



**HAL**  
open science

# Étude quantitative des dégradations en fretting

Siegfried Fouvry

► **To cite this version:**

Siegfried Fouvry. Étude quantitative des dégradations en fretting. Sciences de l'ingénieur [physics].  
École Centrale Lyon, 1997. Français. NNT : 1997ECDL0004 . tel-04308105

**HAL Id: tel-04308105**

**<https://hal.science/tel-04308105v1>**

Submitted on 26 Nov 2023

**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.

N° d'ordre : 97-04

Année 1997

# THESE

présentée devant

**L'ECOLE CENTRALE DE LYON**

pour obtenir le titre de DOCTEUR

spécialité : MATERIAUX

par

**Siegfried FOUVRY**

*Ingénieur ECL*

---

## ETUDE QUANTITATIVE DES DEGRADATIONS EN FRETTING

---

Soutenue le 9 Janvier 1997 devant la commission d'examen

MM. R.B. WATERHOUSE, Professeur	<i>Président du jury</i>
K. DANG VAN, Directeur de Recherche CNRS	<i>Rapporteur</i>
T.C. LINDLEY, Professeur	<i>Rapporteur</i>
M. BERVEILLER, Professeur	
J.P. CELIS, Professeur	
J.M. GEORGES, Professeur	
Ph. KAPSA, Directeur de Recherche CNRS	<i>Dir. de thèse</i>
B. MILLS, Professeur	
L. VINCENT, Professeur	<i>Dir. de thèse</i>
O.VINGSBO, Professeur	

## ***RESUME***

Les dégradations observées dans les contacts soumis à des sollicitations de fretting apparaissent sous différentes formes en fonction des conditions de sollicitation. Fondée sur l'analyse élastique du contact sphère-plan, cette étude a pour objectif de quantifier les trois aspects que sont : la condition de glissement, l'amorçage de fissures en glissement partiel et l'usure par formation de débris pour les grandes amplitudes de glissement.

On montre que la condition de glissement peut être décrite à partir de trois variables A, B, C qui permettent de définir la transition entre glissement partiel et glissement total.

La condition d'amorçage à grand nombre de cycles, étudiée en glissement partiel, dépend du comportement du matériau. Pour un acier présentant un écrouissage du type isotrope (30NCD16), le critère de Dang Van permet de quantifier le risque d'amorçage dans le contact si l'on tient compte du coefficient de frottement local dans l'anneau de glissement et de l'effet d'échelle. Pour les aciers fortement alliés, fragiles (SC6-5-2), il importe de tenir compte des micro-carbures présents dans l'acier et d'associer la condition de fissuration à un seuil de propagation. L'usure par formation de débris en grands débattements est étudiée en associant la quantité de matière usée à l'énergie interfaciale dissipée. L'analyse globale est affinée par une description locale de l'énergie dissipée dans le contact. On introduit des coefficients énergétiques d'usure qui montrent une cinétique de dégradation de l'acier SC6-5-2 de 9 à 10 fois supérieure à celle du dépôt TiN.

**Mots clés :** fretting, contact sphère-plan, amorçage de fissures, usure, condition de glissement, critères de glissement, critères de fatigue, énergie dissipée, coefficients énergétiques d'usure

## ***ABSTRACT***

Damages induced by fretting usually appear under different forms depending on the loading conditions. Based on an elastic analysis of the sphere/plane contact, this study focuses on the possibility to quantify of the three main aspects which are respectively : the sliding condition, the crack nucleation under partial slip and the wear induced by debris formation under gross slip situations. The sliding condition for a sphere/plane contact is formalised by three adimensional variables A,B,C which permit to measure the transition between partial and gross slip. The crack nucleation phenomenon for high cycle fatigue condition depends on the behaviour of the material. For low alloyed steels with an isotropic hardening behaviour (30NCD16), the cracking risk can be estimated through the transposition of the Dang Van fatigue theory if the local coefficient operating in the sliding annulus and the size effect are considered. For high speed steel (SC6-5-2), containing numerous brittle carbides in the matrix, the fretting cracking mechanism is mainly controlled by a threefold of crack propagation. Wear induced by debris formation is studied comparing the worn material and the quantity of cumulated dissipated energy. The global wear volume analysis is completed by a local description of the energy distribution in the contact. Different wear energy coefficients have been introduced allowing the comparison between tribosystems. It is shown that the TiN coating presents a wear resistance up to 10 times superior to the one of the SC6-5-2 steel.

**Keywords :** fretting, sphere/plane contact, crack nucleation, wear, sliding condition, sliding criteria, fatigue criteria, dissipated energy, wear energy coefficients

## REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé à l'Ecole Centrale de Lyon conjointement dans le département d'Ingénierie et Fonctionnarisation des Surfaces (IFoS) et le département de Technologie des Surfaces (LTDS) dont je tiens à remercier les directeurs, respectivement Messieurs D. Treheux et J.M. Martin.

L'aboutissement de ce travail est le fruit d'échanges, de conseils et le soutien d'un grand nombre de personnes auxquelles je tiens à adresser ma profonde reconnaissance.

J'exprime ma profonde gratitude à l'égard de mes deux directeurs de thèse, Léo Vincent (Professeur au laboratoire IFoS et directeur adjoint de l'Ecole Centrale de Lyon) et Philippe Kapsa (Directeur de recherche au CNRS et Directeur du laboratoire LTDS). Outre les conseils et l'intérêt qu'ils ont portés à ce travail, je leur suis particulièrement grès de m'avoir laissé une très grande liberté pour conduire ce travail de recherche. La complémentarité de leurs approches scientifiques sur les phénomènes de la tribologie a été pour moi une expérience unique et extrêmement enrichissante.

Je remercie aussi monsieur F. Sidoroff directeur au laboratoire de mécanique du solide (LTDS) pour les très nombreux conseils dans le domaine de la mécanique des milieux continus.

Je suis particulièrement sensible à l'honneur que m'a fait le professeur R. Waterhouse d'avoir présidé mon jury de thèse. Je remercie le professeur T. Lindley pour sa participation à mon jury en tant que rapporteur et surtout pour les très enrichissantes discussions que nous avons eues. Je remercie Monsieur Ky Dang Van, directeur de recherche au CNRS, d'avoir examiné mon travail en tant que rapporteur de thèse et pour la collaboration que nous avons eue. J'exprime toute ma gratitude aux professeurs M. Berveiller (LPMM, Metz), et J.M. Georges pour avoir examiné ce travail et contribué par leurs questions à dévoiler de nouveaux axes de recherche.

Je remercie tous les partenaires du contrat BRITE "*Behaviour of Hard Coatings under Vibrational Contact Conditions*" en particulier Monsieur le professeur J.P. Celis (examineur), de l'Université Catholique de Louvain en Belgique, Monsieur le professeur O. Vingsbo (examineur) de l'université d'Uppsala en Suède, Messieurs D. Klaffke et A. Skopp du BAM de Berlin, Monsieur le professeur B. Mills (examineur), et Messieurs D. Burton et R. Lalor de l'Université John Moores de Liverpool en Angleterre et enfin Mrs S. Becker de la CEE.

Je remercie Monsieur S. Lasserre (Maître de Conférence au LAMEF, ENSAM Bordeaux)



pour m'avoir procuré une littérature très fournie sur les différentes approches fatigue qui sont développées dans son laboratoire ainsi que des échantillons de matière (30NCD16).

Je remercie l'ensemble des personnes du laboratoire d'Ingénierie et Fonctionnarisation des Surfaces (IFoS) et du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) avec qui j'ai travaillé dans un esprit d'équipe très conviviale. J'exprime à chacune d'elles mes plus sincères remerciements pour leur accueil chaleureux et leur aide toujours spontanée en espérant pouvoir continuer et approfondir cette collaboration.

A mes Parents et à Cecilia,

# ***SOMMAIRE***

**SOMMAIRE**

<b>INTRODUCTION .....</b>	<b>1</b>
<b>CHAPITRE 1 .....</b>	<b>3</b>
<b>1. ETAT DE L'ART .....</b>	<b>3</b>
<b>1.1 CONTACTS ET CONDITION DE SOLLECITATION .....</b>	<b>3</b>
1.1.1 CONTACTS ETUDIES .....	3
1.1.2 CONDITIONS DE SOLLECITATION .....	4
1.1.3 CONDITION DE GLISSEMENT .....	5
1.1.3.1 DESCRIPTION DU PHENOMENE .....	5
1.1.3.2 FORMALISATION .....	6
1.1.3.3 DEVELOPPEMENTS DES CARTES DE SOLLECITATION LOCALE .....	7
<b>1.2 FISSURATION .....</b>	<b>8</b>
1.2.1 RESULTATS EXPERIMENTAUX .....	8
1.2.1.1 FISSURATION SUR L'ESSAI DE FRETTEING FATIGUE .....	8
1.2.1.2 FISSURATION SUR L'ESSAI DE FRETTEING WEAR .....	10
1.2.1.3 FISSURATION SUR L'ESSAI DE FRETTEING SOUS CONTRAINTE .....	12
1.2.2 MECANISMES DE FISSURATION .....	13
1.2.2.1 EVOLUTION DE LA PROPAGATION .....	13
1.2.2.2 MECANISMES D'AMORCAGE .....	15
1.2.2.3 SYNTHESE .....	16
1.2.3 ASPECTS THEORIQUES .....	17
1.2.3.1 IDENTIFICATION DE LA LIMITE D'ENDURANCE SUR L'ESSAI DE FRETTEING FATIGUE .....	17
1.2.3.2 FORMALISATION DE LA CONDITION DE PROPAGATION .....	18
1.2.3.3 MODELISATION DE LA CONDITION D'AMORCAGE .....	19
1.2.3.4 SYNTHESE .....	21
<b>1.3 ANALYSE DE L'USURE .....</b>	<b>22</b>
1.3.1 APPROCHE QUANTITATIVE .....	22
1.3.2 APPROCHE TROISIEME CORPS .....	23
1.3.3 SYNTHESE .....	25
<b>1.4 OBJECTIFS ET METHODOLOGIE DE RECHERCHE .....</b>	<b>25</b>
<b>CHAPITRE 2 .....</b>	<b>29</b>

<b>2. CONDITIONS DE SOLLICITATION .....</b>	<b>29</b>
<b>2.1 CONTACT GLISSANT .....</b>	<b>29</b>
2.1.1 CONTACT HERTZIEN EN INDENTATION NORMALE .....	29
2.1.2 CONTACT HERTZIEN GLISSANT.....	31
<b>2.2 CHARGEMENT DYNAMIQUE (MODELE DE MINDLIN).....</b>	<b>32</b>
2.2.1 SOLLICITATION EN GLISSEMENT PARTIEL .....	33
2.2.2 SOLLICITATION EN GLISSEMENT TOTAL.....	37
2.2.3 EVOLUTION DES SOLLICITATIONS EN FONCTION DE LA CONDITION DE GLISSEMENT.....	38
<b>2.3 CRITERES DE TRANSITION .....</b>	<b>39</b>
2.3.1 APPROCHE DIFFERENTIELLE.....	40
2.3.2 CRITERE D'ENERGIE - A - .....	43
2.3.3 CRITERE D'OUVERTURE DU CYCLE - B - .....	49
2.3.4 CRITERE INDEPENDANT DU MONTAGE - C - .....	52
2.3.5 COMPARAISON DES CRITERES.....	54
<b>2.4 CARTE DE SOLLICITATION LOCALE.....</b>	<b>56</b>
2.4.1 MODELISATION : INFLUENCE DES PARAMETRES DU CONTACT .....	56
2.4.2 ANALYSE EXPERIMENTALE : INFLUENCE DE L'EFFORT NORMAL .....	59
2.4.3 COMPORTEMENT D'UN SYSTEME REVETU : INFLUENCE DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT .....	61
2.4.4 CONCLUSIONS.....	64
<b>2.5 EVOLUTION DE LA CONDITION DE GLISSEMENT EN FONCTION DU TEMPS : NOTION DE REGIME DE GLISSEMENT .....</b>	<b>64</b>
2.5.1 DEFINITION DES REGIMES DE GLISSEMENT .....	64
2.5.2 FORMALISATION DU CONCEPT DE REGIME DE GLISSEMENT .....	66
2.5.3 ANALYSE TRIBOLOGIQUE DES REGIMES : EVOLUTION DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT .....	67
2.5.3.1 REGIME DE GLISSEMENT PARTIEL.....	67
2.5.3.2 REGIME DE GLISSEMENT TOTAL.....	69
2.5.3.3 REGIME DE GLISSEMENT MIXTE .....	71
2.5.4 COMPARAISON QUANTIFIEE DES REGIMES DE GLISSEMENT .....	74
2.5.4.1 ANALYSE DIFFERENTIELLE.....	74
2.5.4.2 ANALYSE DE LA REPONSE ENERGETIQUE .....	76
2.5.5 FORMALISATION DE LA FRONTIERE DE REGIME.....	78
<b>2.6 CONCLUSION.....</b>	<b>79</b>

<b>CHAPITRE 3 .....</b>	<b>80</b>
<b>3. AMORCAGE DE FISSURES EN GLISSEMENT PARTIEL .....</b>	<b>80</b>
<b>3.1 DEFINITION DES CONDITIONS DE CHARGEMENT .....</b>	<b>80</b>
3.1.1 APPROCHE MINDLIN-HAMILTON.....	80
3.1.1.1 CHARGEMENT ASSOCIE A L'EFFORT NORMAL.....	81
3.1.1.2 CHARGEMENT ASSOCIE A L'EFFORT TANGENTIEL .....	81
3.1.1.3 CHARGEMENT TOTAL.....	82
3.1.2 DESCRIPTION GLOBALE DES SOLLICITATIONS IMPOSEES AU PLAN.....	83
3.1.3 CARACTERISATION DU DOMAINE EN SURFACE LE PLUS SOLLICITE .....	88
3.1.4 DEFINITION DES SOLLICITATIONS EN BORDURE DE CONTACT .....	89
3.1.4.1 CONTRAINTE PRINCIPALE MAXIMALE .....	90
3.1.4.2 CONTRAINTE EQUIVALENTE DE VON MISES .....	91
3.1.4.3 CONTRAINTE DE CISAILLEMENT MAXIMAL .....	92
3.1.5 SYNTHESE.....	94
<b>3.2 APPROCHES "FATIGUE" DU CONTACT SOUMIS AU FRETTEING .....</b>	<b>95</b>
3.2.1 MODELE MICROCOSPIQUE DE DANG VAN .....	95
3.2.1.1 DESCRIPTION DU CRITERE DE DANG VAN .....	95
3.2.1.2 TRANSPOSITION DU CRITERE DANS LE CONTACT	
SPHERE PLAN EN GLISSEMENT PARTIEL .....	98
3.2.1.3 CARTES THEORIQUES D'AMORCAGE .....	104
3.2.1.4 SYNTHESE.....	108
3.2.2 MODELE DE FROUSTEY LASSERE .....	109
3.2.2.1 DESCRIPTION DU CRITERE DE FROUSTEY-LASSERE.....	109
3.2.2.2 TRANSPOSITION DU CRITERE DANS LE CONTACT	
SPHERE PLAN EN GLISSEMENT PARTIEL .....	111
3.2.2.3 CARTES THEORIQUES D'AMORCAGE .....	113
3.2.2.4 SYNTHESE.....	114
3.2.3 APPROCHES SIMPLIFIEES UNIAXIALES.....	115
3.2.3.1 UNIAXIALITE DE LA SOLLICITATION .....	115
3.2.3.2 DESCRIPTION DES CRITERES UNIAXIAUX.....	116
3.2.3.3 TRANSPOSITION DES CRITERES DANS LE CONTACT	
SPHERE PLAN EN GLISSEMENT PARTIEL .....	117
3.2.3.4 CARTES THEORIQUES D'AMORCAGE .....	118
3.2.3.5 SYNTHESE.....	119
3.2.4 SYNTHESE GENERALE.....	120
<b>3.3 ETUDE EN FRETTEING WEAR D'UN ACIER 30NCD16 BIEN IDENTIFIE.....</b>	<b>121</b>
3.3.1 CONDITIONS EXPERIMENTALE DE L'ETUDE .....	121

3.3.1.2 MATERIAUX.....	122
3.3.1.3 REALISATION DES ECHANTILLONS .....	123
3.3.1.4 CONTROLE DES PARAMETRES DE CHARGEMENT .....	125
3.3.2 ANALYSE EXPERIMENTALE .....	125
3.3.2.1 METHODOLOGIE .....	126
3.3.2.2 MORPHOLOGIE DE LA FISSURATION .....	127
3.3.2.3 CONDITIONS D'AMORCAGE EN REGIME DE GLISSEMENT PARTIEL (R.G.P).....	132
3.3.2.4 COMPARAISON DES CRITERES.....	134
3.3.3 INTRODUCTION DU CONCEPT DE VOLUME CRITIQUE.....	135
3.3.3.1 PRINCIPE.....	135
3.3.3.2 FORMULATION .....	136
3.3.3.3 DETERMINATION DU VOLUME CRITIQUE D'AMORCAGE .....	139
3.3.3.4 SYNTHESE .....	141
3.3.4 SYNTHESE GENERALE.....	142
<b>3.4 EVALUATION DE L'APPROCHE SUR DIFFERENTS CONTACTS .....</b>	<b>142</b>
3.4.1 INFLUENCE D'UNE CONTRAINTE EXTERIEURE STATIQUE SUR LA CONDITION D'AMORCAGE (ACIER 35NCD16).....	143
3.4.1.1 CONDITIONS OPERATOIRES.....	143
3.4.1.2 MATERIAUX.....	144
3.4.1.3 CONDITIONS D'AMORCAGE .....	145
3.4.1.4 CORRELATION AVEC LES CRITERES D'AMORCAGE .....	147
3.4.1.5 SYNTHESE (35NCD16).....	150
3.4.2 ETUDE DE L'AMORCAGE EN FRETTEMENT D'UN ACIER RAPIDE SC652.....	150
3.4.2.1 MATERIAUX.....	150
3.4.2.2 COMPORTEMENT TRIBOLOGIQUE DU CONTACT .....	152
3.4.2.3 DETERMINATION DES CONDITIONS D'AMORCAGE .....	154
3.4.2.4 MORPHOLOGIE DE LA FISSURATION .....	156
3.4.2.5 COMPARAISON AVEC LE CRITERE DE DANG VAN.....	159
3.4.2.6 IDENTIFICATION DE LA VARIABLE LA PLUS REPRESENTATIVE DE LA CONDITION D'AMORCAGE. ....	160
3.4.2.7 ANALYSE LA LIMITE D'ENDURANCE .....	162
3.4.2.8 SYNTHESE (SC 652) .....	165
3.4.3 SYNTHESE GENERALE.....	166
<b>3.5 CONCLUSION.....</b>	<b>166</b>
 <b>CHAPITRE 4 .....</b>	 <b>170</b>

