque aspérité et F_N l'effort normal total qui

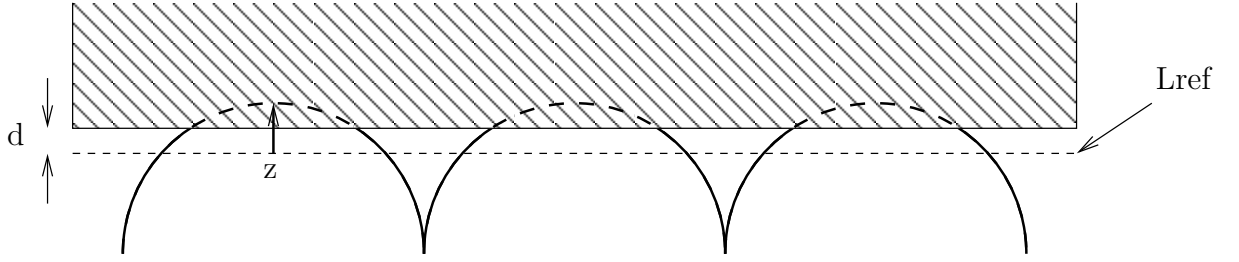


FIG. 2.48 – Contact entre une surface lisse et un contact rugueux idéalisé: modèle de Arnell. L_{ref} est la ligne de référence moyenne, d la distance entre le plan rigide et L_{ref} et z la hauteur des aspérités

presse les surfaces en contact. Si n est le nombre d'aspérités distribuées de manière identique :

$$F_N = n.F_{Ni} = \frac{4}{3}nE^*\sqrt{R}(z-d)^{\frac{3}{2}} \quad (2.122)$$

$$F_N = \frac{4}{3}nE^*\sqrt{R}\left(\frac{A_i}{\pi R}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.123)$$

L'enfoncement δ vaut :

$$\delta = z - d = \sqrt[3]{\frac{9F_N^2}{E^{*2}R}} \quad (2.124)$$

La surface de contact A_i de l'aspérité i est circulaire de rayon a et nous notons l'aire totale de contact A :

$$a = \sqrt[3]{\frac{3F_N R}{4E^*}} = \sqrt{\delta R} \quad (2.125)$$

$$A_i = \pi a^2 = \pi R \delta \quad (2.126)$$

Donc la force totale normale est fonction de chaque aire élémentaire :

$$F_N = n.F_{Ni} = \frac{4}{3}nE^*\sqrt{R}(z-d)^{\frac{3}{2}} \quad (2.127)$$

$$F_N = \frac{4}{3}nE^*\sqrt{R}\left(\frac{A_i}{\pi R}\right)^{\frac{3}{2}} \quad (2.128)$$

Nous pouvons alors lier l'effort total à l'aire de contact réelle A :

$$F_N = \left(\frac{4E^*}{3\sqrt{\pi n R}}\right)A^{\frac{3}{2}} \quad (2.129)$$

L'aire de contact réelle est donc proportionnelle à la force normale à la puissance deux tiers. Mais si nous considérons que l'effort de friction F_T est proportionnel à l'aire de contact A (principe du frottement par adhésion) alors il y a désaccord avec la loi d'Amontons qui implique la proportionnalité stricte. En réalité il faut tenir compte de la plastification des aspérités. Si Y est la contrainte limite de plastification, alors la force sur chaque aspérité F_{Ni} est :

$$F_{Ni} = Y A_i = 2Y \pi R (d - z) \quad (2.130)$$

et donc :

$$F_N = nF_{Ni} = YA \quad (2.131)$$

Nous retrouvons alors l'accord avec les lois d'Amontons.

2.5 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre, nous avons cherché à présenter, comprendre et modéliser les mécanismes du frottement. L'étude du frottement se révèle une tâche complexe mettant en jeu plusieurs phénomènes d'origine mécanique ou chimique. Le frottement se manifeste par des forces de frottement qui s'opposent au déplacement relatif des corps en contact, mais aussi par leur usure. Ces deux mécanismes sont très dépendants l'un de l'autre. Par exemple, lorsque deux solides frottent l'un sur un autre, les contraintes générées vont être suffisamment fortes pour plastifier et arracher des morceaux de matière. Ces particules plus ou moins grosses, sont dans un premier temps prisonnières du contact mais par la suite, peuvent y circuler puis s'en extraire. Durant leur parcours, elles vont devenir un troisième corps qui sera une interface et modifie les conditions initiales. Des particules dures vont venir rouler, provoquant des rayures qui à leur tour vont générer des copeaux, aggravant ainsi le phénomène. A l'inverse des particules molles, vont se déformer et s'agglomérer pour former une couche protectrice possédant une faible résistance au cisaillement. Le temps où l'histoire du contact prend alors une place essentielle dans le comportement tribologique du contact. De ce fait, les paramètres à prendre en compte sont à la fois les contraintes extérieures comme les pressions ou les cisaillements (chargement normal et tangentiel propre à système étudié), les conditions d'environnement (milieu humide/sec, température, ...) que les contraintes spécifiques au contact (géométrie du contact, présence de lubrifiant, propriétés des matériaux,...). C'est cette multiplicité et cette dépendance mutuelle qui sont complexes à modéliser. Des mécanismes élémentaires sont définis comme l'adhésion, l'abrasion, la fatigue, l'érosion ou le fretting et ils peuvent se combiner au sein d'un même système. Particulièrement, nous avons décrit dans ce deuxième chapitre l'évolution d'un contact sec à deux corps susceptible de se produire dans un contact piston/chemise.

