



HAL
open science

Propriétés mécaniques de friction et de déformation des surfaces de polymères

Sébastien Lafaye

► **To cite this version:**

Sébastien Lafaye. Propriétés mécaniques de friction et de déformation des surfaces de polymères. Autre. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2002. Français. NNT: . tel-00002808

HAL Id: tel-00002808

<https://theses.hal.science/tel-00002808>

Submitted on 7 May 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR STRASBOURG I

Ecole Doctorale de Physique, Chimie-Physique, Mathématiques

SPECIALITE : PHYSIQUE DES POLYMERES

Présentée par :

Sébastien LAFAYE

PROPRIETES MECANIQUES DE FRICTION ET DE DEFORMATION DES SURFACES DE POLYMERES SOLIDES

Directeur de thèse : R. SCHIRRER

Co-directeur : C. GAUTHIER

soutenue le : 28 novembre 2002

– JURY –

MM. J.F. JOANNY	Professeur à l'Université Louis Pasteur, Strasbourg	<i>Président</i>
C. FRETIGNY	Chargé de Recherche CNRS, ESPCI, Paris	<i>Rapporteur Externe</i>
J.L. LOUBET	Directeur de Recherche CNRS, Ecole Centrale de Lyon	<i>Rapporteur Externe</i>
J.P. CANO	Responsable Recherche Avancée, Essilor, Paris	<i>Examineur</i>
R. SCHIRRER	Directeur de Recherche CNRS, Institut Charles Sadron, Strasbourg	
C. GAUTHIER	Maître de Conférences à l'Université Louis Pasteur, Strasbourg	

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été réalisée au sein du groupe Mécanique et Physique des Polymères Solides de l'Institut Charles Sadron (CNRS – UPR 22) à Strasbourg.

Je tiens tout d'abord à remercier Robert Schirrer et Christian Gauthier mes directeurs de thèse, pour m'avoir dirigé et encadré avec un grand professionnalisme tout au long de ces trois années de thèse.

Je remercie Jean François Joanny, Christian Fréty ainsi que Jean Luc Loubet qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail. C'est une tâche des plus lourde, demandant un réel investissement, qu'ils ont accepté avec enthousiasme. Je remercie aussi Jean Paul Cano pour sa participation au jury en tant qu'examinateur.

Je tiens aussi à remercier toute l'équipe Mécanique et Physique des Polymères Solides et plus particulièrement Christophe Fond et Ibrahim Demirci pour la bonne humeur et les bons moments de détente qu'ils m'ont apporté, sans oublier Sandrine, Damien et Olivier, les derniers arrivés.

Je remercie toutes les personnes que j'ai rencontré à l'Association des Doctorants et Docteurs d'Alsace, qui m'ont tant apporté et fait profiter de leur expériences diverses, ce qui m'a permis de m'impliquer efficacement dans la vie universitaire et plus particulièrement dans la vie des doctorants et des jeunes chercheurs.

Un grand merci à Christophe, Marc, Michel et Thomas qui m'ont permis de m'évader du laboratoire tout au long de ces trois années, durant « d'interminables » footing, prolongés par des séances culinaires hautement caloriques !

Enfin je remercie tous ceux qui de près ou de loin m'ont permis de mener ce travail à son terme. Je souhaite bon courage et bonne chance à ceux qui finissent et débutent leur thèse.

TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE	1
INTRODUCTION	3
CHAPITRE 1 : POLYMERES	5
INTRODUCTION.....	7
1. STRUCTURE.....	7
2. DYNAMIQUE.....	7
2.1. Mouvements moléculaires.....	7
2.2. Transitions dans les polymères amorphes.....	8
2.3. Viscoélasticité et comportement.....	9
2.4. Equivalence temps – température et courbe maîtresse.....	10
3. ADHESION & PEGOSITE.....	11
3.1. Adhésion.....	11
3.2. Modèle de contact et d'adhésion.....	12
3.3. « Pégosité ».....	13
4. LES POLYMERES UTILISES.....	13
4.1. Le PMMA.....	13
4.2. Le CR39.....	14
4.3. Le MR6.....	14
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1.....	16
CHAPITRE 2 : FROTTEMENT	17
1. INTRODUCTION.....	19
2. LOIS EMPIRIQUES DU FROTTEMENT : HISTORIQUE.....	19
3. QUANTIFICATION DU FROTTEMENT.....	20
3.1. Modèles de frottement élastique.....	20
3.2. Modèles de frottement plastique de déformation.....	23
3.3. Modèles de frottement plastique avec part de frottement local.....	24
3.4. Modèles de frottement avec décharge élastique.....	27
4. FROTTEMENT APPARENT ET FROTTEMENT VRAI.....	27
5. FROTTEMENT ET POLYMERES.....	28
5.1. Dissipation d'énergie en frottement.....	28
5.2. Température de contact éclair.....	28
6. PARAMETRES MODIFIANT LE FROTTEMENT.....	29
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2.....	31

CHAPITRE 3 : MECANIQUE DES SURFACES DE POLYMERES.....	33
INTRODUCTION.....	35
1. DESCRIPTION DE L'ESSAI DE GLISSEMENT-RAYURE.....	35
2. DESCRIPTION DE L'ESSAI D'INDENTATION.....	35
3. DURETES.....	36
4. NIVEAU DE DEFORMATION.....	38
5. VITESSE DE DEFORMATION.....	39
6. MECANIQUE DU CONTACT.....	39
6.1. Contact élastique.....	39
6.2. Contact plastique.....	40
6.3. Influence de l'élasticité sur le mode de déformation plastique.....	41
7. CONTACT TANGENTIEL.....	42
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3.....	48
CHAPITRE 4 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX.....	49
1. L'ESSAI DE GLISSEMENT-RAYURE OU « SCRATCH » TEST.....	51
2. SPECTROMETRIE MECANIQUE.....	57
2.1. Généralités.....	57
2.2. Techniques de la spectrométrie mécanique.....	58
3. ESSAI DE COMPRESSION.....	59
3.1. Dispositif expérimental.....	59
3.2. Détermination du seuil d'écoulement plastique.....	59
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4.....	62
CHAPITRE 5 : ANALYSE MECANIQUE.....	63
INTRODUCTION.....	65
1. ANALYSE DE L'AIRE DE CONTACT.....	65
1.1. Définition de la dimension du contact.....	67
1.2. Définition de la forme du contact.....	68
1.3. Transitions plastique-élastoplastique-élastique.....	68
2. PRESSION DE CONTACT.....	72
2.1. Pression et température.....	72
2.2. Courbe maîtresse de pression.....	75
2.3. Corrélation entre pression et module d'Young.....	76
3. EVOLUTION DU RETOUR ELASTIQUE.....	77
3.1. Retour élastique décrit par l'angle de retour de sillon.....	77
3.2. Retour élastique décrit par le rapport a_r / a_f	81
4. MODELES RHEOLOGIQUES.....	82
4.1. Prise en compte de la viscoélasticité.....	84
4.2. Amélioration du modèle d'évolution du rapport a_r / a_f	85
5. EVOLUTION DE LA PRESSION SUR LE SEUIL D'ECOULEMENT PLASTIQUE.....	87
6. TEMPS DE RECOUVRANCE.....	89
6.1. Evaluation du temps de recouvrance.....	89
6.2. Estimation du temps de recouvrance.....	91

6.3. Temps de contact.....	92
CONCLUSIONS.....	92
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 5.....	93
CHAPITRE 6 : MODELISATION DU FROTTEMENT.....	95
1. MODELE DE TABOR GENERALISE.....	97
2. APPROXIMATION DU MODELE DE TABOR GENERALISE.....	101
3. MODELISATION DU FROTTEMENT VRAI.....	102
3.1. Introduction.....	102
3.2. Comment enlever la part obstacle du frottement apparent ?.....	103
3.3. Modélisation du problème.....	104
3.4. Relation frottement vrai frottement apparent.....	104
4. RESULTATS ET DISCUSSION.....	105
4.1. Test des jeux de lignes d'écoulement.....	106
4.1.1. Evolution du frottement apparent.....	106
4.1.2. Test des lignes d'écoulement en fonction du frottement vrai et de l'angle du cône de la pointe.....	108
4.2. Evolution du frottement apparent calculé à partir du modèle de lignes sécantes..	112
4.2.1. Evolution des intégrales A, B, C et D.....	112
4.2.2. Evolution du frottement.....	113
4.2.3. Influence du rayon de courbure de la pointe.....	116
4.2.4. Evolution du frottement apparent en fonction de l'angle de retour de sillon..	117
5. CONCLUSION.....	118
 ANNEXE : JEUX DE LIGNES D'ÉCOULEMENT.....	 119
1. EVALUATION DU VECTEUR NORMAL.....	119
1.1. Partie sphérique.....	119
1.2. Partie conique.....	119
2. EVALUATION DU VECTEUR TANGENTIEL.....	120
2.1. Lignes horizontales.....	120
2.2. Lignes sécantes.....	124
2.2.1. Partie sphérique.....	124
2.2.2. Partie conique.....	126
2.3. Lignes verticales.....	127
2.3.1. Partie sphérique.....	128
2.3.2. Partie conique.....	129
3. RESUME DES RESULTATS.....	130
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 6.....	131

CHAPITRE 7 : ANALYSE DU FROTTEMENT	133
INTRODUCTION.....	135
1. EVOLUTION DU FROTTEMENT APPARENT.....	135
2. EVOLUTION DU FROTTEMENT VRAI.....	137
2.1. Rappel : évaluation du frottement vrai.....	137
2.2. Evolution du frottement vrai en fonction de la vitesse.....	138
2.3. Evolution du frottement vrai en fonction de la température.....	139
2.4. Modèle de la couche d'atomes.....	141
2.5. Comparaison du frottement vrai du PMMA et du CR39.....	143
3. FROTTEMENT ET TAUX DE PLASTICITE.....	144
3.1. Frottement apparent et taux de plasticité.....	145
3.2. Frottement vrai et taux de plasticité.....	145
3.3. Hystérésis d'adhésion et taux de plasticité.....	148
4. EVOLUTION DE LA SCISSION.....	148
5. MODIFICATION DU FROTTEMENT.....	152
5.1. Effet d'un vernis anti rayure sur l'évolution du frottement.....	152
5.2. Traitement plasma.....	157
5.3. Effet de la rugosité de la pointe.....	159
CONCLUSIONS.....	163
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 7.....	164
CONCLUSIONS & PERSPECTIVES	165

NOMENCLATURE

Géométrie des pointes

q	Demi angle du cône de la pointe
b	Angle d'attaque du cône de la pointe
R ou R_b	Rayon de courbure de la pointe
d_e	Enfoncement de la pointe

Paramètres physiques

l	Conductivité
h	Viscosité
k	Facteur élastique
f	Fréquence
P_e	Nombre de Péclet
T	Température
T_g	Température de transition vitreuse
T_a ou a	Transition a
T_b ou b	Transition b
E_a	Energie d'activation
V^*	Volume d'activation
t_c	Temps de contact
t^*	Temps de recouvrance
w	Energie d'adhésion de Dupré

Paramètres mécaniques

t	Scission
p	Pression de contact
p_m	Pression moyenne de contact
E'	Module d'élasticité
E''	Module de perte
E^*	Module d'Young équivalent
n	Coefficient de poisson
\bar{e}	Déformation moyenne
e_e	Déformation élastique
e_p	Déformation plastique
s_Y	Seuil d'écoulement plastique

F_t	Force tangentielle
F_n	Force normale
m	coefficient de frottement
m_{app}	Coefficient de frottement apparent
m_{def}	Coefficient de frottement de déformation
m_{vrai}	Coefficient de frottement vrai
m_{ad}	Part adhésion du coefficient de frottement
$\tan d$	Facteur de perte
Δ	Décrément logarithmique
H	Dureté

Paramètres spécifiques à la rayure

w	Angle de retour de sillon
$\dot{\mathbf{e}}$ ou $d\mathbf{e} / dt$	Vitesse de déformation
a	Demi largeur de contact
a_r	Rayon dorsal de l'aire de contact
a_f	Rayon frontal de l'aire de contact
l	Largeur de contact (de rayure)
l_r	Largeur de contact à l'arrière du contact
V	Vitesse de glissement
S	Aire de contact

Polymères

PMMA	Poly(méthacrylate de méthyle)
CR39	Poly(diethylene glycol bis allyl carbonate)
T&L	Poly(uréthane)

INTRODUCTION

Le frottement est présent depuis toujours dans notre vie quotidienne, bien que nous n'en ayons pas forcément conscience. Une chose aussi simple que de marcher n'est possible que grâce à l'existence du frottement. De nos jours, la théorie du frottement semble cependant toujours en retard par rapport à la pratique, bien que le frottement soit impliqué dans de nombreuses disciplines scientifiques.

Les industriels s'intéressent depuis de nombreuses années à l'élaboration et la caractérisation de polymères solides en vue d'offrir des matériaux résistants, légers et bon marché. Les propriétés mécaniques de surface et notamment le comportement à la rayure des polymères ne suscitent un intérêt que depuis que les industriels sont effectivement capables de fabriquer des matériaux qui vieillissent bien et qui sont résistants aux sollicitations massives. Le comportement à la rayure des polymères est plutôt considéré comme un problème du second ordre d'esthétisme, il peut néanmoins s'avérer gênant notamment en ce qui concerne la vision. L'usure est un problème qui intéresse les mécaniciens des métaux depuis longtemps et les connaissances acquises reposent en partie sur une approche phénoménologique, cependant la rayure des surfaces de polymères du fait de leurs propriétés particulières est très différente et ne peut pas être analysée avec ces bases empiriques.

L'objectif de cette thèse est d'essayer de comprendre les mécanismes du frottement mis en jeu lors du glissement d'une pointe rigide sur une surface de polymère. Pourquoi une surface de polymère se raye-t-elle ? et dans quelles conditions ? Les polymères utilisés sont des polymères industriels transparents présentant des comportements différents. Le travail de recherche nécessite l'identification des grandeurs pertinentes. Cette identification permettra d'analyser les transitions entre une rayure plastique et un glissement élastique.

Ce mémoire est composé de sept chapitres :

Le premier chapitre est un rappel des notions élémentaires concernant les polymères et une présentation des trois polymères utilisés comme support pour les essais.

Les chapitres 2 et 3 sont des chapitres bibliographiques sur l'état des connaissances actuelles du frottement et de la mécanique des surfaces de polymères. Le chapitre 2 portera particulièrement sur l'état de l'art des modèles existants permettant d'évaluer le frottement : modèles historiques, modèles rigides parfaitement plastiques et modèles adaptés aux polymères. Le chapitre 3 rappellera les notions utilisées en essai d'indentation comme l'évaluation des niveaux de déformation et qui seront utilisées par analogie en essai de glissement-rayure. Ce chapitre fera le point sur les critères permettant d'évaluer la nature du contact.

Le chapitre 4 sera consacré à une présentation des dispositifs expérimentaux utilisés au laboratoire. Le dispositif d'essai de glissement-rayure avec vision sera détaillé ainsi que la

technique de spectrométrie mécanique et les essais de compression nécessaires pour obtenir le seuil d'écoulement plastique.

Le chapitre 5 sera consacré à l'analyse mécanique des essais réalisés. Nous définirons les paramètres géométriques issues de la vision *in-situ* de l'appareillage. Un modèle d'évaluation du rapport des rayons de contact lors d'un essai de glissement-rayure incluant la viscoélasticité sera présenté.

Le chapitre 6, pilier du travail de recherche, présentera la méthode des lignes d'écoulement permettant d'évaluer le frottement « vrai » local, à partir du frottement « apparent » mesuré expérimentalement et de la géométrie de contact. Ce frottement « vrai » représente le frottement « apparent » réduit de la part due aux déformations. Différents modèles de lignes d'écoulement seront discutés et comparés.

Enfin le chapitre 7 sera consacré à l'analyse du frottement, et notamment du frottement « vrai » évalué à l'aide du modèle proposé au chapitre précédent. On s'intéressera à l'évolution du frottement vrai en fonction de la température et du taux de plasticité (traduisant la nature de la réponse du contact). L'effet de la rugosité de la pointe sur le frottement sera examiné, ainsi que l'effet de l'ajout d'un vernis et d'un traitement sur la surface d'un polymère.

CHAPITRE 1

POLYMERES

CHAPITRE 1 : POLYMERES

INTRODUCTION	7
1. STRUCTURE	7
2. DYNAMIQUE	7
2.1. Mouvements moléculaires	7
2.2. Transitions dans les polymères amorphes	8
2.3. Viscoélasticité et comportement	9
2.4. Equivalence temps – température et courbe maîtresse	10
3. ADHESION & PEGOSITE	11
3.1. Adhésion.....	11
3.2. Modèles de contact et d’adhésion.....	12
3.3. « Pégosité ».....	13
4. LES POLYMERES UTILISES	13
4.1. Le PMMA.....	13
4.2. Le CR39.....	14
4.3. Le MR6.....	14
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1	16

INTRODUCTION

L'objectif de ce chapitre est de rappeler quelques notions sur les polymères, et notamment quelques propriétés élémentaires. A la fin du chapitre on présentera les différents polymères utilisés lors des essais expérimentaux.

1. STRUCTURE

Un polymère est un matériau composé de longues chaînes moléculaires appelées macromolécules. Dans ces macromolécules, un motif, le monomère est répété un grand nombre de fois. A l'échelle macromoléculaire, les polymères ont essentiellement deux structures différentes. L'état amorphe qui est caractérisé par une structure de type pelote statistique, dans laquelle on ne distingue aucun ordre à grande échelle. L'état cristallin qui lui est caractérisé par un ordre à grande distance. Nous nous intéresserons dans la suite uniquement à des polymères amorphes.

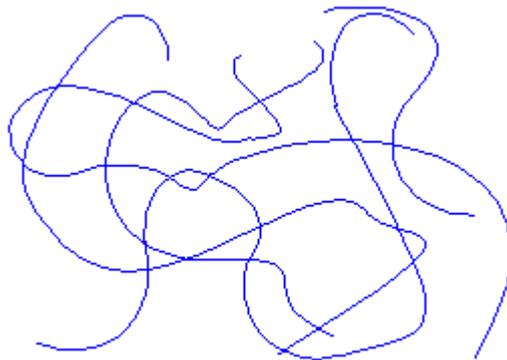


Figure 1.1 : structure amorphe de type pelote statistique d'un polymère.

2. DYNAMIQUE

2.1. Mouvements moléculaires

L'agitation thermique joue un grand rôle au niveau des mouvements moléculaires, elle permet au polymère de relaxer, c'est à dire de revenir après une perturbation à sa position d'équilibre. Ces mouvements moléculaires résultent de la combinaison de rotations de segments autour des axes de liaisons. La température influe sur l'échelle à laquelle apparaissent les mouvements moléculaires. A basse température on a des mouvements « locaux », rotations de fragments latéraux des chaînes. A température intermédiaire on a des mouvements « coopératifs », rotations de segments de chaînes. A haute température on a des reptations des chaînes.

2.2. Transitions dans les polymères amorphes

La transition vitreuse (T_g) ou transition α est le passage d'un état vitreux à un état caoutchoutique. Elle correspond au passage d'une agitation moléculaire locale de faible amplitude (mobilité localisée $T < T_g$), à une agitation importante s'étendant sur l'ensemble des chaînes macromoléculaires ($T > T_g$). La transition vitreuse est une transition du second ordre (selon la nomenclature d'Ehrenfest) discontinuité de la chaleur spécifique, mais elle ne remplit pas au sens thermodynamique toutes les conditions d'une telle transition, elle dépend de la composition chimique du polymère ou du poids moléculaire... La transition vitreuse est un phénomène cinétique, on passe d'un état d'équilibre à un état hors équilibre. Gibbs et DiMarzio [1] ont montré que, pour une chaîne linéaire de polymère amorphe, on pouvait prévoir une transition du second ordre et que cette transition correspondait à la transition vitreuse. La transition vitreuse s'apparente donc à une transition du second ordre.

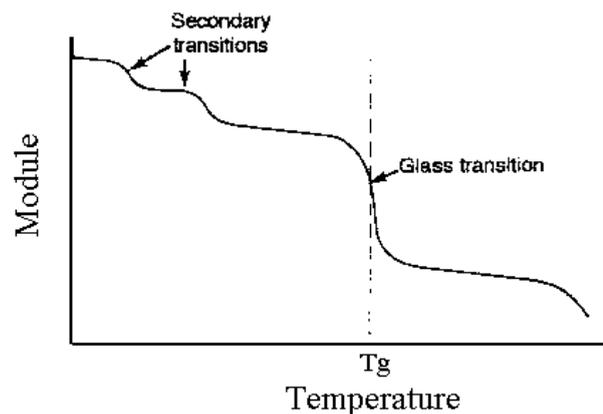


Figure 1.2 : évolution du module en fonction de la température pour un polymère particulier.

Les transitions secondaires **b**, **g**, **d** correspondent à l'apparition de mouvements locaux. Par exemple pour le polyméthacrylate de méthyle (PMMA) la transition **a** correspond à des mouvements de la toute la chaîne, la transition **b** correspond à un mouvement du groupe ester de la chaîne et les transitions **g**, **d** correspondent à des mouvements du groupe méthyle de l'ester.

Les grandeurs mécaniques (comme la pression dans notre étude) sont sensibles à ces transitions. L'intensité de ces transitions joue de même un rôle notamment sur l'apparition de pic de frottement.

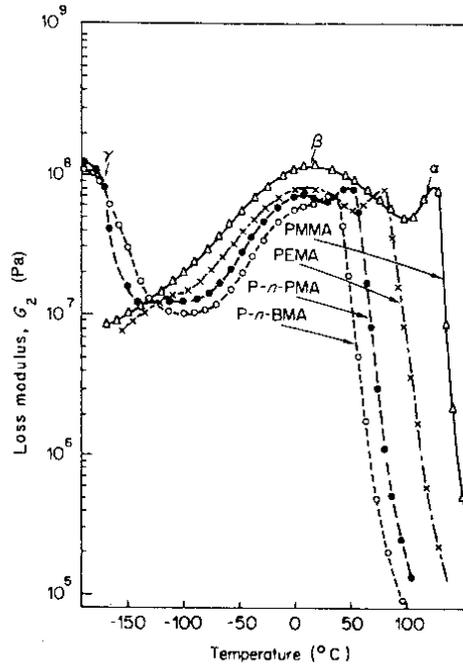


Figure 1.3 : évolution du module de perte en fonction de la température de plusieurs polymères.

La Figure 1.3 représente l'évolution du module de perte en fonction de la température pour quatre polymères différents [2]. La transition vitreuse du PMMA par exemple est localisée entre 105 et 130°C, la transition **b** se situe aux alentours de 20°C et la transition **g** au voisinage de -170°C.

2.3. Viscoélasticité et comportement

Les polymères peuvent répondre à une sollicitation comme un solide élastique ou comme un fluide visqueux selon la température et le temps de la sollicitation. On dit que les polymères sont viscoélastiques. Il existe de nombreux modèles pour décrire la viscoélasticité des polymères qui combinent des ressorts (pour modéliser l'élasticité) et des amortisseurs (pour modéliser la viscosité), comme par exemple le modèle de Maxwell. Une des conséquences de la viscoélasticité des polymères est le principe d'équivalence temps – température que l'on verra dans le paragraphe suivant.

Au-delà du comportement viscoélastique, lors d'une déformation irréversible le polymère a un comportement plastique. La limite élastique ou le seuil d'élasticité (s_Y) marque la frontière entre une déformation réversible et irréversible. Le seuil de plasticité dépend de la vitesse de déformation et de la température donc lorsque la déformation irréversible est atteinte, on parle plus de viscoplasticité que de plasticité. La Figure 1.4 illustre les trois grands comportements différents, élastique, plastique et élastoplastique rencontrés.

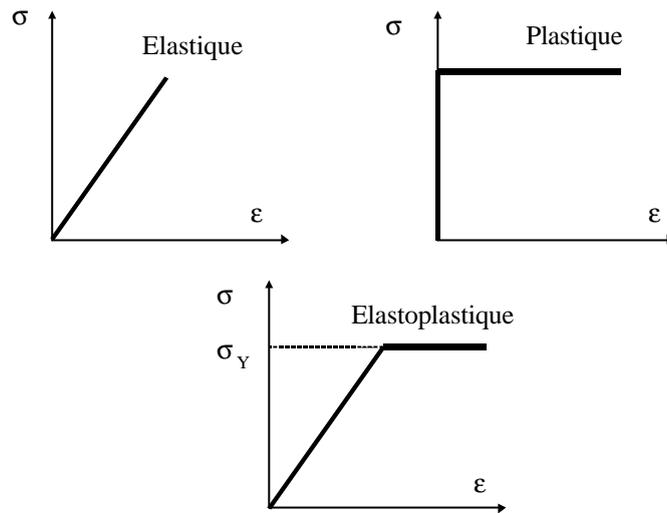


Figure 1.4 : schématisation des différents comportements contrainte-déformation.

2.4. Equivalence temps – température et courbe maîtresse

Les mouvements moléculaires sont facilités par un apport d'énergie sous forme thermique, ce qui conduit à envisager une équivalence temps - température. Cette équivalence permet de construire une courbe contenant le temps et la température. Cette courbe est la courbe maîtresse. Elle est construite en décalant par rapport à une température de référence, les courbes des autres températures. Le décalage est obtenu par une relation analytique du type

$A(T, t) = A(T_{Ref}, \frac{t}{a_T})$ ou a_T est le facteur de translation et T_{Ref} est la température de référence.

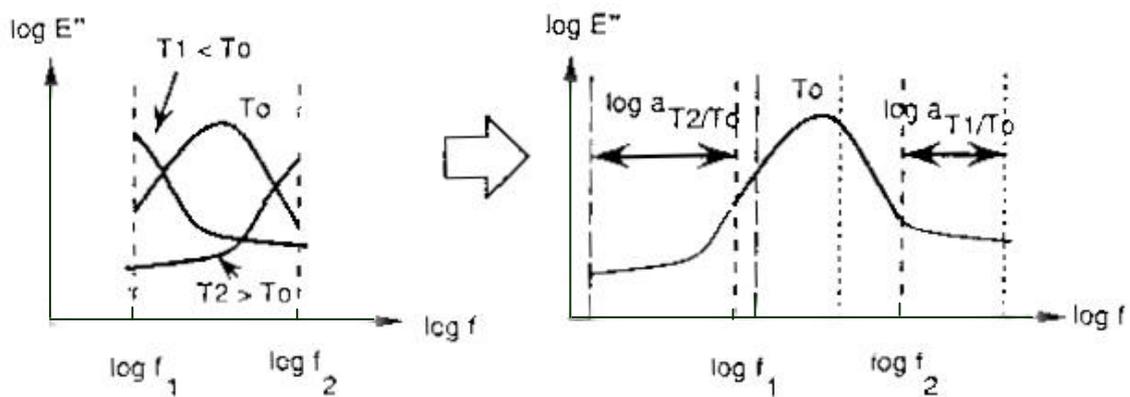


Figure 1.5 : schématisation du principe permettant d'obtenir une courbe maîtresse [3] pour une température de référence T_0 .

Remarque : Le fait que l'on puisse, pour une gamme de température allant de plus de $T_g - 50^\circ\text{C}$ à $T_g + 100^\circ\text{C}$, obtenir un facteur de translation thermique a_T quelle que soit la température, ne signifie pas que ces a_T obéissent à une loi unique de dépendance en température.

Les principales lois de dépendance en température sont la loi d'Arrhenius et la loi WLF.

La loi d'Arrhenius [4] est basée sur la théorie du saut d'une particule entre une barrière de potentiel d'énergie d'activation E_a . Elle se traduit par la relation :

$$\log a_T = \frac{-E_a}{RT} \quad (1.1)$$

La loi d'Arrhenius nous sera utile par la suite pour construire des courbes maîtresses notamment de pression de contact et de scission.

Lorsque les chaînes macromoléculaires sont très compactes, la fraction de volume libre est faible, il faut une énergie importante pour mouvoir les chaînes. Quand la fraction de volume libre augmente, il faut donc moins d'énergie pour les bouger. A partir de ce raisonnement William Landel et Ferry [5] ont montré que le facteur de translation thermique peut s'obtenir par la relation :

$$\log a_T = \frac{Cg_1(T - T_g)}{Cg_2 + T - T_g} \quad (1.2)$$

A l'origine, il avait été envisagé que les coefficients Cg_1 et Cg_2 à T_g puissent prendre des valeurs universelles quel que soit le polymère. Ces coefficients varient en fait d'un facteur 4 à 6 selon la nature des polymères.

3. ADHESION & PEGOSITE

3.1. Adhésion

L'adhésion résulte de la compétition entre 2 forces lors d'un rapprochement de 2 surfaces, une force d'attraction intermoléculaire et une force de répulsion lorsque les surfaces sont très proches. Il se crée alors un équilibre à une distance précise, c'est l'adhésion. Les forces intermoléculaires mises en jeu sont d'origine électrostatique, comme les forces de Van der Waals, forces de très courtes portées en $1/r^6$ de l'ordre de 10 kJ/mol. Les liaisons Hydrogènes qui s'établissent entre atomes électronégatifs sont aussi très présentes. Ces liaisons sont de faibles portées et l'énergie d'interaction est de l'ordre de 40 kJ/mol.

L'énergie d'adhésion de Dupré qui représente le travail nécessaire pour séparer 2 surfaces de façon réversible est donnée par la relation :

$$w = g_1 + g_2 - g_{12} \quad (1.3)$$

Où les g_i sont les tensions de surface des 2 matériaux, et g_{ij} est la tension interfaciale. Par exemple la tension de surface du PMMA est $g_{PMMA} = 0.032 J/m^2$ qui est à comparer avec la tension de surface de l'eau qui vaut $g_{eau} = 0.072 J/m^2$ [6].

3.2. Modèles de contact et d'adhésion

On considère l'adhésion d'une sphère de rayon R (sous une charge F_n) sur une surface plane (Figure 1.6). L'aire de contact sphère-surface est influencée par d'une part la charge, et d'autre part les forces de surface qui opèrent sur l'aire de contact. Le modèle de contact de Hertz [7] traite le problème en négligeant les forces de surface, dont la solution analytique conduit à une relation entre la largeur de contact ($2a$), le rayon de la sphère et la charge appliquée :

$$a^3 = \frac{R F_n}{K} \quad (1.4)$$

Par ailleurs l'enfoncement de la sphère (d_e) est donné par :

$$d_e = \frac{a^2}{R} \quad (1.5)$$

avec $\frac{1}{K} = \frac{3}{4} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)$

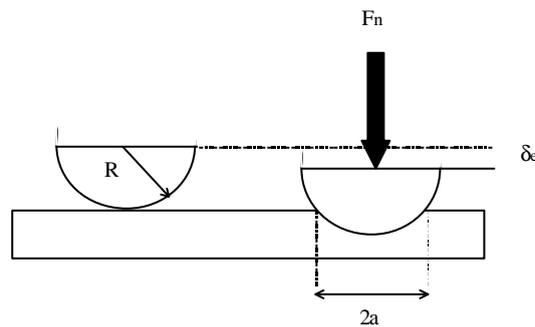


Figure 1.6 : schématisation de l'enfoncement d'une sphère dans le modèle de Hertz.

La prise en compte des forces de surface, est plus compliquée, et conduit aux modèles d'adhésion de JKR et de DMT.

3.3. « Pégosité »

D'une manière générale, la pégosité (ou le tack) correspond au mouillage instantané d'un matériau sur un substrat [8] , sous une faible pression (voire sous une pression nulle). Trois processus fondamentaux [9] sont à l'origine du phénomène :

- 1) les chaînes des polymères des deux surfaces viennent en contact, au niveau moléculaire, ce qui nécessite, un déplacement des impuretés de surface, ainsi qu'un écoulement visqueux d'un des matériaux près de l'interface.
- 2) les chaînes de polymères s'interdiffusent à l'interface et s'emmêlent les unes aux autres.
- 3) les matériaux ont des forces de cohésion importantes, pour que les liens résistent à la séparation. On a alors apparition de frottements, lors de la séparation des surfaces en contact.

La température est un paramètre qui influence fortement la pégosité : pour des températures inférieures à la température où la pégosité est maximum, elle devient alors très vite sans effet. Pour les plus grandes températures, par contre l'effet persiste dans une moindre mesure sur une certaine plage de température. Le temps joue aussi un rôle important, au temps long la pégosité est importante, tandis qu'au temps court, elle est peu importante. L'influence du temps s'illustre bien lorsqu'on colle un adhésif lentement, l'adhésion est bonne, par contre il est nécessaire de le décoller rapidement pour minimiser l'effort.

La pégosité concerne les contacts polymère-polymère. Dans un essai de glissement-rayure comme on le verra, si on fait l'hypothèse qu'une fine couche de polymère contamine la pointe (en diamant ou en acier) la pégosité joue alors un rôle.

4. LES POLYMERES UTILISES

Dans ce paragraphe on décrit les polymères utilisés lors des essais expérimentaux. Ces trois polymères possèdent des propriétés très différentes qui permettront d'illustrer dans les chapitres suivants les résultats expérimentaux. La particularité de ces polymères est qu'ils sont transparents, propriété nécessaire pour réaliser des essais de glissement-rayure avec vision in situ par transparence.

4.1. Le PMMA

Le polyméthacrylate de méthyle (PMMA) [10] appelé Plexiglas par la compagnie chimique Rohm and Haas est un polymère thermoplastique. Le PMMA est obtenu par polymérisation radicalaire. La cohésion est assurée par des enchevêtrements de chaînes ainsi que des liaisons faibles de type hydrogène et Van der Waals. La température de transition vitreuse du PMMA se situe entre 105 et 130°C, et la transition **b** se situe vers les 20°C. Le PMMA est un matériau qui présente une excellente transparence. Le PMMA est un polymère très répandu qui a fait l'objet de nombreuses études ce qui en fait un polymère modèle.

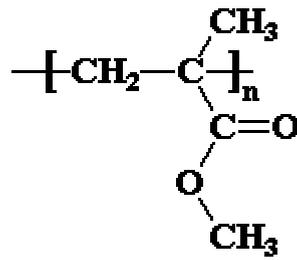


Figure 1.7: schématisation d'un monomère de PMMA.

4.2. Le CR39

Le CR39 (Columbia Résine numéro 39) [11] a été découvert dans les années 40 par les chimistes de la Columbia Corporation pour le compte de l'US Air force. A partir des années 55-60 il a été appliqué à la fabrication de verre correcteur. Le CR39 est un Poly(diethylene glycol bis allyl carbonate), c'est une résine thermodurcissable. Les monomères se présentent sous forme liquide. Ils sont alors durcis par polymérisation sous l'effet de la température et d'un catalyseur, pour donner le CR39. Le CR39 est un polymère fortement réticulé présentant des liaisons covalentes. Sa température de transition vitreuse se trouve aux alentours des 80°C. Le CR39 est un matériau insoluble, infusible et résistant aux solvants, il a part ailleurs un indice optique de réfraction de 1,5 et il présente une excellente transparence. L'intérêt d'étudier ce polymère est qu'il est utilisé dans l'industrie optique par ESSILOR comme verre correcteur.

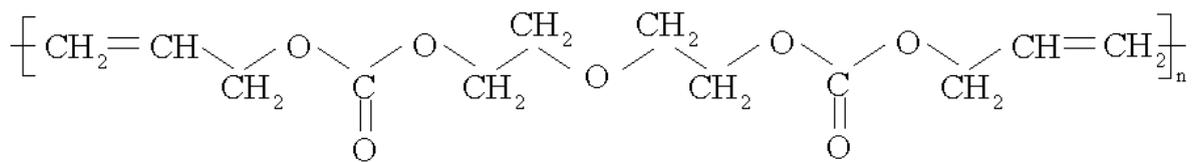


Figure 1.8: schématisation d'un monomère de CR39.

4.3. Le MR6

Le MR6 est un polymère de la famille Poly(thiourethane) (PTU), obtenu par addition d'un thiol et d'un isocyanate. Le MR6 est un polymère réticulé possédant des liaisons chimiques covalentes et hydrogènes. Il possède une bonne transparence et sa température de transition vitreuse se situe aux alentours des 80°C. Le MR6 est un polymère fabriqué par la société MITSUI (<http://mitsui.fr>).



Figure 1.9 : addition d'un isocyanate et d'un thiol.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 1

- [1] J. H. Gibbs, E. A. DiMarzio, Chem. Phys. **28** (1958) 373.
- [2] I.M. Ward, D. W. Hadley, « Mechanical Properties of solid polymers » John Wiley & Sons (1993).
- [3] J-L. Halary, « Introduction à la mécanique des polymères », INPL (1995) 169.
- [4] H. G. Elias, Macromolecules Structure & Properties, Plenum Press.
- [5] M. L. Williams, R. F. Landel, J. D. Ferry, J. Amer. Chem. Soc. **77** (1955) 3701.
- [6] Souheng Wu, « Polymer interface and adhesion », Marcel Dekker (1982).
- [7] H. Hertz, On the contact of elastic solids, Eds Jones et Schott, Mcmillan, London.
- [8] A.V. Pocius, « Adhesion and Adhesives Technology », Hanser Publishers (1997).
- [9] G.R. Hamed, Rubber Chem. Technol. **54** (1981) 576.
- [10] <http://www.psrc.usm.edu/french/index.htm>
- [11] <http://www.essilor.fr/RESSOURCES-SCIENTIFIQUES/FONDS/index.html>

CHAPITRE 2

FROTTEMENT

CHAPITRE 2 : FROTTEMENT

1. INTRODUCTION	19
2. LOIS EMPIRIQUES DU FROTTEMENT : HISTORIQUE.....	19
3. QUANTIFICATION DU FROTTEMENT	20
3.1. Modèles de frottement adhésif.....	20
3.2. Modèles de frottement plastique de déformation.....	23
3.3. Modèles de frottement plastique avec part de frottement local.....	24
3.4. Modèles de frottement avec décharge élastique	27
4. FROTTEMENT APPARENT ET FROTTEMENT VRAI	27
5. FROTTEMENT ET POLYMERES	28
5.1. Dissipation d'énergie en frottement.....	28
5.2. Température de contact éclair.....	28
6. PARAMETRES MODIFIANT LE FROTTEMENT.....	29
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2	31

1. INTRODUCTION

Le frottement solide est défini comme la résistance au mouvement relatif qui existe entre deux corps solides en contact [1]. L'origine de l'application du frottement remonte au temps préhistorique. Il y a plus de 400 000 ans, nos ancêtres utilisaient le frottement pour fabriquer leurs outils de pierre. Il y a 200 000 ans les hommes de Neandertal avaient une bonne maîtrise du frottement, pour faire du feu en frottant deux pièces de bois l'une contre l'autre. Plus récemment les Egyptiens transportaient de grands blocs de pierre en les poussant sur des traîneaux qui reposaient sur des rondins de bois.

2. LOIS EMPIRIQUES DU FROTTEMENT : HISTORIQUE

La tribologie moderne a commencé il y a 500 ans, quand Léonard de Vinci énonce les lois du mouvement d'un solide sur une surface plane. Toutefois ce travail resta inconnu. Au XVII^{ème} Amontons redécouvrit les lois du frottement après avoir étudié le glissement entre deux surfaces planes. Ces lois au nombre de deux sont les suivantes : premièrement la force de frottement qui s'oppose au glissement est proportionnelle à la charge normale, et deuxièmement l'intensité de la force de frottement ne dépend pas de l'aire de contact. Une troisième loi a été ajoutée par Coulomb : la force de frottement est indépendante de la vitesse de glissement, une fois le mouvement commencé. Ces lois classiques d'Amontons et Coulomb se formulent par la relation $F_t = mF_n$ où m représente le coefficient de frottement. Les lois empiriques du frottement ont tout d'abord trouvé une explication à partir de la rugosité des surfaces puis plus tard à partir de l'adhérence moléculaire. Dans les années 1950 l'explication du frottement par la rugosité a été mis en défaut. A Cambridge, Bowden et Tabor [2] ont montré que le frottement était indépendant de l'aire macroscopique de contact mais proportionnel à la surface réelle de contact. Les surfaces impliquées dans un contact présentent une rugosité microscopique et c'est la somme des contacts microscopiques qui fait le véritable contact. Ainsi le rôle de l'aire apparente de contact est bien plus important que celui de l'aire réelle totale. Après avoir établi qu'une relation devait exister entre le frottement et l'adhérence, Bowden et Tabor supposèrent que le frottement était principalement dû à des forces adhésives localisées aux points de vrai contact. La réalité du contact est complexe : le frottement entre deux surfaces macroscopiques est à modéliser par une approche statistique prenant en compte la contribution élémentaire de chaque contact entre rugosités antagonistes. A cette échelle, le frottement est macroscopique et intègre la distribution des hauteurs, la géométrie des aspérités et le comportement local au niveau de chaque contact. A l'échelle du contact local, le frottement est apparent. Cette force de frottement apparent comporte une part de frottement vrai et une part d'obstacle due à l'écoulement viscoélastique et/ou viscoplastique de la matière. Israelachvili [3] à l'aide d'un dispositif qui initialement permit une vérification à l'échelle atomique de la proportionnalité entre le frottement et à la surface réelle de contact, a établi une relation entre le frottement et l'hystérésis d'adhésion. Le frottement est corrélé à la dissipation d'énergie d'adhésion se produisant lors d'un cycle de charge (c'est à dire à la manière dont les surfaces se comportent lorsqu'elles sont collées les unes aux autres, par rapport au moment où elles commencent à se séparer). Le frottement n'est donc pas directement corrélé à la force de couplage adhésif.

3. QUANTIFICATION DU FROTTEMENT

Le coefficient de frottement est donné par le rapport de la force tangentielle (F_t) sur la force normale (F_n) de façon à obtenir la relation $m = F_t / F_n$. Le modèle classique du frottement par glissement admet que la force de frottement peut être décomposée en une force d'adhésion et une force de déformation [4] :

$$F_t = F_{ad} + F_{def} \quad (2.1)$$

A partir de la relation (2.1) on peut décomposer le coefficient de frottement en une part d'adhésion et une part de déformation [5] :

$$m = m_{ad} + m_{def} \quad (2.2)$$

3.1. Modèles de frottement adhésif

Bowden et Tabor [6] partent du principe qu'un contact mécanique présente une rugosité microscopique, ainsi l'aire réelle de contact ne représente qu'une faible fraction de l'aire apparente. La pression locale (p) au niveau des microcontacts dépasse la limite élastique du matériau, pour atteindre une valeur caractéristique de la pression du matériau : la dureté. On pose t la contrainte nécessaire pour cisailer les jonctions de contact et S la surface réelle de contact. Dans ces conditions la force d'adhésion s'écrit :

$$F_{ad} = S t \quad (2.3)$$

La force normale peut être reliée à la pression locale par la relation :

$$F_n = S \cdot p \quad (2.4)$$

Dans ces conditions on peut évaluer la part adhésion m_{ad} du coefficient de frottement m par la relation :

$$m_{ad} = F_{ad} / F_n = t / p \quad (2.5)$$

Le problème principal de ces modèles est l'évaluation du rapport t/p , en général pour les métaux le cisaillement maximum vaut le cinquième de la pression, ainsi le rapport $t/p = 0.2$. Pourtant des frottements beaucoup plus grand peuvent être obtenus dans certaines conditions.

Pour les films de polymères, Briscoe et Tabor [7] en supposant que le contact est parfaitement élastique, calculent l'aire de contact (S) pour évaluer la scission ($t = F_t / S$). A partir de là

Briscoe et Tabor ont montré expérimentalement que pour des températures inférieures à la température de transition vitreuse la scission pouvait être mise sous la forme :

$$t = t_0 + a p \quad (2.6)$$

Où $p = F_n / S$ représente la pression de contact.

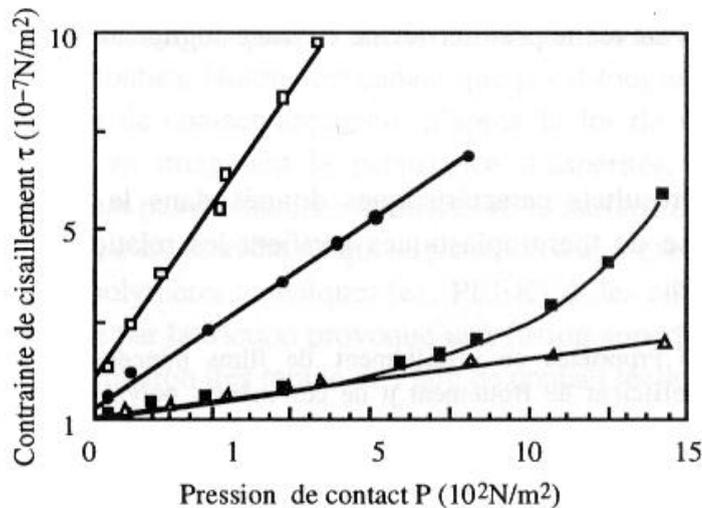


Figure 2.1: evolution de la contrainte de cisaillement en fonction de la pression moyenne de contact à 20°C et pour une vitesse de 0.1 mm/s [4]. □ PMMA, ● HDPE (30000), ■ HDPE (10000), ▲ PTFE.

La Figure 2.1 illustre la relation linéaire entre la scission et la pression de contact (2.6) obtenu expérimentalement pour différents polymères à 20°C et pour une vitesse de glissement de 0.1 mm/s. On constate que lorsque la pression augmente la relation n'est plus vérifiée pour le HDPE de grande masse molaire.

La part adhésive du coefficient de frottement peut ainsi s'écrire :

$$m_{ad} = \frac{t_0}{p} + a \quad (2.7)$$

Dans ce modèle le rapport t_0 / p est aussi de l'ordre de 0.2 à 0.3. Les modèles adhésifs évalués à partir du cisaillement donnent des valeurs qualitatives du coefficient de frottement d'adhésion.

Par une approche de minimum d'énergie de surface, Rabinowicz [8] prend en compte le travail d'adhésion lors du frottement d'une aspérité sur une surface, pour obtenir une expression du coefficient de frottement de la forme :

$$m_{ad} = \frac{t}{p} \left(1 + \frac{2w \cot r}{p < r >} \right) \quad (2.8)$$

w représente l'énergie de Dupré, r est l'angle moyen de la rugosité de surface et $< r >$ est le rayon moyen de l'aspérité. Cette relation n'a pas été validée sur des polymères par l'expérience [9].

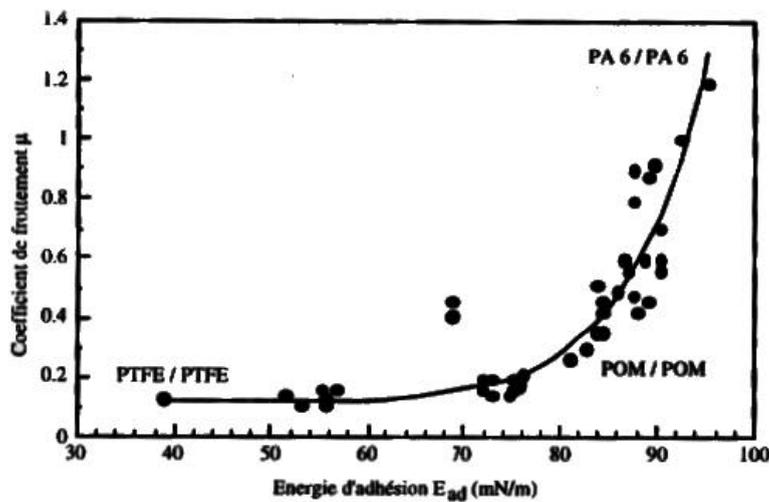


Figure 2.2 : évolution du frottement en fonction de l'énergie d'adhésion.

La Figure 2.2 présente l'évolution du coefficient de frottement en fonction de l'énergie d'adhésion pour différents contacts polymère-polymère [10] pour une vitesse de 120 mm/s.

Plus récemment Malzbender [11] propose un modèle pour évaluer le coefficient de frottement entre un matériau au comportement élastique et une sphère en glissement. Le modèle utilise les résultats d'Hamilton [12] qui évalue la scission en fonction du coefficient de frottement. Le modèle conduit à l'équation :

$$m_{ad} = f(u) + \sqrt{(3/4)^{1/3} \left(\frac{R^3}{a^3 KE^{*2}} \right)^{2/3} \frac{p^2 t^2}{16 - 4u + 7u^2}} \quad (2.9)$$

$$\text{avec } f(\mathbf{u}) = \frac{8(2\mathbf{u} - 1)}{\mathbf{p}(16 - 4\mathbf{u} + 7\mathbf{u}^2)} \left((\mathbf{u} - 2) + \sqrt{\frac{5\mathbf{u}^2 - 8\mathbf{u} - 19}{3}} \right)$$

ou $f(\mathbf{u})$ est une fonction ne dépendant que du coefficient de poisson du matériau. a est le rayon de contact donné par le modèle de JKR vu au chapitre 1. Le modèle semble bien décrire l'évolution du coefficient de frottement en fonction de la charge appliquée ou de l'aire de contact. La Figure 2.3 résume les différentes évolutions du coefficient de frottement d'adhésion évalué à partir du modèle Malzbender utilisant l'énergie d'adhésion.