<b>4. ANALYSE DE L'USURE PAR FORMATION DE DEBRIS.....</b>	<b>170</b>
<b>4.1 DESCRIPTION DE L'APPROCHE ENERGETIQUE .....</b>	<b>170</b>
<b>4.2 INTRODUCTION A L'APPROCHE LOCALE :</b>	
<b>DEFINITION DES PARAMETRES.....</b>	<b>174</b>
4.2.1 DEFINITION DU DOMAINE SOLLICITE .....	174
4.2.2 QUANTIFICATION DE LA DEGRADATION .....	174
4.2.3 DEFINITION DES PARAMETRES ENERGETIQUES .....	176
4.2.3.1 ANALYSE GLOBALE : Volume - Energie dissipée.....	176
4.2.3.2 ANALYSE LOCALE.....	176
4.2.3.3 RAPPORT DE GLISSEMENT .....	180
<b>4.3 ANALYSE LOCALE EN GLISSEMENT PARTIEL.....</b>	<b>181</b>
4.3.1 FORMULATION LOCALE DE L'ENERGIE DISSIPÉE .....	181
4.3.2 DEFINITION DES VARIABLES ENERGETIQUES.....	182
4.3.3 SYNTHÈSE.....	185
<b>4.4 FORMULATION LOCALE DU CONTACT EN GLISSEMENT TOTAL.....</b>	<b>186</b>
4.4.1 FORMULATION GÉNÉRALE .....	186
4.4.1.1 DÉFINITION DE L'ÉNERGIE LOCALE .....	187
4.4.1.2 ÉNERGIES LINÉAIRES INTÉGRÉES.....	181
4.4.1.3 SYNTHÈSE.....	188
4.4.2 CONTACT SPHERE PLAN EN GLISSEMENT ALTERNÉ .....	189
4.4.2.1 CONTACT EN GLISSEMENT TOTAL ( $e < 1$ ) .....	190
4.4.2.2 CONTACT EN GLISSEMENT ALTERNÉ ( $e > 1$ ) .....	197
4.4.3 ÉVOLUTION DES PARAMÈTRES EN FONCTION DU RAPPORT DE GLISSEMENT.....	200
4.4.4 SYNTHÈSE.....	203
<b>4.5 ANALYSE EXPÉRIMENTALE DE L'USURE PAR FORMATION DE DEBRIS EN     GRANDS DÉBATTEMENTS.....</b>	<b>204</b>
4.5.1 CARACTÉRISTIQUES DES MATÉRIAUX TESTÉS.....	204
4.5.2 ANALYSE DU PROCESSUS DE DELAMINATION DU REJETEMENT TiN.....	205
4.5.2.1 ANALYSE EXPÉRIMENTALE .....	205
4.5.2.2. SYNTHÈSE ET DISCUSSION .....	207
4.5.3 ASPECTS QUALITATIFS DE L'USURE PAR FORMATION DE DEBRIS .....	208
4.5.3.1 DÉFINITION DES CONDITIONS ÉTUDIÉES .....	208
4.5.3.2 COMPORTEMENT TRIBOLOGIQUE DES CONTACTS.....	209
4.5.3.3 MORPHOLOGIE DES DÉGRADATIONS .....	210

4.5.3.4 ASPECTS QUANTITATIFS DE L'ANALYSE MORPHOLOGIQUE.....	214
4.5.3.5 HYPOTHESES SUR LA PRESENCE DE LA STRUCTURE EN " W " .....	218
4.5.4 ASPECTS QUANTITATIFS DE L'USURE PAR FORMATION	
DE DEBRIS.....	225
4.5.4.1 APPROCHES VOLUMIQUES DE LA DEGRADATION.....	225
4.5.4.2 APPROCHES LOCALES DE LA DEGRADATION.....	233
4.5.4.3 SYNTHESE .....	240
<b>4.6 CONCLUSION.....</b>	<b>241</b>
 <b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	 <b>244</b>
 <b>NOMENCLATURE.....</b>	 <b>248</b>
 <b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>	 <b>253</b>
 <b>ANNEXES.....</b>	 <b>262</b>
<b>ANNEXE 1 : PROPRIETES DES MATERIAUX ETUDIES .....</b>	<b>262</b>
<b>A1.1 LES SUBSTRATS .....</b>	<b>262</b>
A1.1.1 ACIER 30NCD16.....	262
A1.1.2 ACIER 35NCD16.....	262
A1.1.3 ACIER A OUTIL (HSS) SC 6-5-2.....	264
<b>A1.2 MATERIAUX UTILISES POUR LES SPHERES.....</b>	<b>268</b>
A1.2.1 ACIER 100C6 .....	268
A1.2.2 ALUMINE .....	269
<b>ANNEXE 2 : NOTIONS DE MECANIQUE DU SOLIDE.....</b>	<b>270</b>
<b>A2.1 DEFINITIONS .....</b>	<b>270</b>
<b>A2.2 CONTRAINTE PRINCIPALE MAXIMALE (<math>\sigma_1</math>).....</b>	<b>271</b>
<b>A2.3 CONTRAINTE DE CISAILLEMENT MAXIMAL (<math>\tau_{\max}</math>).....</b>	<b>273</b>
<b>A2.4 CONTRAINTE EQUIVALENTE DE VON MISES (<math>\sigma_e</math>).....</b>	<b>273</b>
<b>A2-5 NOTION DE TRAJET DE CHARGEMENT .....</b>	<b>274</b>
 <b>ANNEXE 3 : RUDIMENTS DE MECANIQUE DU CONTACT.....</b>	 <b>278</b>
<b>A3.1 CONTACT ELASTIQUE SOUMIS A UN EFFORT NORMAL .....</b>	<b>278</b>
A3.1.1 HYPOTHESES .....	278
A3.1.2 CONTACT SPHERE PLAN.....	278
A3.1.3 CONTACT CYLINDRE PLAN.....	280



A3.1.4 CONTACT PLAN PLAN .....	282
<b>A3.2 : CONTACT ELASTIQUE SOUMIS A UN EFFORT TANGENTIEL .....</b>	<b>284</b>
A3.2.1 HYPOTHESES .....	284
A3.2.2 CONTACT SPHERE PLAN GLISSANT .....	284
A3.2.3 CONTACT CYLINDRE PLAN GLISSANT .....	287
A3.2.4 CONTACT PLAN PLAN GLISSANT.....	289
<b>A3.3 FORMULES DE HAMILTON POUR UN CONTACT SPHERE-PLAN.....</b>	<b>290</b>
A3.3.1 EFFORT NORMAL .....	290
A3.3.2 EFFORT TANGENTIEL.....	292
<b>ANNEXE 4 : CRITERES D'AMORCAGE DE FATIGUE .....</b>	<b>294</b>
<b>A4.1 CRITERE D'AMORCAGE DE DANG VAN.....</b>	<b>294</b>
A4.1.1 PRINCIPE ET DEFINITIONS.....	294
A4.1.2 FORMULATION DE L'APPROCHE MICROSCOPIQUE .....	295
A4.1.3 FORMULATION DU CRITERE.....	297
A4.1.3.1 CHARGEMENT PROPORTIONNEL .....	298
A4.1.3.2 CHARGEMENT AFFINE OU GENERAL .....	299
<b>A4.2 CRITERE D'AMORCAGE DE FROUSTEY-LASSERRE.....</b>	<b>303</b>
A4.2.1 DEFINITION DU CRITERE.....	303
A4.2.1.1 COMPOSANTE DU CHARGEMENT MOYEN .....	303
A4.2.1.2 COMPOSANTE DU CHARGEMENT DYNAMIQUE.....	303
A4.2.1.3 PRISE EN COMPTE DE LA TRIAXIALITE DU CHARGEMENT .....	304
A4.2.1.4 DEFINITION DES VARIABLES NECESSAIRES	
AU CACUL DU CRITERE .....	304
A4.2.2 MODELISATION DU DOMAINE DE SECURITE .....	304
A4.2.3 APPLICATION DU CRITERE .....	306
A4.2.4 CALCUL DU CRITERE D'AMORCAGE.....	306

# ***INTRODUCTION***

## INTRODUCTION

D'après la définition récente donnée par la société américaine de mécanique, le fretting est un mouvement oscillatoire de faibles amplitudes qui peut se produire entre deux surfaces en contact. Celui-ci engendre des dégradations qui sous différentes formes peuvent conduire à une perte de fonctionnalité. Deux problèmes importants sont généralement rencontrés dans les systèmes assemblés:

- l'amorçage et la propagation de fissures qui, non contrôlées, peuvent induire une rupture brutale et catastrophique du mécanisme,
- la perte de cote induite par l'usure progressive des surfaces et nécessitant le remplacement des pièces ou le blocage des liaisons.

L'intérêt économique de ce phénomène est évident. Eurocopter France indique que 60% des rebuts ou réparations liés aux surfaces ont pour cause le fretting. On retrouve des proportions identiques dans d'autres secteurs économiques comme :

- les travaux publics (câbles de ponts),
- le secteur énergétique ( échangeurs thermiques des centrales nucléaires, câbles de ligne de haute tension, montage des roulements ...),
- la construction mécanique ( motoristes diesel, des coussinets des pieds de bielle, ...),
- le biomédical (prothèse de hanches).

Les exemples sont nombreux et la tendance à optimiser les structures pour des gains de poids et des questions de coûts accentue le problème. La maîtrise technologique des problèmes de fretting apparaît désormais comme un facteur essentiel pour améliorer les technologies actuelles et permettre le développement de nouvelles. Dans certain cas, il présente même le caractère stratégique d'un paramètre contrôlant la réalisation d'un système et permettant le développement économique d'une activité. De plus en plus il doit être pris en compte pour améliorer la qualité des composants et leur fiabilité (contacts électriques, ...).

La sécurité et le confort des individus peuvent dépendre du fretting : citons la possibilité d'améliorer les conditions de vie des gens atteints par des problèmes articulaires et surtout les graves accidents ayant entraîné de nombreux décès. Ainsi le crash de l'avion d'Amsterdam en 1991 a été induit par des dégradations générées par le fretting.

Contrairement à la mécanique des milieux continus où le calcul en fatigue des pièces est largement appliqué dans la conception mécanique par l'utilisation extensive des codes d'éléments finis, les problèmes de fretting restent relativement mal appréhendés. La plupart du temps, le dimensionnement des pièces se fait à partir de lois empiriques au travers d'approches très conservatives et pragmatiques.

Face à ce problème, les ingénieurs de bureau d'étude se trouvent confrontés à l'absence de méthodologie et de standardisation des dispositifs d'essai. Ils sont surtout désarmés devant l'absence de variables capables d'être introduites dans les modèles et qui permettent d'évaluer le risque de la dégradation. La tendance est alors d'ajouter des facteurs de sécurité sur dimensionnés, coûteux, souvent inadaptés aux problèmes.

Cette mauvaise quantification ne facilite pas d'autre part l'étude de nouvelles solutions au niveau de la conception par exemple, en développant de nouvelles géométries plus adaptées.

Trop souvent la démarche est de résoudre le problème lorsque celui-ci apparaît, en réalisant des traitements de surfaces fastidieux et coûteux qui souvent n'apportent qu'une solution temporaire au problème.

Ces différents aspects nous ont conduits à développer une méthodologie de l'étude du fretting avec pour objectif de définir des variables permettant de quantifier les différents aspects du fretting. Spécifiquement réalisée pour le contact sphère/plan cette étude consacre l'analyse des trois aspects fondamentaux que sont :

- le régime de glissement,
- l'amorçage de fissures induit par le fretting,
- l'usure par formation de débris induite par fretting.

Après un bref état de l'art (chapitre 1), nous étudierons la dynamique des interfaces de façon à déterminer des variables mesurant la condition de glissement, facteur essentiel à l'analyse des dégradations et aux calculs mécaniques des chargements imposés aux interfaces (chapitre 2) .

Dans le chapitre 3, nous analysons les conditions de l'amorçage en glissement partiel pour de très faibles amplitudes de déplacement. Cette étude transpose les critères multiaxiaux de Dang Van et de Froustey-Lasserre ainsi que des représentations plus classiques de fatigue uni-axiale au problème du contact soumis au fretting. L'analyse critique de ces approches associée à l'étude expérimentale combinant différents matériaux nous conduit à développer des variables permettant de quantifier les aspects fondamentaux tels que la notion de coefficient de frottement local et la prise en compte des effets d'échelle. On montre aussi que la transposition des approches de type fatigue dans le contact implique de tenir compte du matériau et de son comportement mécanique.

Le chapitre 4 étudie l'usure par formation de débris essentiellement observée pour des grandes amplitudes de glissement (glissement total et glissement alterné).

La dégradation est quantifiée au travers d'une approche énergétique associant la quantité de matière dégradée à l'énergie dissipée issue du travail de la contrainte de cisaillement. Une analyse locale de cette approche permet d'extraire différents coefficients énergétiques d'usure. Ces variables facilitent la mesure de l'effet du troisième corps et l'influence de l'atmosphère ambiante sur les mécanismes de dégradation.

L'ensemble des approches théoriques est confronté chapitre par chapitre à une expérimentation approfondie de divers contacts métal - métal ou métal - céramique. Nous avons ainsi validé nos approches au cas d'un acier utilisé dans l'aéronautique et au cas d'un acier rapide. Le travail expérimental a également concerné l'analyse d'un revêtement de TiN susceptible d'être employé pour lutter contre le fretting. Adaptée à différentes situations industrielles, la démarche proposée facilite l'analyse de solutions palliatives telles que :

- l'optimisation du choix du matériau,
- l'évaluation des traitements de surface,
- l'optimisation des géométries de contact.

# ***CHAPITRE 1***

## ***ETAT DE L'ART***

## 1. ETAT DE L'ART

L'étude du fretting commence au début du siècle lorsque Eden E.M. et al. (1911) mettent en évidence la présence de débris d'oxyde de fer entre deux éprouvettes mises en contact et soumises à des essais de traction. Le phénomène est attribué à des mécanismes de corrosion et induira à tort le terme de fretting-corrosion. Progressivement les travaux de Tomlison G.A. (1927) puis de McDowell en 1953 montreront que l'oxydation est un phénomène annexe et que la formation des débris est induite par le frottement entre les surfaces. Ce dernier montre qu'en plus de générer une usure, le fretting diminue très fortement le comportement en fatigue avec suivant les conditions de contact un abattement compris entre 2 et 5 de la limite d'endurance. Parallèlement les travaux fondateurs de Cattaneo C. (1938), Mindlin R.D. (1949) et Johnson K.L. (1955) donnent une description mécanique précise des sollicitations cycliques de cisaillement imposé en surface du contact et définissent la condition de glissement partiel. Depuis ces 40 dernières années des efforts considérables ont été faits pour mieux appréhender le problème en termes de prévention, de contrôle ou d'estimation de la dégradation. On remarque progressivement une spécialisation des recherches avec des avancées très importantes pour l'analyse de la fissuration, aspect critique qui intéresse potentiellement les industriels en particulier l'aéronautique. Dans le même temps, l'étude de l'usure moins bien formalisée concerne principalement l'analyse comparative de traitements de surfaces.

Ce chapitre comporte une description en trois étapes des résultats expérimentaux et théoriques sur : l'analyse de la condition de glissement en fretting, le problème de la fissuration et enfin, les avancées sur l'étude de l'usure par formation de débris. Nous définirons ensuite les points essentiels à approfondir pour proposer une méthodologie de recherche combinant aspects théoriques et analyses expérimentales.

### *1.1 CONTACTS ET CONDITION DE SOLLICITATION*

#### *1.1.1 CONTACTS ETUDIÉS*

Les contacts réels sont généralement complexes et mal définis. Pour modéliser les mécanismes de dégradation en fretting, les chercheurs ont rapidement choisi des géométries plus simples et plus faciles à étudier, on trouve les trois configurations suivantes (Figure 1-1):

- le contact plan/plan
- le contact cylindre/plan
- le contact sphère/plan

La configuration plan-plan permet de maintenir des surfaces de frottement constantes quelle que soit l'usure des interfaces. Cependant, l'analyse mécanique montre que la distribution de pression et surtout de cisaillement se caractérise par une discontinuité indéterminée en bordure de contact. L'analyse est alors très complexe et il est difficile d'évaluer correctement le chargement qui est imposé au matériau. De plus, la mise en glissement engendre des mésalignements qui accentuent encore les effets de bords. A cette configuration sont donc préférées les deux géométries conformes que sont les contacts cylindre-plan et sphère-plan. Tous deux sont décrits par l'analyse de Hertz D. (1882) en indentation normale en appliquant les principes de l'élasticité linéaire. Les distributions des contraintes dans le plan du contact

cylindre-plan glissant sont données par M'Evan E. (1949) pour des conditions de déformation plane (analyse élastique). Les distributions des chargements élastiques dans le plan du contact sphère - plan glissant sont introduites par Hamilton G.M. et Goodman L.E en 1966 puis explicitées sous une forme sympathique par Hamilton G.M (1983) et Stackfield A. et Hills D.A. (1983). Nous expliciterons plus complètement l'analyse de Hamilton G.M. pour l'analyse du contact sphère-plan en glissement partiel. Des informations plus complètes sur la mécanique des contacts peuvent être trouvées dans les ouvrages de références de Johnson K.L. (1985) et de Hills et al. (1993, 1994).

L'analyse de la fissuration est plus souvent étudiée sur le contact bi-dimensionnel cylindre-plan car plus facile à modéliser par élément finis. Le contact sphère-plan implique une description tri-dimensionnelle possible par l'analyse analytique élastique mais trop coûteuse sur les codes éléments finis.

L'étude de l'usure, essentiellement expérimentale, utilise très souvent le contact sphère-plan plus facile à mettre en œuvre et qui facilite la comparaison avec le contact pion-disque.

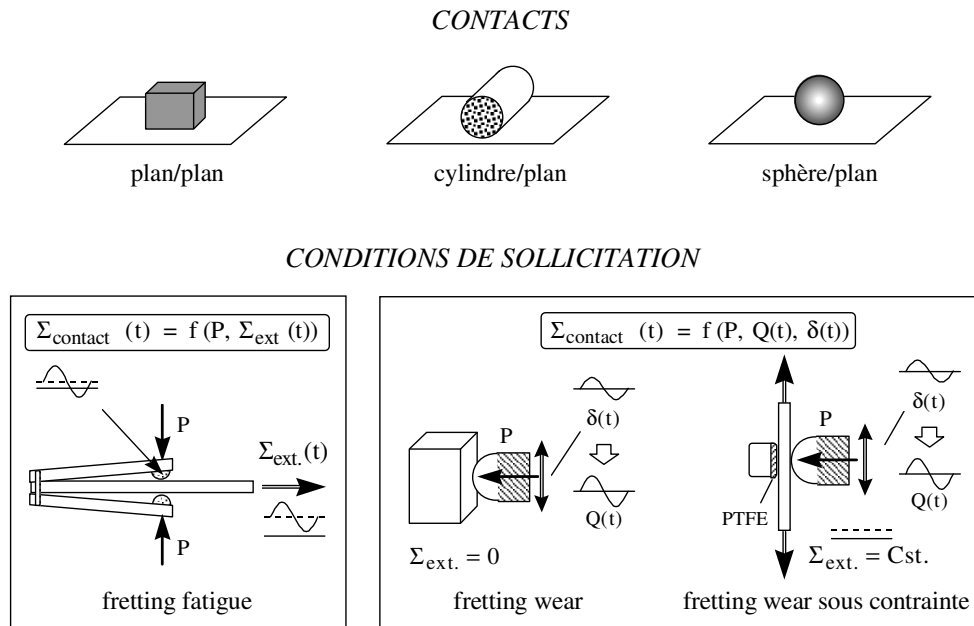


Figure 1-1 : Contacts et conditions de sollicitation;

$P$ : effort normal constant,  $\delta$ : déplacement au niveau du contact,  $Q$ : effort tangentiel,  $\Sigma_{\text{contact}}$ ,  $\Sigma_{\text{ext}}$ : chargements du contact et extérieur.

### 1.1.2 CONDITIONS DE SOLLICITATION

On rencontre trois catégories d'essai pour étudier le problème du fretting (Figure 1-1) :

- L'essai de fretting-fatigue : une éprouvette de traction est soumise à des sollicitations de traction répétée. Sur ses faces, des patins (plan, cylindre-sphère) sont appliqués avec une force normale choisie. C'est la déformation relative entre l'éprouvette de traction et le système de fixation des échantillons frottants qui génère la sollicitation du contact. Le cycle de chargement imposé au matériau résulte donc de la superposition de la composante locale du contact et de celle homogène qui est imposée à l'éprouvette. La fissuration apparaît toujours au niveau du contact, c'est le fretting qui contrôle l'amorçage. De par sa configuration il

permet de comparer l'influence du fretting sur la fissuration vis à vis de l'essai de fatigue classique (élimination du patin). Il permet le tracé de courbes de Wöhler avec lesquelles il est d'usage de calculer des « coefficients d'abattement ». (Bleuzen C. 1988). Cependant par ce montage il est très difficile de découpler le chargement du contact de la sollicitation extérieure.