Plusieurs niveaux d'étude sont possibles pour décrire et modéliser le frottement. Des modèles macroscopiques lient les forces en présence comme la loi de Coulomb ou prédisent l'usure comme la loi d'Archard. La simplicité de ces lois cache l'évolution des contacts et elles ne sont généralement satisfaisantes que lorsque le rodage du système est terminé. Dans la plupart des cas, le temps de rodage est faible devant le temps de vie du contact, ce qui justifie leur emploi. Les constantes utilisées (coefficient de frottement dynamique, taux d'usure, ...) sont alors mesurées expérimentalement, nécessitant une phase de caractérisation préalable. Dans d'autre cas, le contact évolue en permanence et nécessite une autre approche. Un niveau plus fin d'expertise prend en compte la déformation des solides, la répartition des contraintes et les conditions locales de sollicitation.

Il n'est plus question de lois macroscopiques, mais de relations locales intégrées sur la surface de contact. Les études de fretting en sont un bon exemple lorsque les zones de collage ou de glissement sont déterminées et le temps ou la distance parcourue y sont pris en compte. La modélisation du frottement dépend donc du degré de représentativité que l'on souhaite obtenir.

Le frottement est une source de pertes énergétiques diminuant le rendement du dispositif. C'est une source de perte de fonctionnalité lorsque l'usure dégrade les roulements ou grippe des surfaces. La solution pour éliminer le frottement est d'introduire un troisième corps ou un lubrifiant au contact. Celui-ci se caractérise par une faible résistance au cisaillement tout en assurant la transmission des efforts normaux. Ce lubrifiant peut être liquide comme l'huile des moteurs ou solide comme le graphite et le silicone. Les contraintes sont alors transmises au lubrifiant qui se déforme épargnant ainsi les surfaces. Ce lubrifiant possède un pouvoir de recombinaison qui permet d'entretenir le mécanisme. Malheureusement, l'emploi de lubrifiant est soumis aux conditions extérieures imposées par le milieu. Par exemple, un milieu sous vide comme l'espace interdit l'emploi de lubrifiant liquide qui se vaporise ou ne peut pas rester confiné dans le contact. Dans le cas d'un moteur à combustion interne, l'huile n'est présente dans le contact que par le pouvoir de capillarité de la chemise et partiellement brûlée lors de l'explosion du mélange. De plus, les fortes pressions de contact chassent l'huile, redonnant alors un contact sec ou mixte. La solution consiste à augmenter les surfaces portantes ou à augmenter l'apport d'huile. Cette dernière solution est utilisée dans les moteurs. Si cela n'est pas suffisant, un choix de matériaux comme des céramiques pour les jupes de pistons peut être fait pour atténuer l'impact du frottement sec. Mais toutes ces solutions qui font l'objet de recherches permanentes sont purement passives. La nature du contact est subie et les seuls degrés de liberté sont sur l'emploi de lubrifiant ou de matériaux. Actuellement, cette recherche semble s'essouffler et ne garantit plus une progression rapide, pénalisant la compétitivité. Une rupture technologique est donc à envisager pour accroître encore la réduction du frottement. A la place d'une lubrification purement passive, il est possible d'opter pour une **lubrification active**. L'introduction de vibrations dans le contact permet de modifier les conditions de frottement en passant d'un système en régime permanent à un système constamment en régime transitoire. Les outils de modélisation, développés dans ce chapitre, nous permettent de mettre en évidence un certain nombre de points exploitables en vue d'une réduction des pertes par frottement et d'une manière plus générale le contrôle des forces de frottement. Cette solution sera présentée dans le chapitre suivant.

Lire
la seconde partie
de la thèse

- Chapitre 3 :

La lubrification électroactive :

Contrôle du frottement par

contact actif

Lire
la troisième partie
de la thèse

- Chapitre 4 :
Les actionneurs piézoélectriques
- Chapitre 5 :
Mise en oeuvre expérimentale du concept
de lubrification électroactive
- Conclusion générale
- Bibliographie
- Annexe A :
Caractéristiques de céramiques
piézoélectriques
- Annexe B :
Caractéristiques mécaniques pour
différents matériaux.
- Annexe C :
Contacts de Hertz
- Annexe D :
Modèle des blocs de Persson