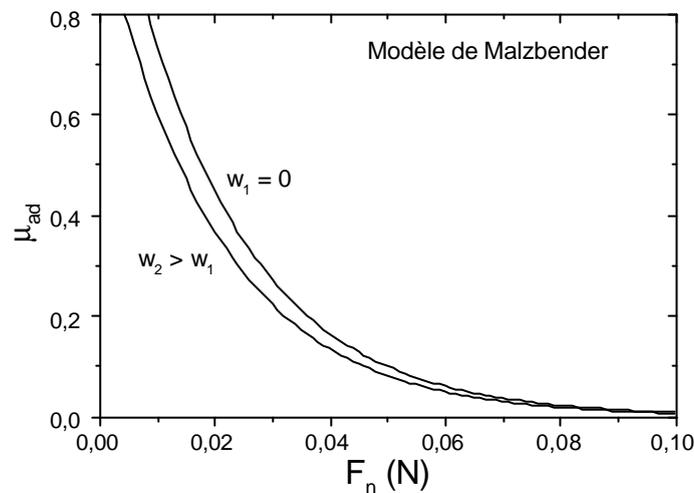


Figure 2.3: évolution du coefficient de frottement d'adhésion, en fonction de la force. Les courbes décalées correspondent à une augmentation de l'énergie d'adhésion.

3.2. Modèles de frottement plastique de déformation

La contribution de la déformation à la force de frottement peut être estimée en considérant une seule aspérité en contact avec une surface plane.

Si on considère que l'aspérité est conique de demi-angle \mathbf{q} , et que le contact par l'intermédiaire de la pression supposée uniforme, ne se fait que sur la partie frontale de l'aspérité. Le coefficient de frottement de déformation est :

$$\mathbf{m}_{def} = \frac{2}{\mathbf{p} \tan \mathbf{q}} \quad (2.10)$$

Ce modèle est connu sous le nom du modèle plastique de Tabor [6].

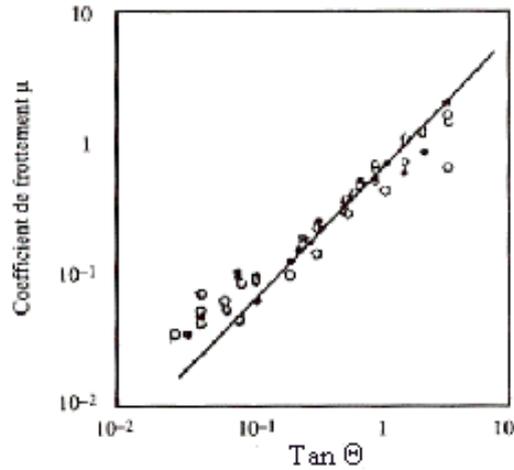


Figure 2.4 : évolution du coefficient de frottement en fonction de $\tan \Theta$. Où $\Theta = p/2 - q$ [13] pour différents polymères.

La Figure 2.4 illustre l'équation (2.10) pour différents polymères pour une charge de 1 newton, pour une vitesse de glissement de $4.2 \cdot 10^{-5}$ m/s et pour une température donnée. La droite a une pente de $2/p$.

Si on considère que l'aspérité est un dièdre ou une pyramide face en avant [14] d'angle d'attaque b , le coefficient de déformation s'écrit :

$$m_{def} = \tan b \quad (2.11)$$

On verra par la suite que ces modèles ne sont pas adaptés pour décrire le coefficient de frottement de déformation de polymères.

3.3. Modèles de frottement plastique avec part de frottement local

Le modèle du poinçon [15] permet d'évaluer le coefficient de frottement apparent d'un poinçon qui raye une surface plane (voir Figure 2.5) à partir de la géométrie et du rapport t/p . Le modèle est basé sur un contact non symétrique. La décomposition des contraintes donne pour le coefficient de frottement apparent la relation suivante :

$$m = \frac{\cos q + t/p \sin q}{\sin q - t/p \cos q} \quad (2.12)$$

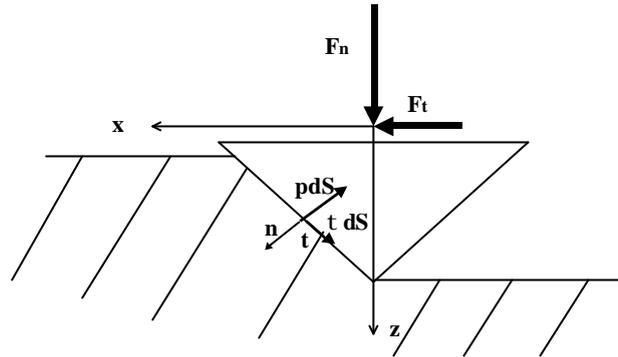


Figure 2.5 : Schématisation des contraintes sur la pointe dans le modèle du poinçon.

Le modèle du poinçon fait intervenir la part déformation du coefficient de frottement. Pour $q = 0$ $m = t / p$ c'est le cas d'un cisaillement pur. Pour $t = 0$ $m = \tan q$ c'est le cas d'un labourage.

Le modèle simple de l'adhésion de Bowden et Tabor ne tient pas compte de l'influence de la force tangentielle sur la surface de contact réelle. Si l'on suppose que l'aire réelle de contact est augmentée par la superposition des forces normales et tangentielles, un écoulement plastique surviendra et le contact résultant sera de la forme :

$$S^2 = (F_n / p)^2 + a (F_t / p)^2 \quad (2.13)$$

a est une constante ajustée selon les matériaux utilisés. $a = 3$ [16] pour les métaux comme l'or ou l'argent. Bowden et Tabor [6] ont suggéré de prendre $a = 10$, Lim et Ashby [17] $a = 12$.

En utilisant les relations (2.3) à (2.5) et (2.13) le coefficient de frottement s'écrit :

$$m = \frac{t}{p} \frac{1}{\sqrt{1 - 12(t / p)^2}} \quad (2.14)$$

Straffelini [18] propose une approche simplifiée pour évaluer le coefficient de frottement. Il considère que la scission est liée à l'énergie d'adhésion de Dupré par la relation :

$$t = \frac{C w \cot r}{r} \quad (2.15)$$

C est une constante, r est l'angle moyen de la rugosité de surface et r est le rayon moyen de l'aspérité.

L'équation (2.14) se réécrit pour donner :

$$m = \frac{C w \cot r}{rp} \frac{1}{\sqrt{1 - 12 \left(\frac{C w \cot r}{rp} \right)^2}} \quad (2.16)$$

Stiharu et al. [19] proposent un modèle d'évaluation du frottement entre une pointe conique d'angle d'attaque \mathbf{b} et une surface, en considérant que la matière s'écoule horizontalement tout autour de la pointe. Le modèle est donné par la relation :

$$m = \frac{2}{p} (\tan \mathbf{b} + t/p \frac{1}{\cos \mathbf{b}}) \quad (2.17)$$

Jardret et al. [20] pour une pointe de type berkovich face en avant (équivalente à un cône d'angle d'attaque de 70.3°) puis Bucaille [21] pour une pointe conique, ont proposé un modèle où la scission n'est plus horizontale mais située dans le plan tangent au cône repéré par un angle \mathbf{g} . Le modèle est donné par la relation :

$$m = \frac{2 t / p \cos \mathbf{g} + \cos \mathbf{q}}{p \sin \mathbf{q} - t / p \sin \mathbf{g}} \quad (2.18)$$

Les simulations numériques effectuées par Bucaille [21] montrent que la matière plonge sous l'indenteur sur toute la surface de contact, et toujours dans la même direction, dans le cas d'angle de cône compris entre 60 et 75°. Les simulations montrent aussi qu'une scission de direction variable n'apporte qu'un effet du second ordre.

Récemment Subhash et Zhang [22] ont proposé à partir de lignes d'écoulement de matière autour de la pointe, un autre modèle pour évaluer le coefficient de frottement entre un indenteur conique d'angle d'attaque \mathbf{b} et une surface. Le modèle est basé sur le fait que le contact entre la surface et l'indenteur est vu comme une surface formée par la projection d'un demi cône. La pression est supposée normale au cône et la scission portée par le cône (de la même façon que dans le modèle du poinçon Figure 2.5). Les relations géométriques conduisent à la relation suivante :

$$m = \frac{2 \sin \mathbf{b} + (t/p) \mathbf{p} (\cos(\mathbf{b}/2))^2}{p \cos \mathbf{b} - 2(t/p) \sin \mathbf{b}} \quad (2.19)$$

Dans le cas où $t/p \rightarrow 0$ $m = 2/p \tan \mathbf{b}$ ce qui correspond au coefficient de frottement de déformation du modèle de Tabor.

3.4. Modèles de frottement avec décharge élastique

Les modèles comme le modèle de Tabor ainsi que les modèles de frottement plastiques avec part de frottement local, supposent que le contact ne se fait que sur le demi-disque frontal. Ces modèles ne s'appliquent donc qu'aux déformations plastiques. Le coefficient de frottement de glissement m_{gli} d'un cône de demi angle q sur une surface élastique pour un contact symétrique peut être évalué [5] en tenant compte d'une fraction d'énergie élastique perdue k . La relation proposée est :

$$m_{gli} = k / p \cot q \quad (2.20)$$

k est évalué expérimentalement, pour un caoutchouc k est de l'ordre de 0,8.

On verra au chapitre 5 que la rayure de surfaces de polymères est accompagnée d'un relâchement élastique qui recouvre une partie du contact dorsal. Ce retour, dû à l'élasticité de ces matériaux, dépend du taux de plasticité dans le contact, et devient quasi symétrique lorsque le contact est glissant viscoélastique. Pour prendre en compte ce retour, Bucaille, Felder et Hochstetter [23] ont adapté le modèle de Tabor, et proposent ainsi une nouvelle écriture du coefficient de frottement de déformation :

$$m_{def} = \frac{2}{p} \cot q \left(\frac{p \sin(w + p/2)}{p + 2w} \right) \quad (2.21)$$

w représente l'angle de retour. Cette relation permet de retrouver la solution de Tabor dans le cas où le retour $w = 0$, et permet de montrer que le coefficient de frottement de déformation s'annule lorsque le contact est totalement symétrique, lorsqu'il n'y a pas de déformation irréversible.

4. FROTTEMENT APPARENT ET FROTTEMENT VRAI

La relation (2.2) décompose le coefficient de frottement en une part d'adhésion et une part de déformation : $m = m_{ad} + m_{def}$. Le coefficient m ainsi défini est un frottement apparent. Il correspond au rapport force tangentielle sur force normale, obtenu expérimentalement. C'est le coefficient de frottement défini par Coulomb. Lorsqu'on fait glisser un solide sur une surface sans déplacement de matière, le frottement apparent et le frottement vrai sont identiques. Lorsqu'on a déplacement de matière, le coefficient de frottement vrai correspond au coefficient de frottement apparent réduit de la part obstacle, dû au déplacement de matière. Le frottement vrai est un **frottement local**. Ce frottement vrai dépend de la physico-chimie du matériau. Il ne dépend pas directement de la géométrie des aspérités en contact avec la surface. Le chapitre 6 sera consacré à l'évaluation du frottement vrai à partir du frottement apparent et de la géométrie de contact dans un essai de glissement ou de rayure.

5. FROTTEMENT ET POLYMERES

Le frottement correspond à une perte d'énergie fournie par un travail pour bouger et déformer des solides en contact. Quels sont les mécanismes de dissipation de l'énergie mis en jeux lors du frottement d'une surface de polymère par une aspérité ?

Briscoe [13] suppose par analogie avec l'indentation dans le cas de contacts plastiques que l'énergie consommée est principalement localisée dans 2 zones. Une première zone se situe à l'interface aspérité matière. Cette zone est une fine couche avec un fort cisaillement adhésif. Une deuxième zone profonde et grande, qui se divise elle aussi en deux zones : une zone de cœur proche de l'aspérité sous pression hydrostatique pure. Une zone sphérique lointaine (pour une aspérité sphérique ce volume est de l'ordre de 2 à 4 fois le rayon de l'aspérité), déformée plastiquement lorsque la plastification apparaît.

5.1. Dissipation d'énergie en frottement

Les tendances actuelles sont de définir le frottement en termes de mécanismes dissipatifs à l'échelle moléculaire et d'abandonner le concept macroscopique. Le frottement est à l'origine d'une partie de la dissipation de l'énergie, généralement sous forme de chaleur. Les mouvements moléculaires et le désenchevêtrement des chaînes sont les principales sources de cette dissipation d'énergie. Ce désenchevêtrement est à l'origine d'une dissipation d'énergie de type frottement en chaleur. Lors du frottement de la surface de polymère, on a enchevêtrement des chaînes macromoléculaires, ces chaînes vont par la suite au bout d'un temps t_0 se désenchevêtrer. L'hystérésis d'adhésion qui correspond à la dissipation d'énergie lors d'un cycle de charge et décharge d'un test de JKR [24], augmente avec le frottement. On peut montrer [25] que le frottement est corrélé avec l'hystérésis de la force d'adhésion. Au niveau moléculaire, l'interpénétration des chaînes et leur aptitude à se désenchevêtrer conduiront à une faible ou forte dissipation d'énergie. Pour de faibles interpénétrations des chaînes, peu d'énergie est nécessaire pour un cycle charge et décharge, ce qui conduit à une faible hystérésis et à un frottement faible. Pour de grandes interpénétrations, le désenchevêtrement peut se faire soit facilement soit difficilement. La facilité de désenchevêtrement va dépendre du temps entre la vitesse de séparation des chaînes et le temps de relaxation moléculaire [26]. Si le temps de séparation est long, les chaînes ont le temps de relaxer, et donc le désenchevêtrement est facilité, ce qui conduit à une faible hystérésis et à un faible frottement. Par contre si la séparation des chaînes est plus rapide que le temps de relaxation moléculaire, c'est l'inverse qui se produit, ce qui conduit à une hystérésis importante et à un frottement important.

5.2. Température de contact éclair

A l'échelle macroscopique lors du frottement de surfaces, une grande partie de l'énergie est dissipée en chaleur provoquant une augmentation locale de la température. Ces augmentations de température sont de très courte durée et sont appelées température de contact éclair. La température de contact éclair dépend principalement de la vitesse ou plutôt du nombre de Péclet (P_e). Le nombre de Péclet est défini en fonction de la vitesse, du rayon de contact et de la conductivité thermique (I) par :

$$P_e = \frac{V a}{2 I} \quad (2.23)$$

De nombreuses théories [27][28][29] ont vu le jour pour évaluer la température de contact éclair selon les conditions, nombre de Péclet ou type de déformation. Holm [28] propose d'évaluer la température de contact éclair en supposant qu'une des surfaces est immobile. Holm fait une analogie avec le calcul pour les résistances thermiques et électriques, il obtient ainsi la relation :

$$T_e = \frac{Q}{p a l} = \frac{m F n v}{p a l} \quad (2.24)$$

Dans la relation (2.24) m représente le coefficient de frottement, V est la vitesse de glissement, I est la conductivité thermique et a est le rayon de contact. La température totale du contact (T_c) est donnée par la somme de la température éclair (T_e) et de la température du matériau massif (T_b), soit :

$$T_c = T_e + T_b \quad (2.25)$$

A titre d'application, pour un polymère de conductivité thermique (I) de l'ordre $0.3 \text{ W/m}^\circ\text{C}$, pour une vitesse de l'ordre de 1 mm.s^{-1} , pour un coefficient de frottement de 0.3, une charge de 1 N et pour un rayon de contact de $50 \text{ }\mu\text{m}$, on obtient une température de contact éclair de l'ordre de 6°C . La température de contact éclair n'a donc pas une influence de première importance pour les polymères pour l'évaluation du frottement.

6. PARAMETRES MODIFIANT LE FROTTEMENT

De nombreux paramètres influencent la valeur du frottement mesuré sur les matériaux en général et plus particulièrement sur les surfaces de polymères. Ces paramètres sont essentiellement l'angle des aspérités, la vitesse de glissement ou bien la température, ils agissent en modifiant la nature de l'écoulement. Si on prend une aspérité conique, l'angle de l'aspérité, comme le montre la relation de Tabor (2.6), permet d'augmenter fortement le coefficient de frottement de déformation et donc le coefficient de frottement apparent lorsque l'angle augmente. Briscoe et al. [30] montrent bien, le bon accord entre expérience et théorie, dans une certaine limite d'angle pour des surfaces de PMMA. Le principe d'équivalence temps température fait qu'une augmentation de la vitesse correspond à une diminution de la température [3]. Gauthier et Schirrer [31] ont montré expérimentalement que le frottement apparent d'une surface de PMMA est diminué à basse température sous la transition vitreuse. En dessous d'une certaine température le frottement apparent est constant en fonction de la vitesse, alors qu'il est décroissant à plus haute température. Baumberger [32] (par exemple) modélise le frottement dynamique par une fonction dépendant de la vitesse et d'un temps de vie associé aux micro contacts. Moore [5] comme on le verra au chapitre 5 relie le rayon de contact qui est piloté par la température ou la vitesse de glissement, aux propriétés massiques du matériau. On voit là, toute la complexité de l'étude du frottement de polymères. A

l'échelle moléculaire [33] le frottement (vrai) dépend des interactions moléculaires, de l'orientation et de l'interdiffusion des chaînes. La vitesse de désenchevêtrement des chaînes est aussi un paramètre qui modifie fortement le frottement vrai [34]. Le frottement présente un pic qui se décale quand la vitesse (ou la température) augmente ou diminue.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 2

- [1] E. Rabinowicz, Friction and Wear of Materials, John Wiley and Sons, New York (1965).
- [2] F.P. Bowden, D. Tabor, Friction and Lubrication of Solids Vol I and II, Clarendon Press Oxford, (1950-1954).
- [3] H. Yoshizawa, Y. L. Chen, J. Israelachvili, J. Phys. Chem. **97** (1993) 4128.
- [4] G. Zambelli, L. Vincent, Matériaux et contacts, PRESSES POLYTECHNIQUES ET UNIVERSITAIRES ROMANDES (1998).
- [5] D.F. Moore, The Friction and Lubrication of Elastomers, Pergamon Press, London (1972).
- [6] F.P. Bowden, D. Tabor J. Appl. Phys. **17** (1966) 1521.
- [7] B.J. Briscoe, D. Tabor, Wear **34** (1975) 29.
- [8] E. Rabinowicz, Friction and Wear of Materials, Wiley, NY London Sydney (1965).
- [9] Brostow, Failure of Plastics, Hanser publishers, chapter 9 : R. Stejin, Friction and Wear.
- [10] G. Erhard, Zum Reibungs und Verschleißverhalten von Polymerwerkstoffen, BASF-AG, Ludwigshafen (1980)
- [11] J. Malzbender, G. de With, Surface and Coatings Technology **124** (2000) 66.
- [12] G.M. Hamilton, Proc. Inst. Mech. Eng. **197C** (1983) 53.
- [13] B. Briscoe, « Friction and wear of polymer composites », **Vol 1** Elsevier (1986).
- [14] J. Williams, Trib. Int. **29** 8 (1996) 675.
- [15] J-M. Georges, Frottement Usure et Lubrification, CNRS EDITIONS, (2000).
- [16] J. Lemaitre, handbook of materials behavior models, **Vol 2** 8.3 (2002) 700.
- [17] S. Lim, M. Ashbi, Acta. Metal. **35** (1987) 1.
- [18] G. Straffelini, Wear **249** (2001) 79.
- [19] I. Stiharu, T. Demian, R. Bhat, Wear **172** (1994) 1.
- [20] V. Jardret, H. Zahouani, J-L. Loubet, T.G. Mathia, Wear **218** (1998) 8.
- [21] J-L. Bucaille, « simulation numérique de l'indentation et de la rayure des verres organiques » Thèse de doctorat de l'école nationale supérieur des mines de Paris, (2001).
- [22] G. Subhash, W. Zhang, Wear **252** (2002) 123.
- [23] J-L. Bucaille, E. Felder, G. Hochstetter, Wear **249** (2001) 422.
- [24] K. Johnson, K. Kendall, A. Roberts, Proc. R. Soc. Lond. **A 324** (1971) 301.
- [25] A. Casoli, Thèse de doctorat de l'Université de Haute Alsace « Mécanismes moléculaires de la friction à une interface contrôlée : effet de chaînes polymères greffées ou adsorbées », (1999).
- [26] F. Schmitt, H. Yoshizawa, A. Schmidt, G. Duda, W. Knoll, G. Wegner, J. Israelachvili, Macromolecules **28** (1995) 3401.
- [27] H. Blok, Theoretical Study of Temperature Rise at Surfaces of Actual Contact under Oiliness Lubricating Conditions, Proc General Discussion and Lubrication and Lubricants, Vol **2** Institute of Mechanical Engineers, (1937).
- [28] R. Holm, J. Appl. Phys. **19** (1948).
- [29] J. Archard, Wear **2** (1958-1959).
- [30] B. Briscoe, P. Evans, S. Biswas, S. Sinha, Trib. Int. **29** 2 (1996) 93.
- [31] C. Gauthier, R. Schirrer, Journal of Materials Sciences **35** 9 (2000) 2121.
- [32] T. Baumberger, P. Berthoud, C. Caroli, Physical Review B **60** 6 (1999) 3928.
- [33] A. Casoli, M. Brendlé, J. Schultz, P. Auroy, G. Reiter, « Friction induite par des chaînes de polymères greffées au contact d'un élastomère » Journée Française de Tribologie 2001, Obernai (2001).
- [34] H. Yoshizawa, Y-L. Chen, J. Israelachvili, J. Phys. Chem **97** (1993) 4128.

CHAPITRE 3

MECANIQUE DES SURFACES DE POLYMERES

CHAPITRE 3 : MECANIQUE DES SURFACES DE POLYMERES

INTRODUCTION	35
1. DESCRIPTION DE L'ESSAI DE GLISSEMENT-RAYURE	35
2. DESCRIPTION DE L'ESSAI D'INDENTATION	35
3. DURETES	36
4. NIVEAU DE DEFORMATION	38
5. VITESSE DE DEFORMATION	39
6. MECANIQUE DU CONTACT	39
6.1. Contact élastique	39
6.2. Contact plastique	40
6.3. Influence de l'élasticité sur le mode de déformation plastique	41
7. CONTACT TANGENTIEL	42
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3	48

INTRODUCTION

Ce chapitre va permettre d'introduire les notions de mécanique des surfaces qui seront utilisées par la suite pour analyser et interpréter les résultats expérimentaux. On verra que certaines notions ont été spécialement introduites pour l'étude des polymères. Enfin on donnera une définition de la rayure, et on verra notamment les mécanismes de formation des rayures.

1. DESCRIPTION DE L'ESSAI DE GLISSEMENT-RAYURE

L'essai de glissement-rayure (Figure 3.1) qui est aussi appelé « scratch test », consiste à déplacer une pointe (une sphère, un cône, une pyramide, etc...) sur la surface d'un échantillon. Il existe deux types de machines, les machines souples et les machines rigides. Les machines souples imposent une force mais ne permettent pas de mesurer des déplacements et les machines rigides imposent une profondeur et permettent de mesurer des déplacements.

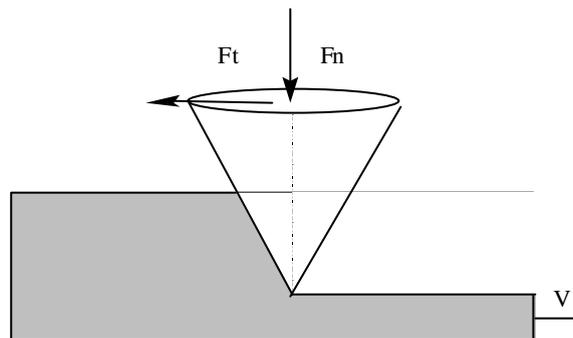


Figure 3.1: schématisation de l'essai de glissement-rayure.

L'essai de glissement-rayure impose un niveau de déformation au matériau, par l'intermédiaire de la pointe. Plus précisément c'est la géométrie de la pointe qui va déterminer le niveau de déformation.

2. DESCRIPTION DE L'ESSAI D'INDENTATION

L'essai d'indentation (Figure 3.2) consiste à enfoncer une pointe rigide perpendiculairement à la surface d'un échantillon. Il existe deux méthodes pour effectuer les essais, la méthode statique et la méthode dynamique (Figure 3.3). La méthode statique correspond à un cycle de charge et décharge ou l'on impose une force normale croissante à vitesse continue afin de mesurer l'enfoncement de la pointe. La méthode dynamique repose sur la superposition d'un chargement et d'un mouvement oscillant. La méthode dynamique permet en plus de faire des

mesures à différentes hauteurs, de s'affranchir du fluage et de mesurer les modules élastique et de perte.

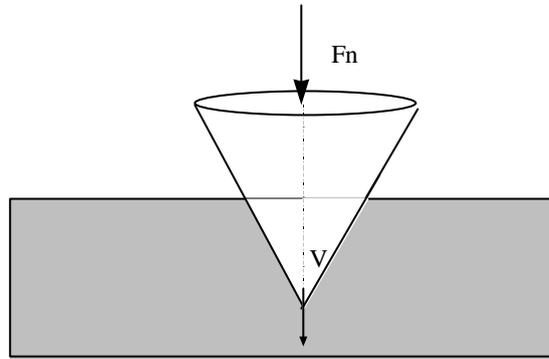


Figure 3.2 : schématisation de l'essai d'indentation.

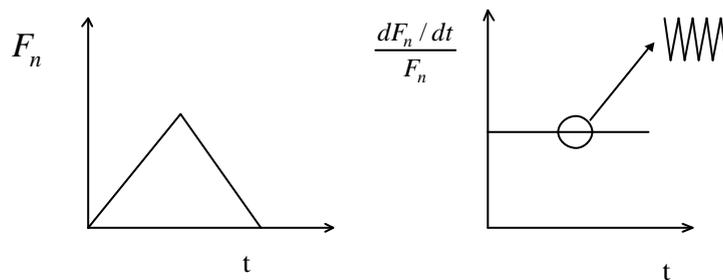


Figure 3.3 : évolution de la charge en indentation en fonction du temps dans le cas statique (à gauche) et dans le cas dynamique (à droite).

3. DURETES

La dureté a été introduite pour les métaux. Elle est généralement appelée dureté « statique », car les premières mesures ont été faites en essai d'indentation monotone. La dureté est une

contrainte qui exprime la résistance d'un matériau à sa pénétration. On applique pour cela une charge avec une pointe sur un matériau, et selon la géométrie de la pointe on aura une surface de contact pointe matériau différente. On définit la dureté comme le rapport de la charge normale sur la surface de contact post mortem :

$$H_i = \frac{F_n}{S_n} \quad (3.1)$$

Si la pointe est en mouvement relatif par rapport à la surface du matériau, on est amené à définir [1][2] une dureté d'essai de rayure ou dureté « dynamique » tangentielle, de la façon suivante :

$$H_r = 4qF_n / pl^2 \quad (3.2)$$

q est un paramètre permettant de prendre en compte la nature de la réponse du matériau. Pour un matériau viscoélastique q est compris entre 1 et 2 et pour un matériau plastique q est de l'ordre de 2. Dans la pratique pour le calcul de la dureté pour un matériau viscoélastique on pose q = 1. Très peu d'études [2] ont été menées sur ce paramètre q. La largeur l du sillon de la rayure mesurée une fois les essais terminés est supposée constante et la recouvrance élastique est supposée nulle.

La définition de la dureté en indentation fait l'unanimité, le calcul de la dureté indentation s'effectue alors à partir de la relation (3.1) [3][4]. Par contre la définition de la dureté rayure est sujette à discussion. Par exemple Odoni [5] utilise la relation :

$$H_r = \frac{F_t}{S_t} \quad (3.3)$$

Cette dureté rayure tangentielle a été établie par analogie avec la dureté indentation en remplaçant F_n par F_t et S_n par S_t . La relation suppose qu'il n'y a pas de recouvrance de matière à l'arrière de la rayure. Pour les polymères le contact entre la pointe et la surface est symétrique pour de faibles charges par exemple. Dans ce cas de figure S_t tend vers 0 et la relation (3.3) conduit à une dureté infinie. On peut remarquer que pour un matériau parfaitement plastique, si le frottement vrai est nul $H_i = H_r$ dans le cas d'une pointe conique ou pyramidale. Le Tableau 3.1 résume les différentes conditions pour l'évaluation de la dureté.

La notion de dureté n'a pas vraiment de sens pour q = 1 c'est à dire lorsque le contact est élastique. Par ailleurs le calcul de la dureté ne donne pas d'informations sur la nature de la réponse du matériau (élastique, élastoplastique ou plastique). Le problème est donc d'obtenir une relation entre la dureté (ou la pression de contact plastique) et le niveau de déformation moyen dans le contact.

$\frac{F_t}{S_t}$		$\frac{F_n}{S_n}$		$4qF_n / pl^2$
Aveugle	Vision	Aveugle	Vision	/
Possible si néglige retour de sillon	Possible si accès à la forme du contact et si connaissance fine de la pointe	Facile	Facile	Possible si connaissance largeur de rayure

Tableau 3.1 : résumé des conditions pour l'évaluation de la dureté.

4. NIVEAU DE DEFORMATION

L'évaluation des niveaux de déformation lors d'essais de glissement-rayure est délicate, et il n'existe pas de relations fiables et universelles. Il existe cependant des relations empiriques permettant d'évaluer les niveaux de déformation pour des essais d'indentation en plasticité, qui correspondent à des essais de rayure à vitesse nulle. Ces relations sont utilisées en essai de glissement-rayure, mais il faut garder à l'esprit qu'elles ne donneront qu'une estimation du niveau de déformation. Nous allons voir dans ce paragraphe les relations permettant d'évaluer les niveaux de déformations en indentation.

Pour un indenteur conique de demi angle q , Tabor [6] estime le niveau de déformation par la relation :

$$\bar{e} = 0.2 \tan b \tag{3.4}$$

b représente l'angle d'attaque de l'indenteur conique, soit $b = p / 2 - q$.

Pour un indenteur de type berkovich qui correspond à une pointe tétraédrique le rapport enfoncement sur la section normale de contact est similaire à un cône d'angle 70.3° . Ainsi le niveau de déformation est constant et de l'ordre de :

$$\bar{e} = 0.2 \cot 70.3^\circ \approx 7\% \tag{3.5}$$

Pour un indenteur sphérique Tabor [7] estime le niveau de déformation \bar{e} pour les métaux en assimilant $\tan b$ à a/R dans le cas où le rayon de contact (a) est faible devant le rayon de courbure de la pointe (R) par la relation :

$$\bar{e} = 0.2 a / R \tag{3.6}$$

Le coefficient 0.2 de la relation (3.4) a été suggéré par Tabor à partir d'expérimentation dans le cas de contact parfaitement plastique obtenu en essai d'indentation de métaux. Ce coefficient est une simple estimation du coefficient de proportionnalité entre la déformation moyenne et le rapport a/R . La théorie du contact élastique de Hertz permet de relier la pression maximum au rapport a/R par une relation linéaire. Cette relation linéaire suggère que le niveau de déformation dans le cas des contacts élastiques est aussi proportionnel au rapport a/R .

Lorsque le rayon de contact n'est plus faible devant le rayon de la pointe on a $\tan \mathbf{b} \neq \sin \mathbf{b} = a/R$, ainsi la relation (3.6) ne s'applique plus. On propose alors d'exprimer $\tan \mathbf{b}$ en fonction de a et R , la relation (3.6) devient :

$$\bar{\epsilon} = 0.2 \frac{a}{\sqrt{(R^2 - a^2)}} \quad (3.7)$$

5. VITESSE DE DEFORMATION

Les essais de rayure s'effectuent à vitesse donnée. Les propriétés mécaniques des polymères dépendent de la fréquence à laquelle elles sont mesurées. Briscoe et al. [1] ont introduit la vitesse de déformation $d\epsilon/dt$ défini par le rapport de la vitesse de glissement (V) sur la largeur de rayure (l) observée post mortem :

$$d\epsilon/dt = V/l \quad (3.8)$$

La vitesse de déformation ainsi définie a la dimension d'une fréquence.

La largeur de rayure n'est cependant pas la bonne longueur pour évaluer la vitesse de déformation. Dans le cas où le sillon relaxe il n'est pas possible de mesurer la largeur de rayure. La largeur de contact est plus appropriée, mais elle nécessite un dispositif avec vision *in-situ*.

6. MECANIQUE DU CONTACT

6.1. Contact élastique

La théorie de Hertz [8] du contact élastique permet de relier la charge normale appliquée sur une surface, à l'aire de contact entre la surface et l'indenteur. Cette théorie utilise de nombreuses hypothèses, notamment qu'il n'y a pas de frottement entre la surface et l'indenteur. On suppose aussi que la surface est continue, et que les déformations sont faibles, ce qui se traduit par la condition $a \ll R$. Dans le cas où on applique une force à l'aide d'une bille sur une surface, le rayon de l'aire de contact s'écrit de la façon suivante :

$$a^3 = \frac{F_n R}{K} \quad (3.9)$$

$$\text{Avec } \frac{1}{K} = \frac{3}{4E^*} = \frac{3}{4} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)$$

On rappelle aussi que l'enfoncement dans le matériau est donné par :

$$d_e = \frac{a^2}{R} \quad (3.10)$$

La distribution de pression établie par Hertz est une distribution de pression ellipsoïdale. Pour un contact circulaire la distribution de Hertz est donnée par la relation suivante :

$$p(r) = p_0 \sqrt{1 - r^2 / a^2} \quad (3.11)$$

Dans les matériaux, l'analyse du champ de contraintes [9] montre que dans un contact entre une sphère et un plan formé par un matériau de coefficient de poisson de 0.3, la contrainte maximale de cisaillement est obtenue pour $t_{\max} = 0.31 p_0$. La théorie de Hertz montre que la pression moyenne (p_m) est égale au 2/3 de la pression maximum (p_0). Par ailleurs l'application du critère de Tresca, qui considère que le matériau plastifie uniquement en cisaillement, lorsque la valeur du cisaillement maximal (t_{\max}) est supérieure ou égale à la contrainte seuil d'écoulement plastique (s_Y) soit $t_{\max} = s_Y / 2$, conduit à la relation :

$$p_m = 2/3 p_0 = 1.1 s_Y \quad (3.12)$$

Cette relation suggère que le seuil de première plastification apparaît pour une pression moyenne de l'ordre du seuil d'écoulement plastique.

6.2. Contact plastique

L'augmentation de la charge dans un contact pour une pointe sphérique fait augmenter la déformation et passer le matériau d'une réponse élastique à une réponse plastique. Il apparaît tout d'abord un seuil de première plastification localisé sous le contact autour du plan de cisaillement, puis lorsque la déformation augmente la réponse devient totalement plastique. Tabor [7] a montré qu'en plasticité, on pouvait relier la dureté (la pression moyenne p_m), au seuil d'écoulement plastique (s_Y), en utilisant les travaux d'indentation sur les métaux, par la relation suivante :

$$p_m \approx 3 s_Y \quad (3.13)$$

Les distributions de pression plastique peuvent être modélisées [11] par une distribution de pression de type axisymétrique. Cette distribution issue de simulation numérique permet de donner moins d'influence qu'une distribution de pression constante aux bords de la charge, tout en gardant une pression importante sous l'axe de la charge. La distribution de pression axisymétrique est donnée par la relation :

$$p(r) = p_0(1 - B_1(r/a) + B_2(r/a)^2) \quad (3.14)$$

Dans les polymères rigide contrairement aux métaux, Briscoe [4] propose que la plastification totale apparaît pour des pressions moyennes de l'ordre de 1.8 à 2 fois le seuil d'écoulement plastique plutôt que 3 fois :

$$p_m \approx 1.8 s_Y \quad (3.15)$$

Briscoe [4] estime ce résultat à partir de la largeur de rayure post mortem d'un essai de rayure, ou il suppose que le contact est un demi disque frontal.

6.3. Influence de l'élasticité sur le mode de déformation plastique

On a vu au chapitre 2 que par hypothèse en rayure, la dissipation de l'énergie se faisait principalement dans un cœur hémisphérique soumis à une pression hydrostatique \bar{p} sous le contact, puis dans une zone de déformation plastique. On peut montrer [9] à partir des travaux de Hill [10] que la pression moyenne p_m (identifiée à la pression hydrostatique \bar{p}) entre le seuil de première plastification et la zone complètement plastique est donné par l'équation :

$$\frac{p_m}{s_Y} = \frac{2}{3} \left(1 + \ln \left(\frac{1}{3} \frac{E^* \tan \mathbf{b}}{s_Y} \right) \right) \quad (3.16)$$

avec $\frac{1}{E^*} = \frac{1-u_1}{E_1} + \frac{1-u_2}{E_2}$

Dans le cas d'un contact sphère plan, on peut remplacer dans la limite où $a \ll R$, $\tan \mathbf{b}$ par a/R . Le comportement de la pression moyenne sur le seuil d'écoulement plastique en fonction de $\frac{E^* \tan \mathbf{b}}{s_Y}$ ou de $\frac{E^* a}{s_Y R}$ est représenté Figure 3.4. Les essais reportés sur la figure ont été réalisés sur des métaux à partir de différentes géométries de pointes.

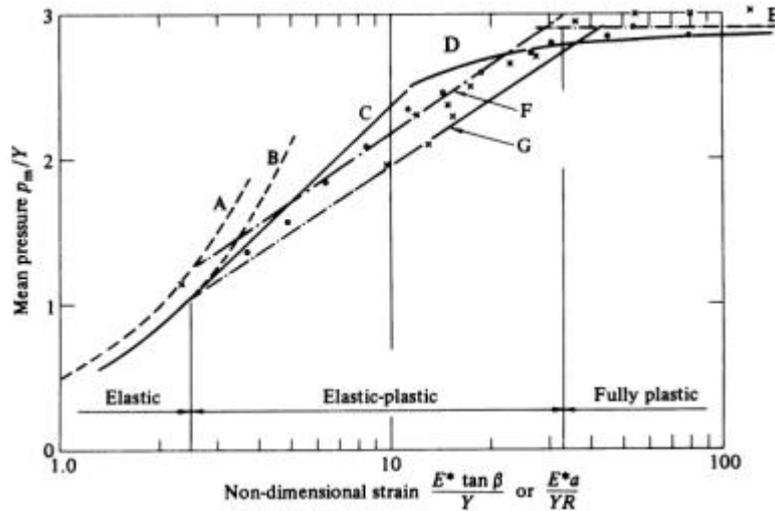


Figure 3.4 : Evolution du rapport pression moyenne sur seuil d'écoulement plastique [6] pour un matériau de type métal.

La Figure 3.4 fait apparaître 3 domaines de déformation selon les valeurs du rapport p_m / s_Y :

- Pour $p_m / s_Y < 1.1$, c'est le domaine de l'élasticité pure, l'équation de Hertz du contact conduit à : $p_m / s_Y = 4p / 3 \frac{E^* a}{s_Y R}$
- Pour $p_m / s_Y > 3$, c'est le domaine parfaitement plastique d'équation $p_m / s_Y = 3$
- Pour $1.1 < p_m / s_Y < 3$, c'est le domaine élastoplastique régit par l'équation (3.16).

Le domaine élastoplastique correspond au passage entre le domaine parfaitement élastique et le domaine parfaitement plastique. Le taux de plasticité augmente donc au fur et à mesure qu'on s'approche du domaine parfaitement plastique.

7. CONTACT TANGENTIEL

Lors d'un essai en contact tangentiel de glissement-rayure, nous pouvons définir quatre famille de contact selon le taux de plasticité et du rapport épaisseur du relâchement élastique sur l'enfoncement de la pointe. Premièrement les familles élastique et viscoélastique où le taux de plasticité dans le contact est nul. Deuxièmement la famille élastoplastique, où on a une apparition de plasticité croissante dans le contact. Troisièmement la famille plastique ou viscoplastique selon que la largeur de contact dépend ou non de la vitesse et de la température.

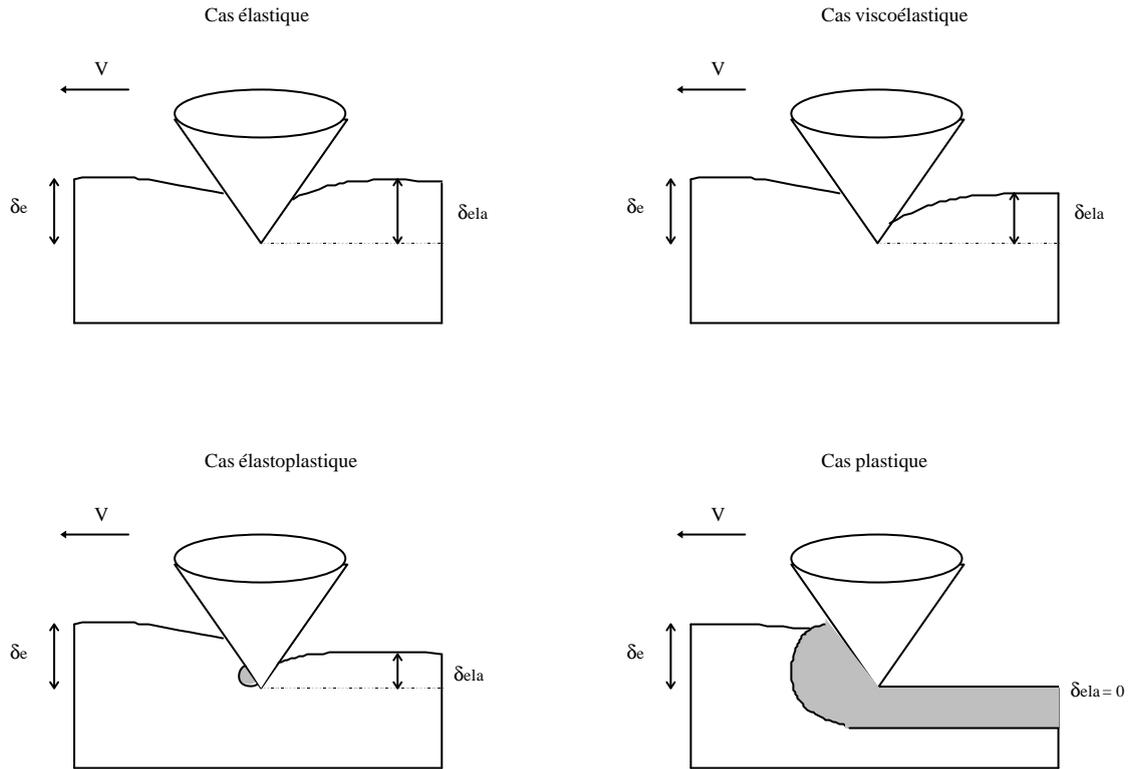


Figure 3.5 : différents cas de réponse d'une surface dans un essai de glissement-rayure.

d_e représente l'enfoncement de la pointe et d_{ela} représente la hauteur du relâchement élastique.

Réponse	d_{ela} / d_e
Elastique	$d_{ela} / d_e = 1$
Viscoélastique	$0.8 < d_{ela} / d_e < 1$
Elastoplastique	$d_{ela} / d_e < 1$
Plastique	$d_{ela} / d_e \ll 1$

Table 3.1 : évolution du rapport épaisseur sur relâchement élastique sur l'enfoncement de la pointe.

DEFINITION D'UNE RAYURE :

D'après le Larousse une rayure est une trace, une éraflure laissée sur une surface par un corps pointu ou coupant. Cette définition est purement qualitative. Une définition quantitative n'est pour le moins pas triviale. Le contact entre une pointe rigide en mouvement sur la surface d'un polymère peut être élastique, générer un sillon viscoélastique ou une rayure viscoplastique. Un sillon viscoélastique disparaît au bout d'un temps fini alors qu'une rayure viscoplastique (Figure 3.6) a des déformations permanentes.

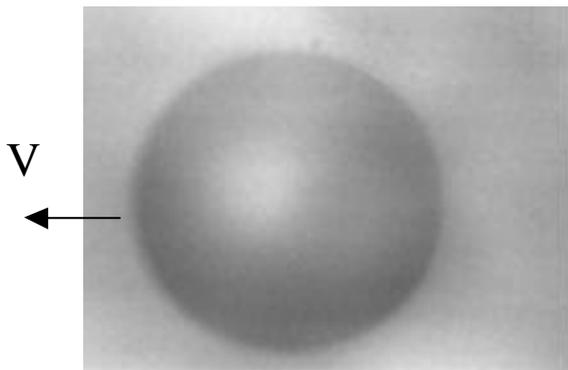


Image d'un glissement élastique

$$p_m / s_Y < 1.1$$

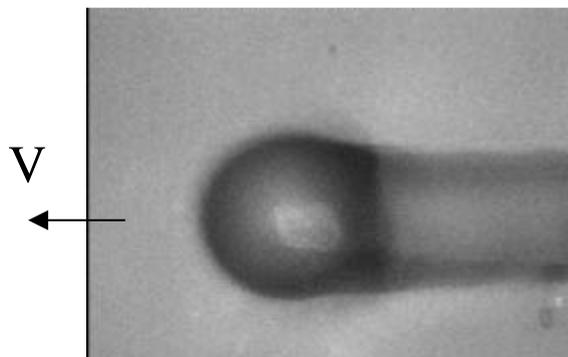


Image d'une rayure élastoplastique

$$1.1 < p_m / s_Y < 1.8$$

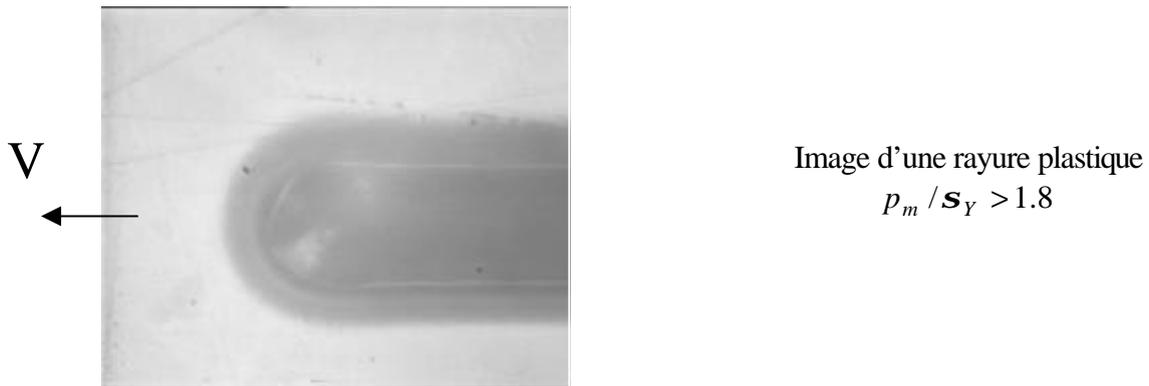


Figure 3.6 : images des différents glissements et rayures rencontrées.

Lors d'un essai de glissement-rayure, on parlera de rayure plastique si le rapport pression moyenne sur seuil d'écoulement plastique est supérieur à une valeur telle que le domaine parfaitement plastique soit atteint ($p_m / s_Y = 3$ pour les métaux et $p_m / s_Y = 1.8$ pour les polymères). On parlera de rayure élastoplastique dans le cas où le rapport pression moyenne sur seuil d'écoulement plastique est inférieur à 3 pour les métaux et à 1.8 pour les polymères.

Lorsqu'il y a arrachage de matière on ne parle plus de rayure mais de coupe, la rayure ne fait que déplacer la matière de façon permanente et irréversible. La matière est repoussée sur les bords du sillon de la rayure. Un relevé topographique d'une rayure, présente des bourrelets de part et d'autre du sillon, comme le montre la Figure 3.7. Lorsque le seuil de plasticité totale n'est pas atteint, le fond du sillon relaxent partiellement pour « réparer » la rayure.

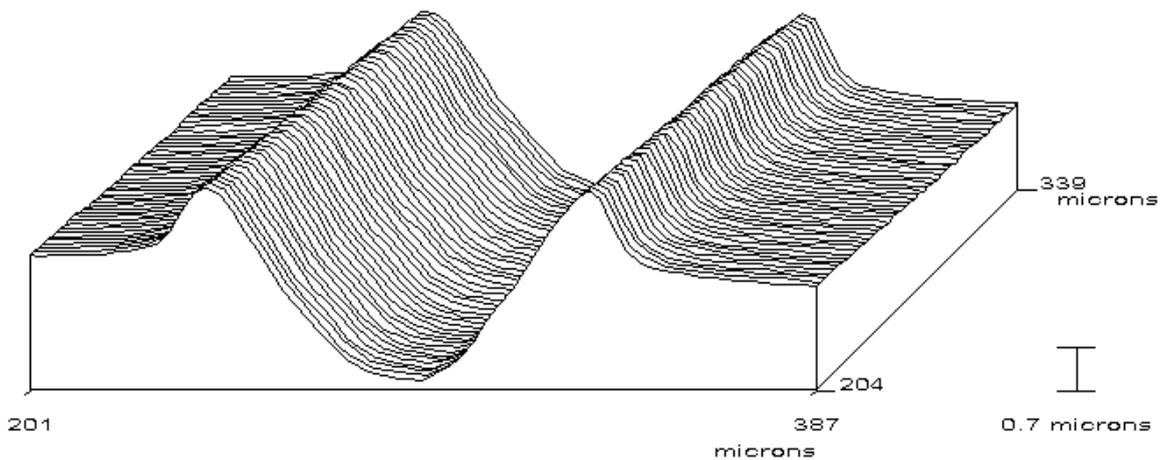


Figure 3.7 : image de microscopie mécanique à balayage d'une rayure sur un PMMA réalisée avec une pointe de 80 microns de rayon de courbure à température ambiante.