- L'essai de fretting-wear : le plan est fixe, uniquement sollicité par le contact (plan-cylindre, sphère) plaqué par un effort normal et soumis à un déplacement relatif imposé de l'extérieur (système hydraulique, pots vibrants). Souvent utilisé pour étudier l'usure ce contact peut néanmoins induire l'amorçage et engendrer une fissuration très profonde. L'avantage de cette configuration est de pouvoir caractériser l'initiation de la fissuration induite par la sollicitation du contact seul. L'influence des paramètres de chargement (effort normal, débattement, coefficient de frottement) est plus facilement mesurée en particulier en glissement partiel. Ce type de condition est très adapté à l'analyse des mécanismes d'amorçage.

- L'essai de fretting-wear sous contrainte est identique au chargement de fretting wear mais l'échantillon plan est préchargé par une contrainte extérieure constante. Très minoritaire, cette configuration a été récemment introduite pour évaluer l'influence d'une contrainte statique sur l'amorçage et la propagation de fissures. Des systèmes industriels tels que les câbles de ponts répondent assez bien à ce type de condition. Nous confirmerons que l'introduction d'une contrainte de traction favorise l'amorçage et augmente la profondeur de fissuration.

Trop souvent dans la littérature on associe la fissuration à l'essai de fretting - fatigue alors que l'usure est corrélée à la configuration de fretting - wear. Des résultats récents, en particulier obtenus à l'ECL, montrent que la fissuration ou l'usure par formation de débris apparaissent pour l'une et l'autre des configurations. Il est donc préférable d'analyser la dégradation en fonction de la sollicitation imposée au niveau du contact plutôt que de l'associer arbitrairement à un type d'essai. Cette remarque nous invite à approfondir la condition de glissement qui contrôle la sollicitation imposée aux surfaces.

### *1.1.3 CONDITION DE GLISSEMENT*

#### *1.1.3.1 DESCRIPTION DU PHENOMENE*

Le fretting concerne des déplacements oscillatoires de très faible amplitude allant de quelques micromètres jusqu'à quelques centaines de micromètres. En plus de la valeur absolue nous verrons qu'il est aussi fondamental de comparer ces déplacements aux dimensions du contact. Pour un effort normal constant, le cycle de fretting est caractérisé par une amplitude de déplacement associée à une amplitude de l'effort tangentiel. Contrairement aux essais conventionnels de glissement alternatif, on observe une corrélation linéaire entre l'amplitude de l'effort tangentiel  $Q_*$  et du débattement  $\delta_*$  (Figure 1-2).



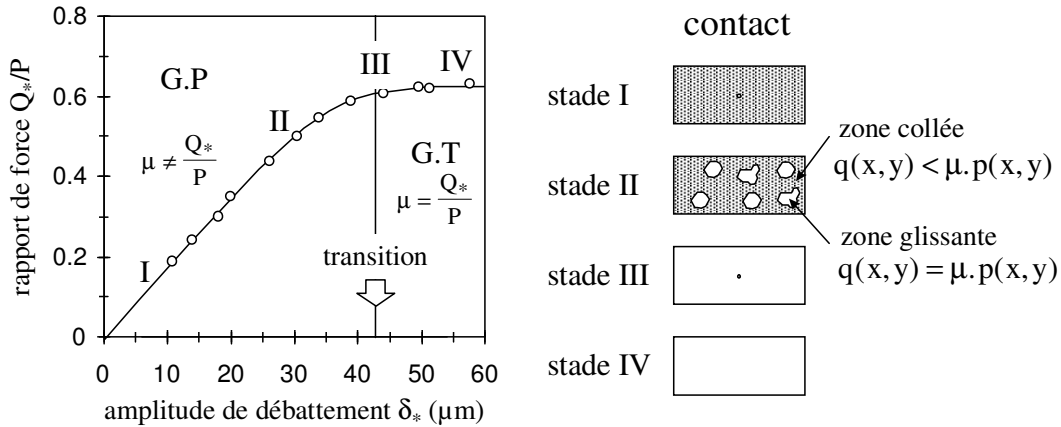


Figure 1- 2 : Illustration du comportement tribologique en fretting sur les résultats de Tanaka K. et al. (1985) d'un contact plan-plan de l'acier SUP9.

Entre les surfaces est appliqué un champ de pression qui maintient collées les deux surfaces. Lorsque l'on impose un déplacement relatif très faible entre les surfaces  $\delta$ , l'accommodation élastique engendre une distribution de cisaillement entre les surfaces « $q(x,y)$ ». Tant que localement l'amplitude de celui-ci reste inférieure à la condition de glissement tel que  $q(x,y) = \mu \cdot p(x,y)$  la réponse est linéaire et le cisaillement local est proportionnel aux déformations locales (stade I). Dans le cas contraire, le contact part localement en glissement et le cisaillement associé est constant. Cependant, au fur et à mesure de l'augmentation du déplacement macroscopique  $\delta$ , l'amplitude des distributions de cisaillement augmente et la proportion des domaines glissants dans le contact progresse (stade II). La réponse macroscopique  $Q = f(\delta)$  est moins linéaire, mais représentative d'un comportement composite entre des contacts glissants et des contacts collés.

Augmentant encore l'amplitude du déplacement  $\delta_*$ , l'ensemble du contact passe en glissement. Le déplacement appliqué est associé à la condition de transition de glissement (stade III). Pour des déplacements plus importants l'amplitude de l'effort tangentiel  $Q_*$  n'est plus dépendante de l'amplitude du débattement  $\delta_*$ , le contact est en glissement total (stade IV).

### 1.1.3.2 FORMALISATION

Cattaneo C. (1938) et Mindlin R.D. (1949, 1953) sont les premiers à interpréter le comportement non linéaire du chargement  $Q_* = f(\delta_*)$ . Appliquant le formalisme de Hertz, ils donnent la description mécanique du cycle de chargement du cisaillement à l'interface respectivement pour les contacts cylindre-plan et sphère-plan. Le chapitre 2 rappellera complètement la théorie. Les auteurs explicitent complètement l'évolution du cycle et pour le contact sphère-plan l'hystérésis en glissement partiel  $Q = f(\delta)$ . Ils mettent en avant la différence entre la notion de coefficient de frottement  $\mu$  et l'évolution de l'effort tangentiel : tant que l'on est en glissement partiel on ne peut associer le coefficient de frottement  $\mu$  au rapport  $Q_*/P$ . Pour les contacts conformes, associés à une distribution elliptique de la

pression, la division entre la zone centrale maintenue collée définie par le rayon « c » et la zone externe de glissement est parfaitement identifiée. Johnson K.L. (1955) complète l'analyse en formalisant le problème pour des contacts élastiques différents et surtout par un travail expérimental approfondi qui confirme le modèle, montre ses limites et affine le formalisme en déterminant la distribution du glissement relatif à l'interface du domaine de glissement du contact sphère-plan.

Les études ultérieures ont repris ces principes en étudiant spécifiquement l'influence d'un comportement élasto-plastique, différentes lois de frottement ou en modélisant le contact par éléments finis. De même l'analyse a été adaptée aux sollicitations particulières des essais de fretting fatigue avec l'apparition d'une asymétrie entre le domaine central collé et la zone de glissement externe, Hills D.A.(1988).

### 1.1.3.3 DEVELOPPEMENTS DES CARTES DE SOLLICITATION LOCALE

Pour correctement analyser les processus de dégradation induits par le fretting, il est nécessaire de connaître dans l'espace des variables de chargement, les domaines respectifs des conditions de glissement partiel et glissement total.

C'est Vingsbo O. en 1988 qui définissant la condition limite de glissement total (I.G.S Incipient Gross Slip), dresse les premières cartes de glissement de fretting pour le contact sphère-plan. La transition de glissement est d'abord tracée dans un plan en deux dimensions en fonction de l'effort normal, du débattement ou de la fréquence (Figure 1-3a).

Pour tenir compte de l'évolution du contact en fonction du temps et mettre en évidence des situations où le contact bascule d'une condition de glissement vers une autre durant l'essai, Colombié C. et al. (1986) introduit la bûche de fretting (Figure 1-3b). Les cycles de fretting sont tracés en fonction de la durée de l'essai et superposés sur un axe logarithmique. Ces représentations permettent d'étudier l'évolution de l'interface et facilite la mise en évidence de l'influence du troisième corps. L'évolution de la condition de glissement en fonction du nombre de cycles est considérée en terme de régime de glissement.

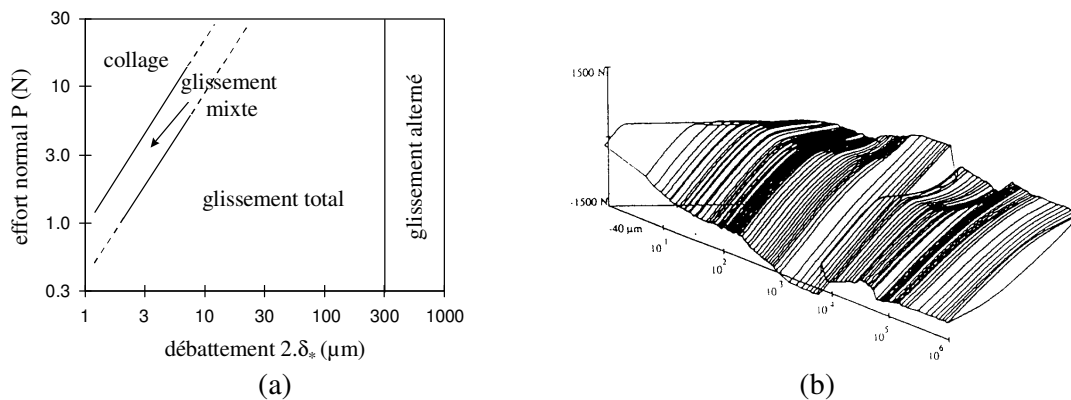


Figure 1-3 : (a) : Carte de fretting d'après Vingsbo O. (1988) ; (b) : Bûche de fretting, illustration d'un régime mixte, Colombié C. (1986).

Considérant les cartes de Fretting de Vingsbo O., Vincent L. (1994) transpose la représentation temporelle des bûches et trace les cartes de régime de glissement (Figure 2-35). Les trois régimes : régime de glissement partiel (condition de glissement partiel maintenue),

régime de glissement total (condition de glissement total maintenue), régime de glissement mixte (transition d'une condition vers une autre) sont définis et leurs domaines d'observation délimités dans le plan « effort normal - débattement ». On parle alors de carte de sollicitation locale.

Apparaît la nécessité d'une part de déterminer expérimentalement ces frontières et surtout de quantifier la transition car l'analyse est alors uniquement qualitative fondée sur l'observation de la forme du cycle ( $Q = f(\delta)$ ). Voisin J.M. (1992) propose la méthode du débattement variable où l'I.G.S est rapidement déterminé en augmentant progressivement le débattement (Figure 2-11). Nous étudierons plus amplement les aspects quantitatifs dans le chapitre 2.

## 1.2 FISSURATION

### 1.2.1 RESULTATS EXPERIMENTAUX

#### 1.2.1.1 FISSURATION SUR L'ESSAI DE FRETTEMENT FATIGUE

L'étude de la fissuration conduite essentiellement sur l'essai de fretting-fatigue a immédiatement débouché sur le tracé de courbes de Wöhler où l'influence du fretting est mesurée en termes de coefficient d'abaissement de la limite d'endurance (Figure 1-4). Citons les travaux de McDowell (1953), Hoepfner D. W. (1992), Del Puglia A. et al. (1994), Mutoh Y. et Satoh T (1994), Sato K. (1994), Sato K. et Fuji H. (1986), Foulquier J. (1988), Endo K. et Goto H (1976,1981), Lindley T.C. et Nix K.J (1985-1994), Fernando U.S et al. (1994)...

En dehors de la contrainte de traction, les deux paramètres du contact qui sont généralement étudiés sont l'effort normal appliqué P et le déplacement relatif  $\delta_*$  au niveau du contact.

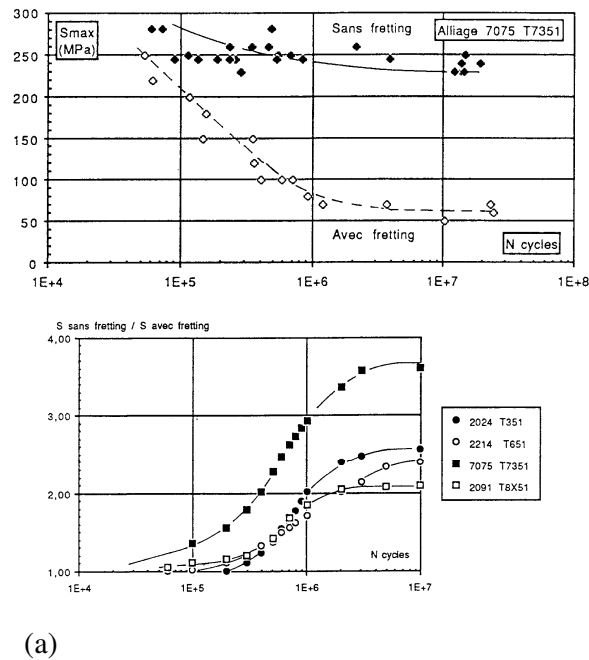


Figure 1-4 : (a) : Résultats d'endurance sur l'aluminium 7075 ( $S_{max}$  : traction maximale) ;  
 (b) : Abattement de contrainte admissible pour une durée de vie donnée. (Bleuzen C. 1988).

### 1.2.1.1.1 Influence de l'effort normal

La plupart des auteurs montrent que la durée de vie diminue monotonement avec l'augmentation de la pression ( Endo K. (1981), Edwards P.R. (1981), (Figure 1-5a). Par contre, Harris (1961) et plus récemment Del Puglia A. et al. (1994) montrent que la durée de vie passe par un minimum pour une certaine pression de contact. Nakazawa K. et al. (1992) et Fernando U.S. et al (1994) mettent en évidence les deux types de tendance en fonction de l'amplitude de la contrainte axiale de traction (Figure 1-5b).

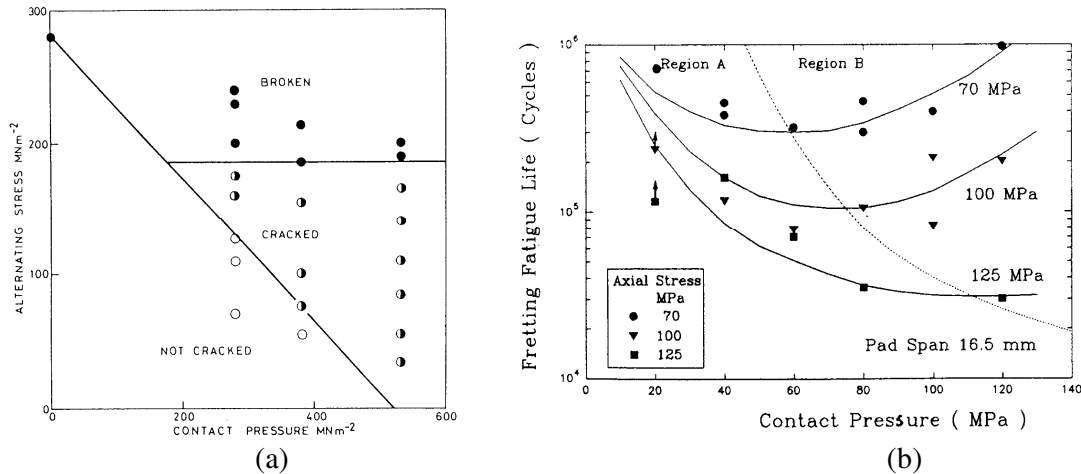


Figure 1-5 : (a) :Evolution de l'endurance en fonction de la pression (Nishioka K et al. ,1972); (b) : Evolution de la limite d'endurance en fonction de la pression appliquée et de l'amplitude de la contrainte de traction (axial stress) (Fernando U.S. et al. ,1994).

Pour les faibles amplitudes, une forte augmentation de l'effort normal permet de faire remonter la durée de vie à des niveaux d'endurance comparables aux essais de fatigue sans fretting. Par contre, si l'amplitude de la contrainte de traction est élevée, la limite d'endurance diminue continûment avec l'augmentation de l'effort normal. Pour expliquer l'influence bénéfique de l'effort normal, les auteurs introduisent la théorie de la fermeture de fissure générée par les contraintes de compression en sous couche.

### 1.2.1.1.2 Influence de l'amplitude du débattement

Le déplacement relatif entre les surfaces de l'essai de fretting-fatigue est fonction de l'effort normal et de l'amplitude de traction ou de la déformation imposée de l'éprouvette.

Le déplacement le plus critique vis à vis de la fissuration semble compris entre 10 et 25  $\mu\text{m}$  (Field J.E. and Waters D.M. (1963), Waterhouse R.B. (1981)). Waterhouse R.B. (1981) indique dans son article de synthèse que pour des amplitudes plus importantes, la limite de fatigue augmente à nouveau ce qui est dû selon l'auteur, à une extension importante de l'usure. L'augmentation de la quantité de débris diminue le coefficient de frottement et d'autre part l'usure élimine progressivement les micro-fissures de surface avant que celles-ci n'aient pu progresser. Gerdes C. et al. (1994) comparant le comportement d'aciers austénitiques et ferritiques, observent des résultats similaires en terme de cinétique d'amorçage (Figure 1-6).

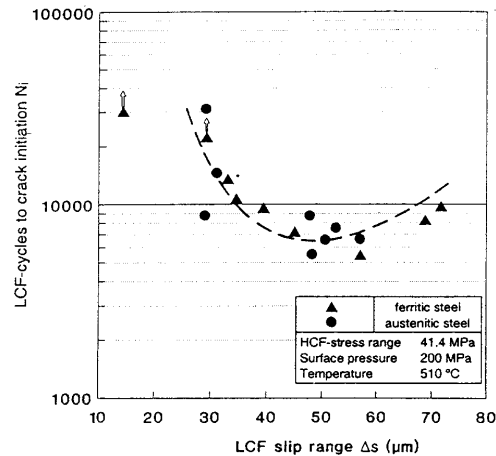


Figure 1-6 : Amorçage en fonction du débattement imposé Gerdes C. (1994) ( $\Delta s = 2.8*$ ).

### 1.2.1.1.3 Synthèse

L'interdépendance des chargements de traction et du contact ne facilite pas l'analyse découplée des facteurs associés au contact. L'effort tangentiel du contact, facteur essentiel pour l'amorçage, dépend du déplacement relatif qui est difficilement contrôlable.

D'autre part, le chargement dissymétrique rend difficile l'analyse de la dégradation en fonction de la condition de glissement. Nowell D et Hills D.A (1987) donnent une première description analytique de la répartition des zones collées ainsi que la distribution de la contrainte principale pour ce type d'essai ce qui permet ainsi de quantifier les chargements imposés au contact. Cette analyse est par la suite continuée et affinée par Petiot C (1994) qui réalise une modélisation complète par éléments finis du montage de fretting fatigue.

Pellerin V (1990) souligne que l'augmentation de la contrainte de fatigue entraîne une augmentation de la déformation de l'éprouvette et donc du débattement dans le contact. De par son tracé, la courbe de Wöhler en fretting fatigue intègre l'ensemble des conditions de glissement et définit ainsi l'enveloppe inférieure de courbes de fretting fatigue, l'enveloppe supérieure étant associée à la courbe de fatigue sans contact. La réalité industrielle se situe entre ces deux bornes et la seule prise en compte de la courbe inférieure peut induire des surdimensionnements souvent injustifiés.

### 1.2.1.2 FISSURATION SUR L'ESSAI DE FRETTING WEAR

La non rupture de l'échantillon plan ne permet pas de tracer l'équivalent des courbes de Wöhler recherchées par les industriels et encore moins de définir un coefficient d'abattement. Aussi l'analyse de la dégradation implique une approche moins quantitative mais finalement beaucoup plus précise pour l'étude de l'amorçage. Pratiquement tous les travaux sur ces aspects ont été apportés par l'équipe de Vincent L. à l'ECL essentiellement pour le contact sphère-plan.

Pellerin V. (1990) dans les conclusions de sa thèse montre que les deux mécanismes de dégradation principaux que sont la fissuration et l'usure par formation de débris peuvent être associés respectivement au glissement partiel et au glissement total. L'auteur en comparant l'évolution de la profondeur de fissuration d'un alliage de titane indique que le maximum de fissuration est observé pour les déplacements intermédiaires correspondant au régime de

glissement mixte. En glissement total, l'usure est beaucoup plus importante mais les profondeurs de fissuration sont plus faibles. Il confirme l'évolution observée par Waterhouse R.B. (1981) en terme d'amplitude de débattement pour l'essai de fretting-fatigue mais peut, grâce à une analyse critique de la condition de glissement, associer la dégradation à un régime de glissement donné. Fondamentale, cette avancée est cependant limitée à l'observation des bûches de frottement. Il faut attendre l'article de synthèse de P. Blanchard et al. (1991) qui, associant la description de Vingsbo O. (1988) introduit l'équivalent d'une carte de réponse du matériau CRM (RCFM : running condition fretting map) (Figure 1-7).

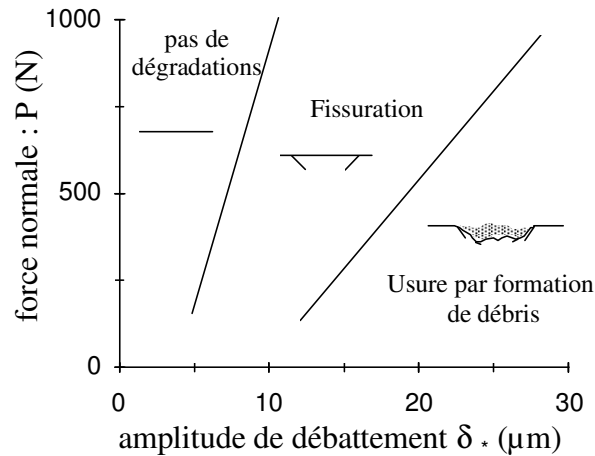


Figure 1-7 : Carte de réponse du matériau.

Elle définit expérimentalement dans le plan  $P$ - $\delta_*$  les domaines de non dégradation, les conditions où la fissuration est favorisée et la zone de grands débattements où l'usure par formation de débris est le facteur principal. Le domaine où la fissuration est maximale est encore une fois observé pour des amplitudes comprises entre 7 et 30  $\mu\text{m}$  (Figure 1-8), l'évolution n'est plus seulement fonction du débattement mais dépend aussi de l'effort normal (Figure 1-9).

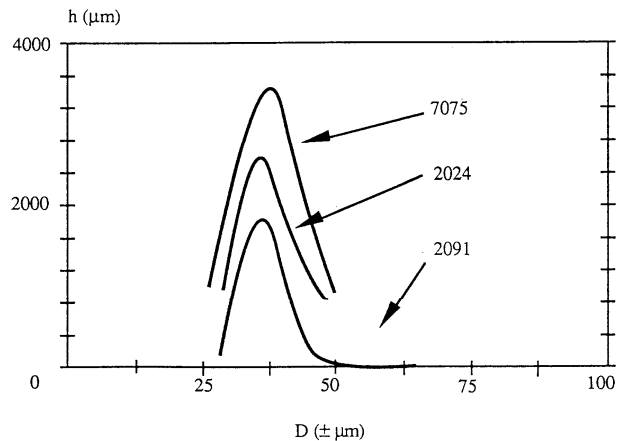


Figure 1-8 : Profondeur de fissures pour les divers alliages d'aluminium ( $P=1000\text{ N}$ ,  $N=10^6$  cycles,  $f=5\text{ Hz}$ ,  $D = \delta_*$ )(Zhou Z.R. 1992).

L'augmentation importante de l'effort normal pour un débattement imposé peut faire passer d'une condition de fissuration à une condition de non fissuration. On explique aussi la diminution du risque de fissuration en régime de glissement total pour les grandes amplitudes. Cette démarche de carte de réponse du matériau a largement été reprise par Zhou Z.R (1992) pour étudier le comportement d'un alliage d'aluminium. L'auteur retrouve des distributions similaires entre les domaines d'amorçage et surtout complète l'analyse en étudiant l'extension du domaine de fissuration en fonction du nombre de cycles (Figure 1-9).

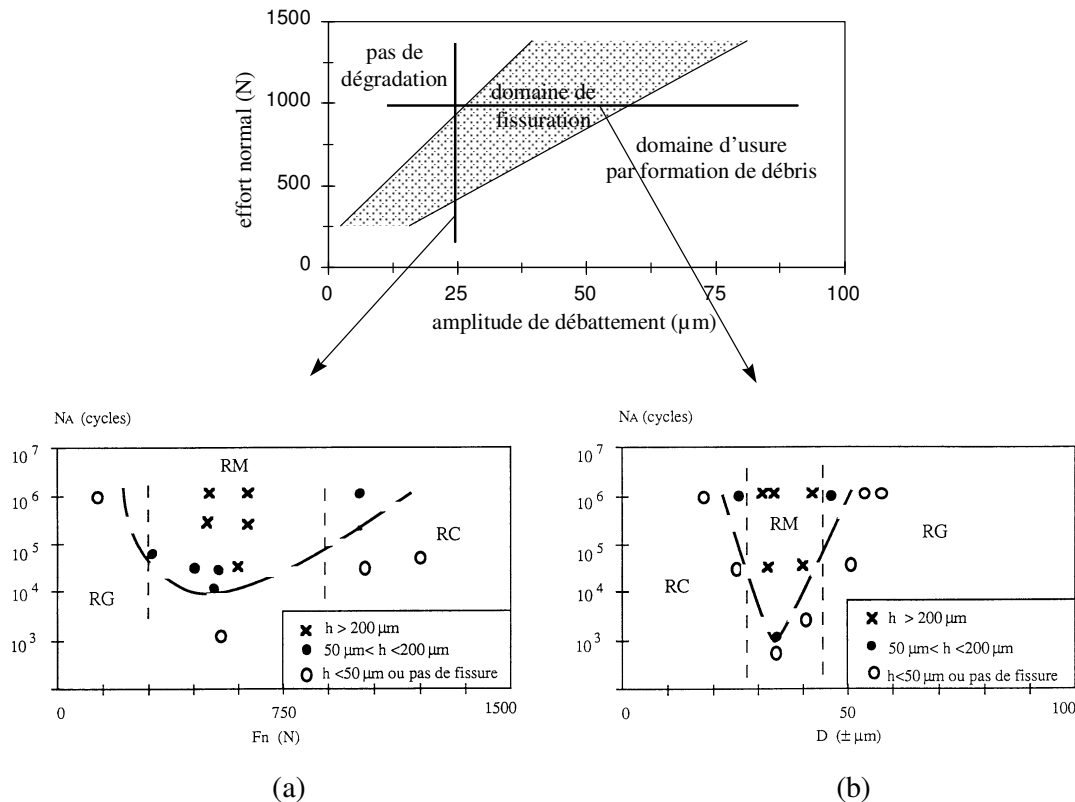


Figure 1-9 : Illustration par l'approche carte de réponse du matériau de l'influence de l'effort normal et du débattement sur l'amorçage; (a) : Influence de l'effort normal ( $D = \delta_* = 25\mu\text{m}$ ) ; (b): Influence du débattement ( $P = F_n = 1000\text{ N}$ ) (a & b, Zhou Z.R.,1992).

Il montre une extension quasi symétrique du domaine de fissuration vers les plus faibles et plus grandes amplitudes de glissement. Il confirme l'effet bénéfique de l'augmentation de l'effort normal pour certaines conditions.

### 1.2.1.3 FISSURATION SUR L'ESSAI DE FRETTEMENT SOUS CONTRAINTE

La première étude réalisée pour ces conditions de chargement est présentée par Kuno M. et al. (1989), l'auteur montre que la contrainte de traction favorise la fissuration. L'étude la plus complète est cependant présentée par Zhou Z.R et Vincent L. (1992) qui montrent sur des alliages d'aluminium que la contrainte de traction augmente le domaine de fissuration vers les plus faibles amplitudes (Figure 1-10). Cette extension asymétrique ne concerne pas les domaines de plus grandes amplitudes. Les auteurs mettent aussi en évidence

une augmentation de la profondeur de fissuration.

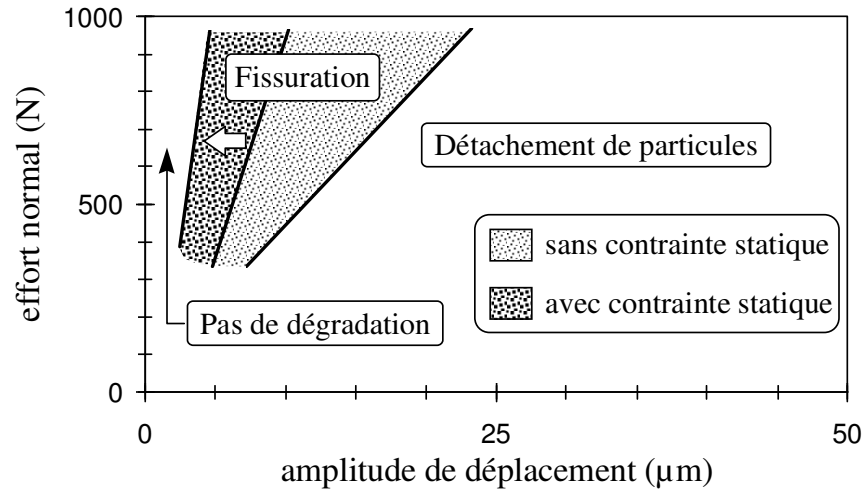


Figure 1-10 : Influence de la contrainte statique de traction (200 MPa) sur l'extension du domaine de la fissuration à  $10^6$  cycles (Zhou Z.R. (1992).

## 1.2.2 MECANISMES DE FISSURATION

### 1.2.2.1 EVOLUTION DE LA PROPAGATION

#### 1.2.2.1.1 Mécanismes de propagation en fretting fatigue

L'expertise des faciès de dégradation montre deux types de fissures, les fissures courtes de quelques dizaines de microns et les fissures longues qui se propagent. Les conditions d'apparition de ces deux dégradations ne sont pas les mêmes. L'amorçage des fissures courtes apparaît pour des sollicitations inférieures aux conditions induisant la propagation de fissures longues. Confrontés à des problèmes de rupture de pales sur des générateurs électriques, Nix, K.J. et Lindley T.C. (1985-1988) montrent qu'il est primordial de définir la condition pour laquelle une fissure courte déjà initiée va se propager. Ils observent en particulier la présence de fissures courtes même au dessous de la limite d'endurance définie par les courbes de Wöhler en fretting fatigue.

Hirakawa K. et Toyama K. (1994) observent des résultats similaires pour l'étude de la fissuration induite par fretting sur les surfaces des axes où sont frettées des roues de chemin de fer. Ils montrent en outre l'effet bénéfique d'une contrainte résiduelle de compression sur la propagation (Figure 1-11a). Bleuzen C.(1988) résume les différentes étapes de fissuration transposées aux courbes de Wöhler en fonction des conditions de sollicitation et de la durée de l'essai (Figure 1-11b).



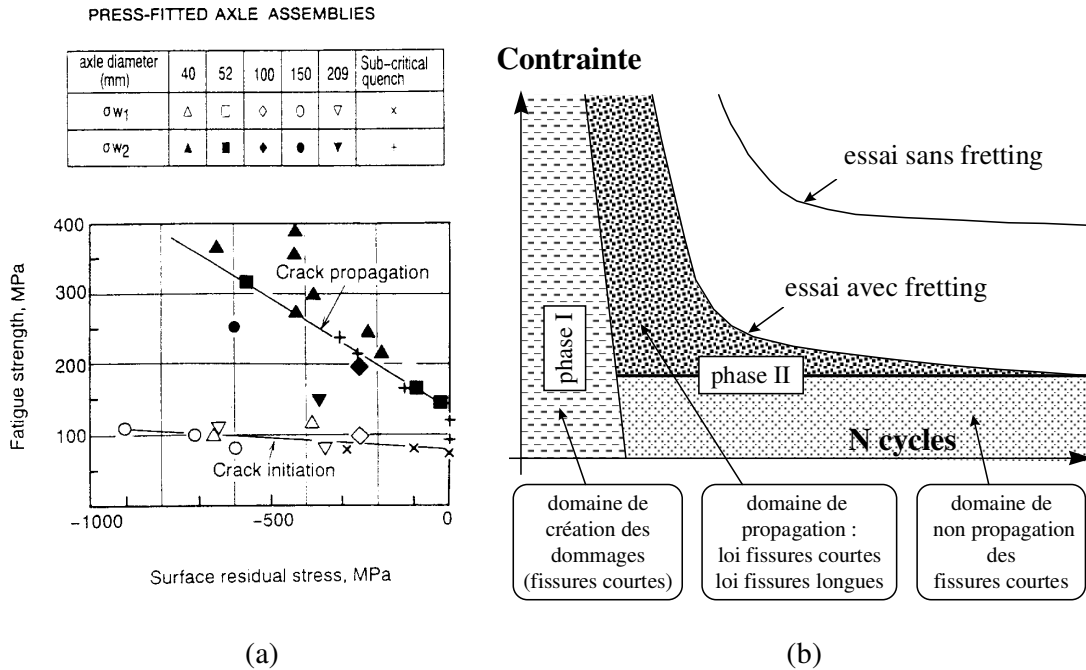


Figure 1 - 11 : (a): Seuils d'amorçage et de propagation en fonction des contraintes résiduelles en surface des axes (assemblage par frettage) (Hirakawa K. et al. (1994) ;

(b): Schématisation du processus conduisant à la rupture des éprouvettes de fretting fatigue (Bleuzen C. 1988).

Il confirme les analyse de Lindley T.C. en montrant que dans l'essai de fretting-fatigue, la limite d'endurance qui est déterminée ne correspond pas à la condition d'amorçage mais plutôt à la condition limite permettant la propagation des fissures courtes induites par le contact. Nous démontrerons dans ce travail qu'il existe néanmoins un seuil de non amorçage.

La plupart des auteurs Sato K.(1988), Waterhouse R.B. (1981), Foulquier J. (1988) retrouvent les deux étapes de la fissuration mises en évidence par Forsyth P.J.E.(1961) (Figure 1-12).

- Le stade I : après amorçage, la fissure se développe avec un angle de l'ordre de 45° par rapport à la surface, direction qui correspond au plan du cisaillement maximal. La longueur de cette première fissuration dépend des sollicitations mais surtout du matériau et de sa sensibilité au cisaillement. Un acier ductile sensible au cisaillement maintiendra plus longtemps cette orientation qu'un acier fragile sensible à la contrainte principale.

- Le stade II : La croissance de la fissure est dominée par la contrainte de traction en pointe de fissure. La fissure initialement à 45° s'oriente de façon à présenter un facteur d'intensité  $K_I$  maximal soit une orientation perpendiculaire à la contrainte principale maximale. Sato K. et al. (1986) étudient la cinétique de propagation  $da / dN$  des deux étapes.

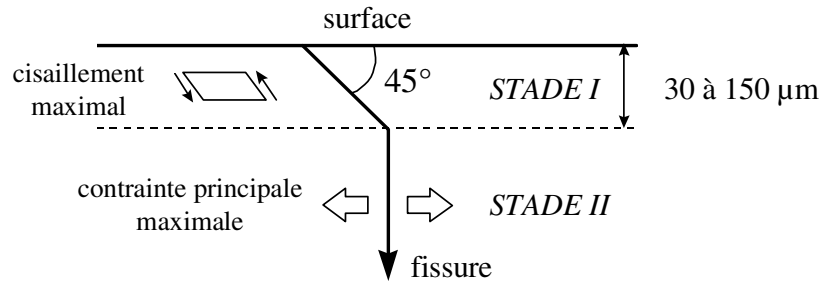


Figure 1-12 : Croissance d'une fissure de fatigue en stade I et II d'après Forsyth P.J.E. (1961).

Pour le stade I la vitesse de fissuration est plus rapide que celle observée pour un essai de fatigue classique mais décroît rapidement avec l'extension de la fissure en sous-couche. L'auteur explique cette décroissance de l'influence du contact par l'effet contrariant des mécanismes de fermeture de fissure. Nous confirmons effectivement que le gradient de la sollicitation décroît très rapidement en sous couche (Figure 3-6). Aussi même si la fissure augmente, la cinétique de propagation est ralentie car la sollicitation vue par la pointe de la fissure est fortement diminuée.

En pivotant (Stade II) la cinétique de propagation présente un minimum. Le front de fissure, sorti du domaine d'influence du contact, ne voit plus que la sollicitation homogène de la traction axiale. La cinétique de propagation augmente de nouveau avec l'extension de la fissure.

#### 1.2.2.1.2 Mécanismes de propagation en fretting wear.

On retrouve les mêmes évolutions, cependant l'absence de contrainte extérieure limite l'analyse à l'expertise de la profondeur de fissuration. L'étude sur différents matériaux confirme que l'apparition de fissures courtes (type mode I) est observée pour les sollicitations sensiblement inférieures à celle induisant la propagation. Zhou Z.R (1992) choisit de tracer le nombre de cycles associé à l'observation de fissures de différentes tailles en fonction du débattement imposé (Figure 1-9b).

Il montre une extension symétrique des domaines d'amorçage de fissures et retrouve le comportement observé par Lindley T.C. avec l'apparition de fissures courtes pour des chargements inférieurs aux conditions de propagation.

Comme pour le fretting wear, l'addition d'une contrainte statique fait apparaître les deux types de fissuration. La propagation est favorisée et permet pour certaines conditions la rupture de l'éprouvette (Zhou Z.R ,1992), (Reybet-Degat P. et Vincent L. ,1994).

#### 1.2.2.2 MECANISMES D'AMORCAGE

Peu d'études en fretting fatigue se consacrent uniquement au problème de l'amorçage, qui est pourtant essentiel dans la plupart des situations industrielles. L'analyse est généralement qualitative uniquement fondée sur l'expertise du site d'amorçage.

Nakasawa K. et al (1992), pour une configuration plan-plan, indique que la position du site d'amorçage évolue en fonction de la condition de glissement (Figure 1-13a). Pour les efforts normaux importants et des domaines de glissement faibles, le site d'amorçage se situe en bordure de contact. Au fur et à mesure de l'extension du domaine de glissement, on observe une multi-fissuration et une fissure principale plus rapprochée de la zone collée. Buckley D.

(1985) considère que l'amorçage se produit en bordure de contact, là où les contraintes de traction sont les plus élevées. Il se produit une déformation plastique locale caractérisée par le cisaillement de bande de glissement. Cette analyse se rapproche fortement de la description de Forsyth.

D'autres au contraire positionnent le site d'amorçage au centre de la zone de glissement , (Kuno M. et al., 1989) où même à la frontière avec le domaine collé.

L'analyse globale de nombreuses publications confirme la proposition de Nakasawa : il semble que le site d'amorçage principal dépende énormément de la condition de glissement et de l'extension du domaine de glissement et dans une certaine mesure des caractéristiques du matériau. La condition de glissement influe aussi sur le phénomène de multi-fissuration.

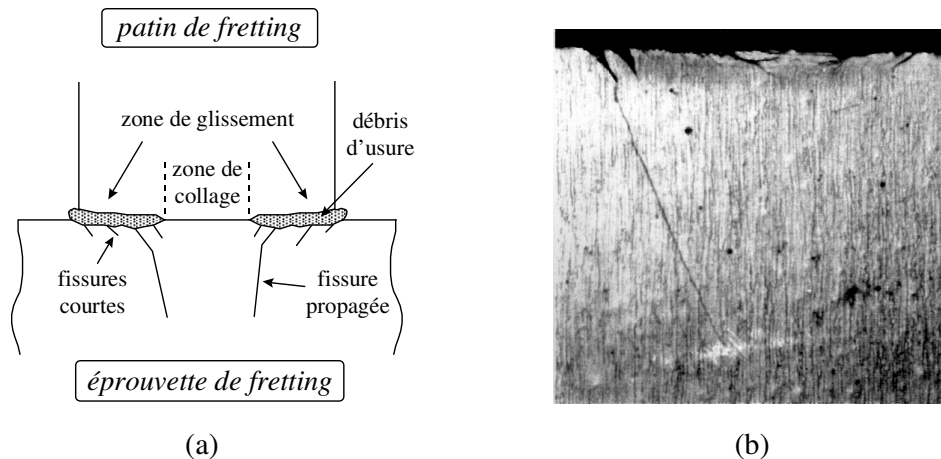


Figure 1-13 : (a): Schématisation de l'endommagement par fretting fatigue d'un contact plan-plan (Nakasawa K. 1992) ; (b): Mécanisme de multi-fissuration en fretting wear pour des conditions proches de la transition (contact sphère/plan,  $1\text{cm}=500\mu\text{m}$ ) (Zhou Z.R 1992).