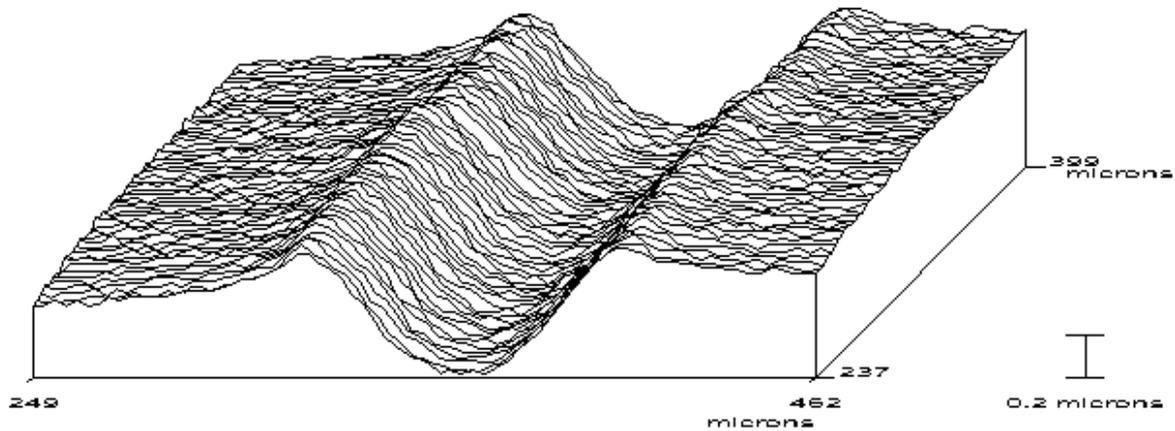


Figure 3.8 : image de microscopie mécanique à balayage d'une rayure sur un CR39 réalisée avec une pointe de 80 microns de rayon de courbure à température ambiante. On pourra noter la différence de la profondeur des sillons et de la hauteur des bourrelets entre le CR39 et le PMMA Figure 3.7 pour une largeur de contact identique et après un même temps de relaxation d'une demi heure.

En première approche on peut montrer que le rapport a/R et E/s_Y ne sont pas suffisant pour prédire la réponse du matériau face à une sollicitation de glissement-rayure. La Figure 3.7 et la Figure 3.8 présentent des images de microscopie mécanique à balayage du sillon générée par un essai de glissement-rayure sur le PMMA et le CR39 à 20°C après une demi-heure. La charge appliquée a été ajustée de façon à ce que les largeurs de contacts soient identiques pour les deux polymères (même a/R et E/s_Y). La pointe utilisée est une pointe d'angle de cône de 60° et de rayon de courbure de 80 microns. La vitesse de glissement est de 150 mm/s. La profondeur du sillon est quatre fois plus importante sur le PMMA que sur le CR39. Le sillon du CR39 ne laisse pas de bourrelets latéraux contrairement au PMMA.

Les mécanismes de formation de la rayure dépendent principalement du comportement des matériaux. Lors du passage d'une aspérité sur une surface, la matière remonte dans le fond du sillon après le passage de la pointe. Des simulations numériques [12] effectuées sur différents polymères ont montré que les contraintes agissant lors du passage d'une aspérité sont compressives à l'avant du contact, et qu'à l'arrière du contact, des contraintes de traction apparaissent dans le fond du sillon. Les simulations numériques ont aussi montré que le rapport contrainte de traction sur contrainte de compression dépend de la loi de comportement du polymère. Pour un polymère comme le polycarbonate les contraintes de compression sont faibles sous le contact et que par contre les contraintes de traction sont importantes à l'arrière du contact et qu'elles ont tendance à faire apparaître des fissures dans le fond du sillon. Pour un polymère comme le CR39 les contraintes de compression sont importantes sous le contact et les contraintes de traction sont plutôt faibles à l'arrière du contact. Des fissures peuvent aussi apparaître ou des bandes de compression.

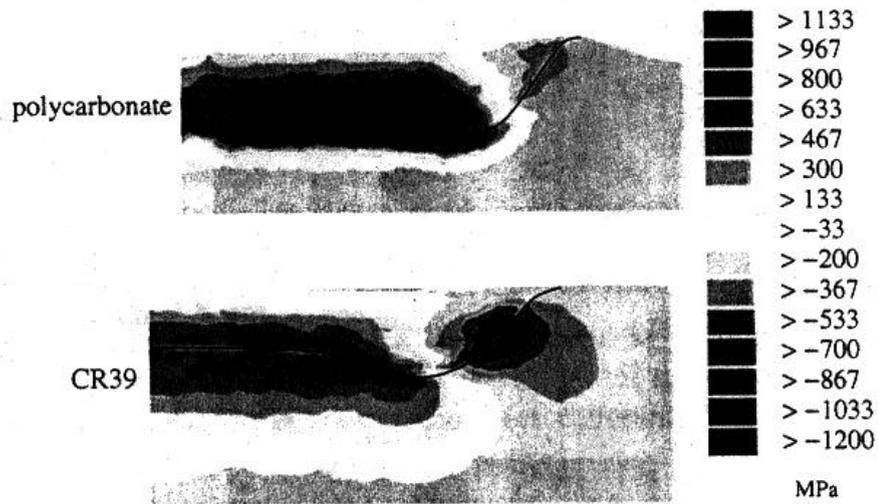


Figure 3.9 : visualisation de contraintes longitudinales issues de simulation numérique [12] de rayure avec un cône de 30° pour 2 polymères.

La Figure 3.9 permet de visualiser les contraintes longitudinales issues des simulations numériques effectuées par Bucaille [12] avec un cône de 30°. Ces simulations sur deux polymères au comportement différent illustrent que pour le polycarbonate (réponse plastique) les contraintes de compression à l'avant de la pointe sont faibles et les contraintes de traction à l'arrière sont importantes. Par contre pour le CR39 polymère au comportement plus élastique, c'est le contraire qui se passe.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 3

- [1] B.J. Briscoe, E. Pelillo, S. Shinha, Poly. Eng. and Sci. **36** (1996) 2996.
- [2] B.J. Briscoe, P. Evans, S. Biswas, S. Sinha, Trib. Int. **29** (1996) 93.
- [3] B. Lucas, W. Olivier, G. Pharr, J-L. Loubet, « time dependent deformation during indentation testing », Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **436** (1997) 233.
- [4] B. Briscoe, K. Sebastian, Proc. R. Soc. A **452** (1996) 439.
- [5] L. Odoni, « Propriétés mécaniques et effets d'échelle » thèse de doctorat de l'école centrale de Lyon, (1999).
- [6] K. Johnson, J. Mech. Phys. Solids, **18** (1970) 115.
- [7] D. Tabor, « The Hardness of Metals », Clarendon Press Oxford, 1951.
- [8] H. Hertz, « On the contact of elastic solid », Eds Jones et Schott, Mcmillan, London.
- [9] K. Johnson, « Contact Mechanics », Cambridge University Press, (1985).
- [10] R. Hill, « The Mathematical Theory of Plasticity », Clarendon Press, Oxford (1950)
- [11] N. Chitkara, M. Butt, Int. J. Mech. Sci. **34** 11 (1992) 849.
- [12] J-L. Bucaille, « simulation numérique de l'indentation et de la rayure des verres organiques » Thèse de doctorat de l'école nationale supérieur des mines de Paris, (2001).

CHAPITRE 4

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

CHAPITRE 4 : DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

1. L'ESSAI DE GLISSEMENT-RAYURE OU « SCRATCH » TEST.....	51
2. SPECTROMETRIE MECANIQUE.....	57
2.1. Généralités	57
2.2. Techniques de la spectrométrie mécanique	58
3. ESSAI DE COMPRESSION	59
3.1. Dispositif expérimental.....	59
3.2. Détermination du seuil d'écoulement plastique	59
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4	62

1. L'ESSAI DE GLISSEMENT-RAYURE OU « SCRATCH » TEST

On a vu au chapitre 3 le principe général de l'essai de glissement-rayure. On verra dans ce paragraphe en détail, le principe du dispositif expérimental d'essai de glissement-rayure développé au laboratoire.

Notre dispositif expérimental (Figure 4.1) est composé d'une table de déplacement sur laquelle est posée une chambre thermique. On place un échantillon dans la chambre. On applique alors une charge normale constante sur l'échantillon à l'aide d'une pointe qui reste immobile, seule la chambre thermique et l'échantillon se déplacent. Un système de capteurs dont le principe a été breveté permet de mesurer les forces tangentielles et normales lors du déplacement en contact tangentiel. Une caméra CDD placée au dessus de la chambre thermique permet de suivre l'évolution de l'essai de rayure et d'obtenir des images *in-situ* de l'aire de contact entre la pointe et l'échantillon.

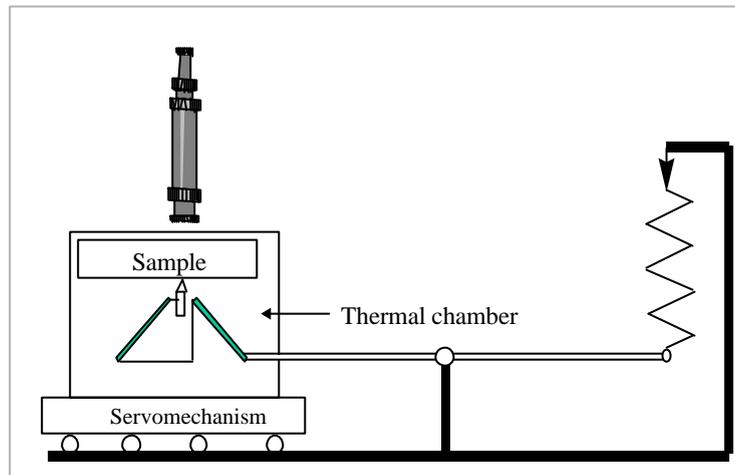


Figure 4.1 : schématisation du dispositif expérimental développé au laboratoire.

Le contrôle du déplacement de la table et l'enregistrement des données sont pilotés par un ordinateur.

Le dispositif génère des rayures à vitesse variable, par palier, selon une progression logarithmique, pour balayer en un essai 4 décades de vitesse de glissement V_{tip} , de 10^{-3} à 15 mm/s en 20 paliers. Un exemple de pilotage est représenté Figure 4.2.

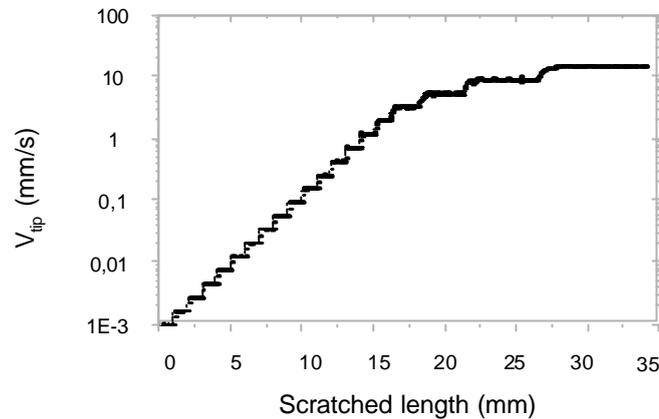


Figure 4.2 : exemple de la progression logarithmique des 20 paliers de vitesse.

La charge appliquée sur la surface peut être choisie entre 0.05 N et 5 N avec une précision meilleur que le %. Le dispositif permet de mesurer les forces tangentielles et normales lors du déplacement de la pointe grâce à des capteurs de force. L'échantillon est placé dans une enceinte thermique, relié à un système d'injection en flux permanent de gaz. L'injection d'air comprimé dont la température est chauffée entre 20°C et 110°C permet de faire des mesures à haute température. La vaporisation d'azote liquide permet par ailleurs de faire des mesures à partir de -70°C et en air sec contrairement à l'air comprimé.

Un dispositif de vision (Figure 4.3) *in-situ* permet d'analyser l'aire réelle de contact entre la pointe rigide et la surface de l'échantillon, observation autorisée par les propriétés optiques des polymères étudiés (polymères amorphes donc transparent). Les images de l'aire de contact sont enregistrées à chaque milieu de palier de vitesse. L'observation *in-situ* de la géométrie de contact permet avec un flou inférieur à 1 μm à vitesse maximale, d'avoir un champ visuel de l'ordre de 520 μm par 390 μm . L'analyse de la géométrie de contact est une source d'information très riche comme on le verra au chapitre 5, elle permet entre autre d'obtenir la forme et la dimension du contact.

L'intérêt principal de ce dispositif est la vision *in-situ* et non post mortem de l'aire de contact. La plupart des dispositifs existants ne permettent pas la vision et le recours à un microscope après l'expérimentation est alors nécessaire [1][2][3].

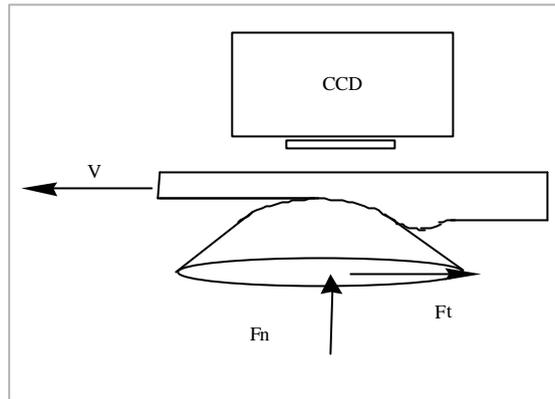


Figure 4.3 : schématisation du dispositif de vision.

Les paramètres d'essais sont la force normale, la géométrie de la pointe, la température et la vitesse de glissement. Les grandeurs mesurées sont la force tangentielle, la géométrie du sillon laissé et l'aire réelle de contact. Les mesures des forces tangentielles et normales permettent d'évaluer le coefficient de frottement apparent, en fonction de la vitesse de glissement ou de la vitesse de déformation défini au chapitre 3. L'évaluation de l'aire vraie de contact permet entre autre d'évaluer la pression vraie de contact en faisant le rapport de la force normale sur l'aire vraie de contact. On fait l'hypothèse que la pression de contact dépend du niveau de déformation, qui est lui même piloté par la géométrie de la pointe, la charge normale et les propriétés intrinsèques du matériau. La pression de contact (p) est donc une fonction de la forme :

$$p = f(\bar{\epsilon}, \dot{\epsilon}, T, E) \quad (4.1)$$

On suppose de même que $\partial p / \partial \bar{\epsilon}$ reste du second ordre par rapport aux autres variations, dans le domaine plastique..

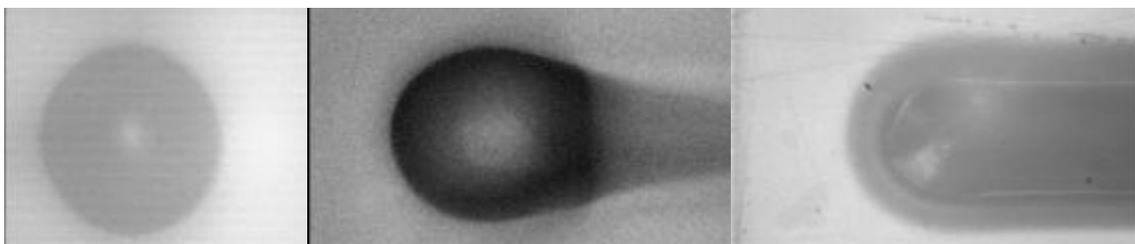


Figure 4.4 : images des contacts obtenus selon les conditions expérimentales, de températures, de géométrie de pointe, de vitesse de glissement... (L'échelle n'est pas la même pour les trois images).

La Figure 4.4 montre les différents contacts que l'on observe *in-situ* (avec la caméra CDD), selon la géométrie de la pointe, la température, la vitesse de glissement ou le polymère. Les trois images ne sont pas à la même échelle. Sur l'image de gauche on a un contact viscoélastique glissant. Sur l'image du milieu on a un contact viscoélastique avec apparition d'un sillon viscoélastique. Sur l'image de droite on a une rayure viscoplastique. Une modification d'une grandeur permet d'obtenir l'un ou l'autre des contacts. Par exemple une augmentation importante de la vitesse de glissement peut permettre de passer de la rayure viscoplastique au contact viscoélastique glissant. On s'intéressera au chapitre 5 à une petite étude des temps de recouvrance notamment pour le PMMA.

On a vu au chapitre 3 que la géométrie de la pointe imposait en partie le niveau de déformation moyenne $\bar{\epsilon}$. On utilisera principalement pour les expérimentations des pointes coniques avec extrémités sphériques. Ces pointes détaillées Tableau 4.1 sont pour la plupart des pointes en diamant ou des billes de roulement.

Rayon de la sphère	Angle du cône
790 μm *	/
200 μm	120°
100 μm	90°
80 μm	60°
20-30 μm	120°

Tableau 4.1 : géométrie des pointes utilisé.
La bille de 790 μm est une bille de roulement.

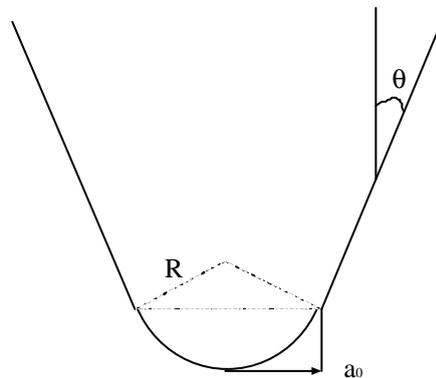


Figure 4.5 : schématisation d'une pointe conique à extrémité sphérique.

A charge élevée et ou à température importante l'enfoncement de la pointe est tel que toute la partie sphérique de la pointe est enfoncée dans le matériau de manière à ce que la partie conique impose les déformations. L'enfoncement (d_e) dans la partie sphérique est donné en fonction du rayon de contact (a) mesuré à l'aide de l'imagerie, par la relation :

$$d_e = R - \sqrt{R^2 - a^2} \quad (4.2)$$

L'enfoncement limite (d_{e0}), ou de transition entre le passage sphère cône est tel que le rayon de contact limite $a_0 = R \cos q$ (ou q est le demi angle du cône) est donné par :

$$d_{e0} = R(1 - \sin q) \quad (4.3)$$

L'enfoncement dans la partie conique, pour des rayons de contact supérieur au rayon de contact limite est donné par la relation :

$$d_e = \frac{a - a_0}{\tan q} + R - \sqrt{R^2 - a_0^2} \quad (4.4)$$

Les valeurs des rayons limites et des enfoncements limites sont représentées dans le tableau 4.2 en fonction des géométries de pointes utilisées expérimentalement. La Figure 4.6 montre l'évolution de l'enfoncement (d_e) d'une pointe de 100 microns de rayon de courbure et de 90° d'un angle de cône, en fonction de la demi largeur de contact (a)

Rayon courbue (microns)	q (degré)	a_0 (microns)	d_{e0} (microns)
80	30	69.2	40
100	45	70.7	29.2
200	60	100	26.8
30	60	15	4

Tableau 4.2 : rayon et enfoncement limite, lors du passage sphère-cône de la pointe.

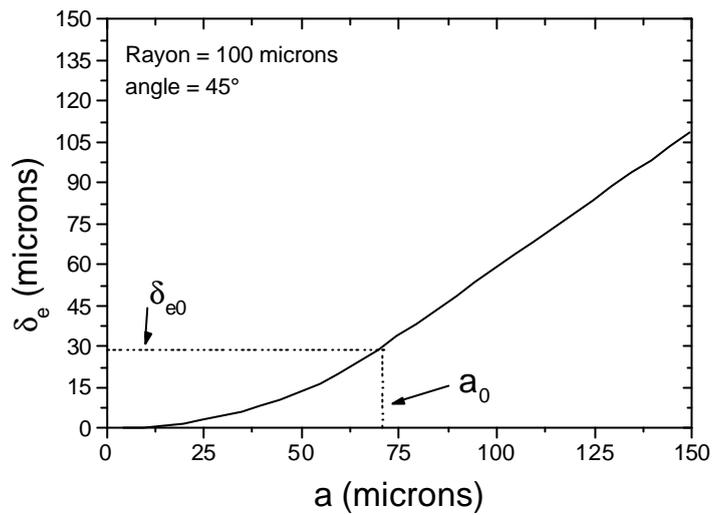


Figure 4.6 : évolution de l'enfoncement d'une pointe de 100 microns et d'un demi angle de cône de 45°, en fonction de la demi largeur de contact.

Remarque : un essai de rayure correspond à une suite continue de cycles de charges et décharges.

En conclusion, notre dispositif d'essai de rayure permet de faire des rayures, mais aussi des essais de glissement. La différence vient principalement du niveau de déformation imposée et du type de matériau utilisé.

2. SPECTROMETRIE MECANIQUE

La spectrométrie mécanique permet de localiser les transitions (transition \mathbf{a} , \mathbf{b} , ...) pour des fréquences données en fonction de la température. Elle donne par ailleurs des informations pour les polymères sur les mouvements moléculaires.

2.1. Généralités

Lorsqu'une petite déformation sinusoïdale de la forme $\mathbf{e} = \mathbf{e}_0 e^{i\omega t}$ est imposée, la réponse en contrainte est du type $\mathbf{s} = \mathbf{s}_0 e^{i(\omega t + \mathbf{d})}$ où \mathbf{d} représente un déphasage.

Soit $G^* = \frac{\mathbf{s}}{\mathbf{e}} = \frac{\mathbf{s}_0}{\mathbf{e}_0} (\cos \mathbf{d} + i \sin \mathbf{d})$ un module quelconque comme le module d'Young. On pose alors :

$$G^* = G_1 + iG_2 \quad (4.5)$$

G_1 et G_2 sont respectivement les modules de stockage et de perte du matériau, obtenus en phase et en quadrature de phase.

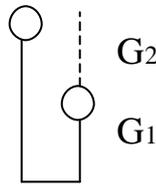


Figure 4.7 : schématisation de l'interprétation des modules G_1 et G_2 .

Le facteur de perte est défini par le rapport module de perte sur module de stockage :

$$\tan \mathbf{d} = \frac{G_2}{G_1} \quad (4.5)$$

2.2. Techniques de la spectrométrie mécanique

La spectrométrie mécanique est réalisée dans une machine de traction. La machine de traction permet de faire des essais sur 3 décades de vitesses de déformation entre 10^{-4} et $10^{-1} s^{-1}$. On place alors un échantillon préalablement usiné d'environ 50 mm de longueur, 15 mm de largeur et 2 à 3 mm d'épaisseur entre deux mors, dans l'enceinte de la machine de traction. L'enceinte de la machine est reliée à un système de chauffage et à un système de refroidissement afin de réaliser des essais entre -70° et $90^{\circ}C$. Une vibration sinusoïdale d'élongation 0,15 mm à diverses fréquences entre 0.05 Hz et 5 Hz est alors imposée. La déformation moyenne imposée est de l'ordre de $\bar{\epsilon} = 0.3/50$ soit 0,6%. On enregistre ensuite à l'aide d'extensomètres, les variations de déformation, afin de calculer les modules E' de stockage et E'' de perte. Enfin le facteur de perte est calculé par l'équation (4.5) $\tan \delta = E''/E'$. Sur la Figure 4.8 est représentée l'évolution du facteur de perte $\tan \delta$ du CR39 en fonction de la température pour différentes fréquences. On observe un pic très important aux alentours de $70^{\circ}C$ qui correspond à la transition vitreuse.

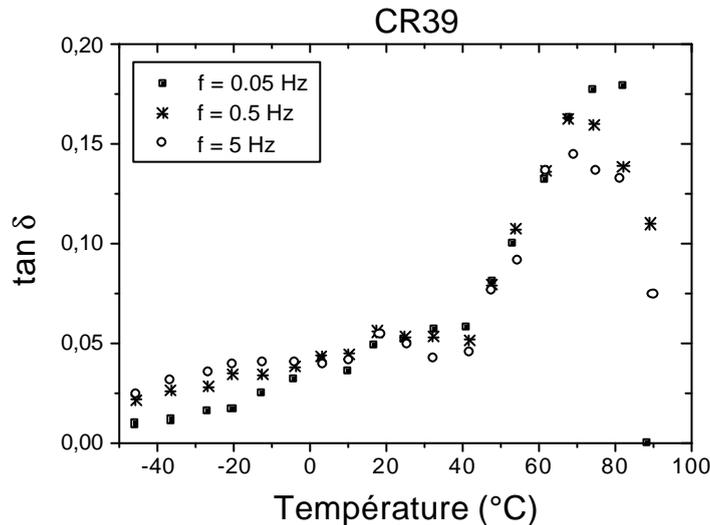


Figure 4.8 : évolution du facteur de perte $\tan \delta$ en fonction de la température pour le CR39.

La transition α associée à la transition vitreuse, qui correspond au passage de l'état vitreux à l'état caoutchoutique est très bien mise en évidence par la spectrométrie mécanique. En effet cette transition qui s'apparente à une transition de phase du second ordre correspond à une chute du module E' .

3. ESSAI DE COMPRESSION

Les essais de compression vont permettre d'obtenir les contraintes seuil d'écoulement plastique des matériaux, afin de normer les valeurs de la pression de contact.

3.1. Dispositif expérimental

Les essais de compression sont réalisés sur un montage développé dans le laboratoire s'adaptant sur une machine de traction (voir paragraphe 2.2.) Les échantillons sont des pions cylindriques de 12.5 mm de longueur et de 5 mm de diamètre. La compression se fait en imposant une contrainte vraie. Les extensomètres reliés à l'échantillon permettent de mesurer la déformation vraie du pion. Les essais sont réalisés entre -20° et 90°C pour 4 vitesses de déformation entre 10^{-4} et 10^{-1} s^{-1} .

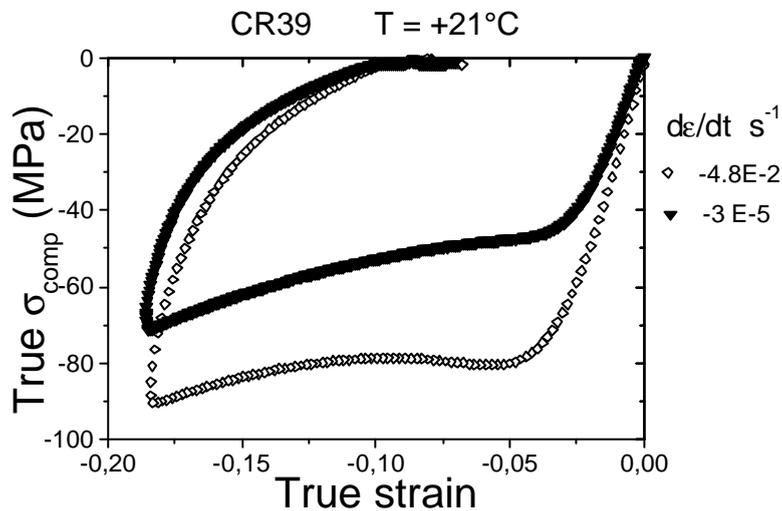


Figure 4.9 : essai de compression du CR39.

La Figure 4.9 montre un essai de compression en charge et décharge du CR39 à une température de 21°C et pour deux vitesses de déformation. Les essais sont réalisés en charge et décharge, de la même manière qu'un essai de rayure correspond à un cycle de charge et décharge.

3.2. Détermination du seuil d'écoulement plastique

L'évaluation du seuil d'écoulement plastique (s_Y) se fait en deux temps. Premièrement on détermine à l'aide d'une courbe de compression pour une vitesse de déformation et une température donnée le seuil d'écoulement plastique. Il correspond au « coude » de la courbe

de compression. Deuxièmement on extrapole les valeurs du seuil d'écoulement plastique afin de les utiliser pour de plus grandes vitesses de déformation (accessibles par les essais de rayure) et pour toutes températures. On extrapole le seuil d'écoulement plastique par une loi polynomiale de degré 2 en fonction de la vitesse de déformation et de la température :

$$\sigma_Y(\dot{\epsilon}, T) = A(T) + B(T) \log \dot{\epsilon} + C(T)(\log \dot{\epsilon})^2 \quad (4.6)$$

avec : $A(T)$, $B(T)$ et $C(T)$ obtenus par fit des valeurs expérimentales.

La Figure 4.10 présente l'extrapolation pour le CR39 du seuil d'écoulement plastique pour des vitesses de déformation supérieur à $10^{-1} s^{-1}$, vitesses accessibles par les essais de rayure. Les carrés ouverts représentent l'extrapolation faite avec l'équation (4.6).

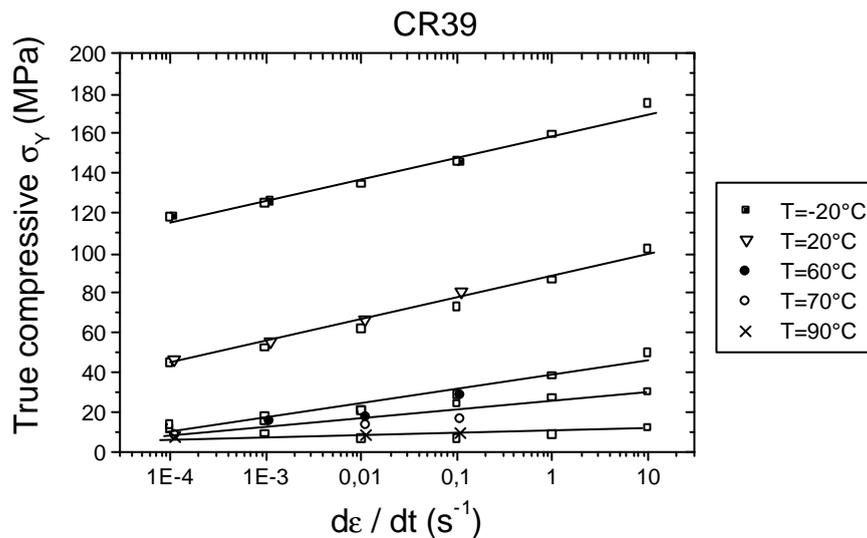


Figure 4.10 : extrapolation du seuil d'écoulement plastique pour diverses températures en fonction de la vitesse de déformation.

L'extrapolation du seuil d'écoulement plastique aurait très bien pu se faire avec une loi de comportement de type G'sell-Jonas [4] plus précise, mais il faut garder à l'esprit que cette extrapolation est faite dans le but d'obtenir des valeurs du seuil d'écoulement plastique pour des vitesses de déformation accessibles en essais de rayure et pas par les essais de compression. Ces valeurs de seuil d'écoulement plastique serviront principalement à normer la pression vraie de contact obtenue en faisant le rapport force normale sur aire vraie de contact entre la pointe et la surface, dans un essai de rayure. L'intérêt de cette démarche est

simplement de permettre d'évaluer le taux de plasticité dans la nature de la réponse du contact.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 4

- [1] B. NI, A. Le Faou, Journal of Materials Science, **31** (1996) 3955.
- [2] C. Pistor, K. Freirich, Journal of Applied Polymer Science, **66** (1997) 1985.
- [3] B. Briscoe, E. Pelillo, F. Ragazzi, S. Sinha, Polymer, **39** (1998) 2161.
- [4] C. G'sell, J-J. Jonas, J. Mater. Sci., **14** (1979) 583.

CHAPITRE 5

ANALYSE MECANIQUE

CHAPITRE 5 : ANALYSE MECANIQUE

INTRODUCTION	65
1. ANALYSE DE L'AIRES DE CONTACT	65
1.1. Définition de la dimension du contact	67
1.2. Définition de la forme du contact	68
1.3. Transitions plastique-élastoplastique-élastique	68
2. PRESSION DE CONTACT	72
2.1. Pression et température	72
2.2. Courbe maîtresse de pression	75
2.3. Corrélation entre pression et module d'Young.....	76
3. EVOLUTION DU RETOUR ELASTIQUE	77
3.1. Retour élastique décrit par l'angle de retour de sillon.....	77
3.2. Retour élastique décrit par le rapport a_r / a_f	81
4. MODELES RHEOLOGIQUES	82
4.1. Prise en compte de la viscoélasticité	84
4.2. Amélioration du modèle d'évolution du rapport a_r / a_f	85
5. EVOLUTION DE LA PRESSION SUR LE SEUIL D'ECOULEMENT PLASTIQUE	87
6. TEMPS DE RECOUVRANCE	89
6.1. Evaluation du temps de recouvrance	89
6.2. Estimation du temps de recouvrance	91
6.3. Temps de contact	92
CONCLUSIONS	92
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 5	93

INTRODUCTION

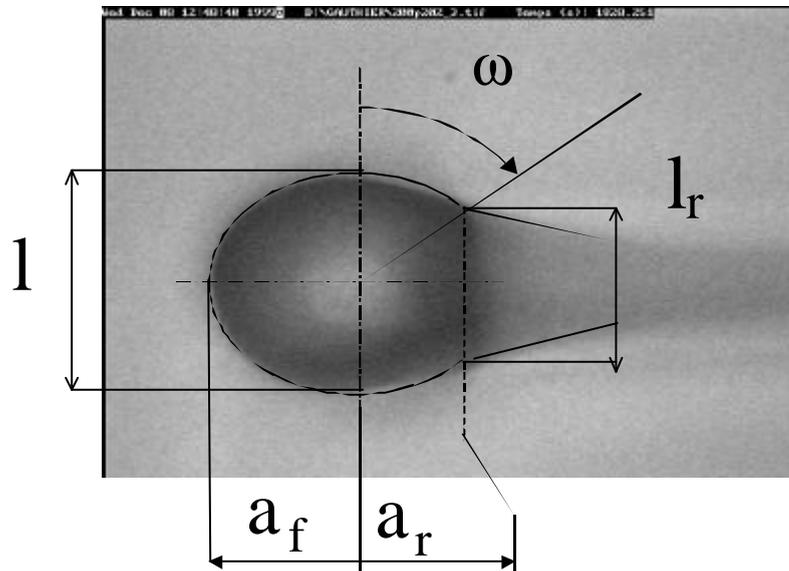
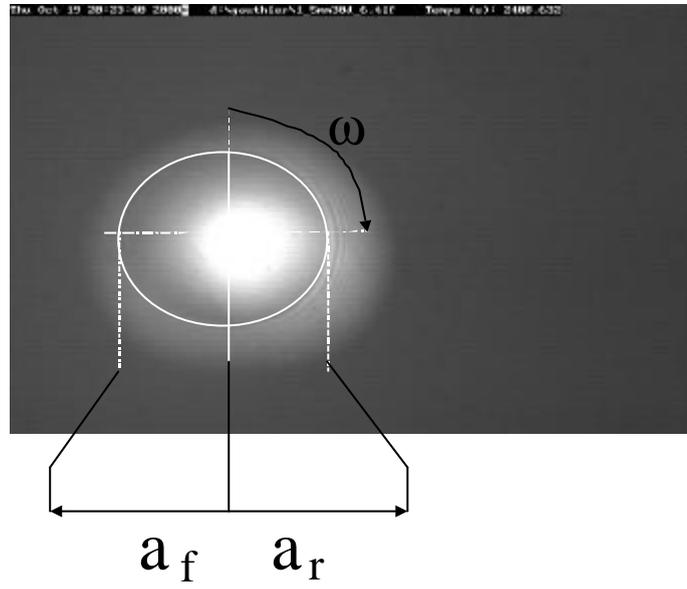
Ce chapitre est consacré à l'analyse mécanique des grandeurs mesurées lors des essais de glissement-rayure. La géométrie de contact qui traduit la nature de la réponse du contact sera dans un premier temps examinée. L'évolution de la pression de contact et de la pression de contact normée par le seuil d'écoulement plastique permettront de situer la nature de la réponse du contact et ainsi de donner un critère pour déterminer si la trace laissée par une pointe en essai de glissement-rayure est une rayure ou un glissement. Enfin dans un troisième temps une étude des temps de relaxation sera présentée.

On peut rappeler que le coefficient numérique 0.2 utilisée dans les relations permettant d'évaluer les niveaux de déformations vu au chapitre 3 à savoir $\bar{\epsilon} = 0.2 \tan \mathbf{b}$ pour une pointe conique d'angle d'attaque \mathbf{b} et $\bar{\epsilon} = 0.2 a/R$ pour une pointe sphérique de rayon de courbure R , est une valeur approximative issue d'un ajustement de données expérimentales sur des réponses plastiques. Ce coefficient numérique est tout à fait discutable. Néanmoins le but de ce chapitre est d'avoir une estimation des niveaux de déformation afin d'analyser la forme et l'étendue des contacts pour voir les effets de la viscoplasticité et de la viscoélasticité.

1. ANALYSE DE L'AIRE DE CONTACT

Le dispositif expérimental d'essai de rayure développé au laboratoire détaillé au chapitre 4 ou dans Gauthier et Schirrer [1] permet de générer des rayures à vitesse variable par palier de vitesse sur 4 décades. Des capteurs mesurent les forces tangentielles et normales lors de l'essai. Un dispositif de vision *in-situ* permet d'analyser l'aire réelle de contact entre la pointe rigide et la surface de l'échantillon. Les propriétés optiques des polymères utilisés font que l'observation de l'aire réelle de contact pendant la rayure est possible par transparence.

L'analyse de l'aire réelle de contact n'est pas aisée. On a vu au chapitre 3 que le contact entre une pointe rigide en mouvement sur la surface d'un polymère peut être élastique, générer un sillon viscoélastique, un glissement élastoplastique ou une rayure plastique (Figure 5.1). Ces différentes natures de réponse seront mis en évidence par l'analyse de l'image du contact. Le contact entre la pointe et la surface de polymère se traduit par une forme et une dimension différente selon les conditions d'essais, comme la température, la vitesse, la géométrie de la pointe ou de la loi de comportement du polymère (plasticité avec ou sans écrouissage, étendue du domaine élastique,...).



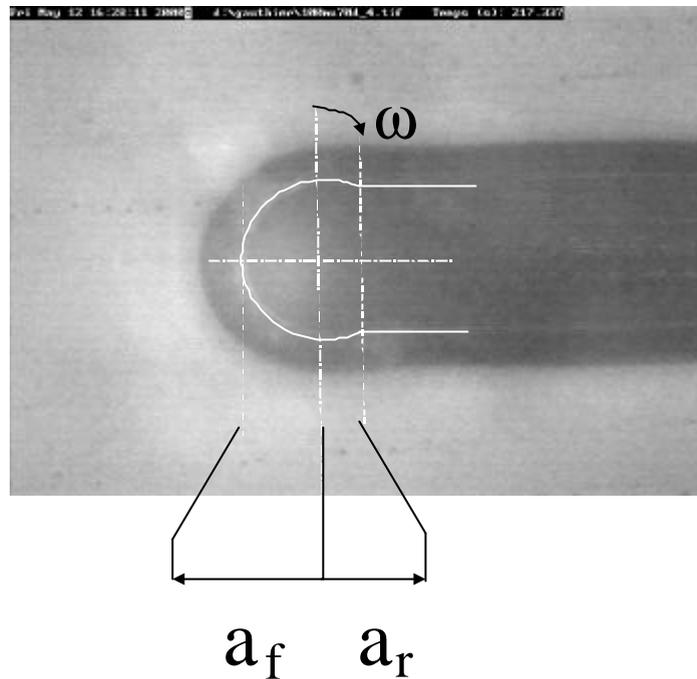


Figure 5.1 : photographies des aires réelles de contact dans le cas d'une réponse élastique, viscoélastique et viscoplastique, la largeur de l'image est de 520 microns.

1.1. Définition de la dimension du contact

Les dimensions du contact sont les paramètres les plus simples à évaluer. On se reportera à la figure 5.1 pour visualiser les différentes longueurs de contact. On définit tout d'abord la largeur de la tête du contact (l). Cette largeur va permettre d'évaluer la vitesse de déformation définie au chapitre 3 comme le rapport largeur de contact (ou largeur de rayure) sur la vitesse de glissement. Le rayon de contact (a) utilisé pour évaluer la déformation moyenne dans le contact vu au chapitre 3 correspond à la demi largeur de la tête de contact soit :

$$a = l/2 \quad (5.1)$$

On définit ensuite la largeur de l'arrière du contact (l_r) qui sera utilisée pour l'analyse de la forme du contact. L'aire réelle de contact est la somme de l'aire frontale (demi-disque de rayon a_f) et d'une aire dorsale (demi-disque de rayon a_r tronquée de la partie arrière). Le modèle rigide parfaitement plastique de Tabor [2] vu au chapitre 2, suppose que seule l'aire frontale (a_f) est prise en compte dans le calcul de la dureté.

1.2. Définition de la forme du contact

Notre dispositif expérimental permet de montrer [3] que la rayure des surfaces de polymères est accompagnée d'un relâchement élastique qui recouvre une partie du contact dorsal (voir Figure 5.1). Ce retour peut être défini de deux manières différentes équivalentes au 1^{er} ordre :

1) par le rapport aire dorsale sur aire frontale (a_r/a_f). Lorsque que le rapport a_r/a_f tend vers 1, α est de l'ordre de α ce qui signifie que le contact est symétrique et qu'on a un glissement élastique. Lorsque que le rapport a_r/a_f tend vers 0, (a_r est nul) on se trouve dans le cas d'une rayure plastique (comme le suppose Tabor pour évaluer son coefficient de frottement de déformation pour les matériaux rigide parfaitement plastique).

2) par la définition d'un angle de retour de sillon noté w . Cet angle est défini à partir des dimensions du contact par la relation :

$$\tan w = \frac{a_r}{l_r/2} \quad (5.2)$$

Lorsque l'angle de retour tend vers $\pi/2$ on a un glissement élastique, et lorsqu'il tend vers 0 on a une rayure plastique.

L'angle de retour de sillon ou le rapport des rayons de contacts permettent de traduire la nature de la réponse du contact. La réalité des contacts lors d'un essai de glissement-rayure sur un polymère tend difficilement vers les conditions limites notamment lorsque l'angle de retour est nul. Lorsque le contact est viscoélastique, les deux descriptions ne sont plus tout à fait équivalentes, on peut avoir le rapport a_r/a_f tendant vers 1 et l'angle de retour légèrement inférieur à $\pi/2$

1.3. Transitions plastique-élastoplastique-élastique

Dans ce paragraphe nous allons introduire les différentes réponses observées pour deux polymères types : le PMMA polymère au comportement assimilable à un élastoplastique et le CR39 qui présente un comportement particulier. La Figure 5.2 présente des courbes de compression à 20°C et pour une vitesse de déformation de $10^{-4} s^{-1}$ du PMMA, du CR39 ainsi que du MR6. La courbe de compression du CR39 montre que ce matériau à un comportement de matériau hyper élastique (lors de la fin de la décharge du cycle la déformation résultante est de l'ordre de la moitié de la déformation maximale) avec durcissement du plateau de plasticité. Le PMMA et le MR6 ne présentent pas cette caractéristique lors de la fin de la décharge.

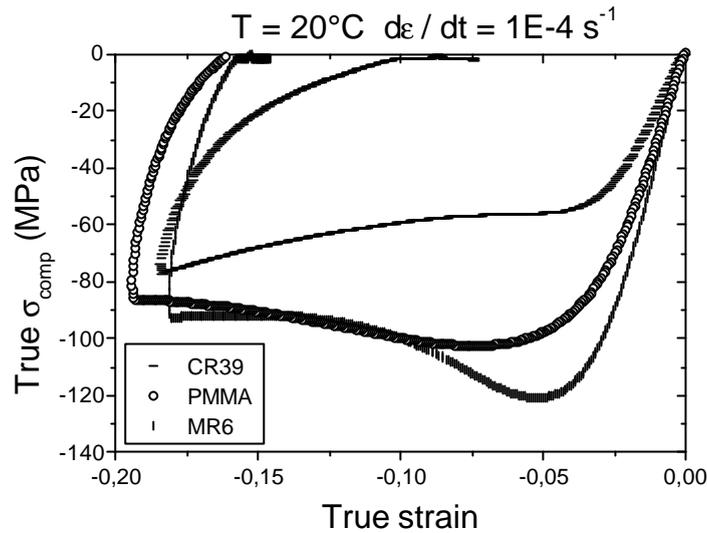


Figure 5.2 : courbes de compression à 20°C et pour une vitesse de déformation de 10^{-4} s^{-1} du CR39, du PMMA et du MR6.

L'analyse de l'évolution de la pression de contact normée permet de prédire pour une déformation connue la réponse d'un polymère. La déformation dans le contact est liée au rapport largeur de contact sur le rayon de courbure de la partie sphérique de la pointe (lorsque l'enfoncement est faible). Cette déformation est facilement ajustable en utilisant des pointes de différents rayons de courbure et ou en faisant varier la force normale appliquée (ou la vitesse de glissement et la température). La Figure 5.3 illustre les transitions que l'on observe pour du PMMA à 100°C avec une bille de 200 microns à charge constante. L'augmentation de la vitesse de glissement permet de diminuer la largeur de contact et donc la déformation moyenne. La Figure 5.4 illustre les transitions que l'on observe pour le CR39 à vitesse constante de $3.5 \cdot 10^{-2} \text{ mm/s}$ entre -50 et +100°C avec une bille de 200 microns à charge constante. Les transitions élastique-élastoplastique et élastoplastique-plastique ne sont pas présentes comme pour le PMMA. A haute température la déformation moyenne est très importante due à une largeur de contact importante mais élastique.

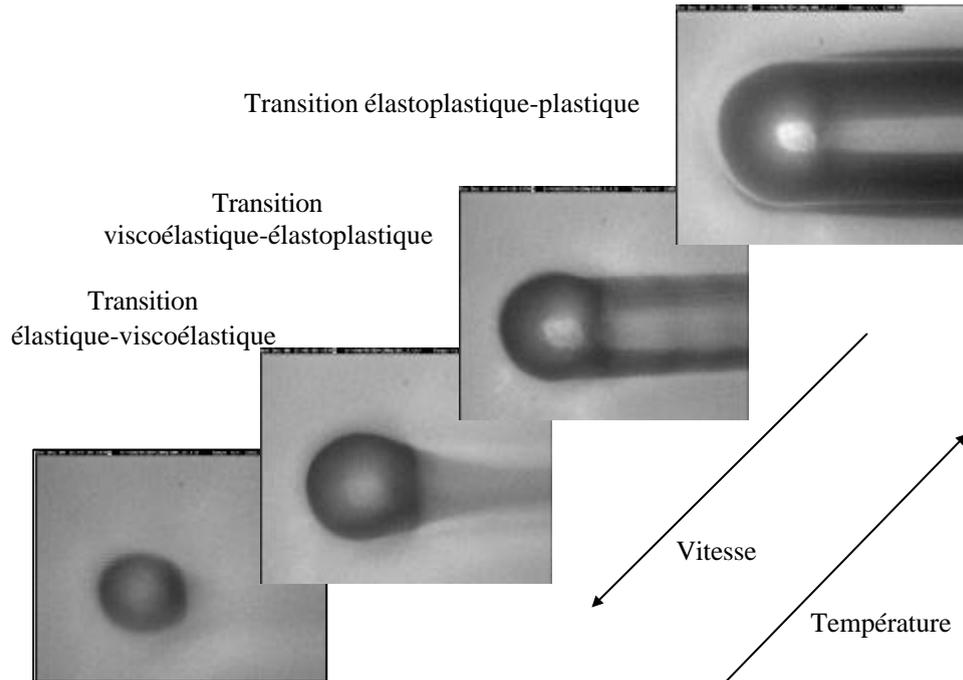


Figure 5.3 : transitions plastique-élastoplastique, élastoplastique-viscoélastique et viscoélastique-élastique rencontrées en essai de rayure sur le PMMA, obtenues en essai de glissement-rayure avec une pointe sphérique de 200 microns.

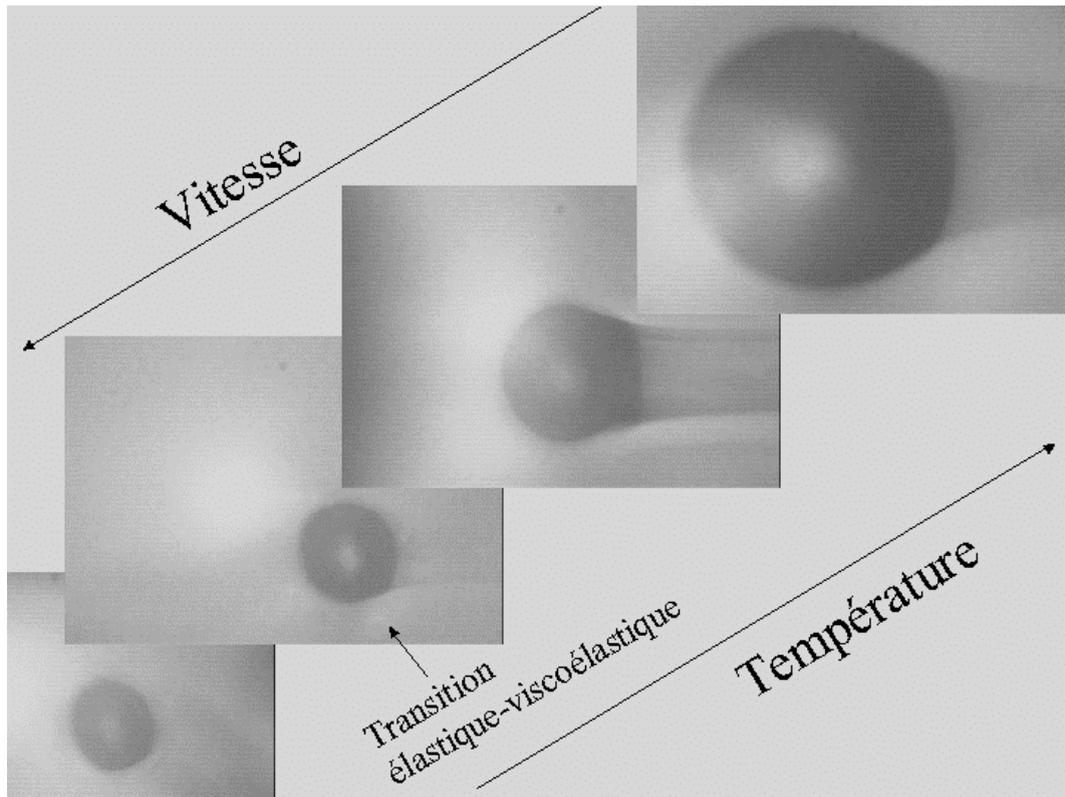


Figure 5.4 : transition viscoélastique-élastique rencontrées en essai de rayure sur le CR39. De la gauche vers la droite : $T=-40^{\circ}\text{C}$, $T=0^{\circ}\text{C}$, $T=40^{\circ}\text{C}$ et $T=80^{\circ}\text{C}$. les images ont été obtenues en essai de glissement-rayure avec une pointe sphérique de 200 microns.