Pour les contacts ayant un domaine de glissement restreint, l'amorçage en bordure de contact est souvent unique. Le contact se rapprochant de la transition de glissement, le domaine de glissement s'étend, et on observe une multi-fissuration sur l'ensemble du domaine de glissement.

On retrouve le même comportement en fretting wear pour les alliages d'aluminium (Zhou Z.R, 1992) (Figure 1-14), et les alliages de titane (Pellerin V., 1990). Un comportement identique est aussi observé pour les conditions particulières de l'essai de fretting wear sous contrainte (Zhou Z.R., 1992 et Reybet Degat P. , 1994).

### 1.2.2.3 SYNTHÈSE

L'étude bibliographique montre très clairement que les mécanismes de fissuration induits par fretting doivent être étudiés en terme de condition de sollicitation et non pas uniquement au travers de courbes de Wöhler ou de coefficients d'abattement. L'approche fretting-fatigue par certains égards trop fatigue ne tient pas suffisamment compte de l'aspect « contact ». Ainsi seule l'analyse en terme de carte de sollicitation conduite en fretting wear permet par exemple d'expliquer rationnellement l'influence de l'effort normal ou du débattement relatif sur l'évolution de la fissuration.

En conclusion on observe que :

L'amorçage est essentiellement induit par le chargement du contact. La propagation est contrôlée par le chargement de contact jusqu'à une certaine profondeur, au delà c'est la sollicitation externe qui gère l'extension de la fissuration. Il est donc nécessaire de découpler l'analyse de la fissuration entre l'amorçage et la propagation.

Tenant compte de ces remarques il devient possible d'analyser les mécanismes de fissures courtes non propageantes en fretting-fatigue : la condition d'amorçage est vérifiée mais la sollicitation externe qui est imposée est trop faible et ne permet pas la propagation.

### 1.2.3 ASPECTS THEORIQUES

Nous évacuons l'analyse mécanique qui sera plus complètement exposée aux chapitres 1 et 2 et focalisons notre attention sur les trois démarches généralement proposées pour quantifier la fissuration. La première cherche à établir une relation couplant le chargement du contact à la sollicitation extérieure pour déterminer la limite d'endurance des courbes de Wöhler. La seconde considère la présence de micro-fissures déjà amorcées et associe la limite d'endurance à leur condition de propagation, enfin la dernière approche étudie spécifiquement l'amorçage puis la condition de propagation.

#### 1.2.3.1 IDENTIFICATION DE LA LIMITE D'ENDURANCE SUR L'ESSAI DE FRETTEING FATIGUE

Nishioka K. et Hirakawa K. (1969) introduisent une relation cherchant à prédire la limite d'endurance en fretting - fatigue pour un contact cylindre plan. La limite d'endurance en fretting ( $\sigma_{dfwl}$ ) est égale à la limite d'endurance en fatigue ( $\sigma_{dwl}$ ) moins une composante associée au chargement du contact.

$$\sigma_{dfwl} = \sigma_{dwl} - 2 \cdot \mu \cdot p_0 \cdot (1 - \exp(-s/k)) \quad (1.2.3-1)$$

- $\mu$  : coefficient de frottement,
- $p_0$  : pression du contact ,
- $s$  : amplitude de glissement
- $k$  : constante associée au montage et aux éprouvettes qui est équivalente à une distance.

Sato K. et Fuji (1986) considèrent que la limite d'endurance, associée à la condition d'amorçage est contrôlée par des mécanismes de cisaillement qui sont mieux appréhendés par la valeur du Tresca. Ils déterminent une amplitude admissible ( $\sigma_{eqa}$ ) qui peut être comparée à la limite d'endurance en fatigue ( $\sigma_d$ ):

$$\sigma_{eqa} = \left[ (K \cdot p_0)^2 + 2 \cdot K \cdot p_0 \cdot \sigma_a + \sigma_a^2 + 4 \cdot (\mu \cdot K \cdot p_0)^2 \right]^{1/2} \quad (1.2.3-2)$$

- $\sigma_a$  : amplitude de la contrainte imposée,
- $K$  : facteur de concentration de contrainte,
- $\mu$  : coefficient de frottement,
- $p_0$  : pression du contact .

Ces deux méthodes intègrent l'influence du contact et de la contrainte extérieure pour

déterminer la limite d'endurance. Ces formulations considèrent la condition de glissement au travers du glissement relatif (s) pour Nishioka K. et Hirakawa K. et du facteur combiné ( $2.K.p_0.\sigma_a$ ) pour Sato K. et Fuji K. Efficaces, ces formulations restent cependant rudimentaires vis à vis des développements de Mindlin pour rendre compte des chargements en glissement partiel.

### 1.2.3.2 FORMALISATION DE LA CONDITION DE PROPAGATION

Pour cette approche, la limite d'endurance en fretting fatigue est contrôlée non pas par l'amorçage mais par la possibilité ou non d'une fissure courte de propager.

L'analyse est fondée sur la mécanique de la rupture et considère les trois composantes que sont : le chargement extérieur, le chargement tangentiel et le chargement normal. Les deux premières contributions sont dynamiques et la dernière statique.

Edwards P.R. , Ryman R.J. et Cook R. (1977, 1981) proposent un modèle de la mécanique de la rupture considérant les trois sollicitations. Le principe est de déterminer les facteurs d'intensité de contrainte appliqués en mode I représentatifs du chargement alterné ( $\Delta K_{app}$ ) et du chargement moyen ( $K_m$ ). La corrélation de ces deux facteurs permet le tracé de courbes théoriques de Wöhler.

$$\Delta K_{app} = Y.\sigma_a.(\pi.a)^{1/2} + Q_*.K_{tp} - Y.Q_*.(\pi.a)^{1/2} / A, \quad (1.2.3-3)$$

$$K_m = Y.\sigma_m.(\pi.a)^{1/2} + P.K_{np}. \quad (1.2.3-4)$$

$\Delta K_{app}$  : facteur d'intensité de contrainte appliqué en mode I,

$K_m$  : facteur d'intensité de contrainte moyen,

$\sigma_a$  : demi - amplitude de la contrainte de fatigue,

$\sigma_m$  : contrainte de fatigue moyenne,

Y : facteur de la compliance,

a : longueur de fissure,

A : section de l'éprouvette,

$Q_*$  : force tangentielle,

P : force normale,

$K_{tp}$  : facteur d'intensité de contrainte dû à la force tangentiel,

$K_{np}$  : facteur d'intensité de contrainte dû à la force normale.

Lindley T.C. et Nix (1985, 1994) reprennent ce modèle et comparent les résultats de différentes études. Ils calculent l'évolution du  $\Delta K$  pour les sollicitations de fretting fatigue et fatigue simple en fonction de la longueur de fissures qu'ils comparent aux valeurs seuils respectives  $\Delta K_{seuil}$ .

Si  $\Delta K > \Delta K_{seuil}$  la fissure courte se propage,

Si  $\Delta K < \Delta K_{seuil}$  la fissure courte ne se propage pas.

La limite d'endurance de l'essai de fretting-fatigue correspond donc au niveau critique de sollicitation tel que  $\Delta K = \Delta K_{seuil}$ .

Leurs résultats indiquent que le niveau seuil  $\Delta K_{seuil}$  établi pour le fretting fatigue est légèrement supérieur à celui associé à l'essai de fatigue sans fretting (Figure 1-14).

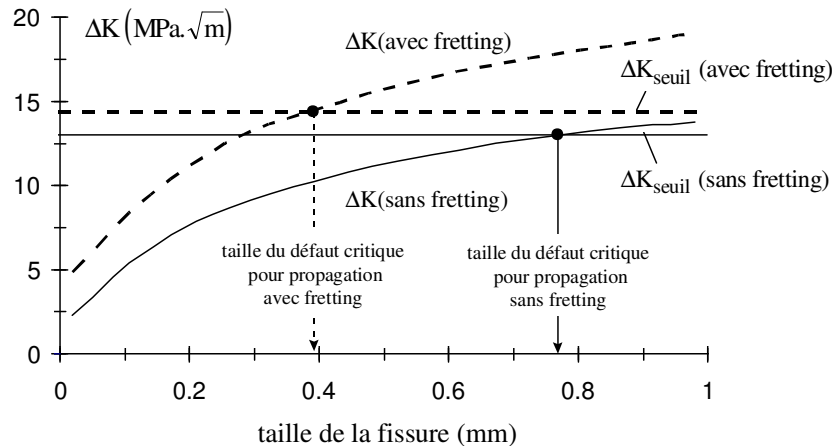


Figure 1-14 : Facteurs d'intensité de contrainte appliqués  $\Delta K$  comparés aux seuils de propagation  $\Delta K_{\text{seuil}}$  en fonction de la longueur de fissure, d'après Lindley T.C. et al. (1992).

En revanche, la cinétique initiale de propagation est plus rapide pour l'essai de fretting fatigue pour une même longueur de fissure  $a$ ,  $\Delta K$  (fretting fatigue)  $\gg$   $\Delta K$  (fatigue). Ils montrent aussi que la dimension de la fissure critique induisant la propagation (associée à l'intersection  $\Delta K = \Delta K_{\text{seuil}}$ ) est beaucoup plus faible pour la condition de fretting fatigue que pour l'essai de fatigue.

Une approche similaire est proposée par Foulquier J. (1988) et Bleuzen C. (1988) : ils supposent que l'amorçage est suffisamment rapide pour sortir de la zone d'influence du contact de telle sorte que la propagation est uniquement contrôlée par le chargement extérieur. Contrairement aux travaux de Lindley T.C., le facteur d'intensité  $\Delta K$  est calculé en faisant abstraction du contact. La durée de vie est fonction de la propagation qui est modélisée par une loi de Paris-Newman,

$$da / dN = C.(\Delta K)^m. \quad (1.2.3-5)$$

Ces approches ont fait l'objet de très nombreux autres travaux : on peut citer en référence l'article de synthèse de Rooke D.P. (1994) qui reprend les fondements de cette démarche et illustre les très récents développements analytiques obtenus par deux grandes équipes de recherche dans ce domaine à OXFORD : Dai D.N., Hills D.A., Nowell D. (1994), et à l'INSA de Lyon Dubourg M.C. et Lamacq V. (1994). Pour les études industrielles impliquant une analyse par éléments finis, il faut citer les travaux de Hattori T. (1994).

### 1.2.3.3 MODELISATION DE LA CONDITION D'AMORCAGE

Le modèle consiste à quantifier l'amorçage en fretting en appliquant des critères spécifiques et en analysant le cas échéant la possibilité d'une propagation.

Deux approches différentes sont apparues pour quantifier le risque d'amorçage.

Kuno M. Hills D.A. et Nowell D. (1989) et Nowell D. Hills D.A. (1990) proposent d'appliquer le critère de Ruiz C. et al (1984) pour quantifier le risque d'amorçage dans le contact sphère/plan.

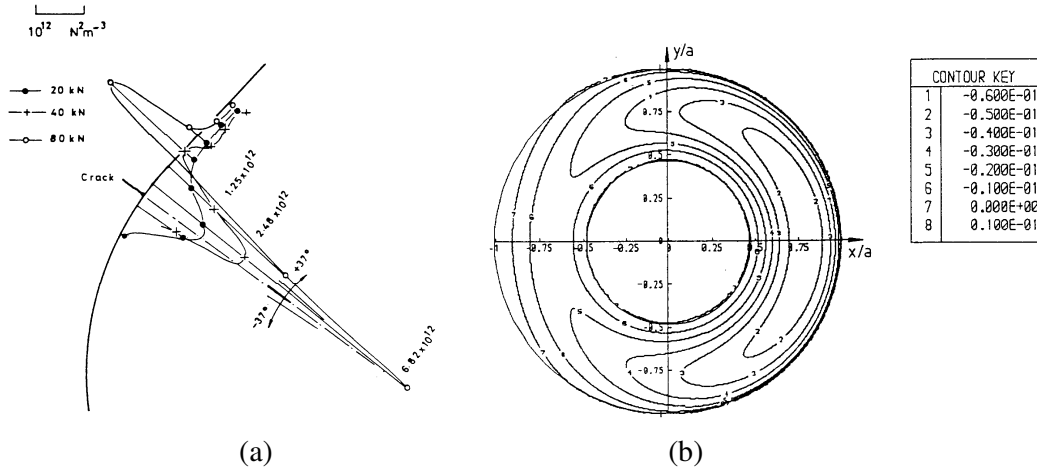


Figure 1-15 : (a): Distribution du critère d'amorçage  $k = \sigma_T \cdot \tau \cdot \delta_g$  ( $\mu=0.5$ ) comparé au site d'amorçage sur la surface d'un pied d'aube de turbine (Ruiz C. et al. 1984); (b): Distribution du critère de Ruiz dans le contact sphère plan en glissement partiel (Kuno M. et al. 1989).

Ce critère issu d'une analyse comparative de différentes variables sur la condition d'amorçage dans un contact complexe proche de conditions industrielles montre que le meilleur paramètre pour quantifier le risque d'amorçage est le produit entre le glissement relatif local  $\delta_g$ , et les contraintes de traction  $\sigma_T$  et de cisaillement  $\tau$  parallèles à la surface.

L'auteur introduit le facteur  $k = \sigma_T \cdot \tau \cdot \delta_g$  et montre que le maximum de la distribution correspond bien au site principal de l'amorçage (Figure 1-15).

Appliqué au contact sphère plan en glissement partiel, ce facteur permet l'identification du site d'amorçage au centre de la zone de glissement.

Cependant, de nombreux travaux indiquent un comportement d'amorçage différent en fonction de la nature du matériau ce qui n'est pas du tout pris en compte par ce critère. Enfin, il ne permet pas d'extrapoler une condition d'amorçage à partir de caractéristiques conventionnelles de fatigue. Il faut pour chaque tribosystème évaluer la valeur « k » critique pour prévoir le comportement à l'amorçage. Très peu de résultats quantitatifs sont produits, les auteurs accentuent plus l'analyse en terme de condition de propagation en particulier pour le contact cylindre-plan où l'indétermination du glissement relatif ne permet pas le calcul du risque d'amorçage.

La deuxième approche consiste à transposer des approches classiques multiaxiales de l'amorçage dans le contact soumis au fretting. Le risque de fissuration est évalué en définissant le trajet de chargement imposé dans le contact à partir duquel on calcule un critère d'amorçage.

Spécifique à la condition d'amorçage à grand nombre de cycles, le critère de Dang Van K. (1973-1996) détermine le risque en combinant le chargement de tension et de cisaillement. Définie à partir du chargement complexe, cette combinaison peut être comparée aux limites d'endurance de flexion et de torsion alternées de façon à extraire une variable « d » capable de quantifier le risque : si « d » est supérieur à 1, il y a amorçage. La distribution de ce risque permet aussi de localiser le site de premier amorçage (Figure 1-16).

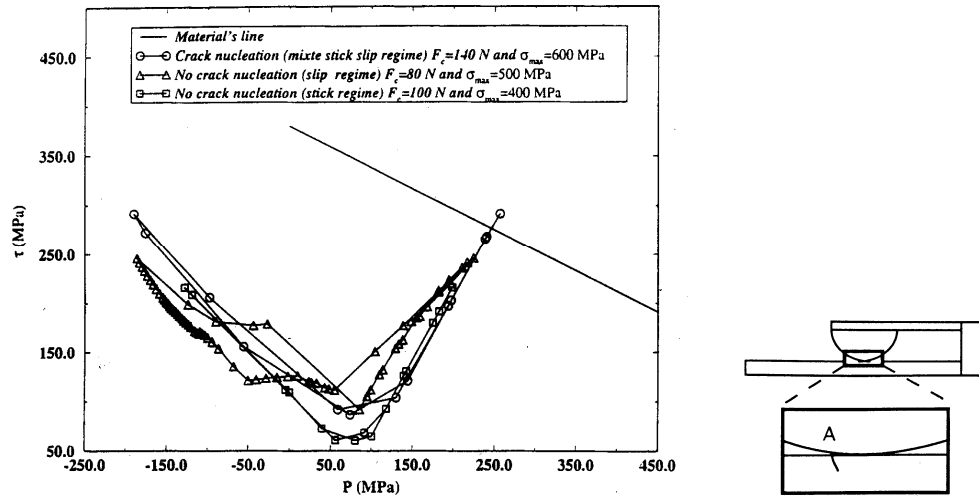


Figure 1-16 : Evolution du trajet de chargement défini par la pression hydrostatique ( $p$ ) et la cisssion ( $\tau$ ). Si les trajets passent la séquence, alors le critère de Dang Van prédit un risque d'amorçage (Petiot C. 1994).

Contrairement au critère de Ruiz C. cette approche est justifiée sur le plan physique (validation par l'analyse microstructurale du phénomène de l'amorçage), elle est vérifiée pour de nombreuses autres situations industrielles et présente l'avantage de pouvoir prédire le comportement d'un contact simplement en déterminant son comportement tribologique et en connaissant les caractéristiques conventionnelles de fatigue du matériau.

Impulsée par Vincent L. et Dang Van K., la transposition de cette approche pour étudier l'amorçage induit par le fretting fut conduite simultanément sur l'essai de fretting fatigue pour un contact bi dimensionnel cylindre plan modélisé par élément finis, (Petiot C et al. 1994,1995), et sur le contact tri dimensionnel sphère plan en fretting wear à partir d'une description analytique du contact, (Fouvry S. et al, 1995, 1996). On peut associer une démarche similaire conduite à l'ISMCM (Koenen A. et al., 1995), pour l'essai de fretting wear.

Petiot C. (1994) valide ponctuellement le critère en comparant le calcul à l'expertise de l'éprouvette. La condition de propagation est ensuite déterminée par une approche similaire à celle développée par Bleuzen C. (1988), Foulquier et al. (1988).

Le calcul de l'amorçage procède par vérification : du modèle éléments finis est extrait le trajet de chargement, transmis au code de post traitement qui calcule le risque. Nous verrons comment l'analyse analytique couplée, permet de formaliser l'influence de chacun des paramètres comme la pression ou le coefficient de frottement sur le risque d'amorçage (chapitre 2).

### 1.2.3.4 SYNTHÈSE

Les récents développements sur les aspects théoriques de la fissuration en fretting confirment la synthèse de l'analyse expérimentale. Il est possible de modéliser sous une approche unifiée la fissuration en fretting et ceci quel que soit le type de sollicitation imposé (fretting fatigue, fretting wear, situations industrielles). Il suffit pour cela de bien connaître le trajet de chargement imposé au contact : il est impératif alors d'estimer la condition de glissement. L'analyse du problème doit se faire distinctement entre la condition d'amorçage et la



condition de propagation. L'examen critique des différentes propositions conclut que les approches les plus souples, les plus adaptables aux problèmes industriels et au demeurant les plus performantes pour quantifier le risque d'amorçage sont basées sur la transposition dans le contact des critères de fatigue et en particulier celui de Dang Van.

Pour étudier la propagation, les analyses affinées de la mécanique de la rupture proposées par Dai D.N. et al. (1994), et Lamacq V. et Dubourg M.C. (1994) sont tout à fait adaptées.