La Figure 5.5 présente les différents comportements contrainte-déformation des deux polymères pour compléter les schématisations du chapitre 1. Le PMMA à un comportement élastoplastique « classique » (schéma de gauche). Le schéma de droite correspond à un comportement élastoplastique écrouissable. Le schéma du bas correspond à un comportement élastoplastique fortement écrouissable comme on pourrait le rencontrer dans un vernis anti-rayure.

L'analyse des transitions montre que la déformation dépend de la loi de comportement du matériau. Plus un matériau à un comportement avec durcissement du plateau de plasticité (comme le CR39) plus la déformation s'étend sur un grand volume. Le comportement de type hyper élastique symétrise le contact ce qui entraîne une chute de la pression de contact. Ce comportement est aussi à l'origine de la faible présence voir de la non-existence de bourrelets frontaux.

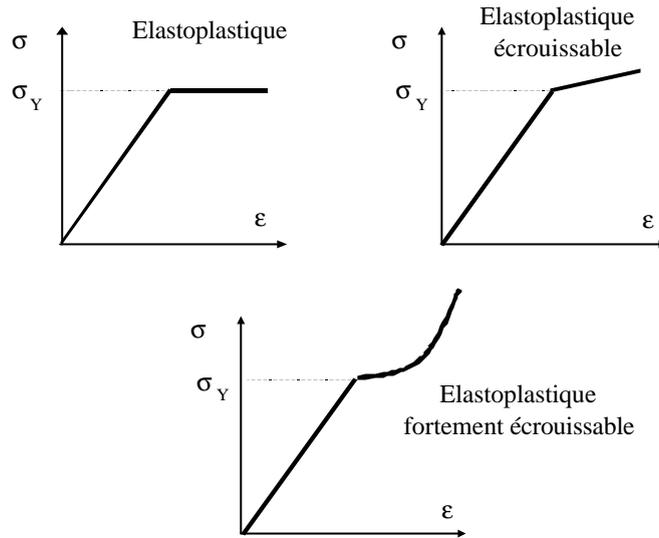


Figure 5.5 : schématisation des comportements contrainte-déformation.

2. PRESSION DE CONTACT

2.1. Pression et température

La pression vraie moyenne de contact est définie par le rapport de la charge normale appliquée sur l'aire de contact. On fait l'hypothèse (chapitre 4) que la pression de contact dépend du niveau de déformation de la charge normale de la température et des propriétés intrinsèques du matériau.

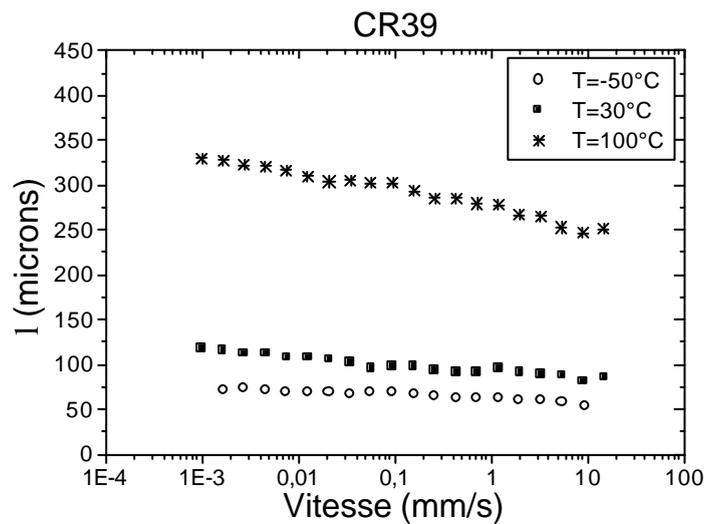


Figure 5.6 : évolution de la largeur de contact en fonction de la vitesse de glissement dans un essai de rayure glissement avec une pointe de 100 microns et une charge appliquée de 1 N.

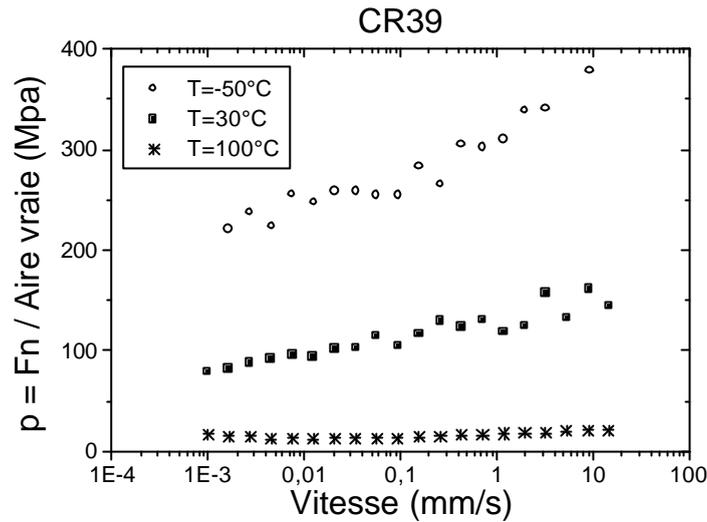


Figure 5.7 : évolution de la pression de contact en fonction de la vitesse de glissement dans un essai de rayure glissement avec une pointe de 100 microns et une charge appliquée de 1 N.

La Figure 5.6 présente l'évolution de la largeur de contact obtenue lors d'un essai de glissement-rayure sur du CR39 avec une pointe sphérique de 100 microns et une charge appliquée de 1 Newton. La longueur de contact décroît avec la température et avec la vitesse. La connaissance des dimensions du contact permet d'évaluer l'aire vraie de contact pour ainsi calculer la pression vraie de contact. L'évolution de la pression vraie de contact en fonction de la vitesse du CR39 est présentée Figure 5.7 pour trois températures. Lorsque la vitesse de glissement augmente, la viscoélasticité entraîne une baisse de l'aire de contact et une augmentation de la pression de contact (à charge constante). On peut associer à la vitesse de déformation ($\dot{\epsilon}$) évaluée par le rapport largeur de contact sur vitesse de glissement, une fréquence (f) :

$$f \equiv \dot{\epsilon} \quad (5.3)$$

En se plaçant à fréquence constante, on peut alors tracer l'évolution de la pression vraie de contact en fonction de la température. La Figure 5.8 présente l'évolution de la pression vraie de contact en fonction de la température pour différentes vitesses de déformation. L'évolution de la pression présente une discontinuité vers 70°C qui correspond à la transition α du polymère.

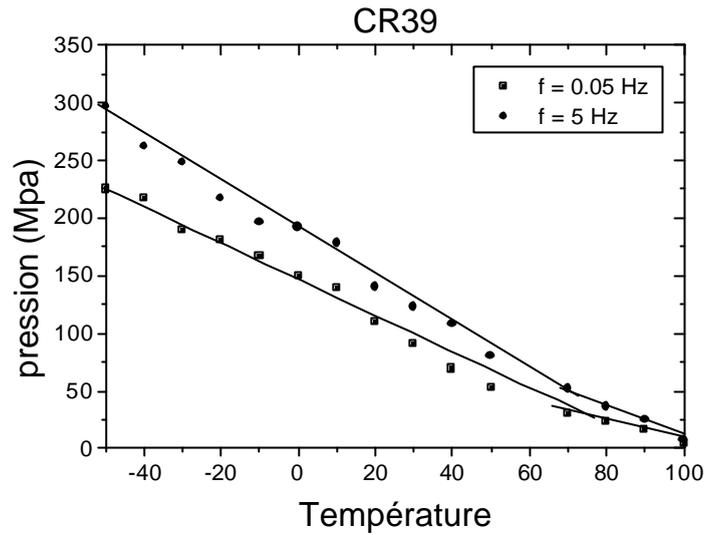


Figure 5.8 : évolution de la pression de contact en fonction de la température. Lors d'un essai avec une pointe sphérique de 100 microns et une charge de 1 Newton.

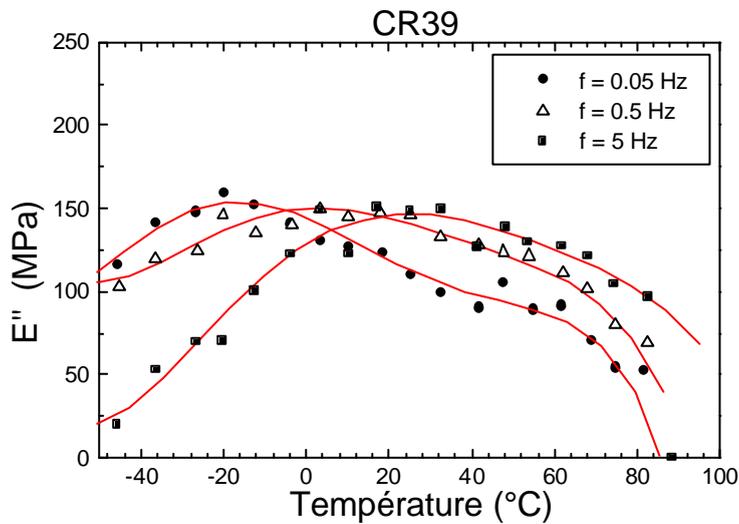


Figure 5.9 : évolution du module de perte obtenu par spectrométrie mécanique en fonction de la température pour 3 fréquences d'essais.

La Figure 5.9 présente l'évolution du module de perte E'' du CR39 obtenu par spectrométrie mécanique (voir chapitre 4) en fonction de la température. Le module de perte présente un pic entre -20°C et 20°C qui se décale selon la fréquence d'essai. Ces pics correspondent vraisemblablement à la transition b du CR39.

2.2. Courbe maîtresse de pression

A partir des décalages temps température obtenus sur un diagramme d'Arrhénius [4] (Figure 5.10), on peut tracer une courbe maîtresse de pression vraie moyenne de contact à une température de référence de 20°C et à une pression de référence de 200 Mpa. Le franchissement des transitions fait apparaître des ruptures de pentes dans le diagramme d'Arrhenius, notamment pour le passage de la transition vitreuse. Au-delà de la transition vitreuse les processus ne sont plus de type arrhennien, le facteur de translation suit une loi WLF [5]. On en déduit une énergie et un volume d'activation du processus. La Figure 5.11 montre l'évolution de la courbe maîtresse de pression vraie de contact du CR39. Cette courbe maîtresse fait apparaître une énergie d'activation de l'ordre de 120 kJ/mol et un volume d'activation de l'ordre de 0.36 nm³. La transition correspondant à la transition vitreuse est située aux alentours de 10⁻⁶ s⁻¹ pour la température de référence de 20°C.

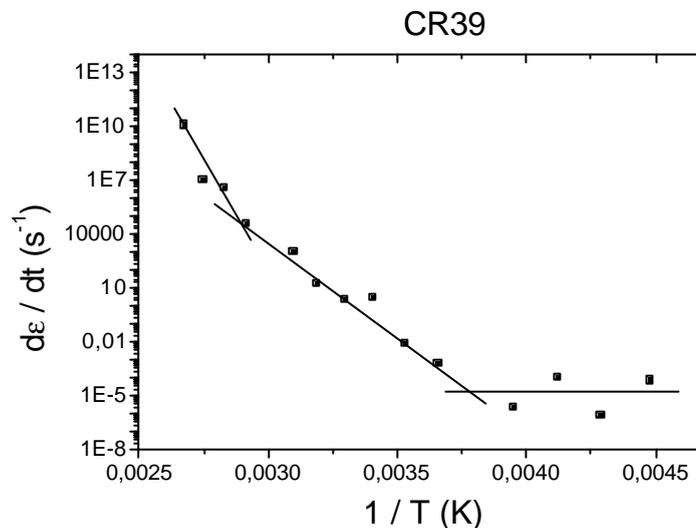


Figure 5.10 : diagramme d'Arrhénius obtenu en essai de glissement-rayure avec une pointe sphérique de 100 microns et une charge appliquée de 1N.

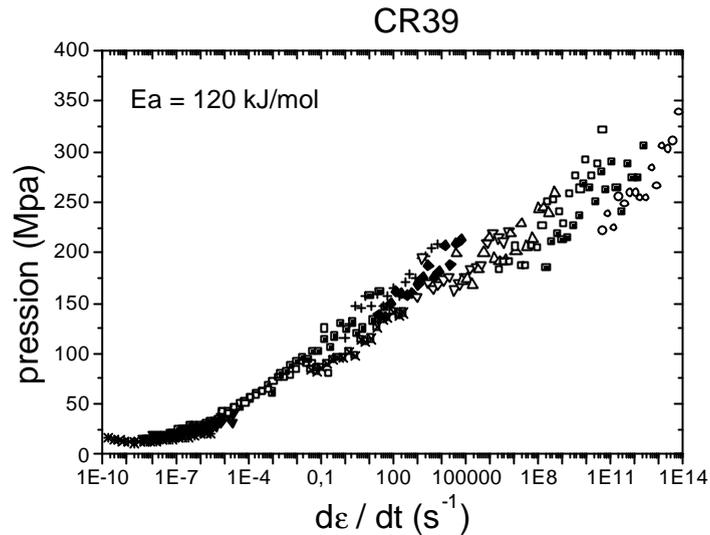


Figure 5.11 : courbe maîtresse de pression entre -50°C et 100°C .

2.3. Corrélation entre pression et module d'Young

L'évolution du module d'Young E' obtenu par spectrométrie mécanique (voir chapitre 4) en fonction de la température est présentée Figure 5.12 pour trois fréquences. Le module chute lorsque la température augmente. On constate aux alentours de 70°C que le module E' atteint une valeur asymptotique traduisant le passage de la transition vitreuse. Au-delà de la transition vitreuse, il y a peu de mesures car le module élastique devient faible et les échantillons cassent lorsqu'on impose la déformation nominale.

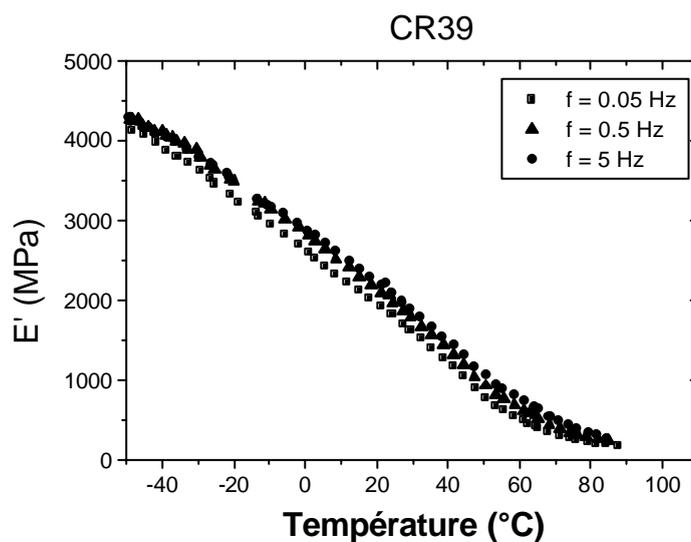


Figure 5.12 : évolution du module d'Young en fonction de la température obtenu par spectrométrie mécanique.

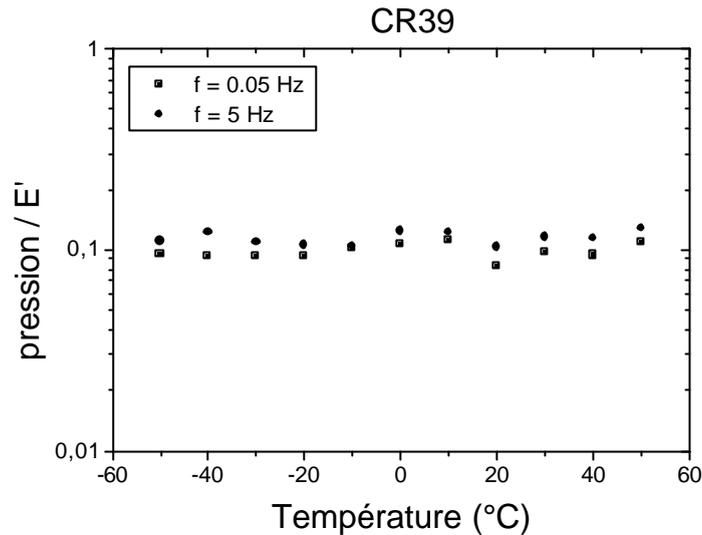


Figure 5.13 : évolution du rapport pression de contact sur module d'Young en fonction de la température pour 2 fréquences d'essais.

La Figure 5.13 présente l'évolution du rapport pression vraie sur module d'Young du CR39 en fonction de la température pour deux fréquences pour une réponse viscoélastique. La Figure 5.13 montre que la pression vraie de contact évolue de la même façon que le module d'Young du polymère. On observe que le rapport pression vraie sur module d'Young est constant. Lors de ces essais de glissement-rayure, la forme du contact reste identique dans la gamme de température (-60°C 60°C) ce qui signifie que la nature de la réponse du contact est identique. De ce fait l'évolution de l'aire de contact (qui permet de calculer la pression vraie de contact) est liée au module E' , ainsi le rapport pression sur module E' est constant pour ces conditions expérimentales qui génèrent une réponse quasi élastique.

En résumé la pression de contact est imposée par les propriétés massiques et est fonction des conditions d'essais (temps température). De plus si la forme de contact ne varie pas le rapport pression de contact sur module E' ne varie pas en fonction de la température.

3. EVOLUTION DU RETOUR ELASTIQUE

3.1. Retour élastique décrit par l'angle de retour de sillon

On a vu qu'on pouvait traduire la nature de la réponse du contact ou le relâchement élastique qui recouvre une partie du contact dorsal par la prise en compte d'un angle de retour de sillon w . Cet angle est évalué à partir de l'analyse des images de contact à l'aide de la relation (5.2).

On représente sur la Figure 5.14 l'évolution de l'angle de retour du CR39 pour 2 vitesses de glissement en fonction de la température, obtenu lors d'un essai de glissement-rayure effectué avec une pointe sphérique de rayon de courbure de 100 microns. Sur cette même figure

l'évolution du facteur de perte mesuré par spectrométrie mécanique est donnée. On observe tout d'abord entre -50 et 0°C une absence d'évolution de l'angle de retour de sillon w . Ensuite l'angle décroît entre 0 et $+60^{\circ}\text{C}$ au passage de la transition b , avant que le facteur de perte n'atteigne la transition a . Enfin l'angle de retour w augmente et tend vers $p/2$ après 60°C . Lorsque la température croît et s'approche de T_g , l'influence du module dissipatif augmente et le relâchement élastique devient retardé ; de fait le rapport aire de contact dorsal sur aire de contact frontale diminue. La Figure 5.15 présente les images d'aire vraie de contact correspondant aux trois zones d'évolution de l'angle de retour de sillon w . Sur l'image de gauche la température est de -20°C , sur l'image du milieu la température est de 50°C et sur l'image de droite la température est de 70°C .

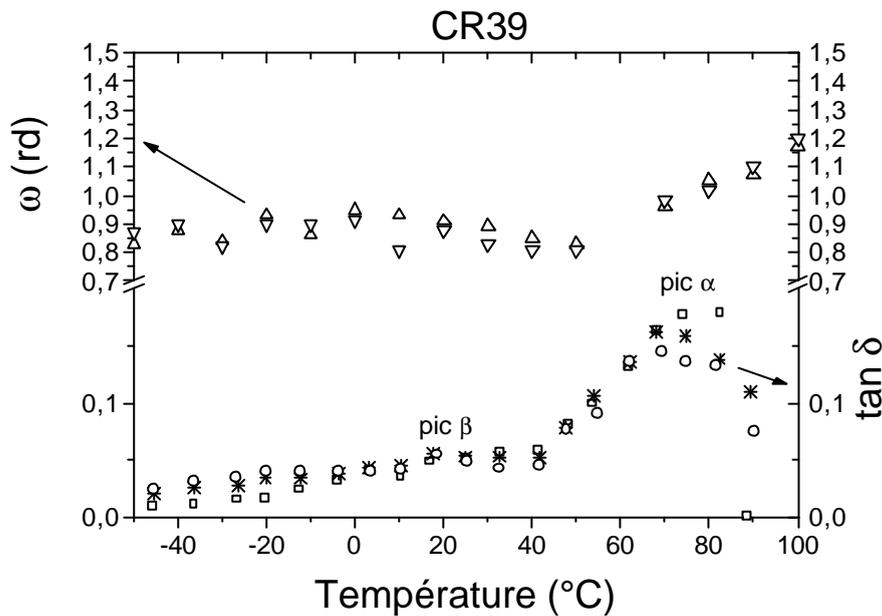


Figure 5.14 : évolution de l'angle de retour de sillon w et du facteur de perte $\tan \delta$ en fonction de la température. $v = 150 \text{ mm/s}$, $\nabla v = 12 \text{ mm/s}$, $? f = 0.05 \text{ Hz}$, $* f = 0.5 \text{ Hz}$ et $O f = 5 \text{ Hz}$.

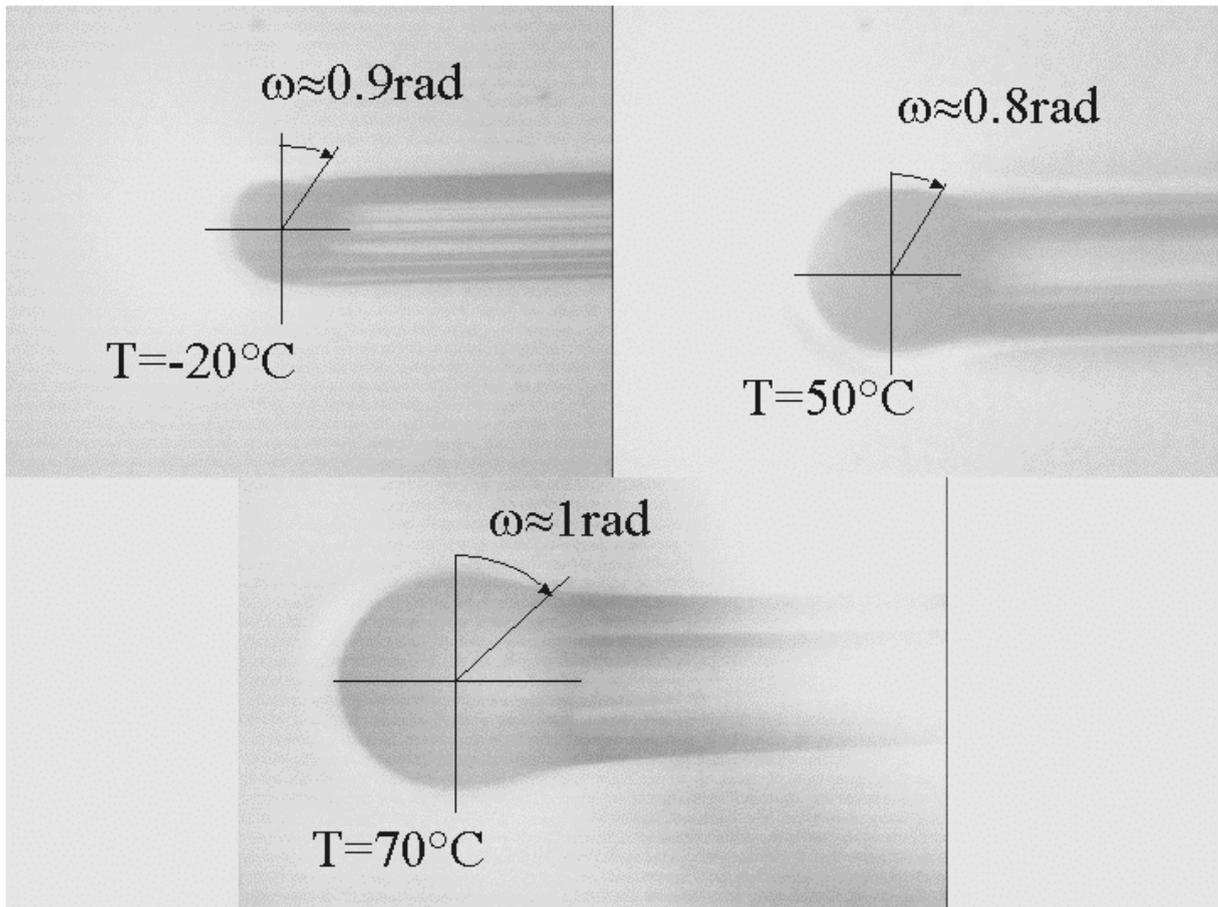


Figure 5.15 : images de l'aire vraie de contact du CR39 dans les trois zones de la Figure 5.14, obtenues en essai de glissement-rayure avec une pointe sphérique de 100 microns et une charge appliquée de 1 newton.

En conclusion : On a vu au paragraphe précédent qu'à forme de contact constant le rapport pression de contact sur module E' est constant. On vient de montrer que la forme du contact est liée aux pics **a** et **b** du polymère. Ainsi les propriétés massiques du polymère contrôlent la forme et l'étendue de la géométrie de contact.

L'utilisation de pointes sphériques de différents rayons de courbure permet de jouer sur le niveau de déformation dans le contact, et ainsi de balayer une grande zone de déformation qui serait difficilement accessible en modifiant seulement la température ou la vitesse de déformation. La Figure 5.16 représente l'évolution de l'angle de retour de sillon w du CR39 en fonction du niveau de déformation moyen calculé à l'aide de la relation (3.1) $\bar{\epsilon} = 0.2 a/R$. Les niveaux de déformation sont imposés par la géométrie des pointes. L'évolution de l'angle de retour est donnée pour différentes températures et vitesses de déformation. La Figure 5.16 montre que globalement lorsque la déformation augmente le contact se dissymétrise. L'augmentation de la déformation augmente le taux de plasticité dans le contact ce qui favorise l'apparition d'une rayure viscoplastique, d'où une diminution de l'angle de retour de sillon.

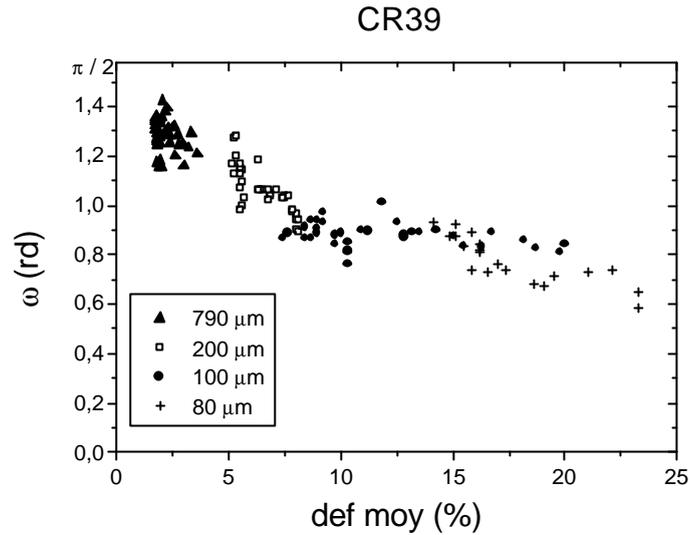


Figure 5.16 : évolution de l'angle de retour de sillon du CR39 en fonction de la déformation moyenne dans le contact pour différentes géométries de pointes.

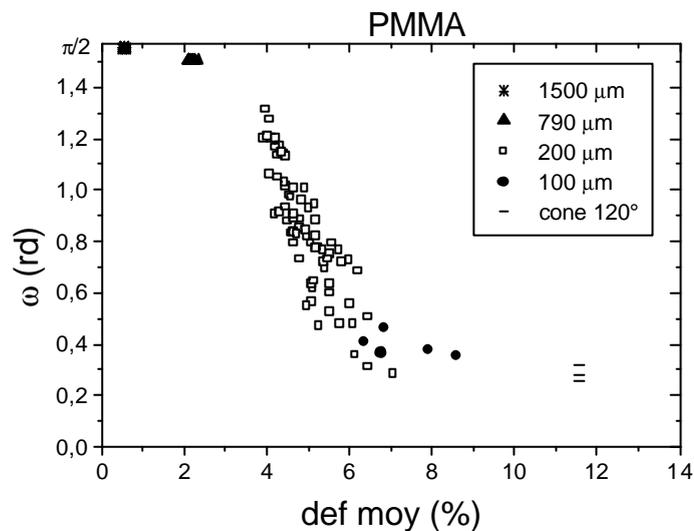


Figure 5.17 : évolution de l'angle de retour de sillon du PMMA en fonction de la déformation moyenne dans le contact pour différentes géométries de pointes.

La Figure 5.17 représente l'évolution de l'angle de retour de sillon w du PMMA en fonction du niveau de déformation moyen. La Figure 5.17 montre que globalement lorsque la déformation augmente l'angle de retour de sillon décroît de $\pi/2$ pour atteindre une valeur limite de 0.2 radian, que l'on peut comparer au CR39 où cette limite est plutôt de l'ordre de 0.8 radian pour un niveau de déformation équivalent de 12%.

3.2. Retour élastique décrit par le rapport a_r/a_f

Le rapport aire dorsale sur aire frontale a_r/a_f comme on l'a vu au paragraphe 1.2 traduit la nature de la réponse du contact. L'analyse de l'aire réelle de contact permet d'évaluer ces rapports. L'évolution du rapport a_r/a_f en fonction de la déformation moyenne évaluée à partir de la relation $\bar{e} = 0.2 a/R$ ou $\bar{e} = 0.2 a/\sqrt{R^2 - a^2}$ le cas échéant dépend du taux de plasticité dans le contact. La nature de la réponse va modifier la valeur du rapport.

La Figure 5.18 présente l'évolution du rapport a_r/a_f en fonction de la déformation moyenne du CR39. Le rapport a_r/a_f évolue entre 1 et 0.8 confirmant ainsi l'évolution de l'angle de retour de sillon, ainsi que le caractère difficilement rayable de ce polymère. Ces évolutions montrent que le CR39 est un polymère au comportement non standard. Une étude sur un polymère modèle tel que le PMMA est souhaitable et plus aisée.

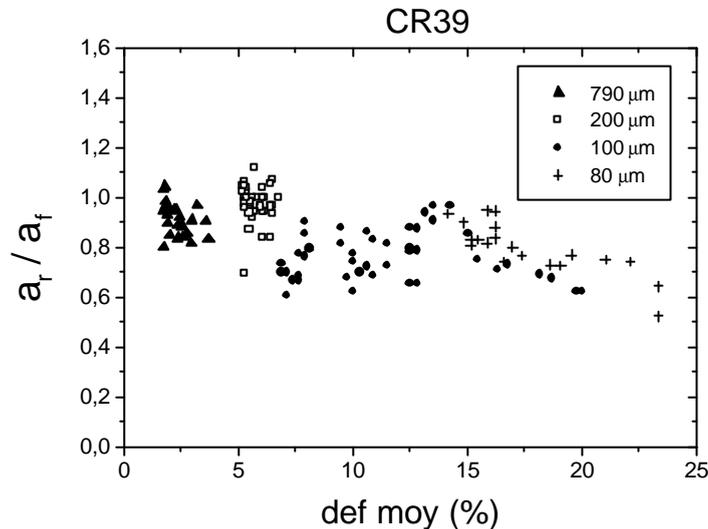


Figure 5.18 : évolution du rapport a_r/a_f en fonction de la déformation moyenne.

La Figure 5.19 présente l'évolution du rapport a_r/a_f du PMMA en fonction de la déformation moyenne. Les données ont été obtenues en essai de glissement-rayure à diverses températures et vitesses de déformation pour différentes géométries de pointes (rayon de courbure des billes). Pour les faibles déformations inférieures à 4% le rapport a_r/a_f est proche de 1, le contact est complètement symétrique on s'approche ainsi de la valeur théorique pour laquelle $a_r/a_f = 1$ pour une réponse parfaitement élastique. Entre 4.5 et 6% de déformation moyenne le rapport a_r/a_f chute fortement, le taux de plasticité dans le contact augmente ce qui a pour effet de dissymétriser le contact. Pour les grandes déformations supérieures à 6% le contact devient plastique, on a apparition d'une rayure plastique. Le retour dorsal a_r tend vers 0 dans le cas où le module devient infiniment grand.

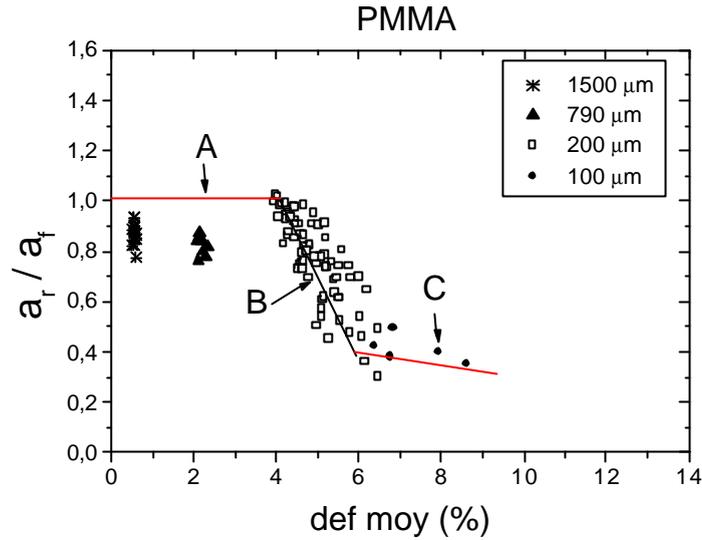


Figure 5.19: évolution du rapport a_r / a_f en fonction de la déformation moyenne.

4. MODELES RHEOLOGIQUES

Un modèle d'élastoplasticité peut être utilisé pour prédire l'évolution du rapport a_r / a_f . Le modèle est décomposé en trois zones de réponse du contact en référence aux différents domaines de déformations lors d'un essai de glissement-rayure. La première zone A correspond au domaine élastique, la deuxième zone B correspond au domaine élastoplastique et enfin la troisième zone C correspond au domaine plastique. Ces domaines sont fléchés sur la Figure 5.19.

Domaine A : dans la zone de réponse élastique le contact est symétrique et le rapport a_r / a_f vaut 1 :

$$a_r / a_f = 1 \tag{5.4}$$

Domaine C : dans la zone de réponse plastique le rapport pression sur seuil d'écoulement plastique est constant [6][7], soit :

$$p_m \approx c \mathbf{S}_Y = \frac{F_n}{\mathbf{p} a_f^2} \tag{5.5}$$

Pour une pointe conique, en élasticité la relation entre la charge normale et le rayon de contact (a_{eq}) donné par Sneddon [8] est :

$$F_n = \frac{E \tan \mathbf{b}}{2(1-\mathbf{u}^2)} \mathbf{p} a_{eq}^2 \quad (5.6)$$

Pour modéliser le comportement élastoplastique on ajoute en parallèle un ressort et un patin puis en série un autre ressort aux quels sont associés les forces normales F_n données par les relations (5.6) et (5.5).

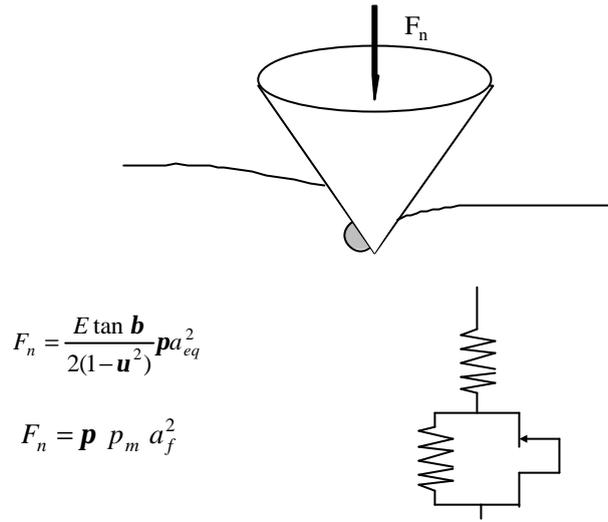


Figure 5.20 : schématisation du contact élastoplastique sous la pointe par association de deux ressorts et d'un patin.

Des relations (5.5) et (5.6) on en déduit que :

$$a_{eq} = \sqrt{\frac{2c \mathbf{s}_Y \tan \mathbf{q}}{E^*}} a_f \quad (5.7)$$

Où \mathbf{q} représente le demi-angle du cône de la pointe et \mathbf{b} l'angle d'attaque du cône, donc $\tan \mathbf{q} = 1 / \tan \mathbf{b}$. a_{eq} est le rayon de contact équivalent qui assure la continuité de F_n dans une association en série des raideurs dans le cas élastique et plastique.

Donc dans la zone plastique le rapport a_r / a_f est modélisé par la relation :

$$a_r / a_f = \sqrt{2c \tan \mathbf{q} \frac{\mathbf{s}_Y}{E^*}} \quad (5.8)$$

Dans le cas des petits enfoncements (enfoncement dans la partie sphérique de la pointe $\bar{e} \propto a/R$) on remplace $\tan \mathbf{q} = 1/\tan \mathbf{b} \propto 1/\bar{e}$ par R/a tant que $a < 0.1 R$.

Domaine B : l'influence du taux de plasticité sur le rapport a_r/a_f est fonction du seuil d'écoulement plastique de la géométrie de la pointe et des données matériau. On peut ainsi modéliser cette influence par la relation [3] (5.8). Dans la zone élastoplastique le rapport a_r/a_f doit tendre vers 1 pour les déformations voisine du début de zone soit $e_e = 4.5\%$. Par contre le rapport a_r/a_f doit tendre vers la relation (5.8) pour les déformations voisines de la fin de zone soit $e_p = 6\%$. On propose ainsi de modéliser le rapport a_r/a_f par la relation :

$$a_r/a_f = 1 - \left(1 - \sqrt{2c \tan \mathbf{q} \frac{S_Y}{E^*}} \right) \frac{\bar{e} - e_e}{e_p - e_e} \quad (5.9)$$

Sur la Figure 5.19 sont représentés les 3 modèles proposés d'évolution du rapport a_r/a_f . La figure permet de comparer les modèles aux données expérimentales. On constate tout d'abord que pour les faibles déformations (domaine élastique) les valeurs expérimentales sont légèrement inférieures au modèle A du domaine élastique. Les modèles ne prennent en fait pas en compte la viscoélasticité du matériau, qui se traduit par une symétrie du contact non parfaite. Le modèle B semble bien décrire le comportement dans le domaine élastoplastique, cependant il nécessite la connaissance des niveaux de déformations où apparaissent le début du domaine élastoplastique (e_e) et le début du domaine plastique (e_p). Enfin le modèle C reproduit sensiblement les données expérimentales. Le PMMA a un comportement assez proche d'un matériau élastoplastique, donc une décomposition série est réaliste.

4.1. Prise en compte de la viscoélasticité

Moore [9] propose un modèle pour décrire l'asymétrie d'un contact sphérique sur un plan viscoélastique. La viscoélasticité est modélisé par un modèle rhéologique de type Voigt. Le modèle de Moore a permis d'expliquer que selon la vitesse de roulement d'une bille sur une résine d'époxy [10] on a apparition d'une asymétrie à l'arrière du contact. L'asymétrie disparaît lorsque la vitesse devient très importante. Le modèle de Moore prend en compte le caractère viscoélastique des matériaux en reliant le rapport a_r/a_f à la tangente de l'angle de perte $\tan \mathbf{d}$ (facteur de perte). La relation de Moore est basée sur la résolution de l'équation où la pression s'annule soit $p(x = a_r) = 0$. La solution conduit à :

$$a_r/a_f = \sqrt{1 + \tan^2 \mathbf{d}} - \tan \mathbf{d} \quad (5.10)$$

Pour un matériau parfaitement élastique ($E''=0$) on a $\tan \mathbf{d} = 0$, $a_r/a_f = 1$ le contact est parfaitement symétrique.

4.2. Amélioration du modèle d'évolution du rapport a_r / a_f

Dans ce paragraphe, nous proposons d'inclure dans le modèle d'évolution du rapport a_r / a_f la viscoélasticité à partir de la relation de Moore (5.10). Cette amélioration du modèle devrait permettre de décrire plus finement cette évolution.

Domaine Ac : Le caractère viscoélastique du modèle d'évolution est pris en compte par la relation (5.10) du modèle de Moore. Dans ces conditions le modèle A devient :

$$a_r / a_f = \sqrt{1 + \tan^2 \mathbf{d}} - \tan \mathbf{d} \quad (5.11)$$

Domaine Cc : Dans la partie plastique, on peut faire deux hypothèses. Premièrement que la part viscoélastique est négligeable et sans influence, le modèle d'évolution est alors décrit par l'équation (5.8). Deuxièmement que la viscoélasticité joue un rôle non négligeable. Dans le deuxième cas le modèle d'évolution nous conduit à proposer la relation :

$$a_r / a_f = (\sqrt{1 + \tan^2 \mathbf{d}} - \tan \mathbf{d}) \sqrt{2c \tan \mathbf{q} \frac{\mathbf{s}_Y}{E^*}} \quad (5.12)$$

Domaine Bc : Dans un contact élastoplastique le caractère viscoélastique joue un rôle qui peut être pris en compte dans le modèle d'évolution. La prise en compte de la viscoélasticité conduit à la relation dans le cas où la part viscoélastique est négligeable dans le domaine plastique :

$$a_r / a_f = \sqrt{1 + \tan^2 \mathbf{d}} - \tan \mathbf{d} - \left(\sqrt{1 + \tan^2 \mathbf{d}} - \tan \mathbf{d} - \sqrt{2c \tan \mathbf{q} \frac{\mathbf{s}_Y}{E^*}} \right) \frac{\bar{\mathbf{e}} - \mathbf{e}_e}{\mathbf{e}_p - \mathbf{e}_e} \quad (5.13)$$

Dans le cas où l'on prend en compte la viscoélasticité dans le domaine plastique le rapport des rayons conduit à la relation :

$$a_r / a_f = (\sqrt{1 + \tan^2 \mathbf{d}} - \tan \mathbf{d}) \left[1 - \left(1 - \sqrt{2c \tan \mathbf{q} \frac{\mathbf{s}_Y}{E^*}} \right) \frac{\bar{\mathbf{e}} - \mathbf{e}_e}{\mathbf{e}_p - \mathbf{e}_e} \right] \quad (5.14)$$

Modèle	Toujours prise en compte de la viscoélasticité	Pas de viscoélasticité dans le domaine plastique
Domaine élastique	Relation (5.11) - Ac	Relation (5.11) - Ac
Domaine élastoplastique	Relation (5.14) - Bc 2 ^{ème} cas	Relation (5.13) - Bc 1 ^{er} cas
Domaine plastique	Relation (5.12) - Cc 2 ^{ème} cas	Relation (5.8) - Cc 1 ^{er} cas

Tableau 5.1 : résumé des différentes relations à utiliser selon les hypothèses pour l'évaluation du rapport a_r / a_f dans les modèles d'évolution.

Remarque : Dans le domaine plastique, c'est la viscoplasticité qui doit être prise en compte plutôt que la viscoélasticité.

La Figure 5.21 représente l'évolution du rapport a_r / a_f en fonction de la déformation moyenne, le modèle d'évolution prenant en compte la viscoélasticité est aussi représentée par les droites. Le facteur de perte $\tan \delta$ est de l'ordre de 0.1 à 20°C pour le PMMA ce qui donne un rapport a_r / a_f de l'ordre de 0.9 en accord avec les données expérimentales. La prise en compte de la viscoélasticité dans la partie plastique conduit à des valeurs obtenues à partir du modèle plus faible que les données expérimentales. De même dans le cas où la viscoélasticité est prise en compte dans la partie C (plastique), le modèle Bc 2^{ème} cas conduit à des valeurs un peu plus faibles que les données expérimentales. Par contre lorsque la viscoélasticité n'est pas prise en compte dans la partie C, le modèle Bc 1^{er} cas conduit à des valeurs en bon accord avec les données expérimentales. La première hypothèse faite semble donc plus en accord avec les données expérimentales, à savoir que dans la partie plastique la part viscoélastique est négligeable et sans influence sur la plasticité. En réalité le faible nombre de mesures dans le domaine plastique ne permet pas de balayer une large gamme de vitesse de déformation ce qui permettrait de véritablement conclure.

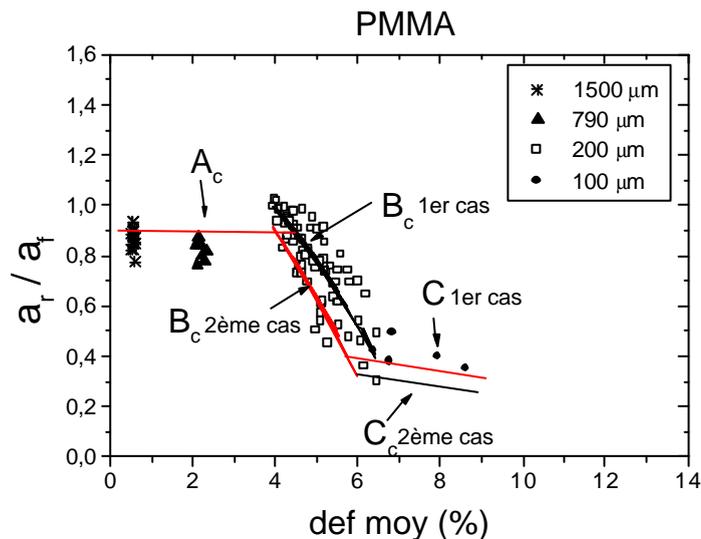


Figure 5.21 : évolution du rapport a_r / a_f en fonction de la déformation moyenne, et modèle d'évolution prenant en compte l'élasticité.

5. EVOLUTION DE LA PRESSION SUR LE SEUIL D'ÉCOULEMENT PLASTIQUE

Le rapport de la pression de contact sur le seuil d'écoulement plastique permet d'avoir une information sur la nature de la réponse du contact, contact élastique, contact élastoplastique ou contact plastique. Le seuil d'écoulement plastique a été obtenu à partir d'essais de compression à différentes températures et vitesses de déformation. Pour pouvoir utiliser le seuil d'écoulement plastique pour toutes températures et toutes vitesses de déformation accessibles par les essais de rayure, une méthode d'estimation du seuil d'écoulement plastique basée sur une loi polynomiale de degré 2 a été proposée au chapitre 4.

Dans le chapitre 3 on a montré que le rapport pression sur seuil d'écoulement plastique permettait d'avoir une information sur la nature de la réponse du contact du matériau sous la pointe. L'analyse de l'évolution de cette pression normée par le seuil d'écoulement plastique permet donc d'identifier la nature de la réponse face à la sollicitation de glissement-rayure (réponse à une déformation surfacique). Il est important de normer $p(T, \dot{\epsilon})$ par $s(T, \dot{\epsilon})$ pour un même couple de valeurs $(T, \dot{\epsilon})$. Dans le cas plastique comme dans le cas élastique p/s_Y ne dépend pas explicitement ni du temps ni de la température.

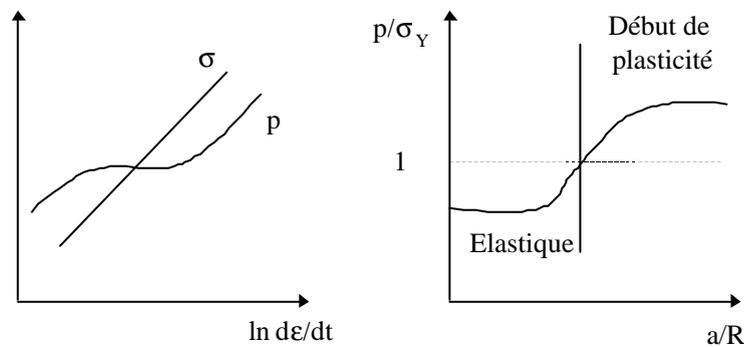


Figure 5.22 : évolution typique de la pression et de la contrainte en fonction de la vitesse de déformation et du rapport a/R du PMMA dans le cas d'un essai de glissement-rayure avec une pointe de sphérique de 200 microns.

La Figure 5.22 présente le comportement type du PMMA lors d'un essai de glissement-rayure avec une pointe sphérique de 200 microns. Le graphique de droite illustre l'évolution du rapport p/s_Y . Au delà de $p/s_Y > 1.1$ on entre dans le début de plasticité.

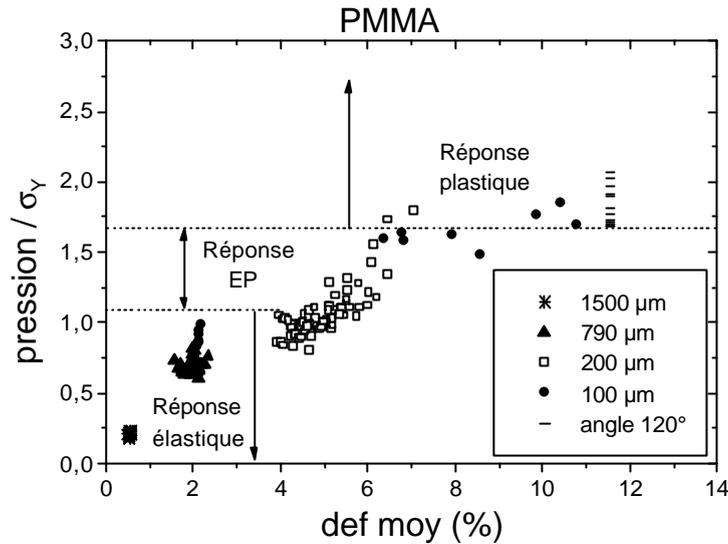


Figure 5.23 : évolution du rapport de la pression de contact sur le seuil d'écoulement plastique en fonction de la déformation moyenne.

La Figure 5.23 présente l'évolution du rapport de la pression de contact sur le seuil d'écoulement plastique du PMMA en fonction de la déformation moyenne. Les données ont été obtenues pour différentes géométries de pointes. Le rapport p/s_Y de l'ordre de 1.8 à 2 correspondant au domaine parfaitement plastique généralement admis (voir chapitre 3) n'est obtenu que pour les déformations supérieures à 12%. L'analyse des contacts montre que les déformations sont plastiques dès un niveau de déformation de 6%, ce qui est en accord avec l'analyse des formes d'aires vraies de contact où $e_p = 6\%$ pour le PMMA. Manifestement l'hypothèse de Briscoe [11] postulant qu'en rayure la réponse du contact est plastique pour $p/s_Y \approx 1.8$ à 2, est surestimée. Les travaux de Briscoe qui lui ont permis d'arriver à cette conclusion sont basés sur des essais de rayure sans vision *in-situ*. Briscoe utilise alors la largeur de rayure post mortem et suppose que le contact est un demi disque frontal. De plus Briscoe a utilisé un polymère du type PMMA qui en rayure présente un angle de retour de sillon tendant vers 0.2 contrairement au CR39, ce qui lui a permis d'estimer une valeur de $p/s_Y \approx 1.8$ à 2 finalement que légèrement surestimée. Nous faisons alors l'hypothèse que dans le domaine C, la déformation plastique complète du contact est associée à une valeur de pression moyenne égale à la pression maximum du début de plasticité, ce qui conduit à :

$$p_m \approx 1.1 \frac{3}{2} s_Y = 1.65 s_Y \quad (5.15)$$

Les déformations inférieures à 3% correspondent à une réponse élastique du polymère (domaine A), le rapport p/s_Y est inférieur à 1.1. $p/s_Y \propto \bar{e}$ ce qui garantit que la réponse est élastique. Les déformations comprises entre 4.5 et 6% correspondent à une réponse élastoplastique du polymère (domaine B), le rapport p/s_Y est compris entre 1.1 et 1.65.

Enfin les déformations supérieures à 6% correspondent à une réponse plastique du polymère, p/s_Y est supérieur à 1.65. Il faut des géométries de pointes de très grands rayons de courbure pour obtenir une réponse élastique et élastoplastique, car les réponses plastiques apparaissent pour des niveaux de déformations relativement faibles. A partir du début de plasticité (déformation de l'ordre de 4.5%) il suffit d'imposer une petite déformation supplémentaire pour obtenir une déformation totalement plastique.

La Figure 5.24 présente l'évolution du rapport de la pression de contact sur le seuil d'écoulement plastique du CR39 en fonction de la déformation moyenne. La première constatation que l'on peut faire est que le CR39 accepte de grands niveaux de déformation (de l'ordre de 25%) sans entrer en plasticité totale. La zone de réponse élastoplastique couvre un domaine de déformation extrêmement large entre 3% et 20% de déformation. Le début de la zone élastoplastique n'est pas aussi facilement identifiable que pour le PMMA. Le CR39 est donc un polymère qui entre difficilement en plasticité dans un essai de glissement-rayure dû à son comportement spécifique.

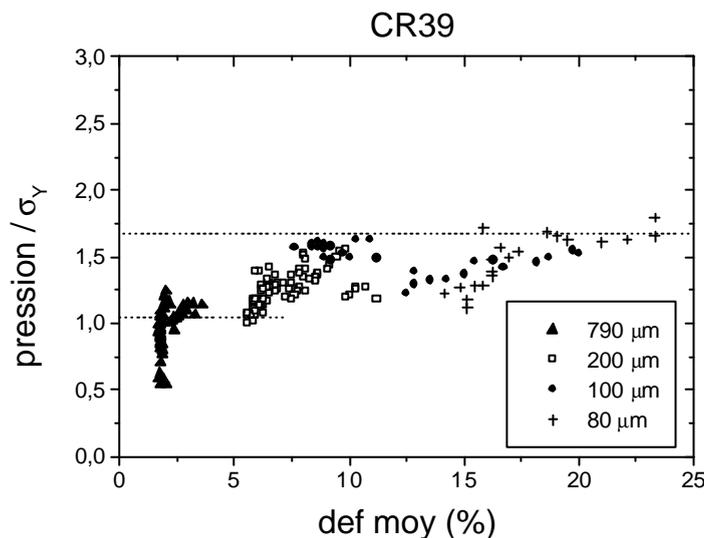


Figure 5.24 : évolution du rapport de la pression de contact sur le seuil d'écoulement plastique en fonction de la déformation moyenne.

6. TEMPS DE RECOUVRANCE

6.1. Evaluation du temps de recouvrement

Dans un contact viscoélastique on peut avoir soit un contact glissant et symétrique soit un contact avec apparition d'un sillon viscoélastique qui relaxe au cours du temps. La Figure 5.25 présente l'aire vraie de contact du PMMA obtenue en essai de glissement-rayure avec une pointe sphérique de rayon de courbure de 200 microns à 40°C et pour une vitesse de 5 mm/s.

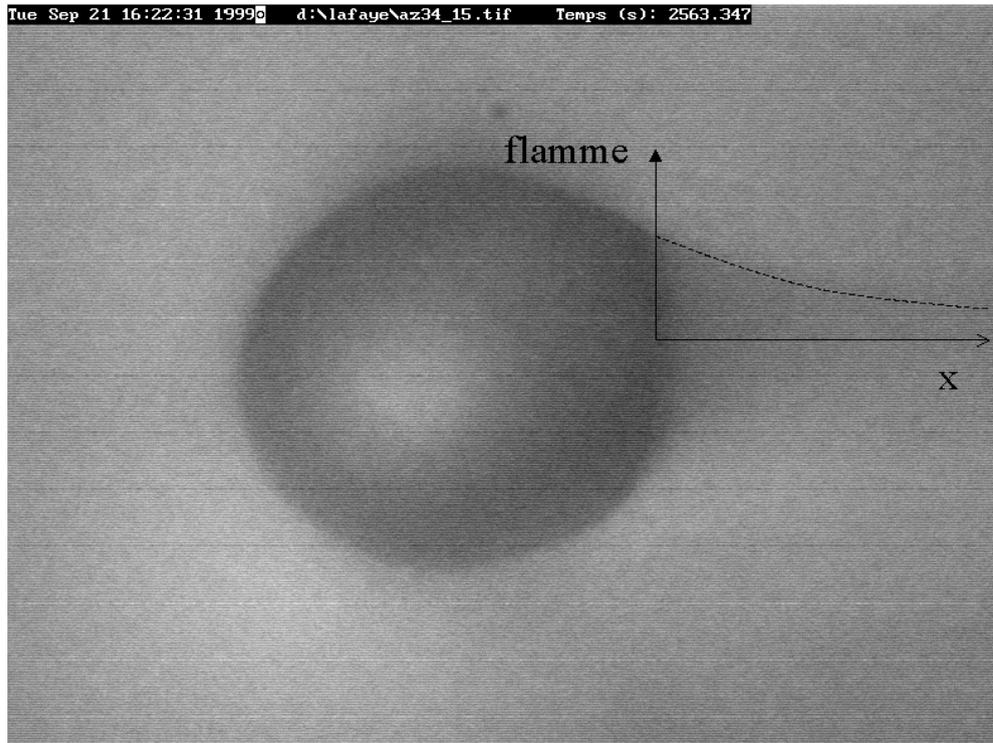


Figure 5.25 : contact viscoélastique avec sillon viscoélastique qui relaxe au cours du temps.

La Figure 5.25 montre que le sillon relaxe ou se recouvre. L'étude de la recouvrance du sillon ou de la « flamme » va permettre d'évaluer le temps de recouvrance (t^*). L'évolution de la flamme est reportée sur la Figure 5.26 . On modélise la flamme par une équation du type $y = Ae^{-x/x_0}$ ou x_0 est la distance de relaxation. La modélisation de la flamme dans ce cas précis donne une distance de relaxation $x_0 \approx 36$ microns. Le temps de recouvrance peut alors être évalué par la relation :

$$t^* = \frac{x_0}{V} \quad (5.16)$$

Le calcul conduit donc a un temps de recouvrance $t^* \approx 7 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

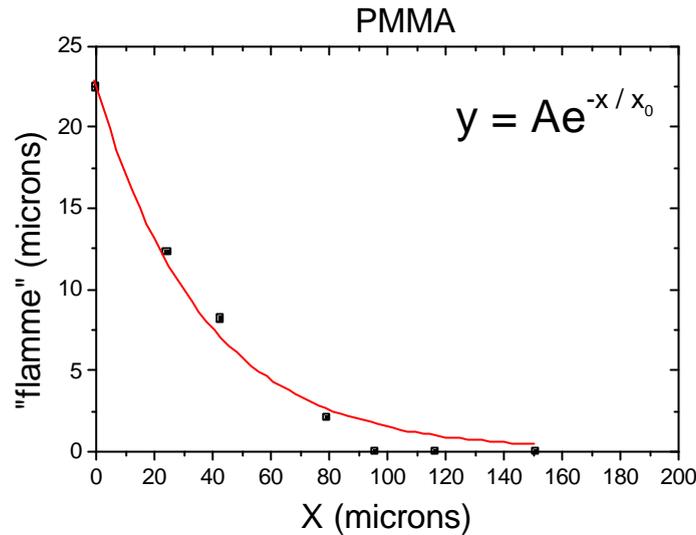


Figure 5.26 : évolution de la flamme ou du sillon viscoélastique en fonction de la distance.

6.2. Estimation du temps de recouvrance

La modélisation du temps de recouvrance peut se faire à l'aide d'un modèle de Maxwell [12]. Le modèle de Maxwell consiste à mettre en série un ressort de module E avec un amortisseur de viscosité h . Le temps de recouvrance donné par le modèle de Maxwell est donc :

$$t^* \approx \frac{h}{E} \quad (5.17)$$

La viscosité peut s'exprimer par la relation $h \approx p / \dot{\epsilon}$ ou p est la pression de contact et $\dot{\epsilon}$ est la vitesse de déformation. Dans ces conditions le temps de recouvrance devient :

$$t^* \approx \frac{p}{E \dot{\epsilon}} \quad (5.18)$$

Le modèle de Maxwell appliqué au PMMA pour 1 module d'Young $E \approx 4 \text{ GPa}$, une pression de contact de 100 MPa et une vitesse de déformation $\dot{\epsilon} \approx 10 \text{ s}^{-1}$ conduit à un temps de recouvrance $t^* \approx 10^{-2} \text{ s}$ ce qui est du même ordre de grandeur que la valeur obtenue expérimentalement.

6.3. Temps de contact

Le temps de contact peut être évalué en faisant le rapport du rayon de contact (a_f) sur la vitesse de glissement.

$$t_c = \frac{a_f}{V} \quad (5.19)$$

Dans l'exemple du PMMA, le temps de contact est $t_c \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ s}$, ce qui est du même ordre de grandeur que le temps de recouvrance.

CONCLUSIONS

Ce chapitre a permis de mettre en évidence que la pression de contact évaluée en essai de glissement-rayure et le module d'Young ont la même évolution en fonction de la température à forme de contact identique.

L'aire de contact dépend directement des propriétés massiques des matériaux et la forme du contact dépend de la viscoélasticité. Un modèle d'évolution du rapport du rayon de l'arrière du contact sur le rayon frontal du contact (a_r/a_f) a été proposé prenant en compte la viscoélasticité des matériaux. Le modèle est assez proche des données expérimentales.

L'analyse mécanique a par ailleurs montré que dans les polymères le seuil de plastification totale apparaît plutôt pour $p/S_Y \approx 1.65$. Cette redéfinition du seuil de plasticité totale permet de donner un critère pour identifier une rayure.

Enfin on a proposé une analyse de la trace du sillon dans le cas de sillon viscoélastique en évaluant le temps de relaxation des chaînes du polymère. Ce temps de recouvrance a été comparé au temps de contact. Cette étude du temps de recouvrance nécessite cependant des études complémentaires notamment en température ou à partir d'une pointe de berkovich qui permet de faire des essais à déformation constante. Une comparaison avec d'autres polymères pourra aussi être réalisée.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 5

- [1] C. Gauthier, R. Schirrer, *Journal of Materials Sciences* **35** 9 (2000) 2121.
- [2] F.P. Bowden, D. Tabor *J. Appl. Phys.* **17** (1966) 1521.
- [3] C. Gauthier, S. Lafaye, R. Schirrer, *Trib. Int.* **34** (2001) 469.
- [4] H. Eyring, *J. Chem. Phys* **4** (1936) 283.
- [5] M. L. Williams, R. F. Landel, J. D. Ferry, *J. Amer. Chem. Soc.* **77** (1955) 3701.
- [6] C. Gauthier, R. Schirrer, «The viscoelastic viscoplastic behaviour of a scratch on a polymeric surface », *World Tribology Congress 2001, Wien* (2001).
- [7] D. Tabor, *The Hardness of Metals*, Clarendon Press Oxford, 1951.
- [8] K. Johnson, *J. Mech. Phys. Solids*, **18** (1970) 115.
- [9] D.F. Moore, *The Friction and Lubrication of Elastomers*, Pergamon Press, London (1972).
- [10] J. Halaunbrenner, A. Kubisz, Paper No **67-Lub-25**, ASLE-ASME Lubrication conference, Chicago (1967).
- [11] B. Briscoe, S. Sebastian, *Proc. R. Lond. A* **452** (1996) 439.
- [12] I.M. Ward, «*Mechanical Properties of Solid Polymers*», John Wiley & Sons, Second Edition.

CHAPITRE 6

MODELISATION DU FROTTEMENT

CHAPITRE 6 : MODELISATION DU FROTTEMENT

1. MODELE DE TABOR GENERALISE.....	97
2. APPROXIMATION DU MODELE DE TABOR GENERALISE.....	101
3. MODELISATION DU FROTTEMENT VRAI.....	102
3.1. Introduction.....	102
3.2. Comment enlever la part obstacle du frottement apparent ?	103
3.3. Modélisation du problème	104
3.4. Relation frottement vrai frottement apparent	104
4. RESULTATS ET DISCUSSION.....	105
4.1. Test des jeux de lignes d'écoulement	106
4.1.1. Evolution du frottement apparent.....	106
4.1.2. Test des lignes d'écoulement en fonction du frottement vrai et de l'angle du cône de la pointe	108
4.2. Evolution du frottement apparent calculé à partir du modèle de lignes sécantes ..	112
4.2.1. Evolution des intégrales A, B, C et D.....	112
4.2.2. Evolution du frottement	113
4.2.3. Influence du rayon de courbure de la pointe.....	116
4.2.4. Evolution du frottement apparent en fonction de l'angle de retour de sillon..	117
5. CONCLUSION	118
 ANNEXE : JEUX DE LIGNES D'ÉCOULEMENT	 119
1. EVALUATION DU VECTEUR NORMAL	119
1.1. Partie sphérique	119
1.2. Partie conique	119
2. EVALUATION DU VECTEUR TANGENTIEL.....	120
2.1. Lignes horizontales	120
2.2. Lignes sécantes	124
2.2.1. Partie sphérique.....	124
2.2.2. Partie conique	126
2.3. Lignes verticales	127
2.3.1. Partie sphérique.....	128
2.3.2. Partie conique	129
3. RESUME DES RESULTATS	130
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 6	131

INTRODUCTION : Ce chapitre de modélisation du frottement est décomposé en deux parties. Dans une première partie on évaluera le frottement de déformation, par la généralisation du modèle de Tabor à tous types de réponses mécaniques, et notamment pour les polymères à réponses élastoplastiques. Dans une seconde partie, on présentera un modèle d'évaluation du frottement vrai à partir du frottement apparent et de la géométrie de contact, basée sur la détermination de lignes d'écoulement.

1. MODELE DE TABOR GENERALISE

Le modèle plastique de Tabor [1][2] permet d'évaluer le coefficient de frottement de déformation (m_{def} vu au chapitre 2) entre une pointe conique (de demi-angle de cône q) et une surface. Le modèle considère d'une part que l'aire de contact projetée horizontalement est un demi disque de rayon r (il n'y a qu'un contact frontal), et d'autre part que la section transversale dans le plan est un triangle de largeur $2r$ et de hauteur $r/\tan q$. Le modèle de Tabor s'exprime par la relation :

$$m_{def} = 2/p \cot q \tag{6.1}$$

Cette relation suggère que le coefficient de frottement de déformation est seulement dépendant de la géométrie de la pointe. Pour les matériaux de types polymères, les modèles plastiques ne sont pas adaptés à la situation, on a vu au chapitre 5 que la rayure de surfaces de polymères est accompagnée d'un relâchement élastique qui recouvre une partie du contact dorsal (voir Figure 6.2). Ce retour, dû à l'élasticité de ces matériaux, dépend du taux de plasticité dans le contact, et devient quasi symétrique lorsque le contact est glissant viscoélastique. Pour prendre en compte ce retour, il est nécessaire d'adapter le modèle de Tabor. Bucaille Felder et Hochstetter [3] (voir chapitre 2) ont utilisé ce retour en donnant une nouvelle écriture du coefficient de frottement de déformation :

$$m_{def} = \frac{2}{p} \cot q \left(\frac{p \sin(w + p/2)}{p + 2w} \right) \tag{6.2}$$

w représente l'angle de retour de sillon. Bien que cette relation permette d'obtenir les cas limites pour $w = 0$ et $p/2$, elle utilise une approximation et néglige sa partie « triangulaire » dans l'axe du contact (Figure 6.1).

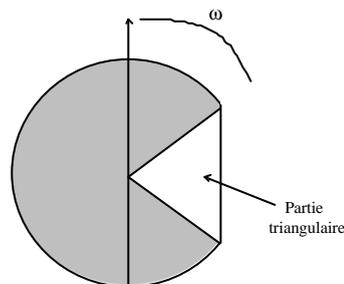


Figure 6.1 : schématisation de la partie triangulaire.

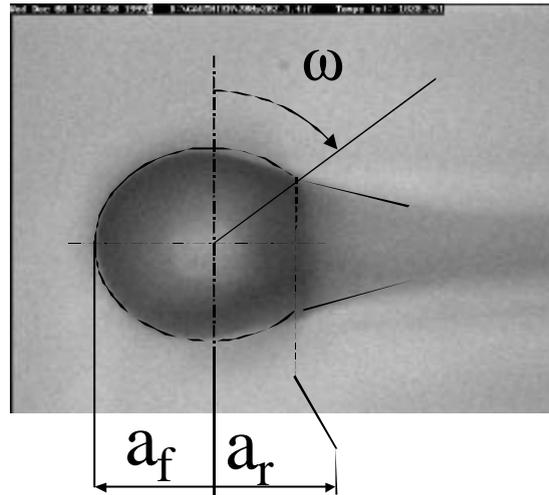


Figure 6.2 : Photographie de l'aire vraie de contact observée pendant un essai de rayure, lors du glissement d'une bille de 200 microns sur du PMMA. C'est la somme d'une aire frontale et d'une aire dorsale et le retour est caractérisé par le paramètre w .

Les forces normales et tangentielles sont reliées respectivement aux aires de contact projetées normales et transversales S_n et S_t par les relations $F_n \approx p_0 S_n$ et $F_t \approx p_0 S_t$. On fait ici l'hypothèse qu'il règne une pression moyenne p_0 dans le contact. Le coefficient de frottement de déformation peut ainsi se déterminer en faisant le rapport des aires de contact projetées :

$$m_{def} = F_t / F_n = S_t / S_n \quad (6.3)$$

L'aire normale est la somme du demi disque, des deux secteurs angulaire w et du triangle, soit :

$$S_n = (p + 2w + \sin 2w) r^2 / 2 \quad (6.4)$$

La Figure 6.3 représente des franges d'interférences liées au décollement de matière à l'arrière de la pointe. Ces franges montrent que le contact à l'arrière de la pointe est symétrique pour un enfoncement important et dissymétrique à partir d'un certain enfoncement lié à l'angle de retour de sillon w .

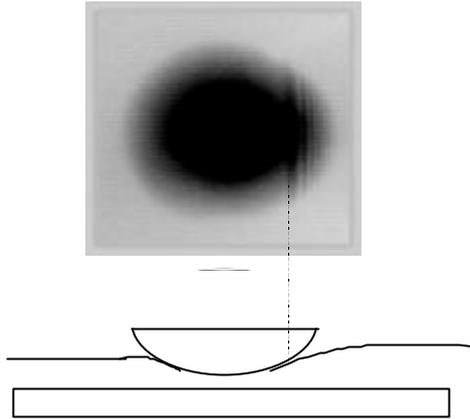


Figure 6.3 : franges d'interférences provenant du décollement de matière à l'arrière de la pointe.

La surface tangentielle S_t est donc la surface représentée Figure 6.4, délimitée par l'intersection du cône d'équation $x^2 + y^2 - (z \tan \mathbf{q})^2 = 0$ et du plan de retour de sillon d'équation $x = r \sin \mathbf{w}$. S_t est donc la section contenue par l'hyperbole (H) d'équation :

$$-\frac{y^2}{p^2} + \frac{z^2}{q^2} - 1 = 0 \quad (6.5)$$

Avec $p = r \sin \mathbf{w}$ et $q = r \sin \mathbf{w} / \tan \mathbf{q}$.

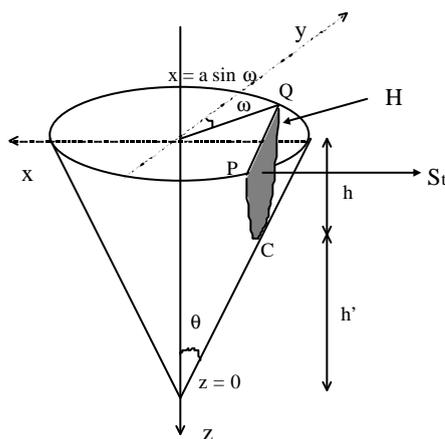


Figure 6.4 : schématisation de l'intersection du cône et du plan $x = r \sin \mathbf{w}$, il s'agit d'une hyperbole.

S_t est donc l'aire délimitée par l'hyperbole (H) et du plan d'altitude $z = -r / \tan \mathbf{q}$, soit :

$$S_t = 2p \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{\frac{z^2}{q^2} - 1} dz \quad (6.6)$$

Les bornes d'intégrations sont donc $z_1 = -r / \tan \mathbf{q}$ et $z_2 = -r \sin \mathbf{w} / \tan \mathbf{q}$. En posant $z = q / \sin \mathbf{j}$, on obtient :

$$S_t = -2pq \int \frac{d\mathbf{j}}{\sin^3 \mathbf{j}} + 2pq \int \frac{d\mathbf{j}}{\sin \mathbf{j}} \quad (6.7)$$

Ces 2 intégrales se calculent aisément en posant $t = \tan \mathbf{j} / 2$ soit $\sin \mathbf{j} = \frac{2t}{1+t^2}$ ainsi on obtient :

$$S_t = \frac{2r^2 \sin^2 \mathbf{w}}{\tan \mathbf{q}} \left[\frac{1}{8} \left(\tan^2 \mathbf{j} / 2 - \frac{1}{\tan^2 \mathbf{j} / 2} \right) - \frac{1}{2} \ln |\tan \mathbf{j} / 2| \right]_{z_1}^{z_2} \quad (6.8)$$

$$\text{avec } \tan \mathbf{j} / 2 = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{r^2 \sin^2 \mathbf{w}}{\tan^2 \mathbf{q} z^2}}}{\frac{r \sin \mathbf{w}}{\tan \mathbf{q} z}}$$

Comme $S_n = (\mathbf{p} + 2\mathbf{w} + \sin 2\mathbf{w}) r^2 / 2$, la généralisation du coefficient de déformation de Tabor à pour expression :

$$\mathbf{m}_{def} = 4 \cot \mathbf{q} \frac{\sin^2 \mathbf{w}}{(\mathbf{p} + 2\mathbf{w} + \sin 2\mathbf{w})} f(\mathbf{j}) \quad (6.9)$$

$$\text{Avec } f(\mathbf{j}) = \left[\frac{1}{8} \left(\tan^2 \mathbf{j} / 2 - \frac{1}{\tan^2 \mathbf{j} / 2} \right) - \frac{1}{2} \ln |\tan \mathbf{j} / 2| \right]_{-r/\tan \mathbf{q}}^{-r \sin \mathbf{w} / \tan \mathbf{q}} \quad (6.9\text{bis})$$

Comme $f(\mathbf{j})$ dépend de $\tan \mathbf{q}$ $f(\mathbf{j}) = g(\mathbf{q})$, on ne peut donc pas écrire l'expression analytique de la solution exacte du coefficient de déformation sous la forme $\mathbf{m}_{def} = 2/\mathbf{p} \cot \mathbf{q} f(\mathbf{w})$.

2. APPROXIMATION DU MODELE DE TABOR GENERALISE

Pour $\mathbf{w} = 0$ l'aire projetée verticalement est un triangle. Pour $\mathbf{w} \neq 0$, on assimile l'hyperbole (H) à deux droites (on suppose que l'aire transversale est aussi un triangle Figure 6.5). Ainsi l'aire transversale est simplement donnée par : $S_t = r \cos \mathbf{w} h$ avec $h = r \cos \mathbf{w} / \tan \mathbf{b}$ et $\tan \mathbf{q} = \tan \mathbf{b} \frac{(1 - \sin \mathbf{w})}{\cos \mathbf{w}}$

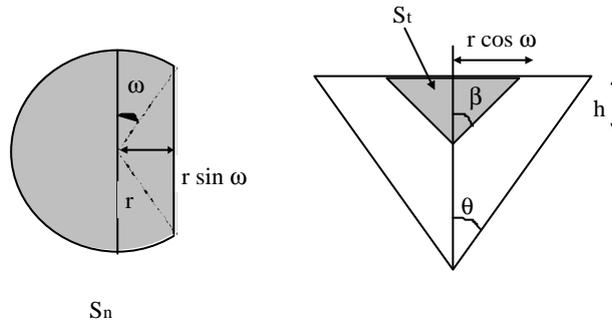


Figure 6.5: schématisation de S_n (à gauche) et S_t (à droite) pour l'évaluation du coefficient de frottement de déformation avec angle de retour et approximation « triangulaire ».

On obtient alors :

$$S_t = \frac{r^2 \cos \mathbf{w} (1 - \sin \mathbf{w})}{\tan \mathbf{q}} \quad (6.10)$$

La solution de Tabor généralisée peut donc être approximée par la relation :

$$\mathbf{m}_{def} = \frac{2}{\mathbf{p}} \cot \mathbf{q} \left(\frac{\mathbf{p} \cos \mathbf{w} (1 - \sin \mathbf{w})}{\mathbf{p} + 2\mathbf{w} + \sin 2\mathbf{w}} \right) \quad (6.11)$$

La relation (6.11) peut s'écrire sous la forme $\mathbf{m}_{def} = 2/\mathbf{p} \cot \mathbf{q} f(\mathbf{w})$. Pour $\mathbf{w} = 0$ on retrouve le modèle de Tabor (sans retour avec contact parfaitement plastique) et pour $\mathbf{w} = \mathbf{p}/2$ cas d'un contact symétrique, le coefficient de frottement de déformation devient nul. La Figure

6.6 représente l'évolution du coefficient de déformation de la solution exacte du modèle de Tabor généralisée et de l'approximation « triangulaire », en fonction de l'angle de retour de sillon w . On voit que cette approximation est bonne, surtout pour les angles de plus de 60° .

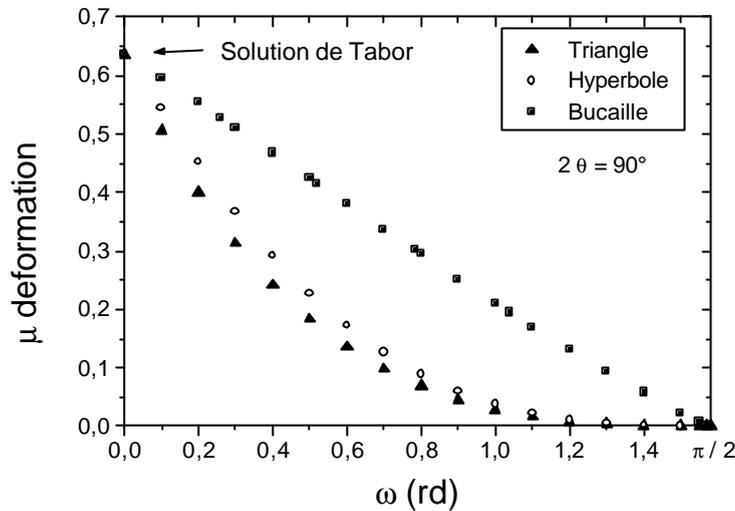


Figure 6.6: évolution du coefficient de frottement de déformation de la solution de Tabor généralisée en fonction de l'angle de retour de sillon, pour un angle de cône de 90° , en utilisant la solution exacte et l'approximation triangulaire.

Sur cette même figure est représentée le modèle de Bucaille [3] équation (6.2). Ce modèle permet en effet de retrouver les cas limites $w = 0$ et $w = p/2$ mais l'approximation faite est grossière pour les autres valeurs de l'angle de retour de sillon.

3. MODELISATION DU FROTTEMENT VRAI

3.1. Introduction

Le frottement apparent mesuré expérimentalement est défini par la relation $Ft = m_{apparent} Fn$. En négligeant la part déformation du frottement apparent le coefficient de frottement apparent peut être estimé au premier ordre à l'aide de la relation $m_{apparent} \approx t/p$ où p est la pression de contact et t est la scission interfaciale. Le coefficient de frottement vrai est un frottement local, il correspond au coefficient de frottement apparent réduit de la part obstacle, dû au déplacement de matière, la borne supérieure du coefficient de frottement vrai est donc :

$$m = \frac{t}{p} \tag{6.12}$$

Toute la difficulté du problème réside dans l'évaluation du coefficient de frottement vrai. Le but de ce chapitre est de développer une méthode pour obtenir le coefficient de frottement vrai à partir des données expérimentales, qui sont le coefficient de frottement apparent et la géométrie de contact.

3.2. Comment enlever la part obstacle du frottement apparent ?

Enlever la part obstacle du frottement apparent revient à obtenir le frottement vrai. Le modèle plastique de Tabor [2] permet de déterminer le coefficient de frottement de déformation (m_{def}) d'une surface de matériau plastique, lors du déplacement d'une pointe conique de demi angle q , où le contact se fait sur le demi disque frontal. Ce modèle très simple est donné par la relation $m_{def} = 2/p \cot q$. Cette relation suggère que le coefficient de frottement de déformation est seulement dépendant de la géométrie de la pointe. Le modèle de Tabor [2] permet donc d'obtenir le frottement vrai en faisant la différence algébrique du frottement apparent et du frottement de déformation, qui sont des composantes globales et non locales comme le frottement vrai.

Les modèles de lignes de glissement ou d'écoulement autour d'une pointe rigide permettent de s'affranchir de la géométrie. Bodwen et Tabor [1] ont proposé un premier modèle de lignes de glissement intéressant les matériaux aux comportements plastiques. Puis en 1954 Green [4], applique la théorie plastique pour estimer les forces associées aux déformations des aspérités et obtenir ainsi un modèle de lignes de glissement. Childs en 1969 [5] par une approche de minimum d'énergie, calcule l'énergie dissipée associée aux champs possibles d'écoulement de matière, pour ainsi obtenir la force nécessaire au déplacement d'une pointe conique sur une surface de matériau plastique. En 1978 Challen et Oxley [6] proposent trois modèles de lignes de glissement (à 2 dimensions) qui consistent à fabriquer 2 familles de courbes orthogonales, représentant les directions des maximum des contraintes et déformations de cisaillement à l'intérieur des zones de déformations à déterminer. Les lignes de glissement sont les lignes où la scission est maximale. Ces modèles sont utilisables pour différentes géométries de pointes (angle du cône q), ils mettent en évidence trois régimes de réponse de la surface, ce que l'on observe expérimentalement. Tout d'abord la formation d'onde de matière pour de petits angles q , ensuite pour de plus grands angles q ou pour de mauvaise lubrification, l'onde de matière est repoussée de la surface (abrasion de la surface). Enfin pour les très grands angles q , on a formation de copeau. Cette méthode ne permet pas de prendre en compte l'écrouissage du matériau ainsi que la formation de bourrelets latéraux rencontrée en rayure. Ces modèles « tout plastique » qui toutefois décrivent bien certaines conditions [7], ne prédisent pas la formation de craquelures [8]. Tous ces modèles de lignes de glissement, même les plus récents [7] ne prennent pas en compte le retour de matière à l'arrière de la géométrie de contact. Pour les matériaux de types polymères, les modèles plastiques ne sont pas adaptés à la situation. La rayure de surfaces de polymères est accompagnée (chapitre 5) d'un relâchement élastique qui recouvre une partie du contact dorsal (voir Figure 6.2). Un modèle permettant de prendre en compte le retour est nécessaire pour l'étude des polymères.

3.3. Modélisation du problème

La Figure 6.2 présente une photographie de l'aire vraie de contact dans le cas d'une réponse viscoélastique. L'aire de contact est la somme de l'aire frontale (demi disque de rayon a) et d'une aire dorsale. Le retour de sillon peut être défini par un angle w tel que $\tan w = a_r / l_r$, où l_r est la demi largeur à l'arrière du sillon. La difficulté réside dans la prise en compte de ce retour pour relier le frottement vrai au frottement apparent.

- Dans cette première approche, on suppose qu'il règne une pression moyenne dans le contact (et que la non prise en compte d'une distribution ellipsoïdale d'une pression vraie n'amène pas une erreur importante dans la relation entre frottement apparent et frottement vrai). On suppose également que la pression qui règne sur la partie dorsale du contact est comparable à celle qui règne sur la partie frontale¹.
- On cherche à avoir un système qui annule la part déformation quand le contact est symétrique, qui n'a pas de discontinuité au passage sphère-cône. De plus on cherche aussi à généraliser la solution de Tabor [2] pour retrouver les résultats du paragraphe 1.

Le but de la modélisation est d'évaluer le frottement vrai à partir du frottement apparent et de la géométrie de contact (qui sont les données expérimentales), c'est à dire la largeur de contact l et l'angle de retour de sillon w . Cette modélisation permettra de comprendre et d'identifier les paramètres mécaniques qui jouent un rôle dans le frottement.

3.4. Relation frottement vrai frottement apparent

Les lignes d'écoulement vont servir à s'affranchir de la part déformation du frottement apparent. En tous points de ces lignes d'écoulement une action élémentaire de force normale $\vec{p}dS = pdS\vec{n}$ et de scission tangentielle $\vec{t}dS = tdS\vec{t}$ peut être définie. Les expressions des forces normales et tangentielles en isolant la pointe sont :

$$\vec{F}_n = F_n \cdot \vec{z} = [(Ap + Bt)S_n] \cdot \vec{z} \quad (6.13)$$

$$\vec{F}_t = F_t \cdot \vec{x} = [(Cp + Dt)S_n] \cdot \vec{x} \quad (6.14)$$

avec

$$A = \frac{1}{S_n} \int \vec{n} \cdot \vec{z} ds \quad B = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{z} ds \quad (6.15)$$

$$C = \frac{1}{S_n} \int \vec{n} \cdot \vec{x} ds \quad D = \frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{x} ds \quad (6.15)$$

¹ En analysant les images prises lors d'essai de rayure, on constate que les bourrelets sont de même contraste donc de même hauteur.

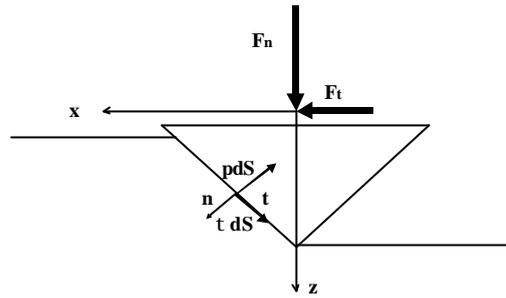


Figure 6.7: schématisation des contraintes sur une pointe conique en 2 dimensions.

Si on pose, que le rapport entre la scission locale t et la pression locale p , définit le frottement vrai $m = t / p$ alors le frottement apparent s'exprime par la relation :

$$\frac{F_t}{F_n} = m_{\text{apparent}} = \frac{C + Dm}{A + Bm} \quad (6.16)$$

La relation entre le frottement vrai et le frottement apparent nécessite le calcul des quatre intégrales A, B, C et D, intégrales des actions élémentaires locales de pression et de scission sur les directions x et z.

3 jeux de lignes de écoulement sont proposés pour permettre l'évaluation des 4 intégrales A, B, C et D. L'ensemble des calculs est détaillé dans l'annexe du chapitre.

Ces jeux de lignes sont :

1. Des lignes horizontales par rapport à la direction d'enfoncement de la pointe, et parallèle à la surface libre du polymère.
2. Des lignes sécantes à la génératrice au niveau de la largeur de contact.
3. Des lignes verticales par rapport à la direction d'enfoncement de la pointe, et perpendiculaire à la surface libre du polymère.

4. RESULTATS ET DISCUSSION

Les résultats sont présentés par le calcul numérique du frottement apparent en fonction du rayon de contact normé par le rayon de transition entre la partie sphérique et la partie conique de la pointe $R_{\text{transition}} = \sin(p/2 - q)$ où q est le demi angle de la partie conique de la pointe, un rayon normé de 1 correspond au passage sphère cône (Figure 6.8). L'intérêt de normer par ce rayon de transition est de pouvoir situer au même endroit pour chaque pointe d'angle de cône différent la transition sphère cône. La largeur de contact choisi est de 180 microns. L'évolution du frottement apparent sera présentée pour les différents jeux de lignes de écoulement, pour différentes valeurs du frottement vrai, pour différents angles de cône.

L'évolution du frottement apparent en fonction de l'angle de retour de sillon sera aussi présentée. Enfin, ces différentes évolutions du frottement apparent permettront d'identifier le jeu de lignes de écoulement qui donne les résultats les plus cohérents. Puis l'évolution des coefficients A, B, C et D sera présentée, ainsi que l'influence de la distribution de pression. L'effet du rayon de courbure de la partie sphérique de la pointe sur le jeu de lignes sera analysée. Pour finir l'évolution du frottement apparent en fonction de l'angle de retour de sillon pour différents frottements vrais sera présentée.

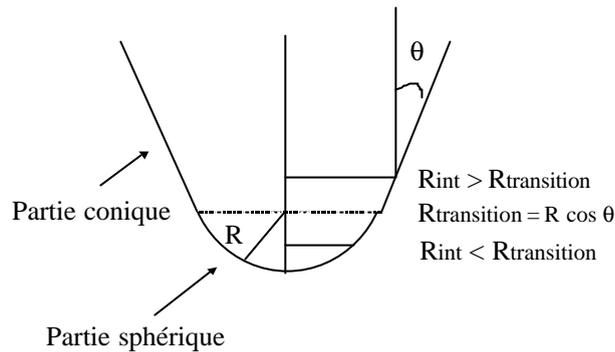


Figure 6.8 : schématisation du rayon de transition entre la partie sphérique et la partie conique de la pointe.

4.1. Test des jeux de lignes d'écoulement

4.1.1. Evolution du frottement apparent

La Figure 6.9 présente l'évolution du frottement apparent calculé à l'aide des trois modèles de lignes d'écoulement, pour un frottement vrai nul, en fonction du rayon de contact normé par le rayon de transition sphère-cône. Dans cette simulation l'angle du cône est de 90° , le rayon de courbure de la bille est de 100 microns, l'angle de retour de sillon w est nul, et le frottement vrai est nul ($m = 0$). Les trois modèles de lignes d'écoulement (lignes horizontales, lignes sécantes et lignes verticales) donnent des résultats identiques. Dans ces simulations seul le rapport C / A est non nul.

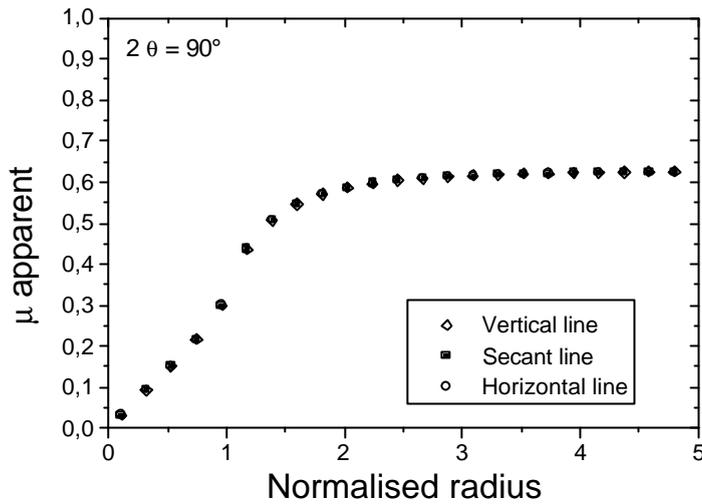


Figure 6.9 : évolution du frottement apparent en fonction du rayon de contact normé par le rayon de transition sphère-cône pour les trois modèles de lignes d'écoulement. Les simulations ont été faites pour un angle de cône de 90° un rayon de courbure de 100 microns et un angle de retour de sillon nul.

La Figure 6.10 représente l'évolution du frottement apparent, dans les mêmes conditions que précédemment, pour les trois jeux de lignes d'écoulement. La géométrie de la pointe est cependant modifiée par l'angle q de la partie conique. La partie asymptotique de la courbe (grands rayons de contact) tend vers la solution de Tabor pour le calcul du coefficient de frottement de déformation donné par la relation $m_{def} = 2 / p \cot q$ [2], et cela pour quatre angles de cône différents.

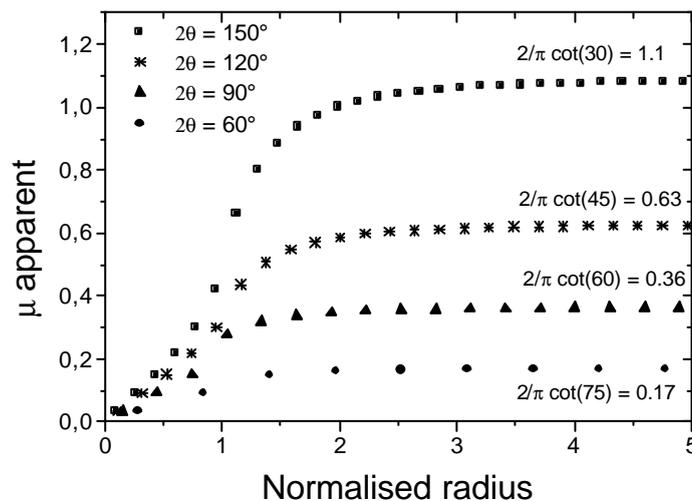


Figure 6.10 : évolution du frottement apparent pour différentes valeurs d'angle de cône. Dans cette simulation, le frottement vrai et l'angle de retour w sont nuls. Les valeurs asymptotiques du frottement apparent correspondent au frottement d'obstacle défini par Tabor.

Les trois jeux de lignes d'écoulement répondent donc à l'exigence de départ, de permettre de retrouver la solution de Tabor.

4.1.2. Test des lignes d'écoulement en fonction du frottement vrai et de l'angle du cône de la pointe

Les Figure 6.11 à 6.13 représentent respectivement l'évolution du frottement apparent calculé à l'aide des trois jeux de lignes d'écoulement pour des angles de cônes de 60°, 90°, 120° et 150° pour un frottement vrai de 0.4. Ces quatre figures permettent de tester la réponse des jeux de lignes aux différents angles de cônes. Le frottement apparent à rayon nul calculé à l'aide des lignes horizontales est inférieur au frottement vrai imposé, ce qui n'est pas satisfaisant. En effet les lignes horizontales sont équivalentes à des lignes générées par un cylindre dont l'axe est vertical. Ainsi on a :

$$F_n = S_n p \text{ avec } S_n = pR^2/2 \quad (6.17)$$

$$F_t = S_t t \text{ avec } S_t = 2 \int_0^{Rp/2} \int_0^{\pi} \cos q \, r dr \, dq = R^2 \quad (6.18)$$

Soit :

$$m_{app} = \frac{F_t}{F_n} = \frac{2}{p} t / p \quad (6.19)$$

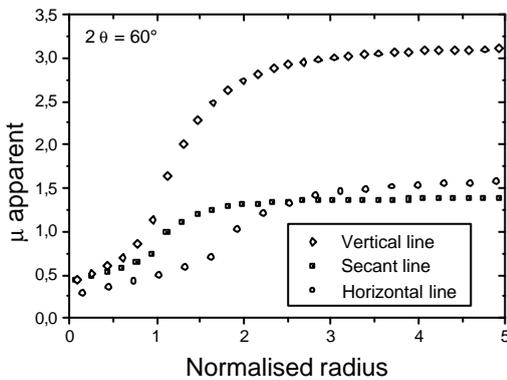


Figure 6.11 : évolution du frottement apparent calculé avec les trois modèles de lignes d'écoulement pour un angle de cône de 60° et un frottement vrai de 0.4.

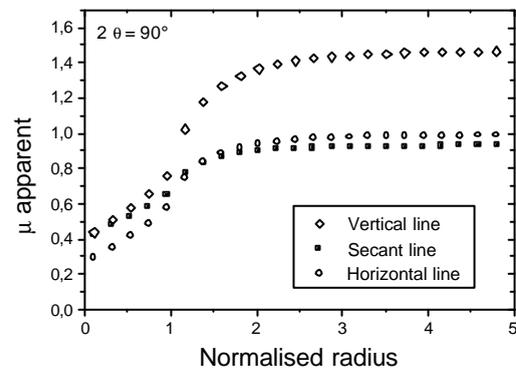


Figure 6.12 : évolution du frottement apparent calculé avec les trois modèles de lignes d'écoulement pour un angle de cône de 90° et un frottement vrai de 0.4.

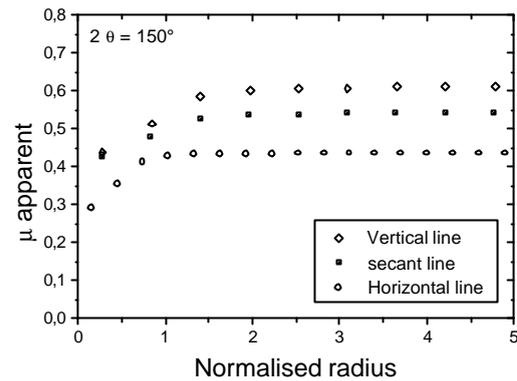
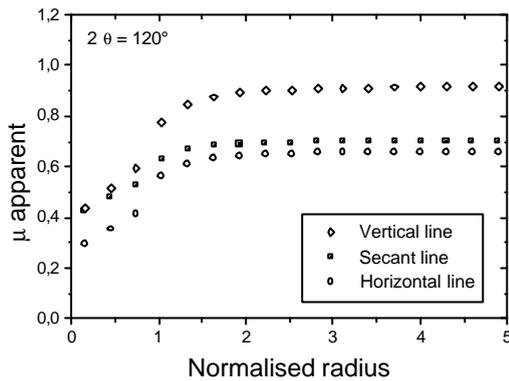


Figure 6.13 : évolution du frottement apparent calculé avec les trois modèles de lignes d'écoulement pour un angle de cône de 120° et un frottement vrai de 0.4.

Figure 6.14: évolution du frottement apparent calculé avec les trois modèles de lignes d'écoulement pour un angle de cône de 150° et un frottement vrai de 0.4.

La relation (6.19) appliquée à un frottement vrai de 0.4 donne un frottement apparent de 0.25, valeur sensiblement proche de celle obtenue à rayon nul avec le modèle de lignes horizontales.

Les lignes verticales ne sont pas adaptées aux pointes aiguës, le frottement apparent ainsi calculé est très élevé pour les faibles angles de cône. Plus l'angle du cône augmente plus le calcul du frottement apparent à l'aide des lignes verticales se rapprochent du frottement apparent calculé à l'aide des lignes sécantes. Les lignes horizontales sont plutôt adaptées aux angles de cônes aiguës. Dans le cas d'une pointe aiguë la matière aura des difficultés à plonger sous la pointe, le chemin le plus simple est de contourner la pointe horizontalement. On peut aussi remarquer que pour les angles de 60° et 90° le frottement apparent calculé à partir des lignes sécantes est inférieur au frottement apparent calculé à partir des lignes horizontales, et que pour les angles de 120° et 150° c'est le contraire, dû au fait que les lignes horizontales ne répondent plus bien à la situation.