### ***1.3 ANALYSE DE L'USURE***

Contrairement à la fissuration, les aspects concernant l'usure induite par petits débattements sont moins bien quantifiés. On peut à ce titre souligner les difficultés rencontrées par la modélisation pour prendre en compte des aspects tels que :

la modification importante de l'interface et de la géométrie du contact due à l'usure,  
la présence d'un troisième corps difficile à modéliser,  
le flux de débris,  
les mécanismes de transferts,  
l'influence de l'environnement,  
le couplage des aspects mécanique, thermodynamique et physico-chimique.

Contrairement à l'analyse de la fissuration mieux formalisée grâce aux apports de la mécanique, l'étude de l'usure induite par formation de débris est caractérisée par une pléthore de modèles.

Ludema K.C. dans un récent article de synthèse Meng H.C. et Ludema K.C. (1995) passe en revue l'ensemble des articles publiés dans la seule revue WEAR et les conférences WOM. Plus de 5466 articles ont été présentés ayant proposées plus de 300 équations différentes pour quantifier les phénomènes tribologiques ! Les auteurs limitent leur analyse aux recherches sur l'usure pour différentes conditions et trouvent plus de 182 équations différentes.

Chaque situation est souvent spécifique aux conditions du test et sa transposition aux problèmes industriels est souvent impossible. Les seules démarches proposées consistent en une analyse expérimentale comparative entre différents matériaux ou revêtements, en fonction de paramètres de chargement comme l'effort normal, la pression, la durée de l'essai, la distance parcourue, la température, l'humidité, ....

Deux grandes tendances ressortent : la première plus quantitative, inspirée du modèle de Archard J.F. (1953), analyse la dégradation en terme de volumes que l'on cherche à relier à la sollicitation imposée et aux caractéristiques physique, chimique et mécanique des matériaux.

La seconde, introduite par Godet M. (1980) considère que l'usure n'est pas une propriété intrinsèque du matériau mais qu'il est fondamental de prendre en compte le troisième corps, constitué de débris et situé à l'interface, qui permet le transfert des chargements entre les solides. La dégradation n'est plus assimilée au volume de matière dégradé mais à la quantité de débris éjectée du contact.

#### ***1.3.1 APPROCHE QUANTITATIVE***

Archard J.F. (1953) en étudiant l'usure de matériaux mous frottés par un matériau dur montre que le volume usé (V) peut être décrit par une relation linéaire entre la distance de glissement totale (L) et l'effort normal (P) :

$$V = K.L.\frac{P}{p_m} \quad \text{avec} \quad (1.3.1-1)$$

$p_m$  : pression de plastification locale associée à la limite de plastification du matériau,

K : constante expérimentale représentative, suivant l'auteur, de la probabilité que des

aspérités se rencontrent et génèrent les débris.

Cet aspect a largement été développé par Klaffke D. (1994), qui utilise un coefficient d'usure similaire pour étudier et comparer différents revêtements en fonction de l'humidité pour des contacts en fretting et en glissement alterné. Cette démarche est aussi reprise par l'équipe de Celis J.P. qui étudie différents revêtements pour des conditions de fretting et de pion disque. L'usure est comparée en fonction de la distance de glissement, de l'effort normal et du nombre de cycles (Blanpain B. et al, 1993) (Figure 1-18).

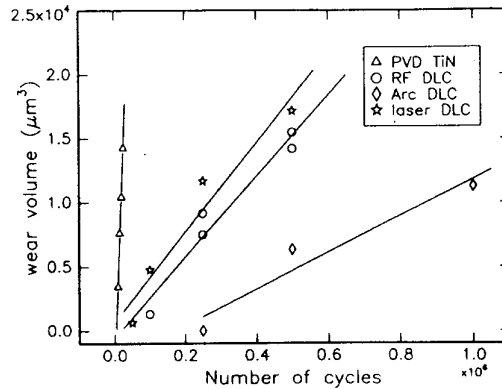


Figure 1-18 : Evolution de l'usure de différents revêtements TiN et DLC (bille d'alumine  $R^*=5\text{mm}$ ,  $P=1\text{N}$ ,  $\delta_* = 50\mu\text{m}$ ) (B. Blanpain et al., 1993) .

Mohrbacher et al (1995) pour l'étude de revêtement TiN, complète cette approche en reliant le volume usé non pas au travail de l'effort normal comme le suggère la relation d'Archard, mais au travail du chargement tangentiel. Il compare le volume usé à la quantité cumulée d'énergie dissipée dans le contact (chapitre 4, figure 4-1).

Bill R.C. (1977) lors de l'étude d'un acier AISI 9310, avait lui aussi choisi de mesurer l'usure à partir du chargement tangentiel plutôt que de l'effort normal. Son interprétation est néanmoins différente puisqu'il associe l'effet du cisaillement aux mécanismes de délamination.

Ces formulations sont sympathiques dans le sens où elle permettent d'extraire des grandeurs scalaires (coefficients d'usure) qui facilitent la comparaison entre les matériaux pour un contact donné. Cependant l'extension vers une autre configuration n'est pas toujours validée ce qui limite l'évolution vers une modélisation unifiée et conduit à de très nombreuses formulations.

Les variables quantitatives sont déterminées globalement puisqu'elles associent la quantité de matière dégradée au volume usé et ne tiennent pas compte de l'aspect local de la dégradation dans le contact. Enfin, le troisième corps, pourtant essentiel dans le transfert des chargements, n'est pas pris en compte.

### 1.3.2 APPROCHE TROISIEME CORPS

Godet M. (1984, 1986, 1991) montre qu'il est plus réaliste d'associer la dégradation à la quantité de débris éjectés du contact plutôt qu'au volume d'usure complet. Les débris maintenus dans le contact participent au transfert des chargements et protègent indirectement la dégradation des premiers corps. Après une observation très avancée des mécanismes

d'accommodation dans le contact, Berthier Y. et al . (1992) introduisent un formalisme capable de synthétiser les différents sites et processus d'accommodation dans le contact (Figure 1-19).

- déformation plastique,
- rupture,
- cisaillement irréversible,
- formation de rouleaux.

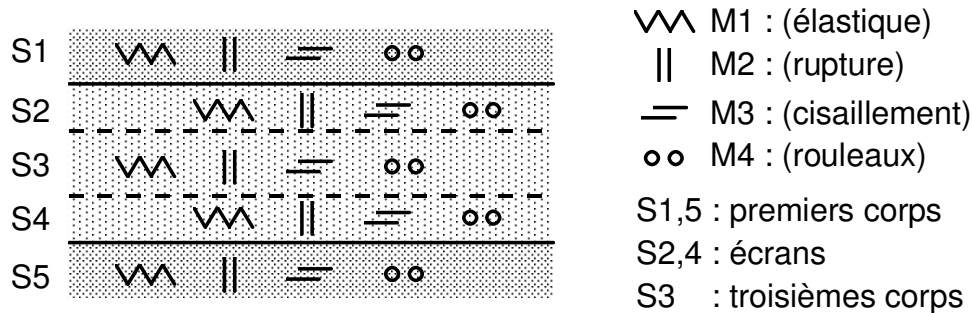


Figure 1-19 : Régimes d'accommodation dans le contact (Berthier Y. et al.,1988).

L'usure est déterminée par la quantité de débris éjectée qui est calculée à partir du flux de débris ( $w$ ) soit pour un contact unidirectionnel :

$$w = l \cdot \int_0^h u(y) dy \text{ avec,} \tag{1.3.2-1}$$

- $l$  : la largeur du contact,
- $u$  : la distribution du gradient de vitesse des débris éjectés,
- $y$  : la coordonnée représentant l'épaisseur de la couche de débris.

De même, les auteurs calculent l'effort tangentiel comme l'intégrale sur l'aire du contact des composantes tangentielles de chacun des sites d'accommodation : (contact unidirectionnel) :

$$Q_s = L \cdot \int_0^1 \sigma_{xy} dy \tag{1.3.2-3}$$

- $L$  : la longueur du contact.

Ce modèle, proche de la réalité physique des mécanismes est cependant très compliqué à formaliser et ne facilite pas l'introduction de variables capables de comparer les matériaux. Cette analyse permet plutôt de formuler des principes aidant à mieux interpréter des mécanismes tribologiques comme l'action du troisième corps sur la diminution du coefficient de frottement ou l'aspect bénéfique de sa présence vis à vis de la cinétique d'usure. Le concept de troisième corps implique aussi de mieux différencier les contacts permettant de piéger le débris ou au contraire des contacts non piégeants où le débris rapidement éjecté ne joue pas son rôle protecteur.

La transposition de ces principes au fretting a facilité l'analyse de l'évolution tribologique des contacts en fonction de la durée de l'essai (régimes de glissement).

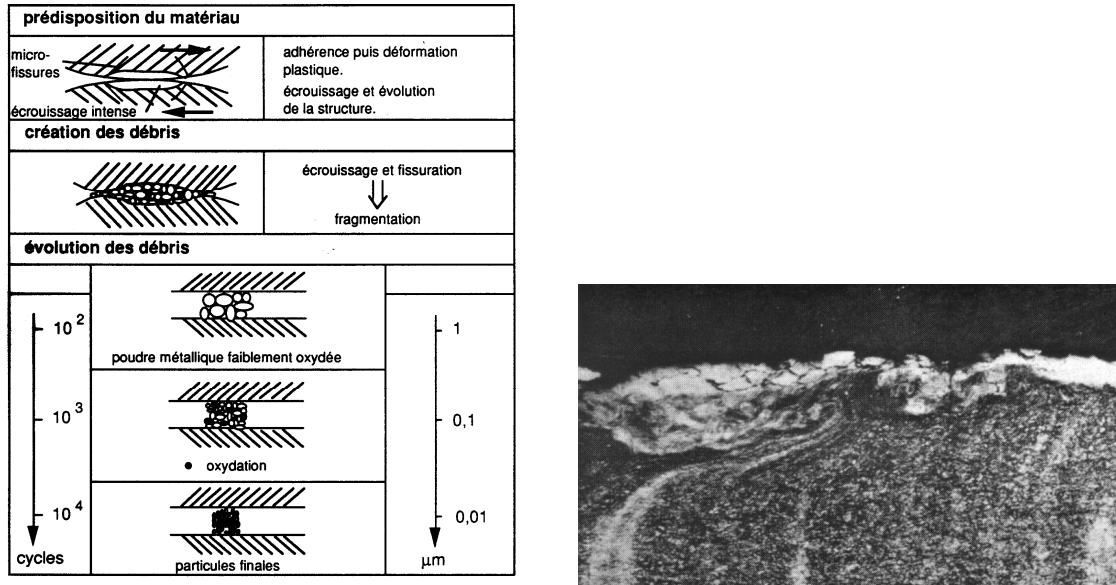


Figure 20 : (a): Genèse et transformation du troisième corps ; (b): Observation en coupe de la TTS (35NCD16) (Blanchard P.,1990)(1cm =39µm).

Cette approche a aussi stimulé les recherches sur la genèse du débris avec l'étude de la formation des T.T.S. Cette transformation tribologique des matériaux induite par une surdéformation plastique superficielle génère une structure nanocristalline très dure, fragile, qui correspond à une étape intermédiaire entre le matériau des premiers corps et les débris du troisième corps, Blanchard P. (1991) (Figure 1-20).

### 1.3.3 SYNTHÈSE

L'analyse en terme d'énergie dissipée dans le contact permet de quantifier l'usure sur une base physique relativement cohérente mais son approche globale gomme en partie les aspects locaux tels que les sites d'accommodation et les effets du troisième corps comme vecteur du transfert des chargements.

L'analyse locale du troisième corps proposée par Godet M. est très intéressante sur le plan de l'analyse des mécanismes de dégradation et du comportement tribologique mais faute d'être formalisée elle ne permet pas encore de définir des variables capables de poser une base quantifiée de la comparaison entre les matériaux.

### 1.4 OBJECTIFS ET METHODOLOGIE DE RECHERCHE

L'analyse bibliographique confirme que pour correctement analyser les processus de dégradation engendrés par le fretting, il est nécessaire de bien identifier la condition de sollicitation. Ce constat nous a conduits à définir une stratégie basée sur l'approche carte (Vincent L. 1992) ayant pour objectif d'établir des variables capables de quantifier chacun des aspects que sont les régimes de glissement, l'amorçage en glissement partiel, et l'usure induite par formation de débris (Figure 1-21).

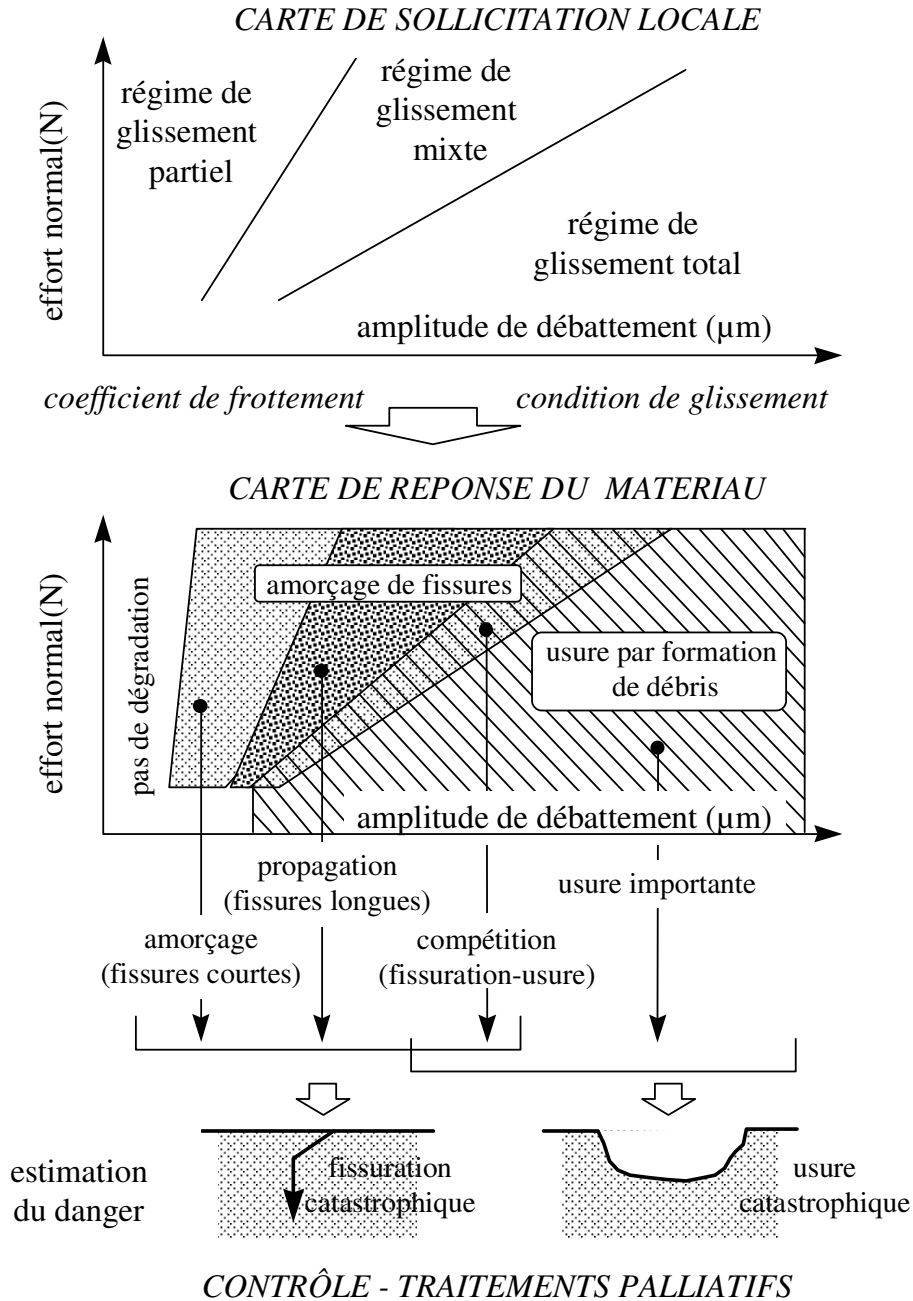


Figure 1-21 : Approche « carte » de l'analyse des dégradations induites par fretting .

**ANALYSE DE LA CONDITION DE GLISSEMENT (CHAPITRE 2)**

Pour quantifier la sollicitation imposée au matériau, il importe de formaliser les régimes. Il est donc nécessaire d'exprimer des variables capables de mesurer la condition de glissement en glissement partiel et surtout de définir la transition entre glissement partiel et glissement total. A partir de cette modélisation, il devient possible d'extrapoler des cartes théoriques de régimes de glissement où les différents domaines peuvent être explicités en fonction de la géométrie du contact, de la pression, du débattement et surtout du coefficient de frottement.

## ANALYSE DE LA CONDITION D'AMORÇAGE (CHAPITRE 3)

L'analyse porte sur le contact sphère-plan soumis aux sollicitations de fretting wear : nous limitons notre étude à la condition de premier amorçage. L'étude de la propagation est compliquée puisqu'elle impose de tenir compte des fissures dans le solide pour estimer les chargements. L'analyse mécanique désormais permise par la formalisation de la condition de glissement (chapitre 2) suppose une description élastique des chargements. Aussi l'expertise de la condition d'amorçage devra être obtenue pour des chargements en dessous de la plasticité. Nous restreignons donc le domaine de nos investigations à la condition d'amorçage à grand nombre de cycles et négligeons les phénomènes oligo cycliques impliquant une plasticité importante (Figure 1-22).

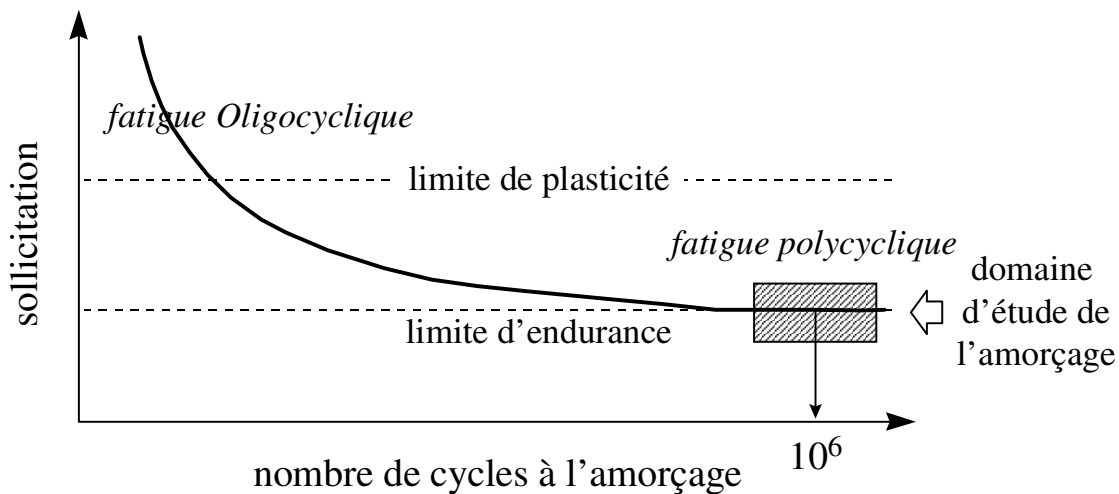


Figure 1-22 : Définition du domaine de sollicitation où nous cherchons à quantifier le risque d'amorçage en fretting.

Choisie comme référence, l'approche de Dang Van permet à priori une bonne estimation du risque d'amorçage. Cependant un certain nombre de questions sont à étudier :

Comment évaluer l'influence des paramètres du contact, de l'interface et du matériau sur l'évolution du risque ?

Dans quelle mesure cette approche est elle transposable aux différentes sollicitations du contact de types fretting wear, fretting wear sous contrainte ?

Le modèle multi-axial de Dang Van est il le seul des critères capable de formaliser le risque, d'autres approches ne sont elles pas plus performantes ?

Les approches multi-axiales supposées plus performantes peuvent elles être comparées aux modèles uni-axiaux ( $\sigma_{eqa}$ ,  $\sigma_{dfwl}$ ) et surtout quel est l'écart de prédiction entre ces deux formulations ?