Les Figure 6.15 à 6.17 permettent de présenter l'influence d'un frottement vrai plus important sur les différents jeux de lignes d'écoulement selon les différentes valeurs des angles de cônes. Le frottement apparent calculé avec les lignes verticales diverge pour les petits angles de cônes Figure 6.15. Les lignes sécantes semblent répondre à toutes les situations, pour l'angle de 150° on voit que le frottement apparent est de l'ordre du frottement vrai, ceci du au fait qu'une pointe de 150° est presque similaire à un poinçon à base plane. La part déformation du frottement apparent est alors très faible, voir nulle devant le frottement vrai : c'est la définition du frottement vrai : à déformation nulle le frottement vrai correspond au frottement apparent.

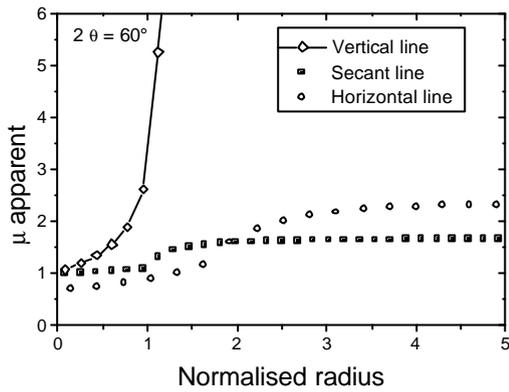


Figure 6.15 : évolution du frottement apparent calculé avec les trois modèles de lignes d'écoulement pour un angle de cône de 60° et un frottement vrai de 1.

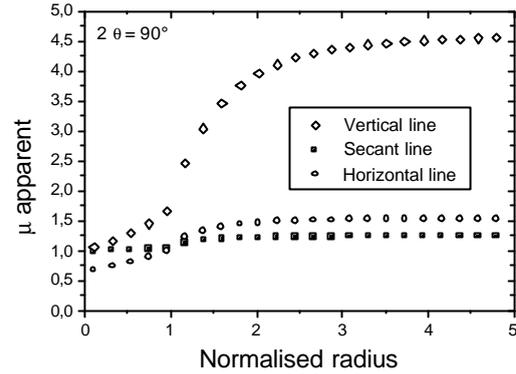


Figure 6.16 : évolution du frottement apparent calculé avec les trois modèles de lignes d'écoulement pour un angle de cône de 90° et un frottement vrai de 1.

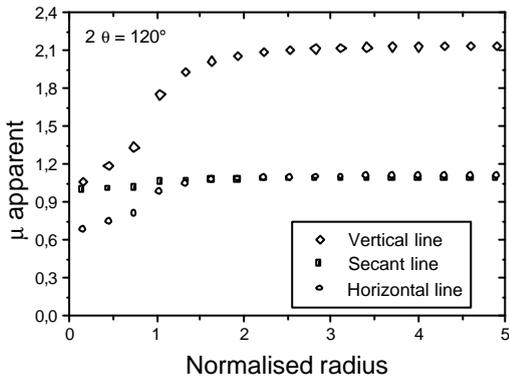


Figure 6.17 : évolution du frottement apparent calculé avec les trois modèles de lignes d'écoulement pour un angle de cône de 120° et un frottement vrai de 1.

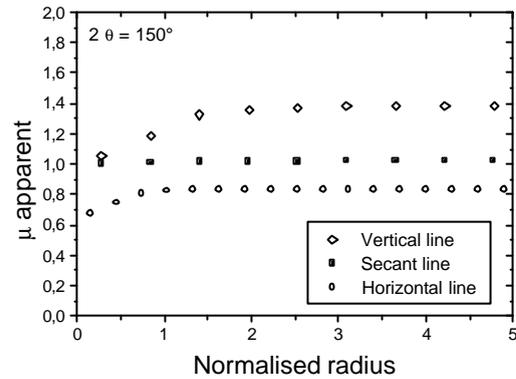


Figure 6.18 : évolution du frottement apparent calculé avec les trois modèles de lignes d'écoulement pour un angle de cône de 150° et un frottement vrai de 1.

La Figure 6.19 présente l'évolution de la valeur asymptotique du frottement apparent pour un frottement vrai de 0.4 en fonction de l'angle du cône, pour différents modèles. Le premier modèle utilisé est le modèle du poinçon qui raye une surface (voir figure 2.2). Dans ce modèle 2D le coefficient de frottement apparent est donné par la relation [9] :

$$m_{app} = \frac{\cos q + t / p \sin q}{\sin q - t / p \cos q}$$

le rapport t / p représente le frottement vrai. Le dernier modèle utilisé est le modèle de Tabor [2] additionné au frottement vrai soit :

$$m_{app} = 2 / p \cot q + m \tag{6.20}$$

Pour les faibles angles de cône (inférieurs à 90°) le modèle du poinçon (2D) et le calcul du frottement apparent à partir des lignes d'écoulements verticales donnent des frottements

apparent très élevés par rapport aux autres modèles. Lorsque l'angle du cône augmente et se rapproche du cas d'un poinçon à base plane, les valeurs du coefficient apparent tendent plus ou moins vite vers la valeur du frottement vrai.

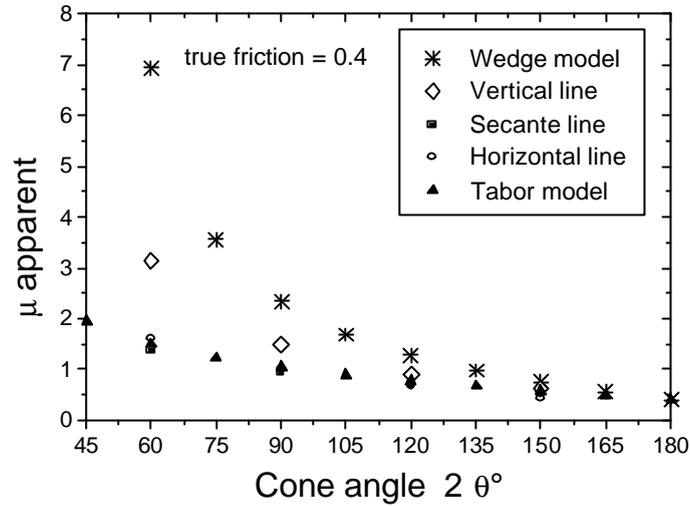


Figure 6.19: évolution de la valeur asymptotique du frottement apparent en fonction de l'angle du cône, pour un frottement vrai de 0.4 et un angle de retour de sillon nul. Sont représentés les trois modèles de lignes d'écoulement, le modèle de Tabor et le modèle du poinçon.

La Figure 6.20 est un zoom de la Figure 6.19 afin de mieux distinguer les différences entre les modèles de lignes horizontales, sécantes et le modèle de Tabor additionné au frottement vrai.

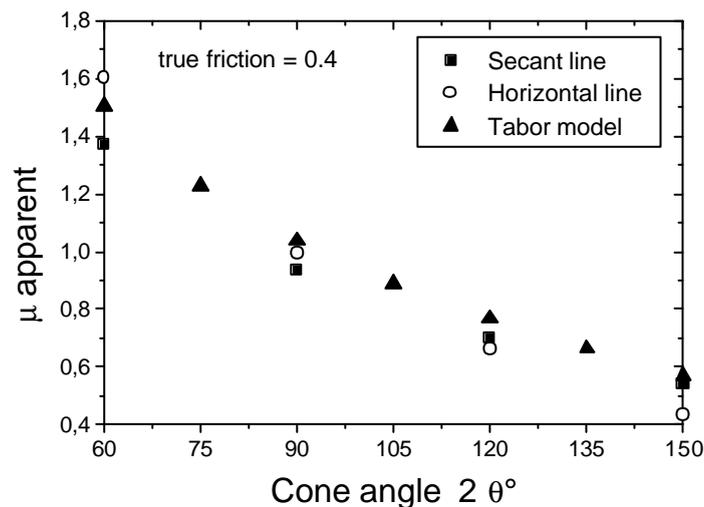


Figure 6.20 : évolution de la valeur asymptotique du frottement apparent en fonction de l'angle du cône, pour un frottement vrai de 0.4 et un angle de retour de sillon nul. Sont représentés uniquement les modèle de lignes d'écoulement horizontales, sécantes, ainsi que le modèle de Tabor additionné au frottement vrai.

En conclusion, le modèle de lignes d'écoulement verticales donne un frottement apparent divergent pour les faibles angles de cônes. Le modèle de lignes horizontales mieux adapté aux faibles angles de cônes donne un frottement apparent inférieur au frottement vrai pour les grands angles de cônes, de plus à rayon de contact nul le frottement apparent est aussi inférieur au frottement vrai imposé. Le modèle des lignes sécantes est donc un bon compromis entre le modèle des lignes verticales adaptées aux grands angles de cônes et entre le modèle de lignes horizontales adaptées aux faibles angles de cônes. Le modèle de lignes d'écoulement sécantes permet en outre de retrouver la solution de Tabor lorsque le frottement vrai est nul. La suite du chapitre sera consacrée à l'étude dans le détail du comportement du frottement apparent évalué à partir du modèle de lignes d'écoulement sécantes.

4.2. Evolution du frottement apparent calculé à partir du modèle de lignes sécantes

4.2.1. Evolution des intégrales A, B, C et D

La Figure 6.21 représente l'évolution des quatre coefficients géométriques A, B, C et D qui sont les intégrales des actions élémentaires de scission et de pression locales, en fonction du rayon normé, pour un angle de cône de 90° et un rayon de courbure de 100 microns. Les quatre intégrales ont été évaluées à l'aide du modèle de lignes d'écoulement sécantes. Cette évolution permet notamment de retrouver les cas limites à rayon nul suivants :

$$\begin{array}{ll} \text{pour } m = 0 & m_{\text{apparent}} = 0 \\ \text{pour } m = 1 & m_{\text{apparent}} = 1 \end{array}$$

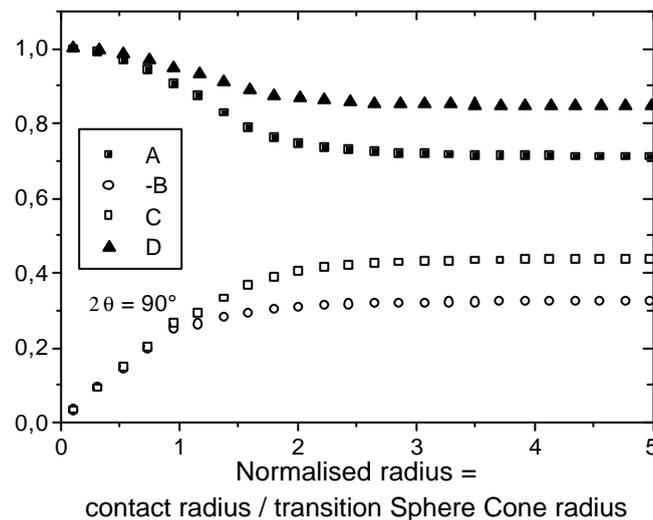


Figure 6.21 : évolution des coefficients géométriques ABC et D qui permettent de relier le frottement apparent à la géométrie et au frottement vrai. Dans cette simulation, le demi-angle au sommet est 45°.

En effet à rayon nul les vecteurs \vec{n} et \vec{t} sont respectivement portés par l'axe \vec{z} et \vec{x} , ainsi la part déformation est nulle et $m = m_{\text{apparent}}$.

4.2.2. Evolution du frottement

La Figure 6.22 présente l'évolution du coefficient de frottement apparent, en fonction du rayon normé, pour un angle de retour de sillon nul, et pour un angle de cône de 90° . On fait alors varier le coefficient de frottement vrai.

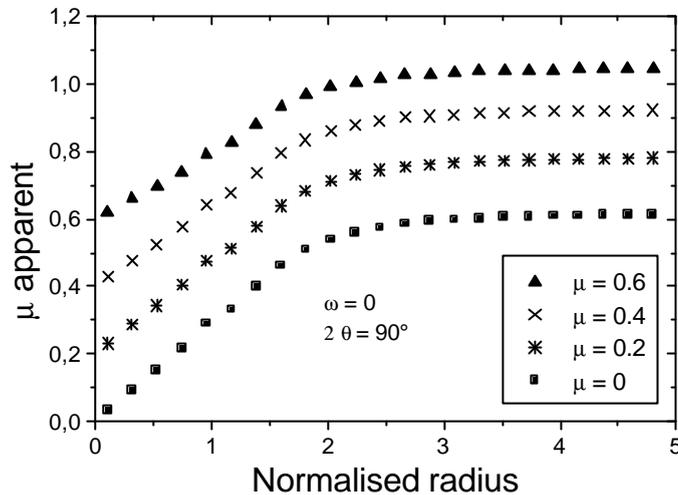


Figure 6.22: évolution du frottement apparent pour différentes valeurs du frottement vrai, pour un angle de retour nul et un angle de cône de 90° .

Dans le calcul des quatre intégrales A, B, C et D, la distribution de pression de contact due à l'action de la pointe sur la surface, est supposée uniforme. Pour voir l'effet de la distribution de pression sur le calcul du frottement, on utilise une distribution de pression de contact de type Hertzienne [10] (distribution elliptique) pour un contact circulaire ponctuel $p(r) = p_0(1 - (r/a)^2)^{1/2}$, cette distribution de pression permet en outre, de donner plus d'importance à la région aux alentours de l'axe de la charge, plutôt qu'aux bords de la pointe. De même on peut utiliser une distribution de pression de type axisymétrique [11] ou plastique de la forme $p(r) = p_0(1 - B_1(r/a) + B_2(r/a)^2)$. Cette distribution de pression est entre la distribution de pression de Hertz et la distribution de pression constante. Ces différentes distributions de pression sont représentées Figure 6.23.

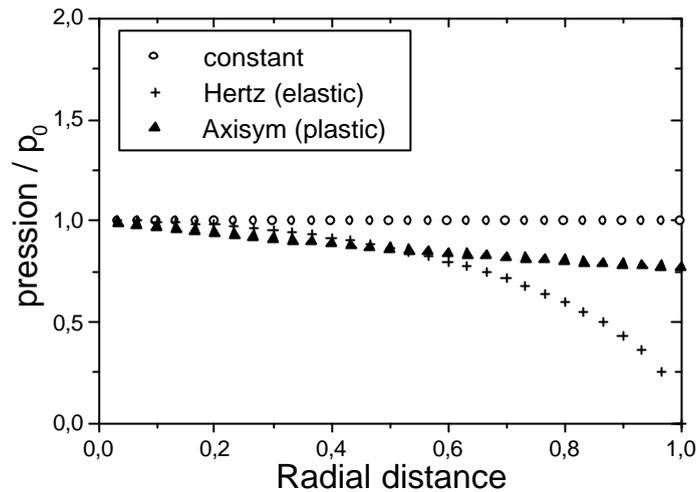


Figure 6.23 : évolution des distributions de pressions constante, de type élastique (Hertz) et de type plastique (axisymétrique) avec $B_1 = 1.107$ et $B_2 = 0.31$ en fonction de la distance radiale.

Lorsque l'angle de retour de sillon est nul, l'effet d'une modification de la distribution de pression sur le calcul du frottement apparent est nul. De même lorsque le contact est complètement symétrique l'influence de la distribution de pression est quasi-identique pour les 4 coefficients A, B, C et D donc l'influence sur le frottement apparent est négligeable. La figure 6.24 présente l'évolution du frottement apparent en fonction de la demi largeur de contact, pour un angle de cône de 90° , un frottement vrai de 0.1 et un angle de retour de sillon de $\pi / 12$. En dessous d'un rayon d'intégration $a \sin w$, le contact est symétrique, la part déformation du coefficient de frottement apparent est annulé. Au dessus de $a \sin w$ le frottement apparent varie pour atteindre sa valeur asymptotique qui est cependant plus faible que dans le cas où l'angle de retour est nul. La Figure 6.24 montre aussi l'influence de la distribution de pression sur le calcul du frottement apparent. Lorsque l'angle de retour de sillon est différent de 0 ou de $\pi / 2$, l'influence de la distribution de pression n'est pas la même sur les 4 coefficients A, B, C et D donc le calcul du frottement apparent est influencé par cette distribution de pression. Néanmoins pour les trois distributions de pression proposées l'influence est au maximum de 5% ce qui reste raisonnable.

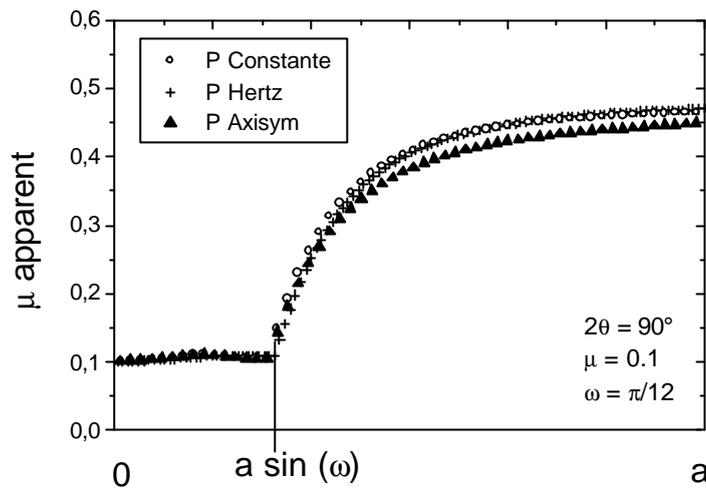


Figure 6.24 : évolution du frottement apparent pour les trois distributions de pressions. La simulation a été effectuée avec le modèle de lignes sécantes.

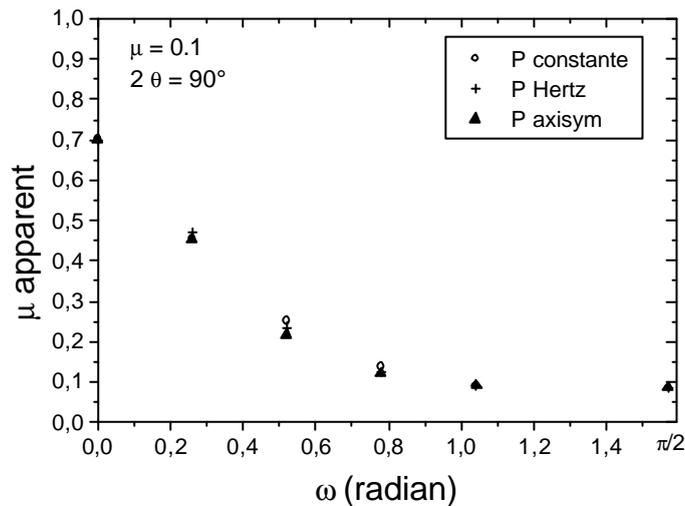


Figure 6.25 : évolution de la valeur asymptotique du frottement apparent calculé pour les trois distributions de pressions. En fonction de l'angle de retour.

La Figure 6.25 représente l'évolution de la valeur asymptotique du frottement apparent en fonction de l'angle de retour de sillon, pour les trois distributions de pression. Les valeurs asymptotiques du frottement sont différentes selon la distribution de pression utilisée mais aussi selon la valeur de l'angle de retour de sillon ce qui peut être remarqué sur la Figure 6.25. C'est pour une valeur proche de $w = p / 6$ que l'écart relatif apportée par une modification de la distribution de pression est la plus grande, cependant cette erreur reste raisonnable.

En conclusion, l'hypothèse de départ qu'il règne une pression moyenne dans le contact et que la non prise en compte d'une distribution de pression ellipsoïdale ou plastique n'amène pas d'erreur importante dans le calcul du frottement apparent est justifiée.

4.2.3. Influence du rayon de courbure de la pointe

La Figure 6.26 présente l'évolution du frottement apparent en fonction du rayon de contact, pour trois rayons de courbure de bille différents (50, 100 et 200 microns), pour un même angle de cône de 90° . Les simulations ont été obtenues pour un angle de retour de sillon nul et un frottement vrai nul. Les valeurs asymptotiques du frottement sont les mêmes quelque soit le rayon de courbure de la bille, cependant plus le rayon de courbure est petit plus la valeur du frottement apparent atteint vite sa valeur asymptotique. Lorsque l'enfoncement augmente, la partie conique de la pointe commence à entrer dans le matériau, pour les pointes de faible rayon de courbure, la partie conique de la pointe sera plus vite en contact, ce qui explique que l'on atteint plus ou moins rapidement la valeur asymptotique. Les pointes ont toutes le même angle de cône qui impose la même déformation, la valeur asymptotique du frottement apparent est donc commune aux trois pointes coniques de rayons de courbure différents.

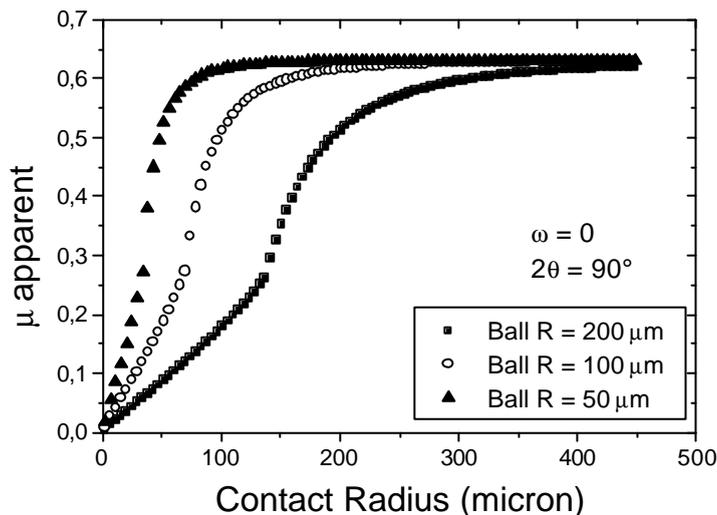


Figure 6.26 : évolution du frottement apparent en fonction du rayon de contact pour différent rayon de courbure de bille, pour un angle de cône de 90° , un frottement vrai nul et un angle de retour nul. La simulation a été effectuée avec le modèle de lignes sécantes.

Si le rayon de contact est normé par le rayon de transition sphère cône soit $R_{bille} \times \sin(p/2 - q)$, alors les évolutions du frottement apparent pour les trois rayons de courbure différents de la pointe se superposent. La Figure 6.27 illustre cette superposition et permet de visualiser que la valeur asymptotique est bien la même dans tous les cas. Le fait de normer le rayon de contact montre que la géométrie de la bille (rayon de courbure) n'est pas essentielle dans les simulations.

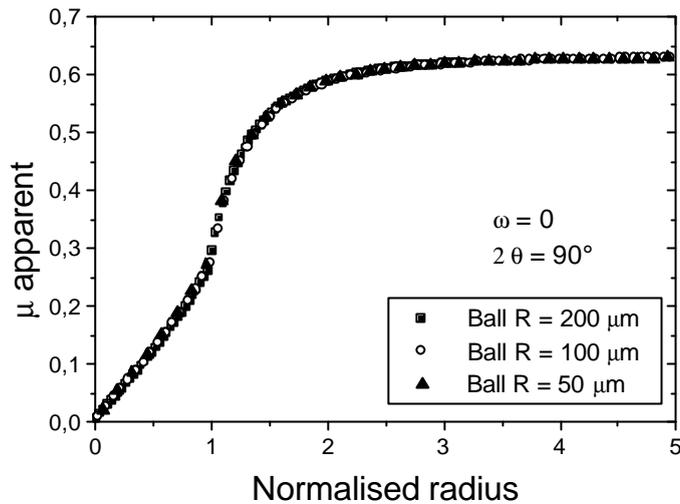


Figure 6.27 : dans cette simulation le rayon de contact a été normé par le rayon de courbure de la bille.

On peut par contre noter que le rayon de la bille, la largeur de contact ainsi que l'angle de retour de sillon sont les paramètres essentiels dans l'analyse inverse qui permet d'évaluer le frottement vrai à partir du frottement apparent. Deux rayons de courbure différents donneront deux frottement vrai différents.

4.2.4. Evolution du frottement apparent en fonction de l'angle de retour de sillon

La Figure 6.28 présente l'évolution du frottement apparent en fonction de l'angle de retour de sillon et pour trois valeurs du frottement vrai. A noter que $w = p/2$ correspond à un contact complètement symétrique, tandis que $w = 0$ correspond à une rayure parfaitement plastique. Pour $w = p/2$ le contact est totalement symétrique, et la part déformation du frottement apparent est nulle. Dans le cas où le frottement vrai est nul, le frottement apparent s'annule lorsque le contact se symétrise. D'une manière générale lorsque le contact se symétrise (w augmente) la part déformation est réduite jusqu'à devenir nulle lorsque le contact est totalement symétrique.

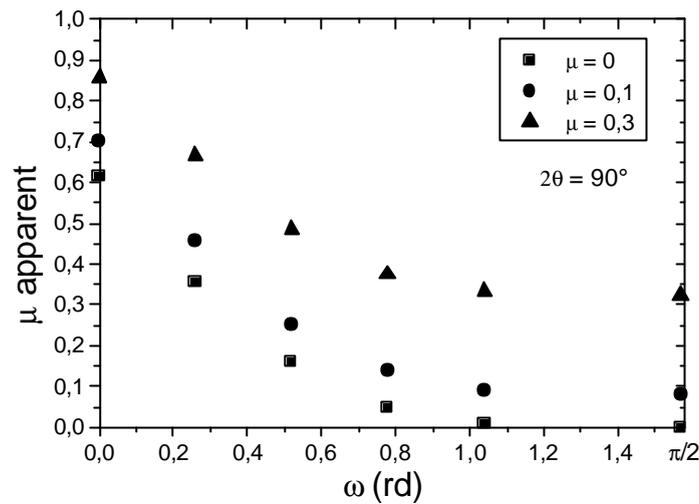


Figure 6.28 : évolution du frottement apparent en fonction de l'angle de retour w , pour différents frottement vrai. Dans cette simulation, le modèle utilisé est le modèle de lignes sécantes et l'angle de cône est de 90° . Le rayon de courbure de l'extrémité de la pointe est nul.

L'influence de l'angle de retour est donc très importante, et la non prise en compte amène à de grosses différences de frottement. Les modèles proposés dans la littérature ne prennent pas compte cet angle de retour, si ce n'est récemment dans Bucaille, Felder et Hochstetter [3]. Le modèle introduit un paramètre angulaire (voir paragraphe 1 du chapitre) qui correspond à l'angle de retour de sillon w . Cependant les auteurs ont négligé la partie triangulaire du retour dans le calcul de l'aire de contact permettant d'obtenir le frottement de déformation.

5. CONCLUSION

Un modèle d'analyse du frottement a été présenté à partir de trois jeux de lignes d'écoulement qui sont le modèle de lignes horizontales, le modèle de lignes sécantes et le modèle de lignes verticales. Ces jeux de lignes d'écoulement permettent d'évaluer le coefficient de frottement vrai à partir du coefficient de frottement apparent et de la géométrie de contact (dimension et forme du contact). L'évaluation se traduit par le calcul de 4 intégrales le long des lignes d'écoulement, les lignes d'écoulement permettent de s'affranchir de la part déformation du coefficient de frottement apparent imposé par la géométrie de la pointe. Les modèles proposés prennent en compte l'angle de retour de sillon dû au retour élastique rencontré dans les polymères. Les simulations ont montré que les trois jeux de lignes d'écoulement ne sont pas adaptées à toutes les situations. Ainsi les lignes verticales sont bien adaptées aux angles de cône important, tandis que les lignes horizontales sont bien adaptées aux petits angles de cône. Par contre les lignes sécantes se sont révélées adaptées à toutes les situations. Le modèle présenté permet enfin de retrouver la solution de Tabor, cas limite lorsque $m = 0$ et $w = 0$.

ANNEXE : JEUX DE LIGNES D'ÉCOULEMENT

Les pointes utilisées dans la modélisation du frottement vrai par les lignes d'écoulements sont celles que l'on utilise dans notre laboratoire. Ces pointes sont coniques avec une extrémité de pointes sphériques.

1. EVALUATION DU VECTEUR NORMAL

Le vecteur normale \vec{n} à la pointe est indépendant des lignes d'écoulement, pour les 3 jeux de lignes il s'évalue de la même façon en fonction d'angles que l'on déterminera en même temps que l'évaluation du vecteur tangentiel.

1.1. Partie sphérique

La partie sphérique de la pointe est schématisée Figure A.1. L'élément de matière sur la ligne se situe en P. Dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$:

$$\vec{n} = \sin a \vec{x} + \cos a \sin g \vec{y} + \cos a \cos g \vec{z} \tag{A.1}$$

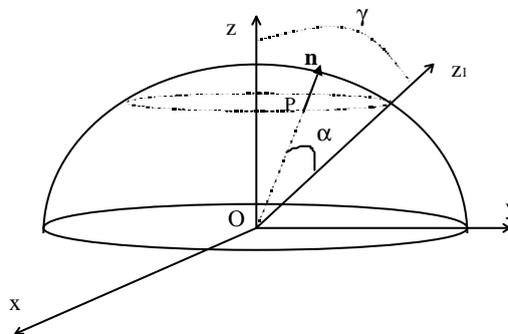


Figure A.1 : schématisation de la partie sphérique.

1.2 Partie conique

La partie conique de la pointe est schématisée figure A.2. Soit \vec{n}_z le vecteur porté par la normale au cône dans le plan (\vec{x}, \vec{y}) . Dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$:

$$\vec{n} = \cos q \cos b \vec{x} + \cos q \sin b \vec{y} + \sin q \vec{z} \tag{A.2}$$

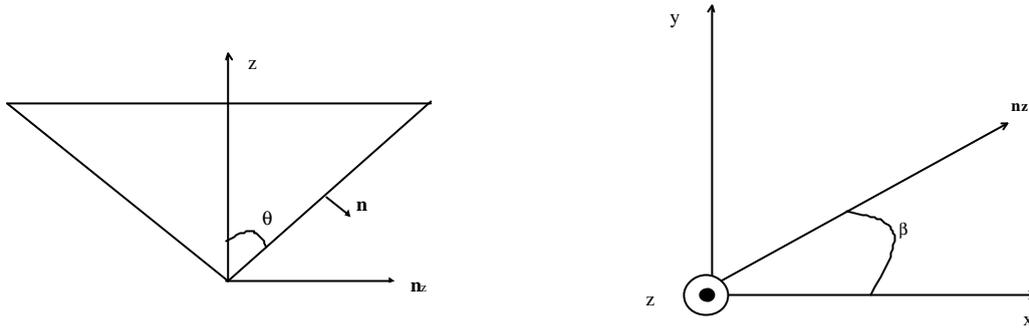


Figure A.2 : schématisation de la partie conique.

2. EVALUATION DU VECTEUR TANGENTIEL

Le vecteur tangentiel s'évalue différemment selon les lignes d'écoulement utilisées. On doit donc distinguer 6 cas.

2.1. Lignes horizontales

Les lignes d'écoulement horizontales sont supposées appartenir à des plans perpendiculaires à l'axe de la pointe.

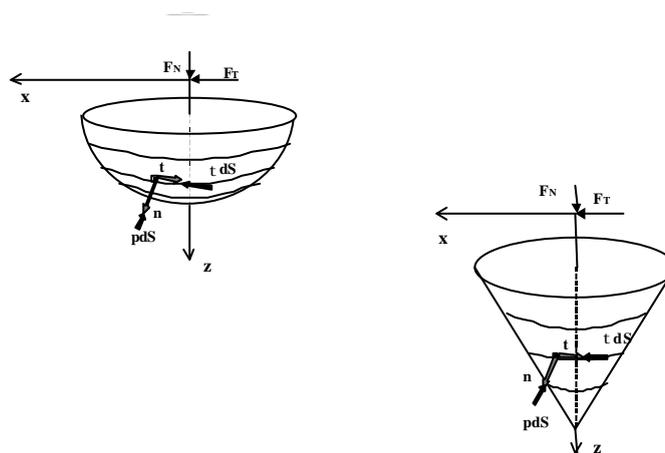


Figure A.3 : schématisation des lignes verticales, sur la partie sphérique à gauche et sur la partie conique à droite.

2.1.1. Partie sphérique

Les lignes horizontales sont caractérisées par $\vec{t} \cdot \vec{z} = 0$. Le vecteur tangentiel est donc défini par :

$$\vec{t} = -\sin \mathbf{b} \vec{x} + \cos \mathbf{b} \vec{y} \quad (\text{A.3})$$

L'angle \mathbf{b} est l'angle qui permet de balayer le plan (\vec{x}, \vec{y}) .

L'intégration se fait jusqu'à un angle limite \mathbf{g}_l défini dans le plan (\vec{y}, \vec{z}) par :

$$\tan \mathbf{g}_l = \frac{R_l}{\sqrt{R_{courbure}^2 - R_l^2}} \quad (\text{A.4})$$

R_l est le rayon limite d'intégration sur la partie sphérique de la pointe. R_l est fonction de \mathbf{q} le demi angle du cône de la pointe.

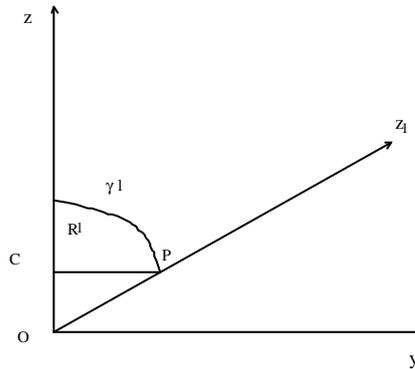


Figure A.4 : schématisation de l'angle limite d'intégration \mathbf{g}_l

\mathbf{a}_l est défini pour un angle \mathbf{g} courant par :

$$R_l^2 = R_{courbure}^2 (\sin^2 \mathbf{a}_l + \cos^2 \mathbf{a}_l \sin^2 \mathbf{g}) \quad (\text{A.5})$$

$$\tan^2 \mathbf{a}_l = \frac{R_l^2}{R_{courbure}^2 \cos^2 \mathbf{a}_l} - \sin^2 \mathbf{g}$$

De plus on a : $\overline{OP} \cdot \vec{z} = \sqrt{R_{courbure}^2 - R_l^2} = R_{courbure} \cos \mathbf{a} \cos \mathbf{g}$, ou encore en utilisant les relations (A.4) et (A.5) :

$$\tan^2 \mathbf{a}_l = \cos^2 \mathbf{g} \tan^2 \mathbf{g}_l - \sin^2 \mathbf{g} \quad (\text{A.6})$$

On définit pour finir l'angle \mathbf{a}_r , qui permet de prendre en compte l'angle de retour de sillon \mathbf{w} . \mathbf{a}_r est exprimé en fraction d'angle, par la relation suivante :

$$\mathbf{a}_r = -2 \mathbf{a}_l \mathbf{w} / \mathbf{p} \quad (\text{A.7})$$

L'élément de surface dS_n est :

$$dS_n = R_{courbure}^2 da dg \quad (\text{A.8})$$

Le calcul de l'élément de surface dS_n , avec ces données est limité par l'angle de retour de sillon, on néglige alors ce qu'on appelle le « triangle ». La prise en compte de ce triangle permet une analyse plus fine, pour cela on calcule l'aire de ce triangle que l'on ajoute à S. Cependant, le « triangle » n'intervient que pour des rayons d'intégrations $R_c > a \sin \mathbf{w}$. Lorsque cette condition n'est pas remplie le contact est symétrique. On peut remarquer que la gestion du « triangle » dans \mathbf{a}_r est implicite à l'angle \mathbf{a}_l . Enfin dS_n doit être normé par $\sin(\mathbf{p} / 2 - \mathbf{a})$, car dS_n correspond à l'élément de surface projeté.

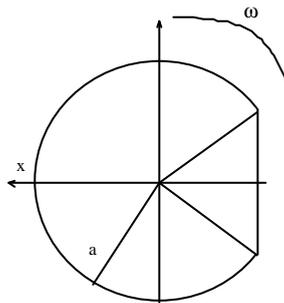


Figure A.5 : schématisation de l'empreinte avec le triangle.

Les 4 intégrales A, B, C et D à évaluer pour la partie sphérique des lignes horizontales sont :

$$A = \frac{1}{S_n} \int \vec{n} \cdot \vec{z} ds = \frac{1}{S_n} \int \cos \mathbf{a} \cos \mathbf{g} dS$$

$$B = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{z} ds = 0$$

$$C = \frac{1}{S_n} \int \vec{n} \cdot \vec{x} ds = \frac{1}{S_n} \int \sin \mathbf{a} dS$$

$$D = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{x} ds = \frac{1}{S_n} \int \sin \mathbf{b} dS$$

2.1.2. Partie conique

Le vecteur tangentiel est donné par la même relation que dans la partie sphérique soit :

$$\vec{t} = -\sin \mathbf{b} \vec{x} + \cos \mathbf{b} \vec{y} \quad (\text{A.9})$$

L'élément de surface est donné par :

$$dS_n = r dr d\mathbf{b} \quad (\text{A.10})$$

r est le rayon courant d'intégration, entre $R_{\min i}$ et la demi largeur de sillon a . Ici on calcule le « triangle » de la même façon que dans la partie sphérique. Cet élément de surface est ajoutée à dS_n . On peut noter que dS_n est l'élément de surface projeté sur le cône et non normal, ainsi dS_n doit être normé par $\sin \mathbf{q}$.

Les 4 intégrales A, B, C et D à évaluer pour la partie conique des lignes horizontales sont :

$$A = \frac{1}{S_n} \int \vec{n} \cdot \vec{z} ds = \frac{1}{S_n} \int \sin \mathbf{q} dS$$

$$B = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{z} dS = 0$$

$$C = \frac{1}{S_n} \int \vec{n} \cdot \vec{x} dS = \frac{1}{S_n} \int \cos \mathbf{q} \cos \mathbf{b} dS$$

$$D = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{x} dS = \frac{1}{S_n} \int \sin \mathbf{b} dS$$

2.2. Lignes sécantes

Les lignes d'écoulement sécantes sont représentées Figure A.6

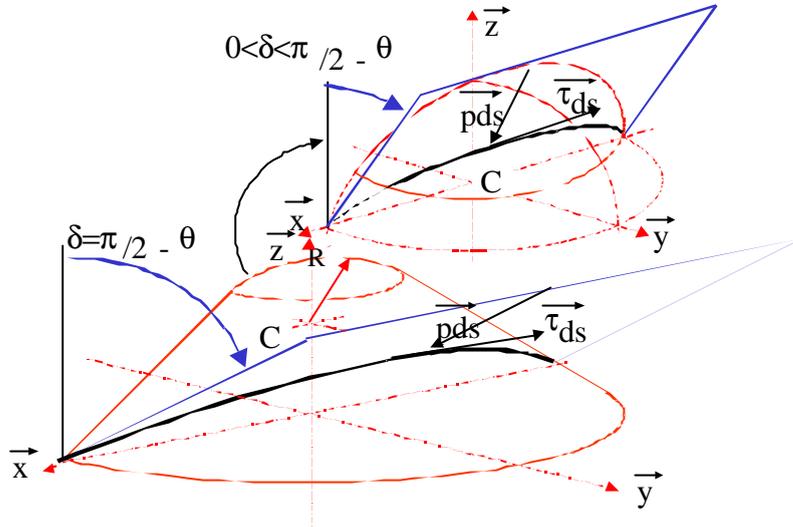


Figure A.6: schématisation des lignes sécantes sur la partie sphérique en haut et sur la partie conique en bas.

Il n'est pas nécessaire d'évaluer ici les intégrales A et C qui sont identiques aux lignes horizontales, de même pour le calcul de l'élément de surface.

2.2.1. Partie sphérique

Pour la partie sphérique, les lignes sont supposées appartenir à des plans qui passent par l'horizontale orientée dans la direction du mouvement, contenant le centre de la sphère. Elles découpent la sphère en quartier.

Le vecteur tangentiel est donc défini dans le repère (\bar{x}, \bar{z}_c) par $\vec{t} = \cos \mathbf{a}_t \bar{x} - \sin \mathbf{a}_t \bar{z}_c$ avec $\bar{z}_c = \cos \mathbf{d} \bar{z} + \sin \mathbf{d} \bar{y}$ soit dans le repère $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$:

$$\vec{t} = \cos \mathbf{a}_t \bar{x} - \sin \mathbf{a}_t \sin \mathbf{d} \bar{y} - \sin \mathbf{a}_t \cos \mathbf{d} \bar{z} \quad (\text{A.11})$$

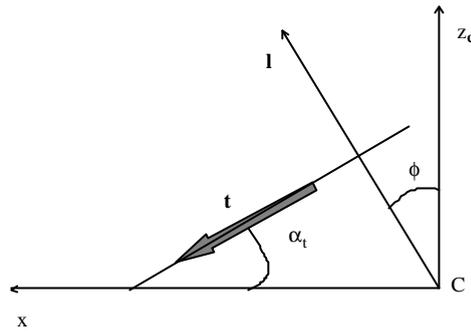


Figure A.7 : schématisation du plan (x, z_c)

La Figure A.4 donne : $\overrightarrow{CP} = \overrightarrow{OP} - \overrightarrow{OC}$
 Or $\overrightarrow{OC} = h\vec{z}$ et $\overrightarrow{OP} = R_{courbure} \vec{n}$ où $R_{courbure}$ est le rayon de courbure de la bille.

Donc dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$:

$$\overrightarrow{CP} = R_{courbure}(\sin \mathbf{a} \vec{x} + \cos \mathbf{a} \sin \mathbf{g} \vec{y}) + (R_{courbure} \cos \mathbf{a} \cos \mathbf{g} - h)\vec{z}$$

Ainsi la norme au carré $|\overrightarrow{CP}|^2 = R_{courbure}^2 + h^2 - 2R_{courbure} \cos \mathbf{a} \cos \mathbf{g} h$

On a aussi :

$$\overrightarrow{CP} = |\overrightarrow{CP}| \vec{l} \quad (\text{A.12})$$

Soit $\vec{l} = \overrightarrow{CP}/|\overrightarrow{CP}|$ or $\vec{l} = \cos \mathbf{f} \vec{z}_c + \sin \mathbf{f} \vec{x} = \sin \mathbf{f} \vec{x} + \cos \mathbf{f} \sin \mathbf{d} \vec{y} + \cos \mathbf{f} \cos \mathbf{d} \vec{z}$

En utilisant (A.12) on a $l_y / l_z = CP_y / CP_z$ ce qui conduit à la relation :

$$\tan \mathbf{d} = \frac{R_{courbure} \cos \mathbf{a} \sin \mathbf{g}}{R_{courbure} \cos \mathbf{a} \cos \mathbf{g} - h} \quad (\text{A.13})$$

Les vecteurs unitaires \vec{n} et \vec{l} sont orthogonaux ce qui permet d'obtenir la relation suivante :

$$\tan \mathbf{a}_t = \frac{\tan \mathbf{a}}{\cos(\mathbf{g} - \mathbf{d})} \quad (\text{A.14})$$

Les 2 intégrales B et D à évaluer pour la partie sphérique des lignes sécantes sont :

$$B = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{z} ds = -\frac{1}{S_n} \int \cos \mathbf{d} \sin \mathbf{a}_t \, dS$$

$$D = \frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{x} ds = \frac{1}{S_n} \int \cos \mathbf{a}_t \, dS$$

2.2.2. Partie conique

Dans la partie conique, on choisit des lignes d'écoulement sécantes générées par l'intersection des plans (γl) et de la surface du cône. L'angle γl est fixé par l'angle du cône soit $\mathbf{g} l = \mathbf{p} / 2 - \mathbf{q}$, ainsi les plans (γl) sont des plans inclinés et parallèles entre eux, « descendant » le long du cône (voir Figure A.6). Les lignes d'écoulement sur un même plan (γl) sont comprises entre 2 angles limites, $\mathbf{a}_{\min i}$ et $\mathbf{a}_{\max i}$. Le premier angle $\mathbf{a}_{\min i}$, permet lorsque le plan (γl) intercepte la partie sphérique de la pointe, de ne pas prendre en compte la ligne dépassant dans la partie sphérique de la pointe. De même le second angle, $\mathbf{a}_{\max i}$, permet de ne pas prendre en compte la ligne lorsqu'elle dépasse de l'extrémité de la partie conique de la pointe, notamment dans les cas où l'enfoncement est important.

Le vecteur tangentiel est défini dans le repère $(\vec{x}_{g_l}, \vec{y}_{g_l}, \vec{z}_{g_l})$ par $\vec{t} = \cos \mathbf{n} \vec{x}_{g_l} - \sin \mathbf{n} \vec{z}_{g_l}$, avec $\vec{x}_{g_l} = \vec{x}$ et $\vec{z}_{g_l} = \cos \mathbf{g}_l \vec{z} + \sin \mathbf{g}_l \vec{y}$ donc dans le repère $(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ la relation conduit à :

$$\vec{t} = \cos \mathbf{n} \vec{x} - \sin \mathbf{n} \sin \mathbf{g}_l \vec{y} - \sin \mathbf{n} \cos \mathbf{g}_l \vec{z} \quad (\text{A.15})$$

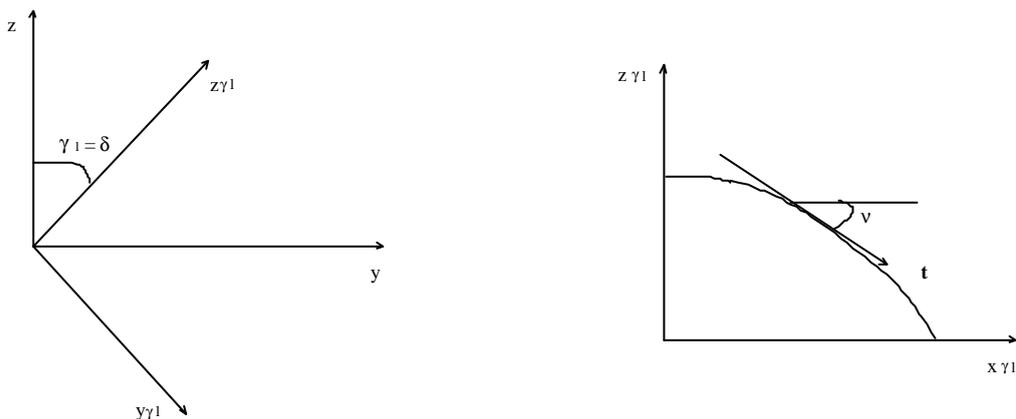


Figure A.8 : schématisation des angles dans le plan (γl) .

Les vecteurs normaux et tangentiels sont orthogonaux soit $\vec{n} \cdot \vec{t} = 0$ ce qui conduit à :

$$\tan \mathbf{n} = \frac{\cos \mathbf{q} \cos \mathbf{b}}{\sin \mathbf{g}_l \cos \mathbf{q} \sin \mathbf{b} + \sin \mathbf{q} \cos \mathbf{g}_l} \quad (\text{A.16})$$

Les 2 intégrales B et D à évaluer pour la partie conique des lignes sécantes sont :

$$B = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{z} ds = \frac{1}{S_n} \int \sin \mathbf{n} \cos \mathbf{g}_l dS$$

$$D = \frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{x} ds = \frac{1}{S_n} \int \cos \mathbf{n} dS$$

2.3. Lignes verticales

Les lignes verticales appartiennent à l'intersection des plans d'équations $y = a \sin \Omega$ (voir figure A.11) et de la sphère d'équation $x^2 + y^2 + z^2 = R_{courbure}^2$ dans la partie sphérique de la pointe, ces lignes sont donc des arcs de cercles d'équations : $x^2 + z^2 = R_{courbure}^2 - a^2 \sin^2 \Omega$. L'angle Ω permet de décrire la famille de plans verticaux. Dans la partie conique de la pointe les lignes verticales appartiennent à l'intersection des plans d'équations $y = a \sin \Omega$ et du cône d'équation $x^2 + y^2 + (z \tan \mathbf{a})^2 = 0$, ces lignes sont donc des morceaux d'hyperboles d'équations :

$$-\left(\frac{x}{a \sin \Omega}\right)^2 + \left(\frac{z \tan \mathbf{a}}{a \sin \Omega}\right)^2 - 1 = 0 \quad (\text{A.17})$$

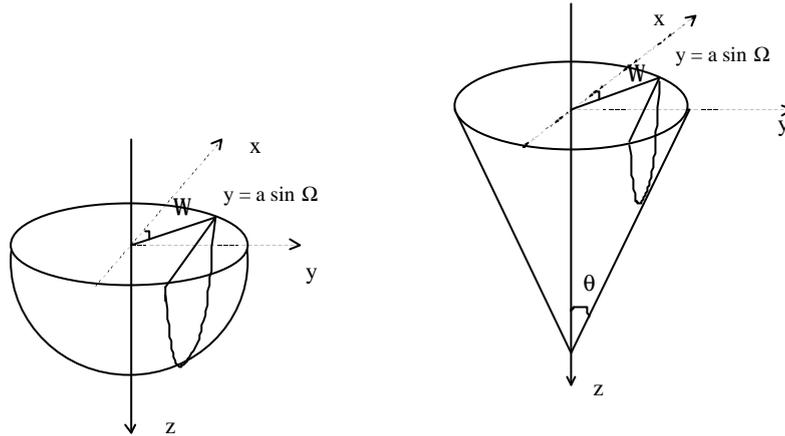


Figure A.9 : schématisation des lignes verticales, sur la partie sphérique à gauche et sur la partie conique à droite.

Il n'est pas nécessaire d'évaluer ici les intégrales A et C qui sont identiques aux lignes horizontales.

2.3.1. Partie sphérique

La ligne verticale est décrite par l'équation $z = \sqrt{R_{courbure}^2 - a^2 \sin^2 \Omega - x^2}$ dans le plan (x, z)

la dérivée de l'équation $\frac{dz}{dx} = \frac{-x}{z}$ permet de donner la pente de la tangente.

Le vecteur $\vec{T} \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{dz_0}{dx_0} \end{vmatrix}$ est un vecteur tangent non unitaire en (x_0, z_0) au cercle.

Ainsi le vecteur $\vec{t} \begin{vmatrix} z_0 \\ \sqrt{z_0^2 + x_0^2} \\ 0 \\ -x_0 \\ \sqrt{z_0^2 + x_0^2} \end{vmatrix}$ est un vecteur unitaire tangent au cercle en (x_0, z_0) .

Avec $z_0 = \sqrt{R_{courbure}^2 - a^2 \sin^2 \Omega - x_0^2}$

Les 2 intégrales B et D à évaluer pour la partie sphérique des lignes verticales sont :

$$B = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{z} ds = \frac{1}{S_n} \int \frac{x_0}{\sqrt{z_0^2 + x_0^2}} dS$$

$$D = \frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{x} ds = \frac{1}{S_n} \int \frac{z_0}{\sqrt{z_0^2 + x_0^2}} dS$$

2.3.2. Partie conique

La ligne verticale est décrite par l'équation $z = \sqrt{\left(\frac{a \sin \Omega}{\tan \mathbf{a}}\right)^2 + \left(\frac{x}{\tan \mathbf{a}}\right)^2}$ dans le plan (x, z) la dérivée de l'équation, soit $\frac{dz}{dx} = \frac{x}{z \tan^2 \mathbf{a}}$ permet de donner la pente de la tangente.

Le vecteur $\vec{T} \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \\ \frac{dz_0}{dx_0} \end{vmatrix}$ est un vecteur tangent non unitaire en (x_0, z_0) à l'hyperbole.

Ainsi le vecteur $\vec{t} \begin{vmatrix} \frac{z_0 \tan^2 \mathbf{a}}{\sqrt{(z_0 \tan \mathbf{a})^2 + x_0^2}} \\ 0 \\ \frac{x_0}{\sqrt{(z_0 \tan \mathbf{a})^2 + x_0^2}} \end{vmatrix}$ est un vecteur unitaire tangent à l'hyperbole en (x_0, z_0) .

$$\text{Avec } z_0 = \sqrt{\left(\frac{a \sin \Omega}{\tan \mathbf{a}}\right)^2 + \left(\frac{x_0}{\tan \mathbf{a}}\right)^2}$$

Les 2 intégrales B et D à évaluer pour la partie conique des lignes verticales sont :

$$B = -\frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{z} ds = -\frac{1}{S_n} \int \frac{x_0}{\sqrt{(z_0 \tan \mathbf{a})^2 + x_0^2}} dS$$

$$D = \frac{1}{S_n} \int \vec{t} \cdot \vec{x} ds = \frac{1}{S_n} \int \frac{z_0 \tan^2 \mathbf{a}}{\sqrt{(z_0 \tan \mathbf{a})^2 + x_0^2}} dS$$

Les intégrales A et C correspondent à la partie déformation du coefficient de frottement. Pour

$$m = 0 \qquad F_t / F_n = C / A$$

Un programme de calcul des intégrales A, B, C et D, avec les angles limites permet d'évaluer le coefficient de frottement vrai en fonction du coefficient de frottement apparent connaissant l'angle de retour de sillon w ainsi que la demi largeur de contact, et vice versa.

3. RESUME DES RESULTATS

Projection de \vec{n}		Valable pour les 3 jeux de lignes d'écoulement
Sphère	x	$\sin a$
	y	$\cos a \sin g$
	z	$\cos a \cos g$
Cône	x	$\cos q \cos b$
	y	$\cos q \sin b$
	z	$\sin q$

Tableau A.1 : projection du vecteur normal.

Projection de \vec{t}		Lignes Horizontales	Lignes Sécantes	Lignes Verticales
Sphère	x	$-\sin b$	$\cos a_t$	$z_0 / \sqrt{z_0^2 + x_0^2}$
	y	$\cos b$	$-\sin a_t \sin d$	0
	z	0	$-\sin a_t \cos d$	$-x_0 / \sqrt{z_0^2 + x_0^2}$
Cône	x	$-\sin b$	$\cos u$	$z_0 \tan^2 a / \sqrt{(z_0 \tan a)^2 + x_0^2}$
	y	$\cos b$	$-\sin u \sin g_t$	0
	z	0	$-\sin u \cos g_t$	$x_0 / \sqrt{(z_0 \tan a)^2 + x_0^2}$

Tableau A.2 : projection du vecteur tangentiel.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 6

- [1] F.P. Bowden, D. Tabor, The Friction and Lubrification of Solids Vol I, Clarendon Press, Oxford (1950-1954).
- [2] F.P. Bowden, D. Tabor, J. Appl. Phys. **17** (1966) 1521.
- [3] J-L. Bucaille, E. Felder, G. Hochstetter, Wear **249** (2001) 422.
- [4] A.P. Green, J. Mech. Phys. Solids **2** (1954) 378.
- [5] T.H.C. Childs, Int. J. Mech. Sci. **12** (1970) 393.
- [6] J.M. Challen, P.L.B. Oxley, Wear **53** (1979) 229.
- [7] M.R. Lovell, Z. Deng, Wear **236** (1999) 117.
- [8] A.J. Black, E.M. Kopalinsky, P.L.B. Oxley, Wear **123** (1988) 97.
- [9] J-M. Georges, Frottement Usure et Lubrification, CNRS EDITIONS, (2000).
- [10] K. Johnson, Contact Mechanics, Cambridge University Press, (1985).
- [11] N.R. Chitkara, M.A. Butt, Int. J. Mech. Sci. **34** 11 (1992) 849.

CHAPITRE 7

ANALYSE DU FROTTEMENT

CHAPITRE 7 : ANALYSE DU FROTTEMENT

CHAPITRE 7 : ANALYSE DU FROTTEMENT	134
INTRODUCTION	135
1. EVOLUTION DU FROTTEMENT APPARENT	135
2. EVOLUTION DU FROTTEMENT VRAI	137
2.1. Rappel : évaluation du frottement vrai	137
2.2. Evolution du frottement vrai en fonction de la vitesse	138
2.3. Evolution du frottement vrai en fonction de la température	139
2.4. Modèle de la couche d'atomes	141
2.5. Comparaison du frottement vrai du PMMA et du CR39.....	143
3. FROTTEMENT ET TAUX DE PLASTICITE	144
3.1. Frottement apparent et taux de plasticité	145
3.2. Frottement vrai et taux de plasticité.....	145
3.3. Hystérésis d'adhésion et taux de plasticité	148
4. EVOLUTION DE LA SCISSION	148
5. MODIFICATION DU FROTTEMENT	152
5.1. Effet d'un vernis anti rayure sur l'évolution du frottement.....	152
5.2. Traitement plasma	157
5.3. Effet de la rugosité de la pointe	159
CONCLUSIONS	163
BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 7	164

INTRODUCTION

Ce chapitre sera consacré dans un premier temps à l'étude de l'évolution du frottement apparent et du frottement vrai en fonction de la vitesse de glissement et de la température. L'évolution du frottement en fonction du taux de plasticité sera ensuite examinée. Dans un deuxième temps une analyse de l'effet d'un vernis et d'un traitement plasma sur la modification du frottement sera présentée. Enfin dans un troisième temps l'effet de la rugosité de la pointe sur le frottement sera analysé.

1. EVOLUTION DU FROTTEMENT APPARENT

Le frottement apparent est le frottement mesuré expérimentalement. Les essais de glissement-rayure décrit au chapitre 4 permettent de mesurer le frottement apparent en fonction de la vitesse pour différentes températures. La Figure 7.1 représente l'évolution du coefficient de frottement apparent du CR39 en fonction de la vitesse de glissement pour 3 températures mesurée lors d'un essai de glissement-rayure avec une pointe de 90° ayant un défaut de pointe de rayon de courbure de 100 microns. La force normale appliquée est de 1 newton. A -50°C (température très inférieure à la transition vitreuse) le frottement apparent est constant, à 30°C (température toujours en dessous de la transition vitreuse) le frottement apparent décroît, et au dessus de la transition vitreuse à 100°C le frottement apparent est croissant.

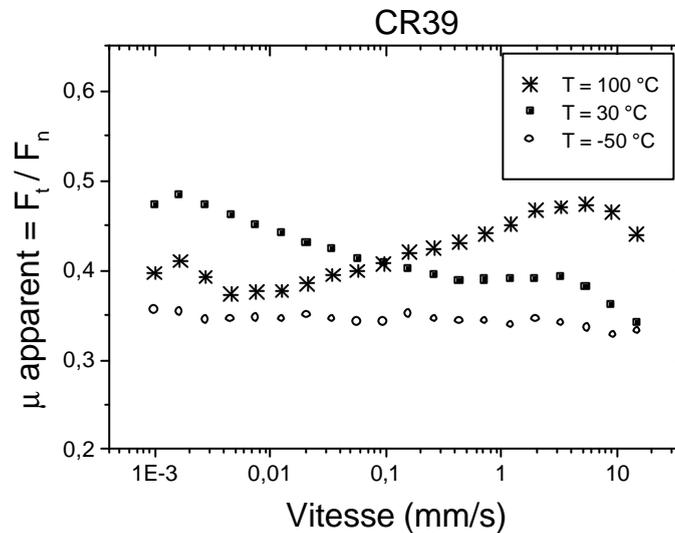


Figure 7.1 : évolution du frottement apparent en fonction de la vitesse de glissement pour 3 températures différentes obtenu en essai de glissement-rayure avec une pointe de 100 microns de rayon de courbure et un angle de cône de 90°.

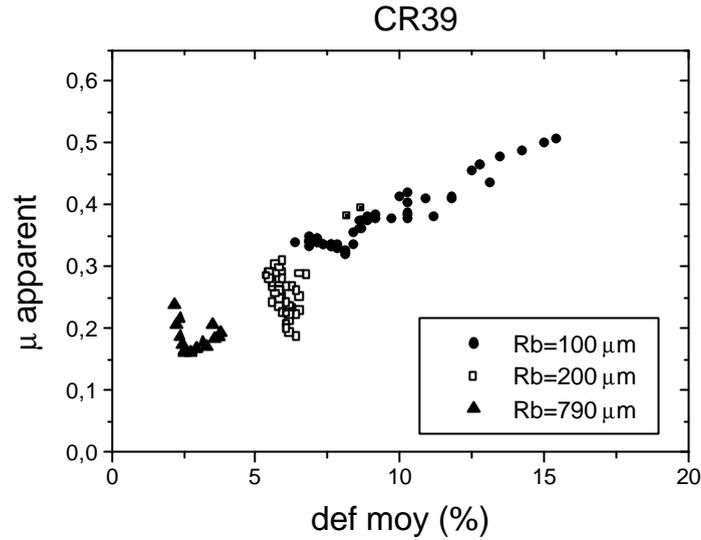


Figure 7.2 : évolution du frottement apparent en fonction de la déformation moyenne pour différentes géométries de pointes et des températures de l'ordre de 20°C.

La Figure 7.2 présente l'évolution du frottement apparent du CR39 en fonction de la déformation moyenne. Les essais ont été effectués à charge constante (1 Newton) à différentes températures proches de 20°C pour trois pointes de rayon de courbure différent. La forme et la taille de la pointe modifie la déformation moyenne (à température constante) ce qui a pour effet de modifier le frottement apparent. L'analyse des contacts révèle que les glissements réalisés avec la pointe de 790 microns sont des glissements quasi élastiques symétriques. Les glissements avec la pointe de 100 microns sont des rayures élastoplastiques.

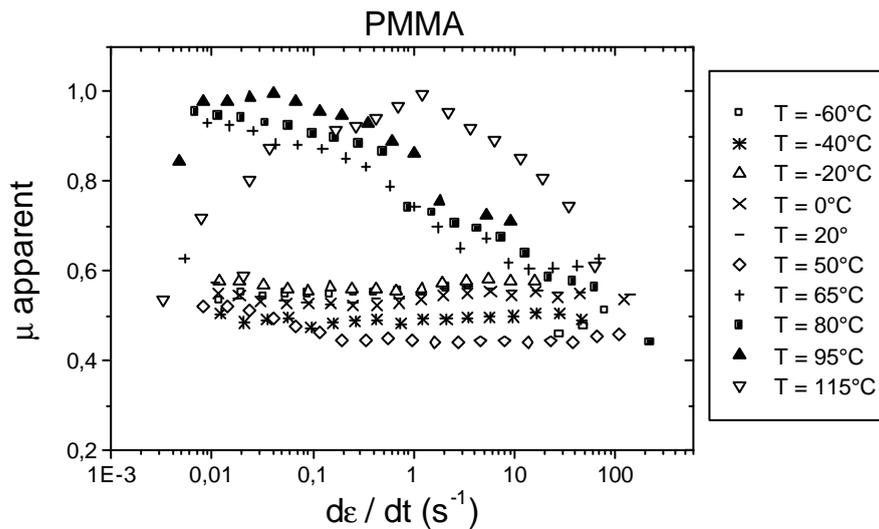


Figure 7.3 : évolution du frottement apparent en fonction de la vitesse de déformation et de la température, obtenu en essai de glissement-rayure avec une pointe de 120° et de rayon de courbure de 30 microns.

La Figure 7.3 présente l'évolution du frottement apparent du PMMA en fonction de la vitesse de déformation et de la température, obtenu en essai de glissement-rayure à l'aide d'une pointe d'angle de cône de 120° et de rayon de courbure de 30 microns. La charge imposée est ajustée au fluage près c'est à dire que pour ces essais de frottement avec le PMMA la part déformation évolue peu car on a essayé de garder une largeur de contact constante (de 130 microns) lors du premier palier de vitesse. L'évolution du frottement apparent du PMMA est comparable à celle du CR39. Loin de la transition vitreuse ($T_g \approx 110^\circ C$) le frottement est constant (de l'ordre de 0.5). A température inférieure à la transition vitreuse le frottement est décroissant et au dessus de la transition vitreuse le frottement est croissant.

2. EVOLUTION DU FROTTEMENT VRAI

2.1. Rappel : évaluation du frottement vrai

Le chapitre 6 a en parti été consacré à la présentation d'une modélisation pour permettre d'évaluer le frottement vrai par méthode inverse. Le frottement vrai est obtenu à partir du frottement apparent et de la géométrie de contact (forme et dimension) par un modèle de lignes d'écoulement qui permet de s'affranchir de la part déformation du frottement apparent.

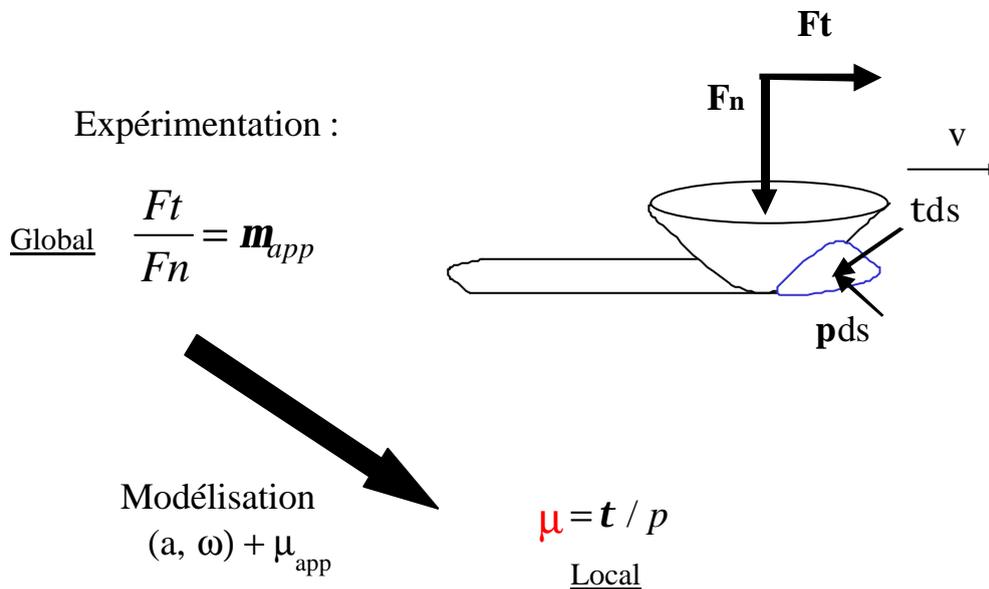


Figure 7.4 : comment évalue-t-on le frottement vrai ?

La Figure 7.4 présente schématiquement la déformation générée par une pointe sur une surface. La connaissance de la géométrie de contact c'est à dire la largeur de contact (a) et

l'angle de retour de sillon (w) ainsi que la mesure du frottement apparent permettent l'évaluation du frottement vrai. Un programme numérique permet d'évaluer les intégrales des actions élémentaires de pression et de scission en prenant compte la géométrie de contact. Le frottement vrai est calculé à partir de ces intégrales et du frottement apparent (voir chapitre 6 paragraphe 3).

2.2 Evolution du frottement vrai en fonction de la vitesse

La Figure 7.5 présente l'évolution du frottement vrai du CR39 en fonction de la vitesse de glissement pour trois températures différentes dans un essai de glissement-rayure avec une pointe de 100 microns de rayon de courbure et une charge appliquée de 1 Newton. Le frottement vrai est bien inférieur au frottement apparent (Figure 7.1) signature d'un contact non symétrique.

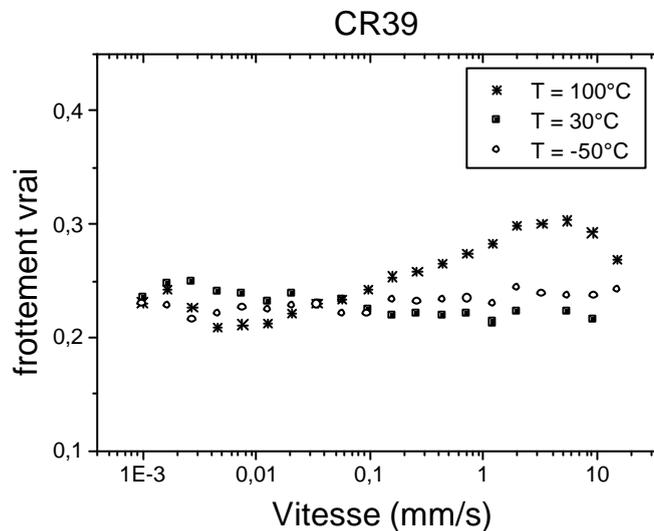


Figure 7.5 : évolution du frottement vrai en fonction de la vitesse pour 3 températures d'essai différentes.

On retrouve par ailleurs comme pour le frottement apparent le fait qu'à basse température le frottement vrai est constant. Lorsque la température augmente mais est toujours inférieure à la transition vitreuse le frottement est décroissant, et enfin pour des températures supérieures à la transition vitreuse le frottement vrai est décroissant. Ces évolutions du frottement apparent et vrai montrent la présence d'un pic de frottement en fonction de la température.

Des essais de frottement avec un appareil de force de surface (SFA) sur des lamelles de mica recouvertes d'une mono couche de surfactant [1] montrent (voir Figure 7.6) que le frottement présente un pic en fonction de la température (on note T_m la température du pic). Par ailleurs l'évolution du frottement est comparable à celle du facteur de perte $\tan \delta$. L'explication de ce pic de frottement a pour origine la corrélation entre le frottement et l'hystérésis d'adhésion.

Israelachvili [1] et Chaudhury [2] ont montré que le frottement n'était pas corrélé à l'adhésion mais à l'hystérésis d'adhésion. L'hystérésis d'adhésion correspond à la dissipation d'énergie d'un cycle charge décharge (déplacement vertical des surfaces). Le mécanisme a une origine moléculaire due à l'interpénétration des chaînes et surtout à leurs aptitudes à se désenchevêtrer. Par analogie, en glissement, où les surfaces se déplacent latéralement au lieu de verticalement comme précédemment, on s'attend ainsi aux mêmes corrélations entre frottement et hystérésis d'adhésion. Le frottement et l'hystérésis d'adhésion dépendent de paramètres comme le temps de contact, la vitesse de glissement, la température et notamment l'état du polymère. A basse température ($T < T_m$) les couches sont considérées dans un état solide. Durant la phase de charge et décharge (comme dans la phase de glissement) il y a une faible interpénétration des chaînes de polymères donc il y a une faible hystérésis d'adhésion qui conduit à une faible valeur du frottement. A haute température ($T > T_m$) les couches sont dans un état liquide. Lorsqu'il y a contact les chaînes relaxent rapidement de façon à ce que le système soit à l'équilibre. Il n'y a pas d'hystérésis d'adhésion et le frottement est faible et décroît pour atteindre une valeur asymptotique. Entre ces deux températures ($T \approx T_m$) les chaînes sont plus flexibles et mobiles qu'à basse température mais moins qu'à haute température. Lorsqu'il y a contact les chaînes créent des liens qui conduisent à une hystérésis d'adhésion importante et donc à un frottement important.

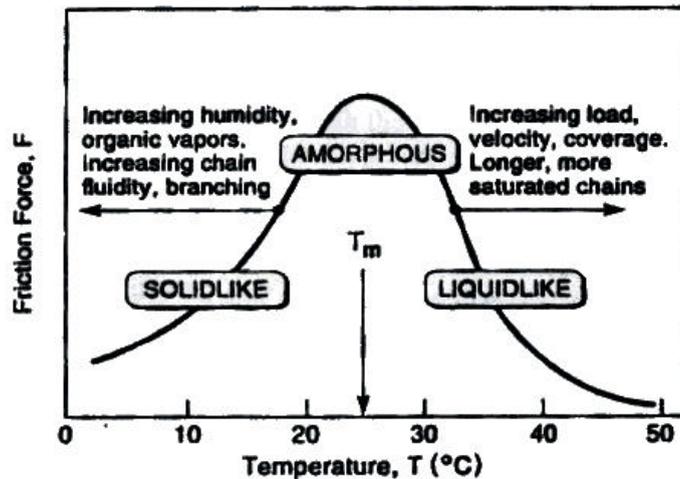


Figure 7.6 : évolution du frottement en fonction de la température pour un polymère, obtenue par SFA [1].

2.3. Evolution du frottement vrai en fonction de la température

L'évolution du frottement apparent et du frottement vrai en fonction de la vitesse pour différentes températures permet pour une vitesse donnée de tracer l'évolution en fonction de la température. Sur les Figures 7.1 et 7.5 seul trois températures ont été représentées. L'évolution du frottement apparent et du frottement vrai en fonction de la température pour une vitesse de 12 mm/s est tracée Figure 7.7. Le frottement apparent présente un pic important entre 50 et 60°C, lié à la modification de la géométrie de contact (l'angle de retour

de sillon W commence à augmenter à partir de ces températures voir chapitre 5). Le frottement vrai présente un plus petit pic au voisinage de la transition vitreuse, que l'on attribue au phénomène de pégosité (tack). La pégosité correspond à l'inter diffusion des chaînes de polymères en contact, qui lors du détachement de ces chaînes, fait augmenter le frottement.

Pour attribuer le pic de frottement vrai au phénomène de pégosité, on fait l'hypothèse que lors d'un essai de glissement-rayure une fine couche de polymère contamine la pointe ce qui fait qu'on a un contact polymère-polymère. Lors d'un essai de glissement-rayure, la pointe est nettoyée à l'alcool avant le premier essai. L'évolution du frottement apparent lors de ce premier essai est toujours très différente des autres essais dans les mêmes conditions d'expérimentation qui eux sont identiques. C'est donc lors de ce premier essai qu'une fine couche de polymère contamine la pointe. Une manière de valider cette hypothèse consisterait à vérifier expérimentalement par une analyse physico-chimique ou par diffraction de rayons X, qu'après un essai de glissement-rayure on a bien une présence de polymère sur la pointe.

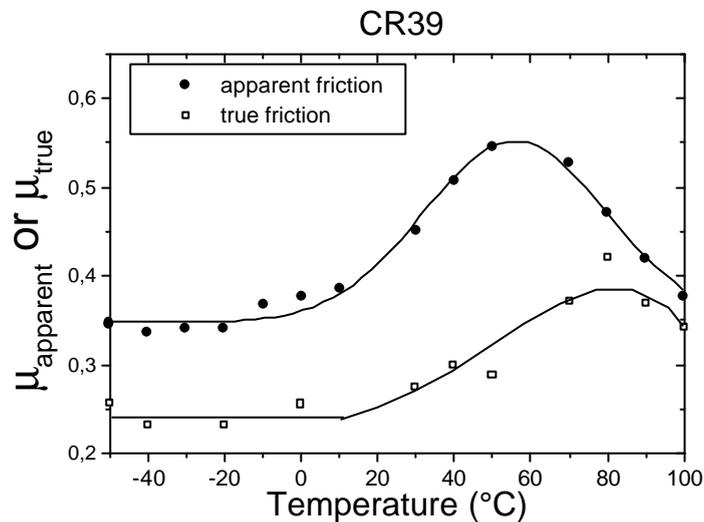


Figure 7.7 : évolution du frottement apparent et du frottement vrai en fonction de la température pour une vitesse de 12 microns/s.

Au niveau moléculaire des études de glissement d'une sphère composée d'un réseau de PDMS sur une brosse de PDMS [3] ont montré que pour des vitesses d'essais comparables à nos essais de glissement-rayure pour des systèmes où les molécules de surfaces sont immobiles, que le frottement est indépendant de la vitesse. Les systèmes où les molécules de surfaces pénètrent dans le réseau montre une dépendance du frottement avec la vitesse de glissement. Le frottement augmente avec la vitesse. Cette pénétration diminue avec la vitesse pour disparaître lorsque le réseau commence à glisser sur une brosse «solide», le frottement devient alors constant. On parle de brosse «solide» dans le cas où le frottement est constant et de brosse «liquide» dans le cas où le frottement augmente avec la vitesse. Ces études sont dans un cadre où la température d'essai (température ambiante) est très supérieure à la température de transition vitreuse des polymères qui est de l'ordre de -120°C . L'ajout de connecteurs sur les brosses permet d'avoir des systèmes où les molécules peuvent diffuser

dans le réseau. L'évolution du frottement en fonction de la vitesse présente un pic provenant d'une combinaison de paramètres. La décroissance du frottement avec la vitesse est attribuée au fait que lors de l'augmentation de la vitesse moins de monomères ont le temps de s'introduire dans le réseau.

Pour faire un parallèle avec le frottement vrai, dans nos essais de glissement-rayure à basse température (loin de la température de transition vitreuse) on a l'équivalent d'une brosse « solide » l'évolution du frottement avec la vitesse est relativement constante. A haute température (supérieur à la température de transition vitreuse) on a l'équivalent d'une brosse « liquide » les chaînes de polymères s'interpénètrent, le frottement augmente avec la vitesse de glissement. Entre ces deux températures l'augmentation de la vitesse fait que les chaînes de polymères sont moins interpénétrées ce qui réduit progressivement le frottement.

2.4. Modèle de la couche d'atomes

Le modèle de la couche d'atomes [4] permet d'illustrer la physique qui permet d'expliquer le pic de frottement en fonction de la température. Le modèle consiste en une couche d'atomes adsorbés sur une surface plate (voir Figure 7.8). Les atomes ne peuvent être que dans deux états. Dans l'état A, les atomes sont « sphériques » et dans l'état B, les atomes sont « aplatis ». Les deux états sont supposés avoir la même énergie, et à l'équilibre la moitié des atomes sont dans l'état A. Les atomes peuvent passer de l'état A à l'état B en franchissant une barrière d'énergie e .

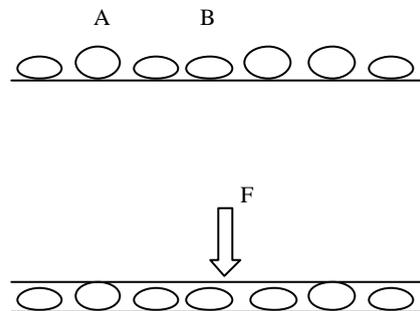


Figure 7.8 : schématisation du modèle de la couche d'atomes [4] : les atomes sont soit dans l'état A soit dans l'état B. L'application d'une force a pour effet de réduire la proportion d'atomes dans l'état A et de déformer élastiquement les atomes restant dans l'état A.

On applique une force normale à l'aide d'une surface sur les atomes. On considère qu'au début de l'approche seul les atomes dans l'état A sont en interaction avec la surface, après le contact les atomes dans l'état A sont déformés élastiquement et leurs nombres diminuent au profit de l'état B. On suppose que la barrière de potentiel est de la forme

$$U = U_0(1 - \cos kx) = \frac{e}{2}(1 - \cos kx). \text{ Soit } N \text{ le nombres d'atomes, } NP_A(t) \text{ atomes sont dans}$$

l'état A où $P_A(t)$ est la probabilité qu'un atome soit dans l'état A. La force exercée par les atomes sur la surface est :

$$F = NP_A(t)dU / dx = NP_A(t)ke / 2 \sin kx \tag{7.1}$$

L'énergie nécessaire pour un cycle d'indentation rétraction est :

$$\Delta E = \oint F dx \tag{7.2}$$

Cette énergie correspond aussi à l'hystérésis d'adhésion.

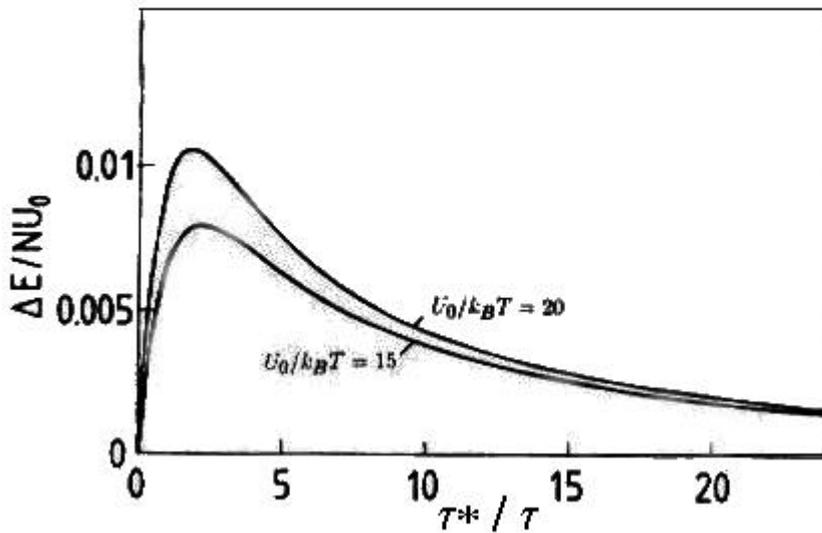


Figure 7.9 : évolution de $\Delta E = \oint F dx$ en fonction du rapport temps de relaxation qui caractérise le mouvement de la surface (t^*) sur le temps de relaxation des atomes dans l'état B (t) [4].

La Figure 7.9 représente l'évolution de ΔE . Pour $t^* \ll t$ le mouvement de la surface est très rapide et les atomes dans l'état A n'ont pas le temps de passer dans l'état B. Les atomes se déforment élastiquement et lors du retrait l'énergie emmagasinée est restituée, il n'y a pas d'hystérésis d'adhésion. Pour $t^* \gg t$ le système est en équilibre thermique, et l'énergie est restituée lors du retrait de la surface. Lorsque $t \approx t^*$ l'hystérésis d'adhésion est importante. Par ailleurs le temps de relaxation $t \propto e^{e/k_B T}$ dépend fortement de la température, indiquant la similitude entre l'évolution de l'hystérésis d'adhésion ou du frottement en fonction de la température.

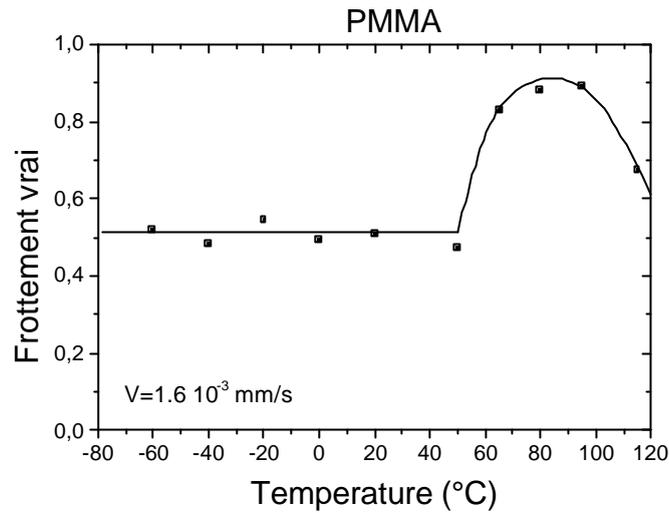


Figure 7.10 : évolution du frottement vrai du PMMA en fonction de la température.

La Figure 7.10 présente l'évolution du frottement vrai du PMMA en fonction de la température pour une vitesse donnée de 1.6 mm s^{-1} obtenue lors d'un essai de glissement-rayure avec une pointe conique de 120° et de rayon de courbure de 30 microns. Le frottement vrai du PMMA présente un large pic au voisinage de la température de transition vitreuse.

2.5. Comparaison du frottement vrai du PMMA et du CR39

La comparaison des pics de frottement vrai du PMMA (Figure 7.10) et du CR39 (Figure 7.7) montre que les amplitudes de ces pics sont très différentes. Le PMMA a un grand pic d'amplitude de l'ordre de 0.4 tandis que le CR39 a un petit pic d'amplitude de l'ordre de 0.1.

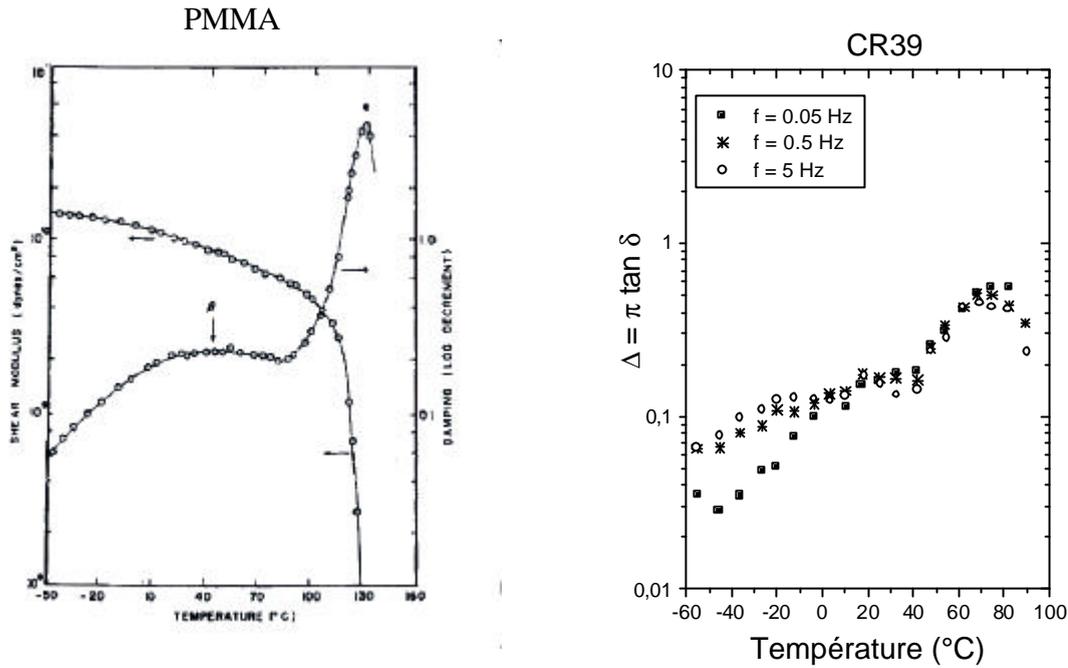


Figure 7.11 : évolution du décrement logarithmique du PMMA (à gauche) en fonction de la température [5], et du CR39 (à droite) obtenu par spectrométrie mécanique.

La Figure 7.11 présente l'évolution du décrement logarithmique du PMMA qui est proportionnel au facteur de perte (graphique de gauche $\Delta \approx p \tan d$) pour une fréquence de 1 Hz et du CR39 (graphique de droite) pour des fréquences de 0.05 et 0.15 Hz en fonction de la température. Le pic **a** du décrement logarithmique du PMMA se situe aux alentours de 130°C (pour un PMMA coulé). La valeur de ce pic est donc très importante et bien supérieure à celle du CR39 ce qui fait que l'adhésion est importante et apparaît un pic de frottement vraie plus prononcée. Bueche [6] et Ludema [7] ont noté les similitudes entre les pics de frottement apparent et les pics de $\tan d$ pour le PMMA. Pour le CR39 on constate aussi cette similitude entre pic de frottement apparent et pic de $\tan d$. Ces résultats permettent donc d'expliquer que l'amplitude du pic de frottement vrai provient de l'amplitude du pic **a** du facteur de perte.

3. FROTTEMENT ET TAUX DE PLASTICITE

On a vu au chapitre 3 et 5 que le rapport pression de contact sur seuil d'écoulement plastique (p/s_Y) permet de donner une information sur la nature de la réponse du contact. Pour un rapport p/s_Y inférieur à 1.1 le contact est élastique, pour un rapport p/s_Y compris entre 1.1 et 1.65 le contact est élastoplastique et pour un rapport p/s_Y supérieur à 1.65 le contact est plastique.

3.1. Frottement apparent et taux de plasticité

La Figure 7.12 présente l'évolution du frottement apparent du CR39 en fonction du taux de plasticité pour différentes géométries de pointes et différentes températures comprises entre -40°C et 40°C . Ces températures sont inférieures à la température de transition vitreuse.

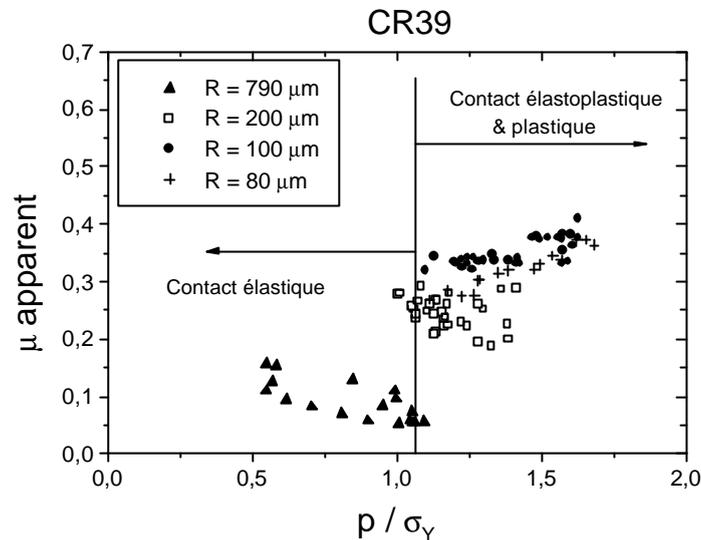


Figure 7.12 : évolution du frottement apparent du CR39 en fonction du taux de plasticité, pour des températures comprises entre -40°C et 40°C .

Dans nos essais le frottement apparent du CR39 évolue entre un taux de plasticité compris entre 0,5 et 1,7 sans jamais atteindre des contacts totalement plastiques. Dans cette gamme de taux de plasticité le frottement apparent augmente au premier ordre avec le taux de plasticité.

3.2. Frottement vrai et taux de plasticité

La Figure 7.13 présente l'évolution du frottement vrai du MR6 en fonction du taux de plasticité pour différentes géométries de pointes et pour des températures de l'ordre de 20°C .

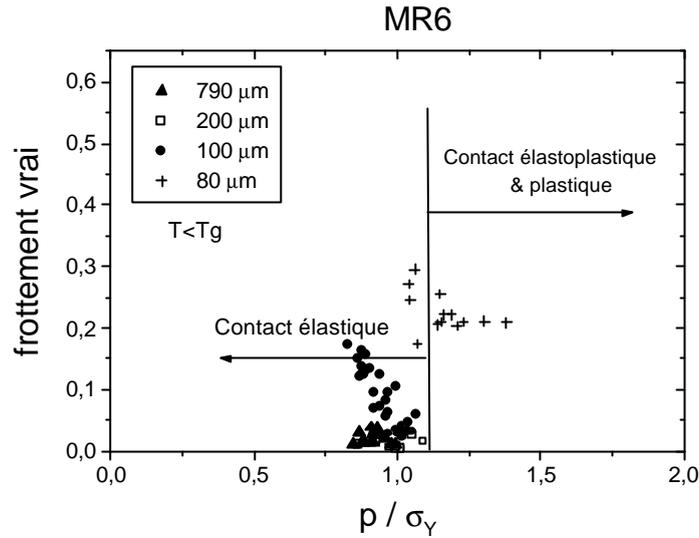


Figure 7.13 : évolution du frottement vrai du MR6 en fonction du taux de plasticité.
La température est de l'ordre de 20°C

La Figure 7.14 présente l'évolution du frottement vrai du CR39 en fonction du taux de plasticité pour différentes géométries de pointes et différentes températures inférieures à la transition vitreuse. Les géométries des pointes utilisées permettent de balayer tout les domaines de réponse du matériau. L'évolution du frottement vrai du CR39 présente comme pour le MR6 un saut de frottement lorsqu'on passe du contact élastique à élastoplastique.

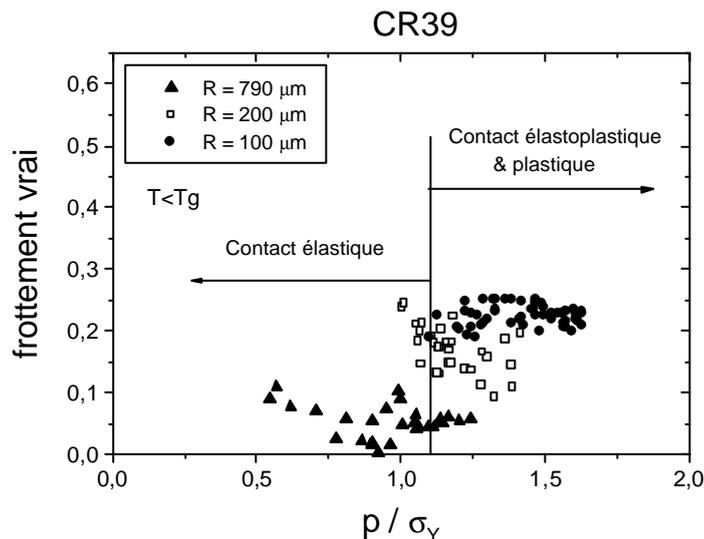


Figure 7.14 : évolution du frottement vrai du CR39 en fonction du taux de plasticité, pour différentes températures inférieures à la température de transition vitreuse.

L'évolution du frottement vrai du PMMA en fonction du taux de plasticité présentée Figure 7.15 montre aussi que pour ce polymère on a un saut de frottement lors du passage contact élastique contact élastoplastique. Les températures sont ici toujours inférieures à la transition vitreuse et de l'ordre de 20°C.

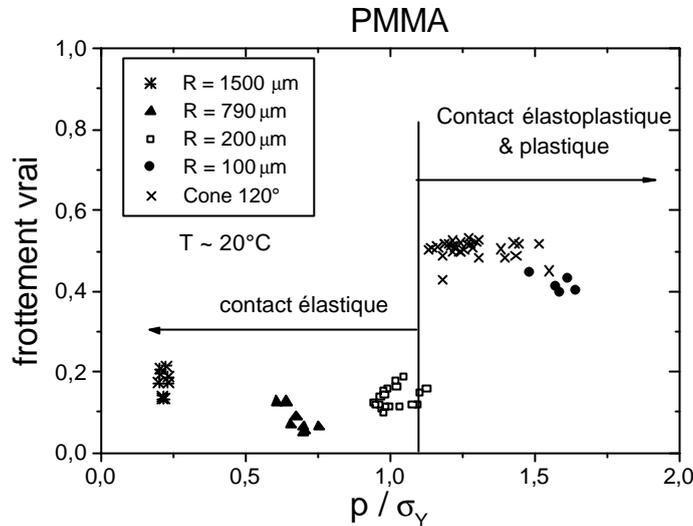


Figure 7.15 : évolution du frottement vrai du PMMA en fonction du taux de plasticité, pour des températures de l'ordre de 20°C.

En conclusion le frottement vrai présente un saut de frottement lors du passage contact élastique contact élastoplastique. Les évolutions du frottements vrai dépendent aussi du temps de contact notamment lorsque la température augmente et se rapproche de la température de transition vitreuse. La Figure 7.16 permet de visualiser la dépendance en temps de contact du frottement vrai pour une température de 80°C selon la géométrie de la pointe utilisée.

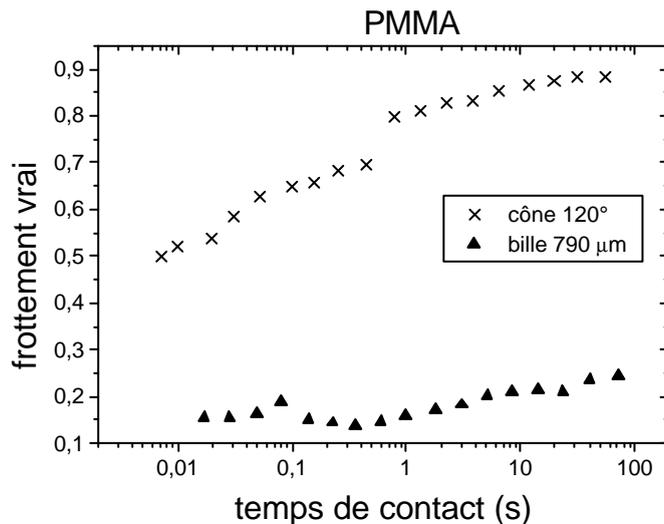


Figure 7.16 : évolution du frottement en fonction du temps de contact pour le PMMA à une température de 80°C.

3.3. Hystérésis d'adhésion et taux de plasticité

On vient de voir au paragraphe précédent que le frottement vrai présente un saut de frottement lors du passage contact élastique contact plastique. La corrélation entre frottement et hystérésis d'adhésion vu au paragraphe 2.2, indique que pour une faible hystérésis d'adhésion le frottement est faible et que lorsque l'hystérésis d'adhésion augmente le frottement augmente. Cette corrélation permet de proposer les hypothèses suivantes pour justifier le saut de frottement :

1. Dans un contact à réponse élastique, l'énergie fournie est globalement totalement restituée, l'hystérésis d'adhésion est faible et donc le frottement vrai est faible.
2. La plasticité peut augmenter l'hystérésis d'adhésion donc le frottement vrai.

L'hystérésis d'adhésion augmente généralement avec le temps de contact, donc lorsque la vitesse de glissement augmente le temps de contact diminue ainsi que l'hystérésis d'adhésion. On a vu au paragraphe 1.3 du chapitre 5 que par exemple en augmentant la vitesse de glissement on pouvait passer d'une réponse élastoplastique à élastique. La diminution de la vitesse de glissement permet donc de passer d'une réponse élastique à élastoplastique et augmente l'hystérésis d'adhésion ainsi que le frottement vrai qui est corrélé.

En conclusion le passage d'une réponse élastique à élastoplastique est accompagné d'une augmentation de l'hystérésis d'adhésion qui conduit à un saut de frottement vrai.

4. EVOLUTION DE LA SCISSION

La scission interfaciale apparente est définie par le rapport force tangentielle sur aire de contact normale :

$$t_{app} = F_t / S_n \quad (7.1)$$

La Figure 7.17 présente les courbes maîtresses de la scission apparente et de la pression de contact du CR39 en fonction de la vitesse de déformation et de la température obtenues en essai de glissement-rayure avec une pointe de 100 microns de rayon de courbure, la charge normale appliquée est de 1 newton et la température est comprise entre -50°C et 100°C . Les courbes maîtresses ont été obtenues pour une température de référence de 20°C . La température de transition vitreuse est identifiée aux alentours de 70°C . Loin de la température de transition vitreuse la scission apparente et la pression de contact varient linéairement en fonction du logarithme de la vitesse de déformation. De ce fait la scission dépend linéairement de la pression de contact comme cela a été suggéré par Briscoe [8].

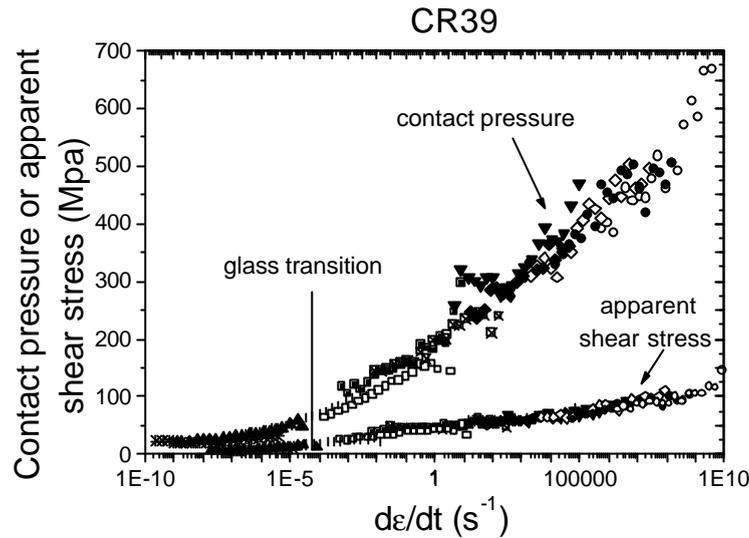


Figure 7.17 : courbes maître de la scission apparente et de la pression de contact, à une température de référence de 20°C obtenues en essai de glissement-rayure avec une bille de 100 microns pour des températures comprises entre -50°C et 100°C.