Validée pour un type d'acier, la modélisation de Dang Van peut elle être appliquée quel que soit le matériau ? Dans le cas contraire, comment adapter l'application d'un critère au comportement et à la structure du matériau ?

La validation sur l'essai de fretting fatigue est réalisée pour un coefficient de frottement constant de 0.9 établi à la transition de glissement : dans quelle mesure est il important de prendre en compte l'évolution du coefficient de frottement local dans la zone de glissement

pour estimer les sollicitations dans le contact ?

La sollicitation du contact est très locale alors que l'analyse fatigue transposée utilise des caractéristiques de fatigue macroscopiques : comment prendre en compte les effets d'échelle dans la détermination du risque d'amorçage ?

L'analyse théorique et expérimentale de ces différents aspects permet d'établir une méthodologie rationnelle de la quantification du risque d'amorçage qui est désormais appliquée à la résolution de problèmes industriels de fretting.

#### ANALYSE DE L'USURE (CHAPITRE 4)

L'analyse locale de l'approche énergétique que nous développerons intègre mieux les aspects du troisième corps dans l'analyse quantitative de l'usure. Elle favorise l'introduction de variables capables de mesurer l'évolution de la morphologie de l'interface et des paramètres permettant de quantifier et de comparer la cinétique de dégradation des matériaux. L'analyse morphologique des traces d'usure et l'analyse énergétique quantitative de l'usure de deux contacts SC6-5-2/alumine et TiN/alumine met en évidence l'influence du troisième corps et facilite la comparaison de l'influence de l'énergie interfaciale dissipée comme facteur d'activation des processus de dégradation des matériaux.

Chacune de ces étapes associera aux développements théoriques, une expérimentation adaptée et fournie. Nous étudierons différents diamètres de billes pour différents matériaux avec le souci constant de connaître au mieux leurs caractéristiques mécaniques et de maîtriser les conditions de contact.

## ***CHAPITRE 2***

### ***CONDITIONS DE SOLLICITATION***



## 2. CONDITIONS DE SOLLICITATION

L'analyse théorique du contact sphère-plan est fondée sur la description du contact de Hertz. Pour les très faibles débattements caractérisant la sollicitation en fretting, on utilise la description présentée par Cattaneo (1938) et indépendamment par Mindlin R.D (1953). Moyennant certaines hypothèses, et reprenant la description elliptique du contact de Hertz, Mindlin donne une très bonne estimation du contact en glissement partiel. Cette approche sera méthodiquement étudiée et complétée par Johnson KL en 1955 qui, par un travail expérimental très original, vérifiera le modèle dans ses grandes lignes tout en définissant ses limites. Après un rapide rappel des principales relations du modèle Hertz-Mindlin, reformulées dans le souci d'adimensionnaliser, nous introduirons le concept de courbe maîtresse de fretting. Cette analyse sera alors approfondie par l'introduction des critères de glissement (A,B,C) qui nous permettront de quantifier la condition, la transition et les régimes de glissement.

### 2.1 CONTACT GLISSANT

Avant d'expliciter le contact oscillant en glissement partiel de Mindlin, nous introduisons le contact glissant de Hertz, base de notre approche tribologique.

#### 2.1.1 CONTACT HERTZIEN EN INDENTATION NORMALE

Hertz H. (1882) a montré que lorsque deux solides de révolution sphérique sont mis en contact sous l'effet d'un effort normal, l'aire de contact est un cercle de rayon « a » (Figure 2-1).

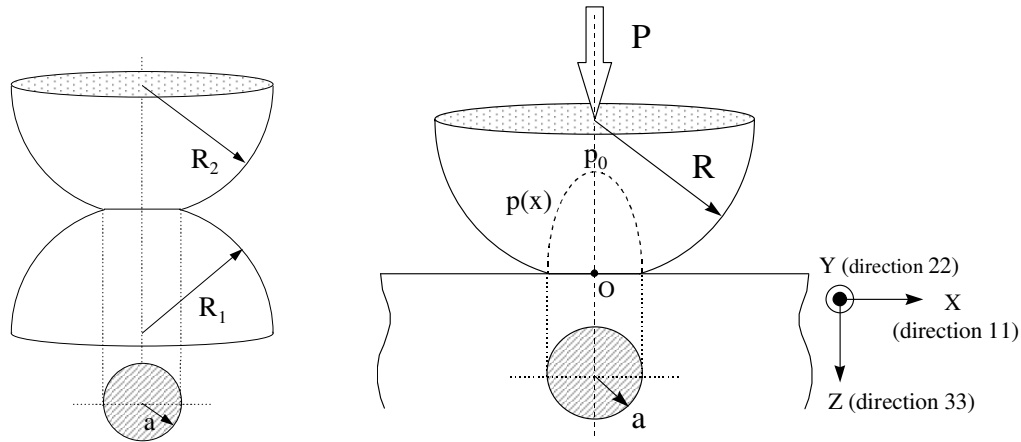


Figure 2-1 : Contacts Hertiens en indentation normale : configuration sphère/sphère et sphère/plan.

La théorie de Hertz permet d'établir différentes relations en fonction de l'effort normal, des propriétés élastiques et de la géométrie de contact.

On détermine :

Le rayon équivalent  $R^*$  du contact par la relation 
$$\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}. \quad (2.1.1-1)$$

Pour le contact sphère plan nous avons  $R_1 = \infty$  et donc  $R^* = R_2$ .

Le module effectif  $E^*$  est déterminé par  $\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$  (2.1.1-2)

avec  $E_1$  ( $E$  par défaut),  $E_2$  : correspondent respectivement aux modules élastiques (de Young) du plan et de la sphère.

$\nu_1$  ( $\nu$  par défaut),  $\nu_2$  : correspondent respectivement aux coefficients de Poisson du plan et de la sphère.

Le rayon de contact est  $a = \left( \frac{3 P R^*}{4 E^*} \right)^{1/3}$ , (2.1.1-3)

L'enfoncement des surfaces  $\delta_{ind}$  est égal à

$\delta_{ind} = \frac{a^2}{R} = \left( \frac{9 P^2}{16 R E^{*2}} \right)^{1/3}$  (2.1.1-4)

Le maximum de la pression au centre du contact  $p_0$  est donné par

$p_0 = \frac{3 P}{2 \pi a^2} = \left( \frac{6 P E^{*2}}{\pi^3 R^*} \right)^{1/3} = \frac{3}{2} \cdot p_m$  et  $P = \frac{\pi^3 R^{*2}}{6 E^{*2}} \cdot p_0^3$  (2.1.1-5)

où  $p_m$  est la pression moyenne.

Compte tenu de la symétrie d'axe, il est commode d'utiliser une représentation polaire.

On évalue la distribution radiale de la pression  $p(r) = p_0 \cdot \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{1/2}$  avec  $r^2 = x^2 + y^2$ .

Suivant l'axe des  $X$ , nous aurons la relation  $p(x) = p_0 \cdot \left( 1 - \frac{x^2}{a^2} \right)^{1/2}$  (Figure 2.2). (2.1.1-6)

Ces relations restent valides tant que les hypothèses posées par Hertz sont vérifiées. Celles-ci se résument aux points fondamentaux suivants :

- les surfaces sont continues et non-conformes :  $a \ll R^*$ ;
- les déformations restent faibles :  $a \ll R^*$ ;
- chacun des solides est considéré comme semi infini :  $a \ll R^*$ ,
- les surfaces présentent un coefficient de frottement nul  $q=0$ ;
- le contact est élastique et les matériaux sont supposés homogènes et isotropes.

Pour des matériaux aux propriétés élastiques identiques, les déformées dans le contact suite à l'indentation normale sont nulles, aussi l'hypothèse d'une distribution elliptique de pression reste valide quel que soit le coefficient de frottement, (Johnson K.L., 1985).

On remarque que ce modèle fait abstraction des effets de la rugosité ainsi que des contacts très chargés où des déformations plastiques locales modifieront les conditions de sollicitation. Dans notre étude, des polissages extrêmement fins ont été réalisés afin de se rapprocher au maximum des conditions idéales de la théorie.

### 2.1.2 CONTACT HERTZIEN GLISSANT

Très souvent un déplacement tangentiel dynamique est associé au chargement normal. Dans certains cas le massif peut rouler. Si aucun mouvement de rotation n'est possible, il frotte. Au déplacement imposé est associé un effort tangentiel que l'on mesure.

La loi de frottement de Coulomb en glissement total  $\mu = \frac{Q}{P}$  est ici élargie à une approche locale par le principe d'Ammonton, pour lequel en tout point du contact, la contrainte de cisaillement est proportionnelle à la pression.  $\mu(x, y) = \mu = \frac{q(x, y)}{p(x, y)}$ . (2.1.2-1)

On suppose que les distributions hertziennes de chargement ne sont pas modifiées par la sollicitation tangentielle. Ceci est vérifié lorsque les deux massifs ont des propriétés identiques, (Johnson K.L., 1985). Dans le cas du contact associant des matériaux différents, et pour le contact cylindre-plan, l'influence des caractéristiques mécaniques peut être estimée à l'aide de la variable de Büfler H. (1959)  $\gamma$  et du paramètre mesurant la différence des propriétés élastiques entre les deux solides donné par Dundurs J. (1975).

$$\beta \equiv \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{\{(1-2\nu_1)/G_1\} - \{(1-2\nu_2)/G_2\}}{\{(1-\nu_1)/G_1\} + \{(1-\nu_2)/G_2\}} \right] \quad (2.1.2-2)$$

avec  $G = E/(2(1+\nu))$  ( $G$  : le module élastique de cisaillement).

On a  $\gamma \approx -\beta\mu / \pi$ . Si  $|\gamma|$  reste inférieur à 0.06 la distribution de cisaillement reste inchangée. Différents calculs montrent que pour  $\beta$  inférieur à 0.21 et dans le cas général de coefficients de frottement inférieurs à 1, l'effet des différences de propriétés mécaniques est négligeable. Nous étendrons cet aspect au contact sphère-plan en utilisant le paramètre  $|\beta|$  comme référence. Pour les conditions d'essais retenues, la valeur calculée sera toujours inférieure à 0.04 (valeur maximale obtenue pour le contact alumine-acier), aussi pourrons nous appliquer la description Hertzienne du contact.

La distribution de cisaillement est identique au signe près à celle de la pression, la seule composante non nulle est celle orientée suivant la direction de glissement associée à l'axe des X.

On obtient la distribution suivante:

$$q(r) = \pm \mu p(r) = \pm \mu p_0 \left( 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right)^{1/2} = \pm q_0 \left( 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (2.1.2-3)$$

Le signe - est associé au sens positif de glissement puisque la force de frottement s'oppose toujours au sens du déplacement.

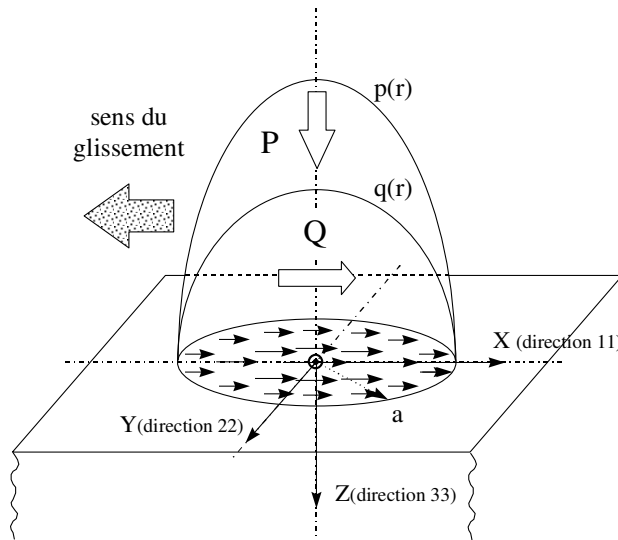


Figure 2-2 : Contact sphère-plan glissant ( $\mu=0.5, \nu=0.3$ )

### 2.2 CHARGEMENT DYNAMIQUE (MODELE DE MINDLIN)

La sollicitation tangentielle de fretting est alternée. On quantifie l'évolution du cycle  $Q(t) = f(\delta(t))$  en considérant les valeurs de l'amplitude du cycle  $(Q_*, \delta_*)$ . Le chargement de fretting est donc caractérisé par un effort normal maintenu constant, un déplacement relatif ainsi que l'effort tangentiel variant de façon symétrique tel que :  $Q(t) \in [-Q_*, +Q_*]$  et  $\delta(t) \in [-\delta_*, +\delta_*]$ .

L'évolution du cycle est décrite durant une période  $T$  telle que  $t \in [0, T]$  avec lorsque  $t = 0$  ( $t = T$ )  $\Rightarrow Q(t) = +Q_*, \delta(t) = +\delta_*$ ,  
et lorsque  $t = T/2 \Rightarrow Q(t) = -Q_*, \delta(t) = -\delta_*$ .

- valeur associée à l'amplitude  $(Q_*, \delta_*)$  caractérisant le cycle de fretting

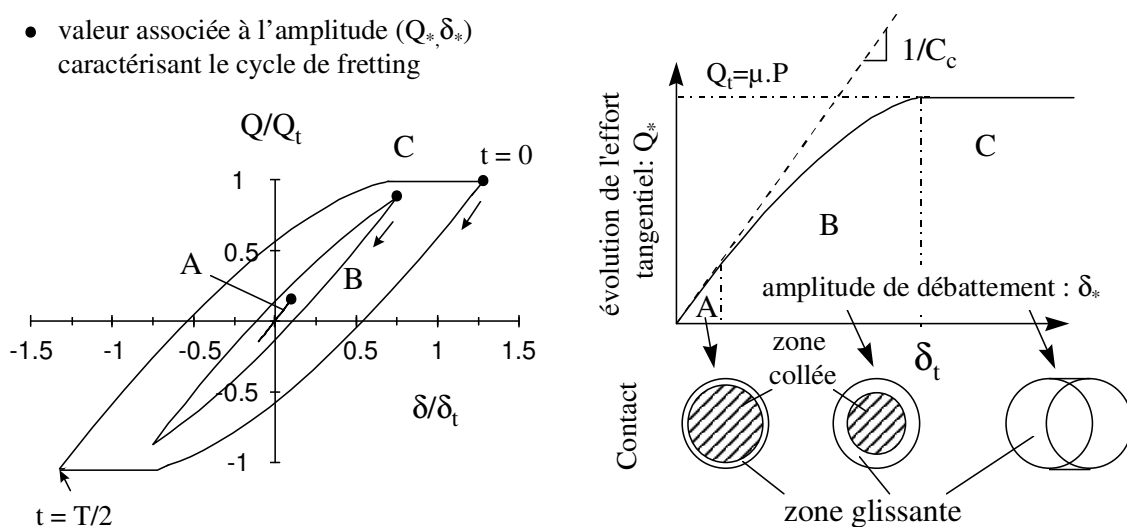


Figure 2-3 : Evolution du cycle de fretting en fonction de la condition de glissement.

La Figure 2-3 montre que pour un effort normal donné, en faisant varier l'amplitude de débattement  $\delta_*$ , l'évolution de l'amplitude de l'effort tangentiel  $Q_*$  présente trois évolutions différentes. Pour les très faibles débattements on retrouve un comportement linéaire tel que  $Q_* = \delta_*/C_c$  avec  $C_c$  compliance de contact égale à :

$$C_c = \frac{2.K_1}{3} \cdot \frac{1}{a} \quad \text{et} \quad K_1 = \frac{3}{16} \cdot \left( \frac{2-\nu_1}{G_1} + \frac{2-\nu_2}{G_2} \right) \quad (2.2-1)$$

Cette approximation, définie sous l'appellation condition de collage (Figure 1-3a), est abusive dans la mesure où dès que l'on impose un débattement, aussi petit soit il, une zone de glissement apparaît dans la partie externe de contact. On regroupe donc cette réponse au cas plus général du contact en glissement partiel (domaine B) pour lequel le cycle  $(Q(t), \delta(t))$  présente une forme elliptique tel que  $\delta_* < \delta_t$ .

L'amplitude à la transition,  $\delta_t = \frac{\mu.P.K_1}{a}$ , (2.2-2)

caractérise le passage entre un cycle en glissement partiel et le cycle de forme quadratique caractérisant une mise en glissement total du contact (domaine C).

### 2.2.1 SOLLICITATION EN GLISSEMENT PARTIEL

Les amplitudes du débattement ( $\delta_*$ ) et de l'effort tangentiel ( $Q_*$ ) sont telles que la condition de glissement total n'est jamais atteinte :  $Q_* < \mu.P$  et  $\delta_* < \delta_t$ . Le contact est donc constitué d'une zone centrale toujours collée, de rayon  $c$ , et d'une zone de glissement définie par un front de glissement de rayon  $c'$  qui oscille durant le cycle entre  $a$  et  $c$  (Figure 2-4 et 2-5).

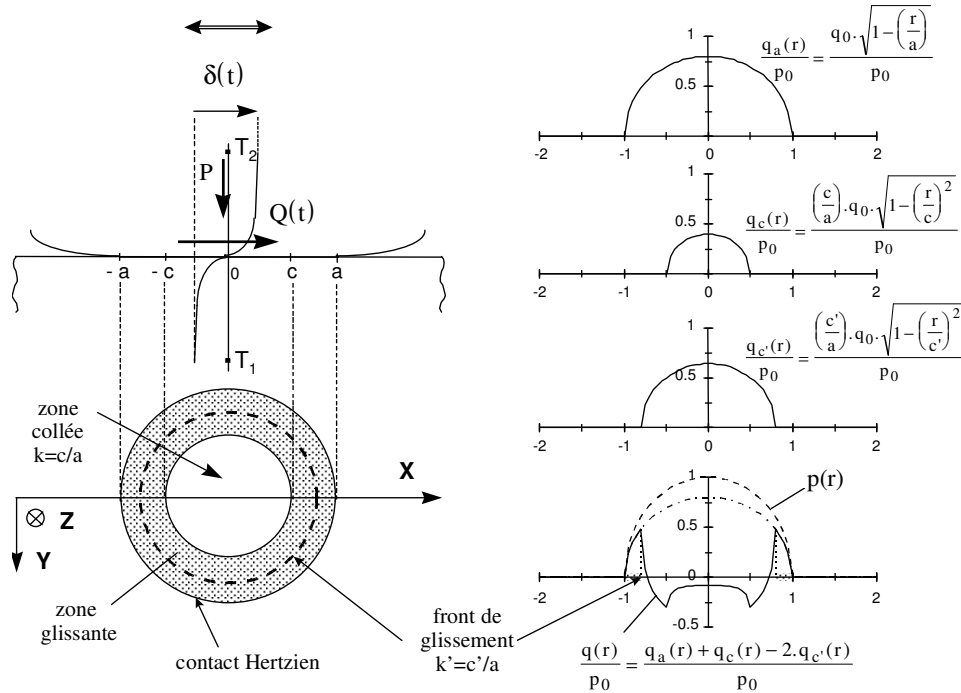


Figure 2-4 : Illustration du principe de superposition de champs Hertiens de cisaillement définissant le cycle de fretting (théorie de Mindlin) ( $\nu=0.3$ ,  $\mu=0.8$ ,  $k=c/a=0.5$ ,  $k'=c'/a=0.8$ , phase de charge : point C2 de la figure 2-5).