La scission apparente peut être décomposée en une part de déformation et une part de scission vraie. La scission vraie est définie par le produit du frottement vrai et de la pression vraie de contact :

$$t_{vraie} = m_{vrai} \times p \tag{7.2}$$

La part de scission de déformation peut ainsi être évaluée par la relation :

$$t_{def} = t_{app} - t_{vraie} \tag{7.3}$$

La Figure 7.18 présente les courbes maîtresses de scission déformation et scission vraie en fonction de la vitesse de déformation et de la température pour une température de référence de 20°C. La Figure 7.18 montre trois domaines. A haute température (domaine 1), où le contact est relativement symétrique la scission déformation est faible. A basse température (domaine 3), où le contact est asymétrique la scission déformation augmente avec la vitesse de déformation. Entre les deux températures extrêmes (domaine 2) on peut voir l'effet de la variation du contact (variation de l'angle de retour w) sur un pic local de la scission déformation. Le pic local de la scission déformation est dû à la viscoélasticité qui modifie la forme du contact (pic b).

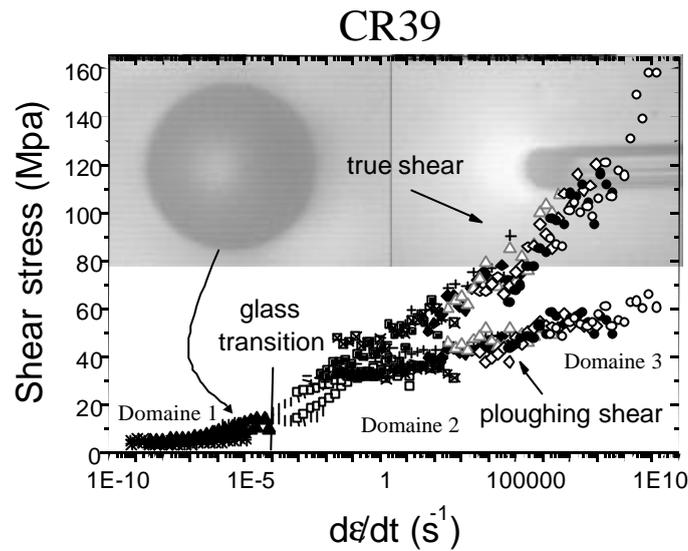


Figure 7.18 : courbes maîtresse de la scission déformation et de la scission vraie, obtenues en essai de glissement-rayure avec une bille de 100 microns pour des températures comprises entre -50°C et 100°C .

La Figure 7.18 montre aussi deux images de l'aire vraie de contact *in-situ* à 100°C et à -30°C . A 100°C le contact est large, profond et symétrique, tandis qu'à -30°C le contact est petit et dissymétrique. Les images sont issues d'essais à charge constante (1 Newton) et pour une même vitesse de glissement, l'échelle est par ailleurs identique.

L'effet de la variation de frottement vrai dû à la pégosité est peu marqué sur la scission vraie. Le phénomène apparaît quand la pression de contact devient petite (moins de 50 Mpa) donc l'effet est peu marqué sur la scission vraie qui est inférieure à 10 Mpa.

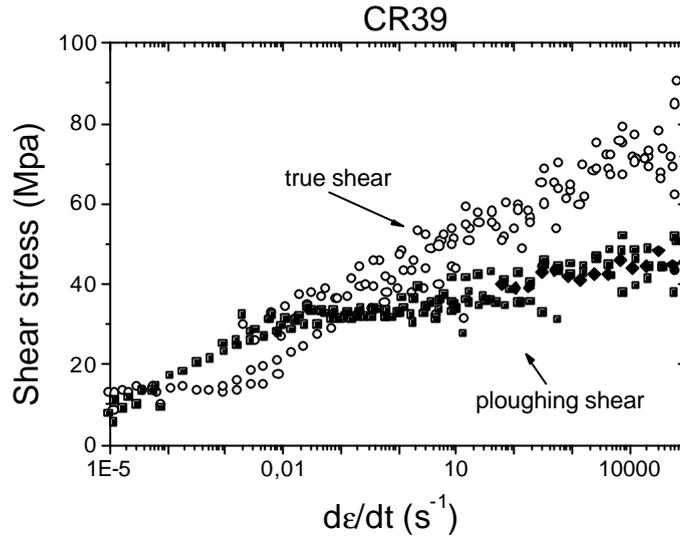


Figure 7.19 : zoom des courbes maître de scission déformation et de scission vraie correspondant à la Figure 7.18, obtenues en essai de glissement-rayure avec une bille de 100 microns pour des températures comprises entre -50°C et 100°C .

La Figure 7.19 représente un zoom de la Figure 7.18 entre -20°C et 50°C qui correspond au domaine 2 de la figure précédente. Le zoom permet de bien voir le pic de la courbe maître de scission déformation au voisinage de $20-30^{\circ}\text{C}$. On attribue ce pic de scission déformation à la transition T_b du polymère.

Transitions	CR39 polymère thermodurcissable
T_a	Pic de scission vraie Non visible
T_b	Pic de scission déformation visible

Tableau 7.1 : Récapitulatif des pics de scission vraie et de déformation selon le polymère.

Le pic de scission vraie n'est pas visible pour le CR39 malgré le petit pic du facteur de perte d'une part (ce pic a une faible amplitude) et d'autre part la pression vraie à cette température est très faible, ce qui a pour conséquence de « noyer » le pic de scission vraie.

5. MODIFICATION DU FROTTEMENT

5.1. Effet d'un vernis anti rayure sur l'évolution du frottement

Les surfaces de CR39 et MR6 peuvent être revêtues d'un vernis antirayure à base de glymo+colloïde de silice (composé fortement réticulé possédant des liaisons covalentes) ayant une taille de l'ordre de 10 à 15 nm avec une fraction volumique de l'ordre de 20%. Les épaisseurs des vernis sont comprises entre 0.5 μm et 5 μm .

Le tableau 7.2 récapitule les quatre substrats de CR39 revêtus des vernis, un substrat nu, un substrat revêtu d'un vernis de 0.6 μm , revêtu d'un vernis de 1.6 μm , et revêtu d'un vernis de 4.8 μm . Seul l'essai sur le CR39 nu a été réalisé à charge différente des autres essais. La pointe utilisée est une pointe conique d'angle 90° avec extrémité sphérique de rayon de courbure de 100 microns.

Substrat CR39	Charge	Température
Nu	1 N	20°C
Vernis 0.6 μm	0.7 N	20°C
Vernis 1.6 μm	0.7 N	20°C
Vernis 4.8 μm	0.7 N	20°C

Tableau 7.2 : Récapitulatif des vernis utilisés.

La Figure 7.20 présente l'évolution du frottement apparent de substrats de CR39 (nu ou revêtu d'un vernis) en fonction de la vitesse de déformation pour une température de 20°C. Le vernis permet donc de réduire sensiblement le frottement apparent et ce d'autant plus que l'épaisseur du vernis est importante. Le frottement apparent est réduit de près de moitié à basse vitesse de déformation entre le substrat nu et le vernis d'épaisseur 4.8 μm .

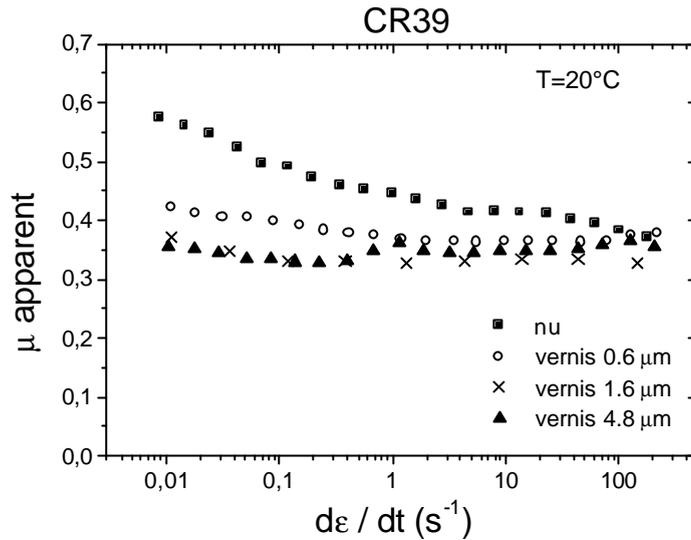


Figure 7.20 : évolution du frottement apparent en fonction de la vitesse de déformation pour le CR39 nu et revêtu de trois vernis d'épaisseurs différentes. Les essais ont été réalisés à 20°C avec une pointe sphérique de rayon 100 microns, la charge appliquée est de 0.7, sauf pour le CR39 nu où la charge appliquée est de 1 N.

La Figure 7.21 présente les images d'aire vraie de contact du CR39 nu, et revêtus des différents vernis de 0.6 microns à 4.8 microns obtenu en essai de glissement-rayure pour une vitesse de glissement de 0.1 mm/s. Ces images permettent de visualiser l'effet du vernis. L'image du CR39 nu présente un sillon au bord parallèle avec des micros rayures à l'intérieur du sillon (trace élastoplastique dans un contact globalement élastique). On distingue aussi un bourrelet frontal. Lorsque l'épaisseur du vernis augmente on s'aperçoit d'une part que le contact se symétrise, l'angle de retour de sillon w augmente, et d'autre part que les micros fissures présentes dans le sillon disparaissent petit à petit jusqu'à ce qu'on atteigne une épaisseur critique de vernis (4.8 microns dans cet exemple).



CR39 nu 1 N 0.1mm/s



CR39 0.6 microns 0.7N 0.1mm/s



CR39 1.64 microns 0.7N 0.1mm/s



CR39 4.8 microns 0.7N 0.1mm/s

Figure 7.21 : images d'aires vraies de contact du CR39 nu et revêtu, effectuées lors d'un essai de glissement-rayure à 20°C avec une pointe sphérique de rayon 100 microns, la charge appliquée est de 0.7 N, sauf pour le CR39 nu où la charge appliquée est de 1 N.

Si on fait un essai de glissement-rayure dans les mêmes conditions sur le CR39 nu, mais avec la pointe de rayon de courbure de 80 microns et d'angle de cône de 60°, on s'aperçoit que les micros rayures ne sont pas présentes. C'est la rugosité de la pointe qui en est à l'origine, on verra par la suite au paragraphe 5.3 que la rugosité de la pointe sphérique de 100 microns est d'environ 2.5 microns et que la rugosité de la pointe sphérique de 80 microns est 3 à 4 fois inférieure.

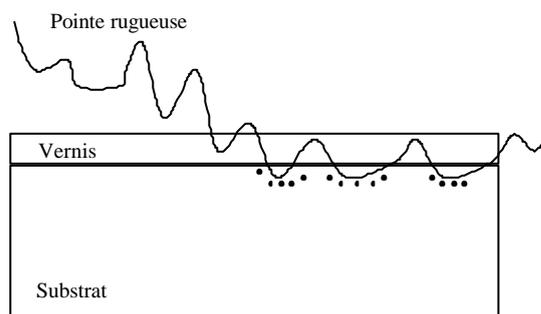


Figure 7.22 : schématisation de l'effet de la rugosité d'une pointe sur un substrat vernis.

La Figure 7.22 schématise l'effet de la rugosité d'une pointe sur un substrat vernis. Dans cet exemple la rugosité de la pointe est supérieure à l'épaisseur du vernis, certaines aspérités

s'enfoncent dans le substrat où les déformations imposées génèrent des micros contacts viscoplastiques localisés, laissant par la suite des micros rayures dans le sillon. Si la rugosité est inférieure à l'épaisseur du vernis, le vernis empêche localement l'apparition des micros contacts plastiques. La condition pour que le vernis soit efficace est que son épaisseur soit supérieure à la rugosité de la pointe. Pour en revenir à notre série de CR39 vernis, un vernis supérieure à 2.5 microns n'apporterait rien de mieux.

La Figure 7.23 présente l'évolution du frottement vrai en fonction de la vitesse de déformation dans les mêmes conditions que précédemment sur la Figure 7.20. Le frottement vrai est relativement constant. On constate que dans les cas du substrat nu et du vernis fin le frottement vrai est du même ordre de grandeur et qu'il est légèrement plus faible pour les vernis d'épaisseurs plus importantes. Lors de l'ajout du vernis la part déformation du coefficient de frottement apparent chute, provenant en partie de la symétrisation du contact et en partie de la réduction des traces élastoplastiques. Dans le cas des substrats revêtus par des vernis épais la part déformation du frottement apparent est réduite, ainsi que le frottement vrai imposé par les propriétés de surfaces. Les vernis utilisés sont des matériaux qui permettent pour de grandes déformations élastoplastiques de restituer une grande part d'énergie élastique. Le deuxième effet du vernis antirayure est donc de réduire le frottement vrai moyen du à un frottement apparent fonction du taux de plasticité.

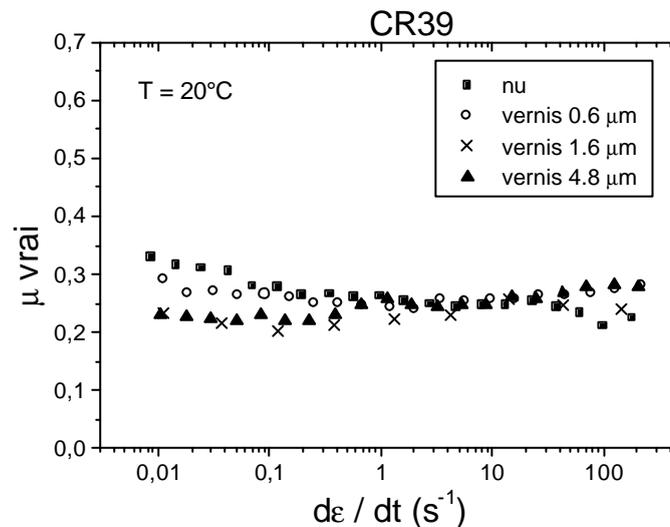


Figure 7.23 : évolution du frottement vrai en fonction de la vitesse de déformation pour le CR39 nu et revêtu de trois vernis d'épaisseurs différentes. Les essais ont été réalisés à 20°C avec une pointe sphérique de rayon 100 microns, la charge appliquée est de 0.7 N, sauf pour le CR39 nu où la charge appliquée est de 1 N.

En conclusion, le rôle du vernis antirayure est d'éviter l'effet des micro rugosités pour rendre le contact plus élastique (symétrisation du contact). L'effet induit pour ce contact plus élastique est une baisse du frottement vrai car ce dernier est sensible à la nature de la réponse du contact élastique / plastique. Les vernis antirayure ont donc principalement deux effets. Premièrement ils permettent d'empêcher localement la formation de micros rayures dues à la

rugosité de la pointe. Deuxièmement ils permettent de réduire légèrement le frottement vrai moyen. Par ailleurs l'inconvénient des vernis est qu'ils s'endommagent par fissuration sous certaines conditions.

5.2. Traitement plasma

On fait subir aux échantillons revêtus d'un vernis un traitement plasma oxygène dont le but est d'introduire une variation du coefficient de frottement pour en analyser les effets. Les polymères vernis vont subir des traitements plasma d'intensité différentes P1 et P2. Le traitement plasma P1 est plus intense que le plasma 2.

PRINCIPE ET ROLE DU TRAITEMENT PLASMA

Le principe du traitement plasma est le suivant : l'échantillon à traiter est placé dans une enceinte où règne un vide partiel. Un gaz plasma (argon, oxygène,...) est alors introduit dans l'enceinte. L'enceinte est entourée de spires reliées à un générateur d'ondes radio ou de micro-ondes. Les spires activent alors le plasma qui agit sur la surface de l'échantillon. La Figure 7.24 présente schématiquement le principe du traitement plasma.

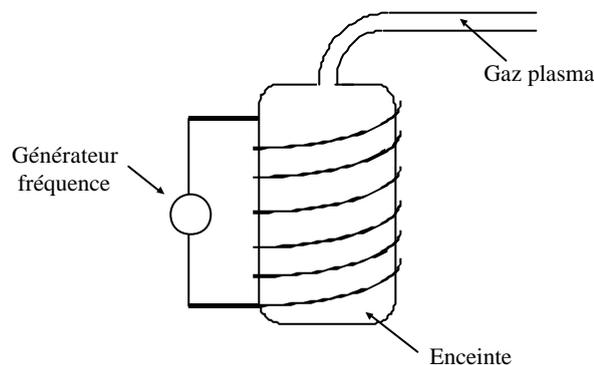


Figure 7.24 : principe du traitement plasma.

Le traitement plasma agit sur la surface des polymères en modifiant l'adhésion et la mouillabilité. Ces modifications ont pour principales origines [10] :

- une rupture de l'énergie de liaison
- une modification de la structure physique de la surface (apparition charges,...)
- une modification de la rugosité de la surface
- une modification du nombre de chaînes connectées

FRAGILITE DU TRAITEMENT PLASMA

L'intérêt des traitements plasma est de modifier les propriétés de surfaces des échantillons et notamment le frottement. Selon l'intensité du traitement le frottement peut être soit abaissé soit augmenté. Par ailleurs les traitements fragilisent les vernis et les effets de ces traitements sont très sensibles à la température. La Figure 7.25 présente l'évolution du frottement apparent du CR39 avec et sans traitement plasma P2 sur un vernis de 5 microns en fonction de la vitesse de glissement réalisé dans les mêmes conditions, obtenu en essai de glissement-rayure avec une pointe de 100 microns de rayon de courbure, à 20°C et sous une charge normale de 0.7 N. Le frottement apparent mesuré sur l'échantillon sans traitement plasma est plus important que sur l'échantillon avec traitement plasma. Le traitement plasma 2 permet bien de réduire le frottement apparent. Pour les mesures sur l'échantillon avec traitement plasma, le frottement a d'abord été mesuré à 20°C, puis l'échantillon a été chauffé au-delà de la transition vitreuse à 100°C pendant 1 heure, et de nouvelles mesures de frottement ont été faites, dans les même conditions. Le fait de chauffer le polymère annule en partie les effets du traitement, ce qui a pour conséquence d'augmenter le frottement apparent.

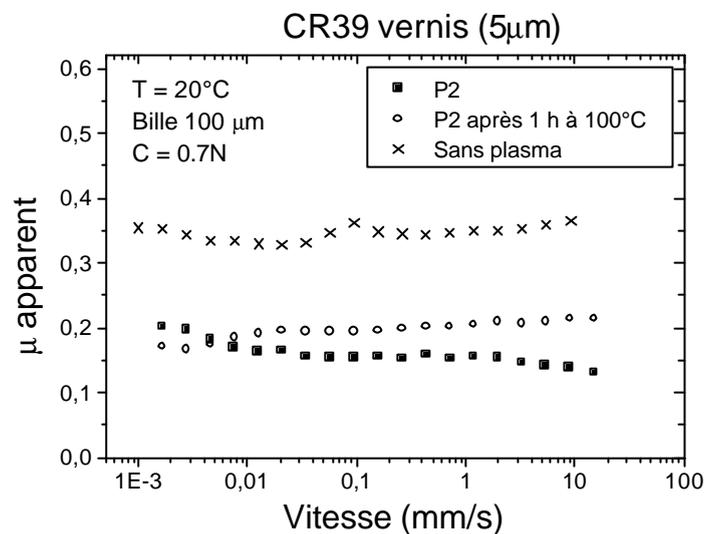


Figure 7.25 : évolution du frottement apparent du CR39 revêtu d'un vernis avec et sans traitement plasma P2 en fonction de la vitesse de glissement à 20°C avant et après un chauffage à 100°C pendant 1 heure.

EFFET DU TRAITEMENT PLASMA

Des essais de glissements rayures ont été réalisés avec la pointe de 100 microns de rayon de courbure et d'angle de cône de 90° sur les polymères nus et revêtus pour identifier le comportement des couches minces déposées. Les essais permettent aussi de vérifier si les traitements plasma P1 et P2 ont bien modifié le coefficient de frottement.

On peut rappeler comme vu précédemment Figure 7.23 que le frottement vrai du CR39 nu et du CR39 revêtu d'un vernis sans traitement plasma sont identiques. Le tableau 7.3 montre que le frottement vrai du CR39 revêtu du traitement plasma P1 est légèrement supérieur au CR39 sans traitement, et que le traitement plasma P2 permet de réduire sensiblement le frottement

vrai. Les traitements plasma permettent donc de modifier le frottement. Le tableau 7.3 montre aussi que les pressions de contact ne sont pas influencées par la variation de coefficient de frottement.

	Fn (N)	Pression de contact à 20°C et 1s ⁻¹ (Mpa)	<i>m</i> vrai moyen
CR39 nu	1	110	0.25
CR39 0.6 µm	0.7	140	0.25
CR39 4.8 µm	0.7	110	0.25
CR39 P1 0.6 µm	0.7	125	0.3
CR39 P1 5 µm	0.7	110	0.3
CR39 P2 0.6 µm	0.7	140	0.15
CR39 P2 5 µm	0.7	90	0.1

Tableau 7.3 : frottement vrai et pression de contact du CR39 nu et revêtu.



Figure 7.26 : comparaison entre la réponse d'un CR39 nu à gauche, d'un CR39 revêtu d'un vernis de 5 microns P2 au milieu et d'un vernis de 5 microns sans traitement plasma à droite.

La Figure 7.26 présente la comparaison entre l'aire vraie de contact d'un CR39 nu, d'un CR39 revêtu d'un vernis de 5 microns avec un traitement plasma P2 et d'un CR39 revêtu d'un vernis de 5 microns sans traitement plasma. Les essais ont été réalisés à 0°C avec la pointe sphérique de 100 microns pour une charge de 0.7N sauf le CR39 nu où la charge appliquée est de 1 N. Dans cet essai la vitesse de glissement est de 0.0075 mm/s. Si l'étendue de l'aire de contact est comparable la forme du contact est totalement différente. Le vernis symétrise le contact et empêche les micros rayures comme vu précédemment. Le traitement plasma réduit le frottement vrai de 0.25 à 0.1 et permet de rendre le contact totalement élastique.

5.3. Effet de la rugosité de la pointe

L'influence de la rugosité sur le frottement a été montré de nombreuses fois. Par exemple l'augmentation de la rugosité d'un substrat métallique augmente le frottement entre un film

déposé sur le substrat et une bille de Si_3N_4 [11]. L'effet principal de la rugosité est donc d'augmenter le frottement apparent.

La Figure 7.27 présente l'évolution du frottement apparent du CR39 en fonction de la vitesse de glissement pour une bille de rayon de courbure de 200 microns une bille de rayon de courbure de 100 microns et une bille de rayon de courbure de 80 microns. Les essais ont été réalisés dans les mêmes conditions à 20°C et pour une charge normale de 1 newton sauf pour l'essai avec la bille de 200 microns qui a été réalisé avec une charge de 1.5 newton. Le frottement apparent mesuré lors de l'essai avec la bille de rayon de courbure de 100 microns est supérieur au frottement apparent mesuré lors de l'essai avec la bille de 80 microns. Pour une charge plus importante le frottement apparent mesuré lors de l'essai avec la bille de rayon de courbure de 200 microns est bien plus faible que dans les deux précédents. Par ailleurs la bille de 80 microns impose une déformation moyenne plus importante que la bille de 100 microns, donc on devrait obtenir un frottement plus important, contrairement à ce qu'on observe. Les essais ont été réalisés à charge constante et non à déformation constante. Il faudrait appliquer une charge plus importante avec la bille de 100 microns pour obtenir une déformation équivalente à la déformation obtenue avec la bille de 80 microns, ce qui aurait pour effet d'augmenter encore plus le frottement de l'essai réalisé avec la bille de 100 microns.

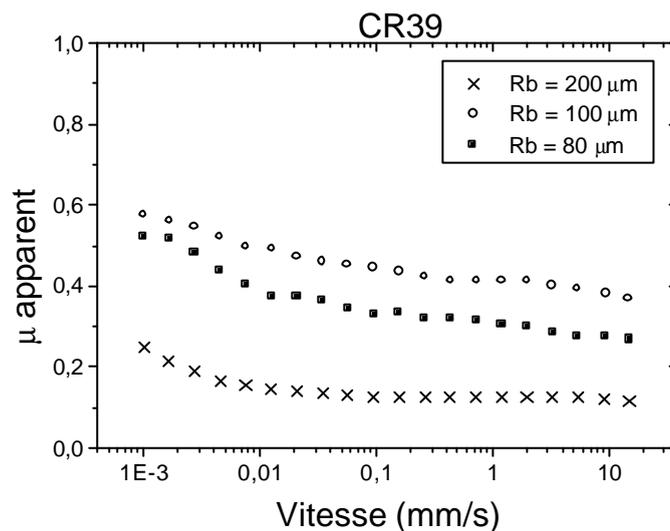


Figure 7.27 : évolution du frottement apparent en fonction de la vitesse de glissement à 20°C pour la bille de rayon de courbure de 200 microns, de 100 microns et de 80 microns.

La Figure 7.28 présente l'évolution du frottement vrai du CR39 en fonction de la vitesse de glissement pour une bille de rayon de courbure de 200 microns une bille de rayon de courbure de 100 microns et une bille de rayon de courbure de 80 microns dans les mêmes conditions que précédemment. L'évolution du frottement vrai montre que la part obstacle est assez importante. Comme pour le frottement apparent, le frottement vrai obtenu lors de l'essai avec la pointe de 100 microns est plus important que obtenu lors de l'essai avec la pointe de 80 microns.

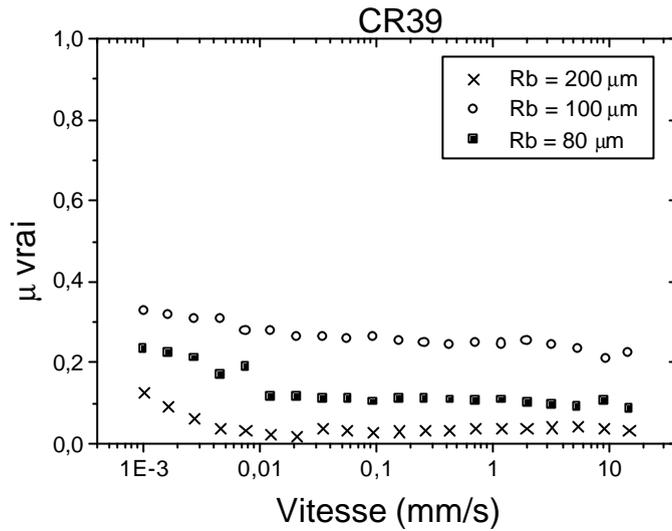
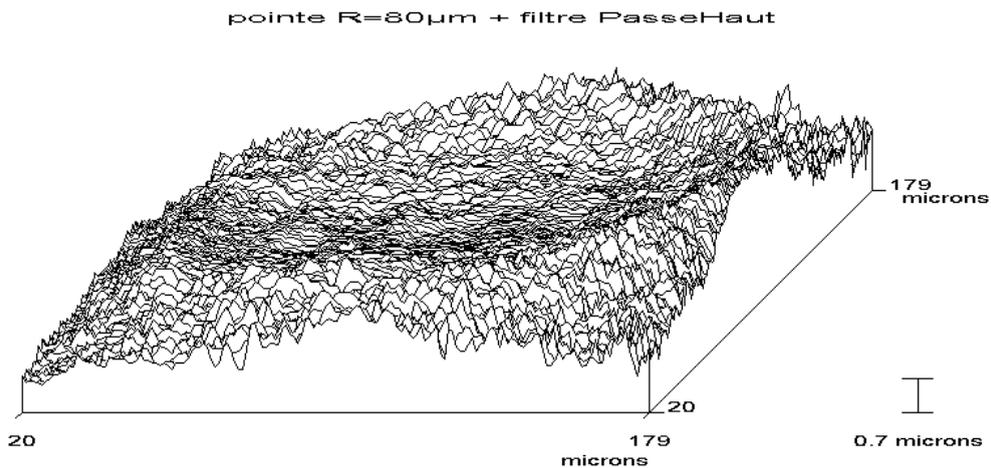


Figure 7.28 : évolution du frottement vrai en fonction de la vitesse de glissement à 20°C pour la bille de rayon de courbure de 200 microns, de 100 microns et de 80 microns.

L'évolution du frottement apparent et du frottement vrai du CR39 avec les géométries de pointes assez similaires (80 et 100 microns de rayon de courbure) fait penser que la rugosité de la pointe peut être à l'origine de cet augmentation de frottement. Pour vérifier cette hypothèse nous réalisons des topographies de surfaces des pointes afin d'avoir un aperçu de la rugosité.



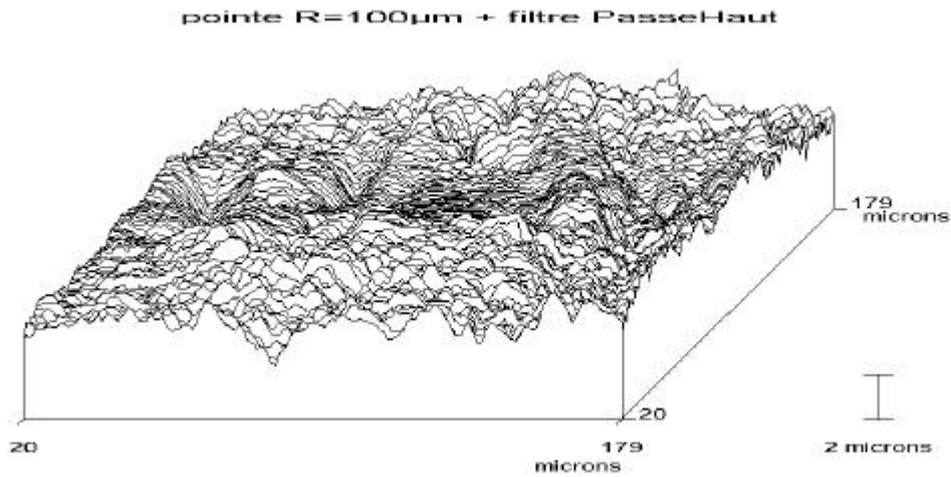


Figure 7.29 : rugosités des pointes de rayons de courbure de 80 et 100 microns, obtenues par microscopie mécanique à balayage.

La Figure 7.29 représente des images de microscopie mécanique à balayage des pointes de rayons de courbure de 80 microns et de 100 microns. Ces images montrent que la rugosité de la pointe de rayon de courbure de 100 microns est plus importante que la rugosité de la pointe de rayon de courbure de 80 microns. Ce qui permet de valider l'hypothèse qu'une plus grande rugosité de pointe est bien à l'origine d'une augmentation du frottement apparent et du frottement vrai.

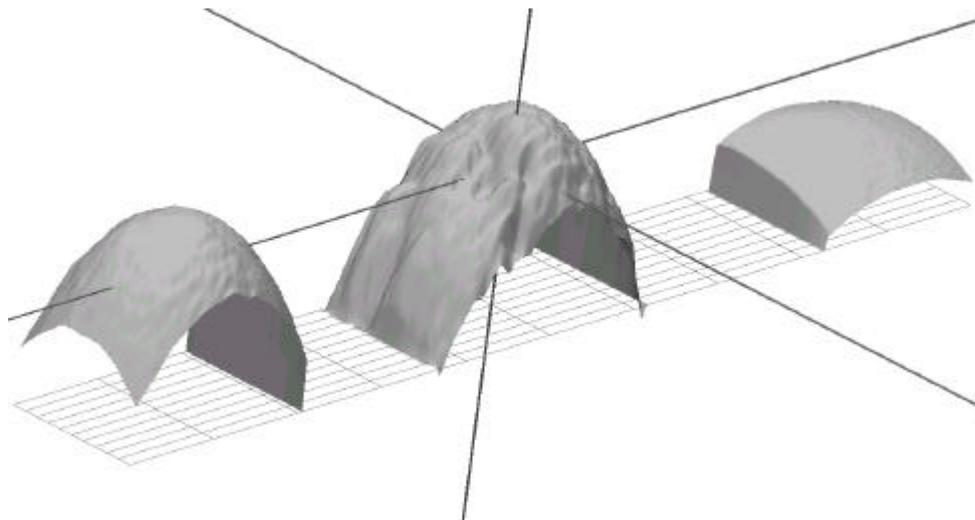


Figure 7.30 : profils des pointes sphériques, de 80 microns à gauche, 100 microns au milieu et 200 microns à droite, obtenus par microscopie mécanique à balayage.

La Figure 7.30 présente le profil des pointes sphériques obtenu par microscopie mécanique à balayage. Les pointes de 80 et 100 microns ont sensiblement le même rayon de courbure, ce qui fait que ces deux pointes imposent des niveaux de déformations moyens ($0.2a/R$) équivalents. Au premier palier de vitesse ($V = 10^{-3} \text{ mm/s}$) la demi largeur de contact pour une charge appliquée identique de 1 Newton est de 60 microns pour l'essai avec la pointe de 80 microns et de 57 microns pour l'essai avec la pointe de 100 microns. Donc à charge identique la largeur de contact étant du même ordre, les rayons de courbures des pointes sont aussi du même ordre. Les rugosités des deux pointes sont par contre totalement différentes. La pointe de 100 microns possède une rugosité de l'ordre de 2.5 microns qui fait apparaître des micros rayures élastoplastiques dans le sillon globalement élastique. Ces micros contacts élastoplastiques sont à l'origine de l'augmentation du frottement apparent et du frottement vrai lors des essais de glissement-rayure.

CONCLUSIONS

Ce chapitre a été l'occasion d'analyser l'évolution du frottement et notamment l'évolution du frottement vrai évalué à partir du modèle de lignes d'écoulement proposé au chapitre précédent. L'évolution du frottement vrai en fonction de la température a montré que le pic de frottement vrai attribué à la rugosité était centré sur la température de transition vitreuse contrairement au pic de frottement apparent. L'évolution du frottement vrai en fonction du taux de plasticité présente un saut de frottement lors du passage entre contact élastique et contact élastoplastique. Ce saut de frottement a été mis en relation avec l'hystérésis d'adhésion qui est minimale pour un contact élastique et plus grande pour un contact élastoplastique.

L'amplitude du pic de frottement a été mis en relation avec l'amplitude du facteur de perte. Le PMMA possède un pic de frottement vrai de grande amplitude dû à la grande amplitude du facteur de perte, contrairement au CR39.

L'évolution de la scission a montré que le CR39 présente un pic dans la part déformation de scission attribué à la transition T_b . Par ailleurs le CR39 ne présente pas de pic de scission vraie.

Enfin on a vu que l'ajout d'un vernis sur la surface d'un polymère permet de réduire le frottement apparent. Le vernis agit en neutralisant les micros contacts élastoplastiques, ce qui a pour effet de réduire le frottement vrai et de modifier la forme du contact. Les surfaces des polymères peuvent aussi subir un traitement plasma qui selon l'intensité du traitement peut réduire ou augmenter le frottement vrai du polymère. L'influence de la rugosité de la pointe lors d'un essai de glissement-rayure a été mis en évidence. L'augmentation de la rugosité permet d'augmenter le frottement apparent et le frottement vrai notamment en plastifiant localement sur des micro contacts.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE 7

- [1] H. Yoshizawa, Y-L. Chen, J. Israelachvili, *J. Phys. Chem.* **97** (1993) 4128.
- [2] M.K. Chaudhury, M.J. Owen, *Langmuir* **9** (1993) 29.
- [3] A. Casoli, M. Brendlé, J. Schultz, P. Auroy, G. Reiter, «Friction induite par des chaînes de polymères gréffées au contact d'un élastomère» Journée Francophone de Tribologie Obernai (2001).
- [4] B.N.J. Persson, «Sliding Friction», Springer (1998).
- [5] J. Aklonis, W. MacKnight, «Introduction to Polymer Viscoelasticity», John Willey and Sons (1983).
- [6] A.M. Bueche, D.G. Flom, *Wear* **2** (1959) 168.
- [7] K.C. Ludema, D. Tabor, *Wear* **9** (1966) 329.
- [8] B.J. Briscoe, D. Tabor, *Wear* **34** (1975) 29.
- [9] A.V. Pocius, «Adhesion and Adhesives Technology», Hanser Publishers Verlag (1997).
- [10] N. Sprang, D. Theirich, J. Engemann, *Surface and Coatings Technology* **74-75** (1995) 689.
- [11] K. Kato, *Wear* **241** (2000) 151.
- [12] D.F. Moore, «The Friction and Lubrication of Elastomers», Pergamon Press, London (1972).

CONCLUSIONS GENERALES & PERSPECTIVES

1. CONCLUSIONS

L'objectif du travail était d'essayer de comprendre les mécanismes du frottement mis en jeu lors du glissement d'une pointe rigide sur la surface d'un polymère. Le travail de recherche a nécessité l'identification des grandeurs pertinentes afin d'analyser les transitions entre une rayure plastique et un glissement élastique.

Le glissement d'une pointe rigide sur la surface d'un polymère est accompagné soit d'un relâchement élastique plus ou moins important qui relaxe au cours du temps soit d'un sillon viscoplastique / plastique. Le relâchement élastique peut être soit décrit par un angle de retour de sillon w , qui tend vers $p/2$ lorsque le glissement est élastique et vers 0 lorsque le contact est plastique, soit par le rapport rayon arrière de contact sur rayon frontal de contact (a_r/a_f) qui tend vers 1 lorsque le glissement est élastique et vers 0 lorsque le contact est plastique. Ces deux descriptions sont équivalentes au premier ordre. L'analyse de la pression de contact normée par le seuil d'écoulement plastique (p/S_Y) nous a permis de définir précisément une rayure, lorsque le rapport p/S_Y est supérieur à 1.65 on a une rayure plastique avec bords de sillon parallèles. Lorsque le rapport lorsque p/S_Y est inférieur à 1.65 on a alors une rayure élastoplastique avec un sillon qui relaxe au cours du temps d'autant plus vite que le rapport lorsque p/S_Y est inférieur à 1.65. Enfin lorsque le rapport lorsque p/S_Y est inférieur à 1.1 on a un glissement élastique.

Nous avons observé que la pression vraie de contact évaluée en essai de glissement-rayure et le module élastique évalué par spectrométrie mécanique ont la même évolution en fonction de la température. L'évolution de l'angle de retour de sillon en fonction de la température peut de même être reliée à l'évolution du facteur de perte. On a donc un contrôle de la forme et de la dimension de la géométrie de contact par les propriétés massiques du polymère.

L'évaluation du niveau de déformation faite par analogie avec les essais d'indentation n'est pas satisfaisante notamment au niveau du pré facteur numérique 0.2. En élasticité pur le rapport p/S_Y donné par les équations de Hertz donne un rapport $p/S_Y = 4/(3p) a/R (E/S_Y)$. L'évolution du rapport p/S_Y en fonction de la déformation en élasticité fait apparaître un pré facteur numérique deux fois plus faible qu'en utilisant la solution de Hertz.

Nous avons développé un modèle analytique d'évolution du rapport rayon arrière de contact sur rayon frontal de contact (a_r/a_f) en fonction de la déformation moyenne. La prise en compte de la viscoélasticité dans ce modèle a montré que le modèle était assez proche des valeurs obtenues expérimentalement, tout du moins pour le PMMA qui est un polymère qui au comportement élastoplastique.

Un outil d'analyse du frottement a été développé à partir de lignes d'écoulement afin de s'affranchir de la part déformation du frottement apparent. Ce modèle de lignes d'écoulement permet d'évaluer le frottement vrai (frottement local) à partir du frottement apparent et de la géométrie de contact. Les lignes d'écoulement développées prennent en compte l'angle de retour de sillon pour rendre compte de la viscoélasticité des polymères. Trois jeux de lignes d'écoulement ont été présentés afin de comparer l'évolution du frottement vrai selon la nature de ces lignes. Nous avons imposé à tous les jeux de lignes de retrouver la solution de Tabor qui permet d'évaluer la part déformation du frottement apparent dans le cas limite où l'angle de retour de sillon ainsi que le frottement vrai sont nuls. Sur les trois jeux de lignes proposés un seul s'est révélé adapté à toutes les situations de géométries de pointes.

Nous avons aussi proposé une solution analytique à la généralisation de la solution de Tabor à tous les angles de retour de sillon. Cette solution s'est révélée peu pratique et nous avons proposé une solution approchée à partir d'une approximation.

L'évolution du frottement vrai, évalué à partir du modèle proposé, en fonction de la température a montré que pour le CR39 le pic observé attribué à la pégosité était centré sur la température de transition vitreuse. Le pic de frottement apparent observé pour une même vitesse est quant à lui décalé vers les basses températures. Ce pic est attribué à une modification de la géométrie de contact.

L'amplitude du pic de frottement vrai a été mise en relation avec l'amplitude du facteur de perte. Le PMMA possède un pic de frottement vrai de grande amplitude dû à la grande amplitude du facteur de perte, contrairement au CR39. De plus l'évolution de la scission a montré que le CR39 présente un pic dans la part déformation de scission attribué à la transition T_b . Par ailleurs le CR39 ne présente pas de pic de scission vraie.

L'évolution du frottement vrai en fonction du taux de plasticité (p/S_Y) présente un saut de frottement lors du passage entre contact élastique et contact élastoplastique. Ce saut de frottement a été mis en relation avec l'hystérésis d'adhésion. Cette corrélation frottement hystérésis nous a conduit à formuler que premièrement lorsque le contact est élastique, l'hystérésis d'adhésion est faible donc le frottement vrai est faible. Deuxièmement que la plasticité augmente l'hystérésis d'adhésion donc le frottement vrai.

L'influence de la rugosité de la pointe a été mise en évidence lors des essais de glissement-rayure. La pointe sphérique de rayon de courbure de 100 microns qui possède une rugosité supérieure à la pointe sphérique de rayon de courbure de 80 microns permet d'augmenter sensiblement le frottement apparent et le frottement vrai bien que le niveau de déformation imposée est plus faible.

Enfin on a vu que l'ajout d'un vernis sur la surface d'un polymère permet de réduire le frottement apparent. Le vernis agit en neutralisant les micros contacts élastoplastiques, ce qui a pour effet de réduire le frottement. Les surfaces des polymères peuvent aussi subir un traitement plasma qui selon l'intensité du traitement peut réduire ou augmenter le frottement vrai du polymère. L'augmentation de la rugosité de la pointe permet d'augmenter le frottement notamment en plastifiant localement sur des micro contacts.

2. PERSPECTIVES

METHODE INVERSE

Une des perspectives de ce travail serait d'utiliser le modèle d'évaluation du frottement vrai en méthode inverse afin de remonter au frottement apparent puis d'insérer ce frottement apparent obtenu dans des conditions de géométries précises dans une statistique. Le modèle statistique ainsi obtenu pourra permettre de donner une valeur approchée du frottement d'un objet macroscopique sur une surface de polymères. Cette méthode inverse de reconstitution ne serait adaptable que pour un polymère au comportement élastoplastique comme le PMMA dans le cas d'un essai avec une pointe parfaitement conique. Un des objectifs est de pouvoir reconstruire les valeurs du frottement dans le cas d'un essai de glissement-rayure sans la vision *in-situ*.

On a vu d'une part que loin de la température de transition vitreuse l'évolution du frottement vrai d'un polymère au comportement élastoplastique tel que le PMMA, présente un saut de frottement lorsqu'on passe d'un contact élastique à élastoplastique (pour $p/s_Y > 1$). Par ailleurs en dehors du passage élastique élastoplastique le frottement vrai est constant. On a vu d'autre part que pour des températures inférieures à la transition vitreuse mais relativement proche de celle-ci, le frottement vrai en fonction du taux de plasticité (p/s_Y) présente une forte dépendance au temps de contact et à la vitesse de déformation. Cette forte dépendance se traduit par une variation verticale du frottement vrai.

On a développé au chapitre 6, un modèle analytique pour généraliser la solution de Tabor (qui permet de calculer le coefficient de frottement de déformation) au contact présentant un retour de sillon (traduit par l'angle de retour de sillon w). Ce modèle a fait l'objet d'une approximation qui permet d'avoir une expression assez simple de la forme $m_{def} = m_0 f(w)$. On peut aussi rappeler que ce modèle n'est valable que dans le cas d'une pointe parfaitement conique. Ce modèle donne donc le coefficient de frottement de déformation en fonction de l'angle de la pointe conique et de l'angle de retour de sillon. La connaissance de l'angle de retour de sillon w est donc très importante mais elle nécessite un appareillage avec vision *in-situ*. Est-on alors capable de se passer de cette vision ?

Au chapitre 5, on a tracé l'évolution de la pression de contact normée par le seuil d'écoulement plastique en fonction de la déformation moyenne. Cette évolution présente 3 domaines selon la nature de la réponse du matériau. Selon les valeurs de p/s_Y on est dans le domaine élastique, élastoplastique ou plastique. Donc pour un polymère comme le PMMA, pour une valeur donnée de p/s_Y est associé un niveau de déformation. Au chapitre 5 nous avons aussi tracé l'évolution de l'angle de retour de sillon w en fonction de la déformation moyenne. Cet angle évolue globalement de $p/2$ à 0 lorsque la déformation augmente. Pour un niveau de déformation on peut donc lui associer une valeur d'angle de retour de sillon. En conclusion pour un matériau élastoplastique comme le PMMA connaissant l'évolution de p/s_Y en fonction de la déformation, on est capable de remonter aux valeurs de l'angle de retour de sillon w . Dans ces conditions on peut ainsi se passer de la vision *in-situ*. La connaissance de l'angle de retour de sillon (w) permet donc d'estimer la part déformation du coefficient de frottement.

La connaissance de p/s_y , nous renseigne aussi sur la nature de la réponse du contact et sur la valeur du frottement vrai.

Connaissant le frottement vrai et le frottement de déformation, on peut ainsi remonter au frottement apparent, sous certaines conditions telles que la pointe soit parfaitement conique et que le frottement apparent est bien la somme du frottement vrai et du frottement de déformation.

PRISE EN COMPTE DE LA VISCOPLASTICITE DANS LE MODELE D'EVOLUTION DU RAPPORT a_r/a_f

Le modèle d'évolution du rapport a_r/a_f a fait l'objet d'une étude au chapitre 5. Dans un premier temps un modèle d'élastoplasticité décomposé en trois parties selon trois domaines de réponses de contact a été proposé. Dans un deuxième temps la viscoélasticité a été ajoutée au modèle à partir de la relation de Moore reliant le facteur de perte à l'évolution du rapport a_r/a_f . Dans un troisième temps il pourrait être intéressant d'insérer dans le modèle la viscoplasticité, notamment dans le domaine plastique où on a vu que la viscoélasticité est plutôt négligeable et surtout qu'il manquait quelques mesures à différentes vitesses.

EFFET DES MICROS CONTACTS SUR LE FROTTEMENT

On a vu au paragraphe 5 du chapitre 7 que la rugosité importante de la bille de 100 microns était à l'origine de micros rayures élastoplastiques dans un sillon globalement élastique. Les micros contacts élastoplastiques sont à l'origine de l'augmentation du frottement en plastifiant localement la réponse aux contacts. Il serait intéressant de fabriquer des pointes avec des micros contacts de formes, nombres et dimensions connus afin d'analyser réellement le rôle de la rugosité de la pointe sur l'évolution du frottement lors des essais de glissement-rayure.

RESUME

Le déplacement d'une pointe rigide sur la surface d'un polymère peut générer un glissement élastique ou une rayure plastique selon les conditions d'essais. La rayure de surfaces de polymères est accompagnée d'un relâchement élastique qui recouvre une partie du contact dorsal. Ce retour, dû à l'élasticité de ces matériaux, dépend du taux de plasticité dans le contact, et devient quasi symétrique lorsque le contact est glissant.

Un dispositif d'essai de glissement-rayure développé au laboratoire permet de mesurer le frottement apparent lors du déplacement de la pointe, tout en ayant l'échantillon placé dans une enceinte thermique. Un dispositif de vision *in-situ* permet d'analyser l'aire réelle de contact entre la pointe rigide et la surface de l'échantillon.

Le frottement apparent comporte une part de frottement vrai et une part d'obstacle due à l'écoulement viscoélastique et/ou viscoplastique de la matière. L'évaluation du frottement vrai local se fait à partir du frottement apparent et de la géométrie de contact accessible grâce à la vision *in-situ*, par un modèle de lignes d'écoulement autour de la pointe rigide qui permet de s'affranchir de la part déformation du frottement apparent.

L'évolution du frottement vrai en fonction du taux de plasticité (nature de la réponse du contact) a montré que le passage entre un contact élastique et élastoplastique est accompagné d'un saut de frottement que l'on attribue à l'hystérésis d'adhésion.

ABSTRACT

The motion of a hard tip on a polymeric surface generates an elastic slip or a plastic scratch, depending on the experimental conditions. During the scratching of a polymer, a viscoelastic relaxation takes place, and the scratch recovers partly at the rear face of the contact. The surface of the rear part of the contact depends on the level of the non recoverable plastic deformation in the elastic-plastic response. In the case of a fully elastic material, the rear contact face is quite identical to the front contact face.

A scratch apparatus developed in our laboratory allows to measure the apparent friction when the tip moves at any temperature from -70 to $+120^{\circ}\text{C}$ and with any speed between 0.001 and 10 mm/s. A built in microscope allows in situ control and analysis of the real contact area between the hard tip and the sample surface.

The apparent friction is due to a true local friction part and to a geometrical "ploughing" part. The latter is due to viscoelastic and/or viscoplastic material flow ahead of the tip. The true local friction may be derived from the knowledge of the apparent friction and the contact geometry obtained by the in situ vision. A flow lines model was used to obtain quantitative values of the true friction coefficient.

It was found that the true friction is a function of the level of plasticity in the material: the studied polymers exhibited a sharp increase of the true friction when the material beneath the tip undergoes plasticity: this effect was attributed to the adhesion hysteresis.