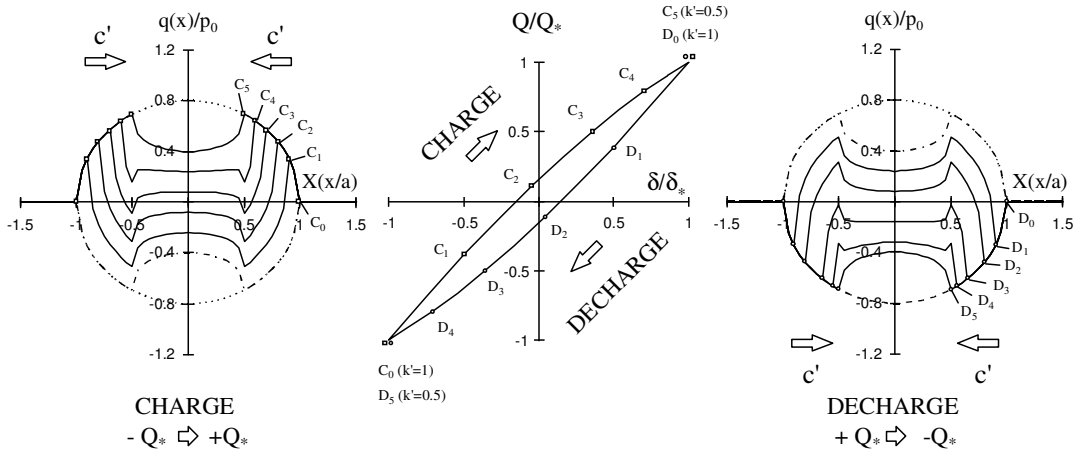


Figure 2-5 : Représentation de l'évolution du cycle de fretting et des champs de cisaillement correspondants avec  $\mu=0.8$  et  $\nu=0.3$  pour une condition de contact  $k=c/a=0.5$ .

Pour décrire l'évolution du cycle en fonction de l'évolution du champ de cisaillement, on introduit la distribution elliptique -  $e(x, u, v)$  - telle que :

$$e(x, u, v) = v \left( 1 - \frac{x^2}{u^2} \right)^{1/2} \quad \text{si } |x| < u$$

$$e(x, u, v) = 0 \quad \text{si } |x| \geq u \quad (2.2.1-1)$$

où

- x : valeur radiale de la position dans le contact,
- u : rayon limite de la distribution,
- v : contrainte (pression ou de cisaillement maximal).

On exprime le chargement normal en pression par  $p(r) = e(r, a, p_0)$ .

L'évolution du champ de cisaillement  $q_x(r, t)$  durant le cycle  $t \in [0, T]$  est alors exprimée par la superposition de trois composantes (Figures 2-4 et 2-5).

Lorsque  $t \in [0, T/2]$ ,  $Q$  évolue entre  $+Q_*$  et  $-Q_*$  ( $c' : a \rightarrow c$ ) et nous avons :

$$q_x(r, c') = -e(r, a, q_0) - e(r, c, (c/a).q_0) + 2.e(r, c', (c'/a).q_0) \quad (2.2.1-2)$$

Lorsque  $t \in [T/2, T]$ ,  $Q$  évolue entre  $-Q_*$  et  $+Q_*$  ( $c' : a \rightarrow c$ ) et nous obtenons :

$$q_x(r, c') = +e(r, a, q_0) + e(r, c, (c/a).q_0) - 2.e(r, c', (c'/a).q_0) \quad (2.2.1-3)$$

avec :

- $q_0 = \mu \cdot p_0$  : maximum du champ de cisaillement suivant Hertz,
- $c'$  : rayon du front de glissement.

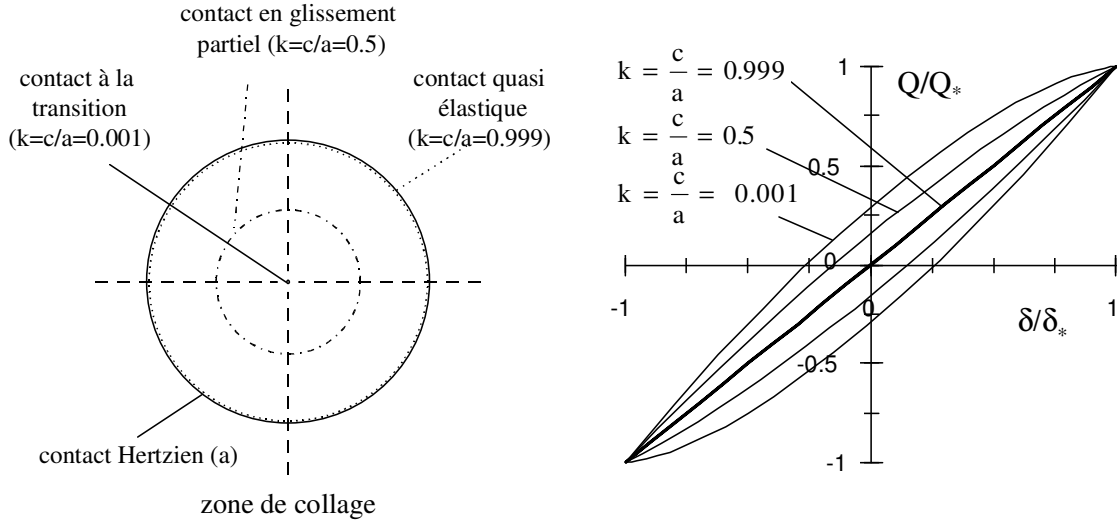


Figure 2-6 : Evolution du cycle de fretting pour différentes valeurs du rapport de glissement  $k=c/a$ .

La description et l'évolution du cycle de glissement sont représentées par la Figure 2-6. On retiendra un certain nombre de relations en particulier l'expression du cycle  $Q(t)-\delta(t)$  que nous pouvons exprimer simplement en posant  $k = c/a$  et  $k' = c'/a$ .

Durant le déchargement ( $t \in [0, T/2]$ ),  $Q$  évolue entre  $+Q_*$  et  $-Q_*$ , soit :

$$k' \in [1, k] \text{ et } \frac{\delta(k')}{\delta_*} = 1 - 2 \cdot \frac{1 - k'^2}{1 - k^2}, \quad \frac{Q(k')}{Q_*} = 1 - 2 \cdot \frac{1 - k'^3}{1 - k^3}. \quad (2.2.1-4)$$

Durant le chargement ( $t \in [T/2, T]$ ),  $Q$  évolue entre  $-Q_*$  et  $+Q_*$ , soit :

$$k' \in [1, k] \text{ et } \frac{\delta(k')}{\delta_*} = 2 \cdot \frac{1 - k'^2}{1 - k^2} - 1, \quad \frac{Q(k')}{Q_*} = 2 \cdot \frac{1 - k'^3}{1 - k^3} - 1. \quad (2.2.1-5)$$

Finalement on relie les différentes grandeurs au travers des relations suivantes :

$$\frac{Q_*}{Q_t} = 1 - \left(1 - \frac{\delta_*}{\delta_t}\right)^{3/2} = (1 - k^3) \text{ et } k = \left(1 - \frac{\delta_*}{\delta_t}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{Q_*}{Q_t}\right)^{1/3} \quad (2.2.1-6)$$

$$\text{ou } \frac{\delta_*}{\delta_t} = 1 - \left(1 - \frac{Q_*}{\mu \cdot P}\right)^{2/3} = 1 - \left(1 - \frac{Q_*}{Q_t}\right)^{2/3} = (1 - k^2). \quad (2.2.1-7)$$

Avec  $Q_t$  et  $\delta_t$  les valeurs à la transition  $Q_t = \mu \cdot P$ ,  $\delta_t = \frac{K_1 \cdot \mu \cdot P}{a}$ .

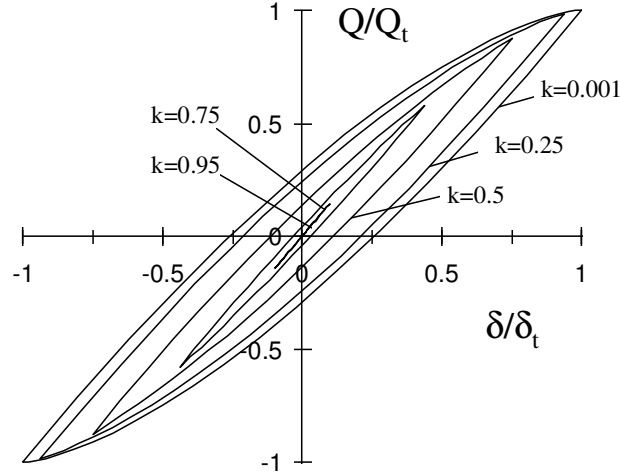


Figure 2-7: Représentation de différents cycles de fretting pour différentes valeurs de  $k$ . Les évolutions sont normalisées par les valeurs à la transition  $Q_t$  et  $\delta_t$ .

Différents cycles obtenus pour différentes valeurs de  $k$  sont superposés dans la Figure 2-7. On remarque que plus on se rapproche de la transition ( $k=0$ ), plus le cycle présente un caractère dissipatif (aire de l'hystérésis).

Le formalisme de Mindlin R.D. permet aussi d'exprimer l'ouverture du cycle  $\delta_o$  qui correspond au déplacement rémanent observé lorsque l'effort tangentiel est nul,  $Q(t)=0$  ( $|\delta(Q=0)| = \delta_o$ ), ainsi que l'énergie dissipée ou le travail interfacial  $E_d$ . Ces variables sont respectivement exprimées en fonction de l'effort tangentiel  $Q_*$ , du paramètre  $k=c/a$  et de l'amplitude de débattement  $\delta_*$ .

Ainsi l'ouverture du cycle est donnée par :

$$\frac{\delta_o}{\delta_t} = \left[ 2 \cdot \left( 1 - \frac{Q_*}{2 \cdot \mu \cdot P} \right)^{2/3} - \left( 1 - \frac{Q_*}{\mu \cdot P} \right)^{2/3} - 1 \right], \quad (2.2.1-8)$$

$$\frac{\delta_o}{\delta_t} = \left[ 2 \cdot \left( \frac{1+k^3}{2} \right)^{2/3} - k^2 - 1 \right], \quad (2.2.1-9)$$

$$\frac{\delta_o}{\delta_t} = 2^{1/3} \cdot \left( 1 + \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right)^{2/3} + \frac{\delta_*}{\delta_t} - 2. \quad (2.2.1-10)$$

En fonction de l'ouverture à la transition  $\delta_{ot}$  :

$$\frac{\delta_o}{\delta_{ot}} = \frac{1}{2^{1/3} - 1} \cdot \left( 2^{1/3} \cdot \left( 1 + \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right)^{2/3} + \frac{\delta_*}{\delta_t} - 2 \right) \quad (2.2.1-11)$$



avec  $\delta_{ot} = \delta_t \cdot (2^{1/3} - 1)$ .

L'énergie dissipée est exprimée par

$$\frac{E_d}{E_{dt}} = 6 \cdot \left[ 1 - \left( 1 - \frac{Q_*}{\mu \cdot P} \right)^{5/3} - \frac{5 \cdot Q_*}{6 \cdot \mu \cdot P} \cdot \left( 1 + \left( 1 - \frac{Q_*}{\mu \cdot P} \right)^{2/3} \right) \right], \quad (2.2.1-12)$$

$$\frac{E_d}{E_{dt}} = 6 \cdot \left[ 1 - k^5 - \frac{5}{6} \cdot (1 - k^3) \cdot (1 + k^2) \right], \quad (2.2.1-13)$$

en fonction du débattement,

$$\frac{E_d}{E_{dt}} = 6 \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{5/2} \right) - 5 \cdot \left( 2 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right) \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right). \quad (2.2.1-14)$$

Avec  $E_{dt}$  la valeur de l'énergie dissipée à la transition :

$$E_{dt} = \frac{4 \cdot (\mu \cdot P)^2 \cdot K_1}{5 \cdot a}. \quad (2.2.1-15)$$

On remarque que cette énergie est aussi une fonction simple de  $Q_*$  et  $\delta_*$  puisque

$$E_{dt} = \frac{4}{5} \cdot \delta_t \cdot Q_t. \quad (2.2.1-16)$$

On peut donc caractériser le cycle de fretting en glissement partiel au travers des quatre grandeurs que sont les amplitudes  $Q_*$  et  $\delta_*$ , l'ouverture  $\delta_o$  et l'énergie dissipée  $E_d$ . Ces relations restent valides tant que les hypothèses de Mindlin sont vérifiées. En particulier, on suppose une loi de frottement constante et une sollicitation élastique.

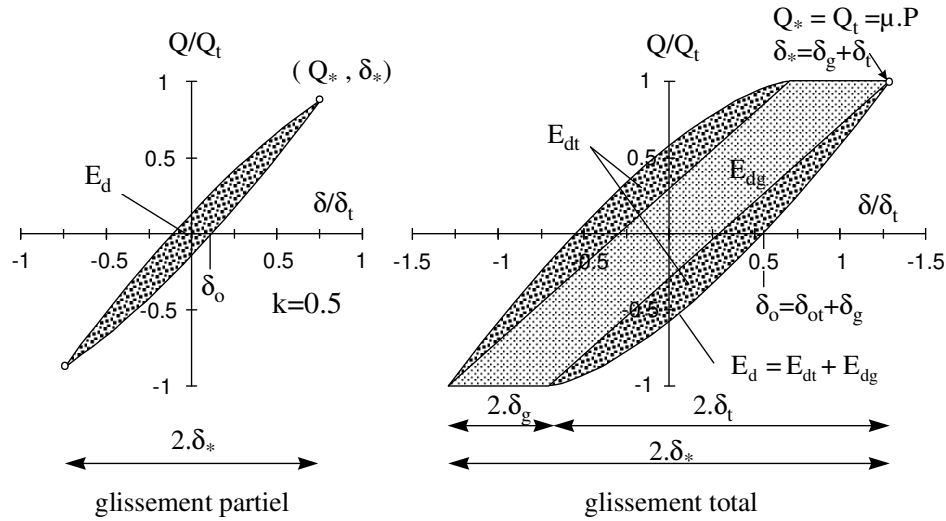


Figure 2-8: Cycles de fretting en glissement partiel et glissement total.

### 2.2.2 SOLLICITATION EN GLISSEMENT TOTAL.

Toujours pour une force normale donnée, nous décrivons le cycle de fretting en glissement total en considérant le déterminisme de Mindlin. Pour un coefficient de frottement constant, la

description du cycle  $Q(t)-\delta(t)$  est évidente.

D'abord l'effort tangentiel progresse de la même façon que dans le cas du glissement partiel. Puisque l'amplitude de débattement ou de l'effort tangentiel atteint la condition de transition  $Q_* = \mu \cdot P$  et  $\delta_* \geq \delta_t$ , on introduit dans le cycle de fretting une composante de glissement pur (Figure 2-8).

On exprime alors l'amplitude de débattement

$\delta_* = \delta_t + \delta_g$  où  $\delta_g$  est l'amplitude de la composante de glissement pur.

On détermine l'ouverture  $\delta_0 = \delta_{0t} + \delta_g$ , (2.2.2-1)

et l'énergie dissipée  $E_d = E_{dt} + E_{dg}$ . (2.2.2-2)

La composante de l'énergie dissipée durant la phase de glissement pur ( $E_{dg}$ ), est exprimée par la relation  $E_{dg} = 4 \cdot \delta_g \cdot Q_g$  (2.2.2-3)

où  $Q_g$  est l'amplitude de l'effort tangentiel durant la phase de glissement.

Pour un coefficient de frottement constant on obtient  $Q_g = Q_t$  et donc  $E_{dg} = 4 \cdot \delta_g \cdot Q_t$ .

Nous pouvons dès lors évaluer l'évolution de l'énergie dissipée et de l'ouverture du cycle au travers des relations suivantes :

$$\frac{E_d}{E_{dt}} = 5 \cdot \frac{\delta_*}{\delta_t} - 4 \text{ et} \quad (2.2.2-4)$$

$$\frac{\delta_o}{\delta_t} = \frac{\delta_*}{\delta_t} + 2^{1/3} - 2 \text{ où} \quad (2.2.2-5)$$

$$\frac{\delta_o}{\delta_{0t}} = \frac{1}{(2^{1/3} - 1)} \cdot \left( \frac{\delta_*}{\delta_t} + 2^{1/3} - 2 \right). \quad (2.2.2-6)$$

### 2.2.3 EVOLUTION DES SOLLICITATIONS EN FONCTION DE LA CONDITION DE GLISSEMENT

Il est intéressant de représenter l'évolution des différentes grandeurs en fonction des paramètres de sollicitation tels que l'amplitude de débattement, l'effort normal ou même le coefficient de frottement.

A partir des relations ( 2.2.1-6,11,14 ; 2.2.2-4,6), on trace de façon adimensionnelle les évolutions de l'effort tangentiel, de l'ouverture du cycle et de l'énergie dissipée (Figure 2-9).

On remarque que l'amplitude de l'effort tangentiel augmente constamment dans le domaine de glissement partiel pour se stabiliser en glissement total. En revanche, l'ouverture du cycle et surtout l'énergie augmente très fortement dès que la transition vers le glissement total est passée. On mesure la pente de cette augmentation égale respectivement à 3.85 et à 5.

En conclusion si la transition vers le glissement total peut être associée à une stabilisation de l'amplitude de l'effort tangentiel, elle marque en revanche une très forte augmentation de l'énergie dissipée. Cette description sera plus complètement exploitée lorsque nous aborderons l'analyse des dégradations en terme de formation de débris et d'amorçage de fissures.

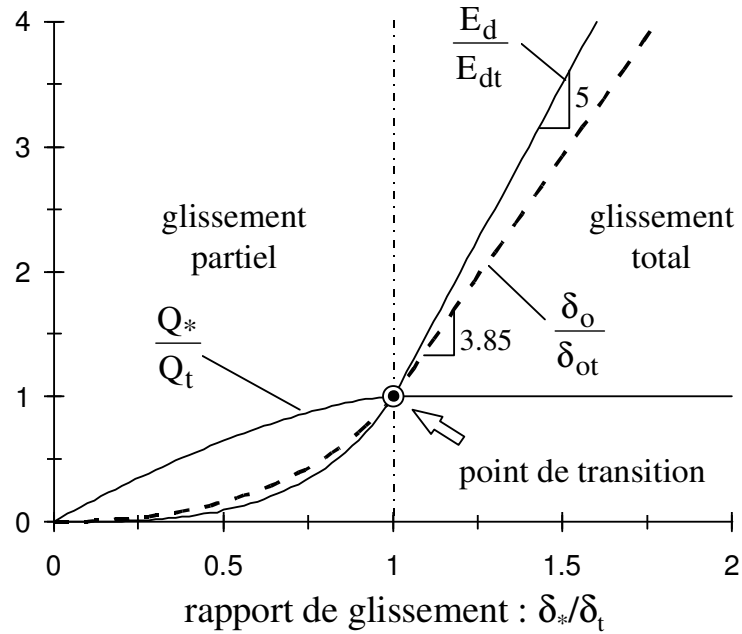


Figure 2-9 : Représentation adimensionnelle des grandeurs caractéristiques : amplitude de l'effort tangentiel  $Q_*$ , ouverture du cycle  $\delta_o$  et énergie dissipée  $E_d$ .

Le tracé des différentes variables fondamentales du fretting ( $Q_*$ ,  $\delta_o$  et  $E_d$ ) normalisées par leurs valeurs à la transition ( $Q_t$ ,  $\delta_{ot}$  et  $E_{dt}$ ) met en évidence des courbes universelles sans dimension que l'on définira comme courbes maîtresses du fretting.

Ainsi quel que soit le contact sphère-plan étudié, chacun des résultats pourra se superposer sur ce type de courbes dès lors qu'il vérifie les hypothèses du calcul. Dans la mesure où celles-ci ne sont pas validées, la comparaison avec le modèle permettra de mesurer la différence et l'influence d'une modification de la loi de frottement ou d'un comportement élastoplastique.

Nous disposons d'un outil permettant de quantifier la condition de sollicitation. L'exploitation de cette approche nous permettra de quantifier l'usure au travers de l'analyse de l'énergie dissipée et d'évaluer le risque d'amorçage en comparant les niveaux de chargement tangentiel.

On peut toutefois noter que l'application d'une telle approche implique de définir la transition entre les deux conditions de glissement et en particulier de déterminer les variables caractéristiques de la transition : ( $\delta_t$ ,  $Q_t$ ,  $\delta_{ot}$  et  $E_{dt}$ ).

### 2.3 CRITERES DE TRANSITION

La condition de glissement peut être déduite par simple observation de l'allure du cycle  $Q(t)$ - $\delta(t)$ . Une forme elliptique est associée au glissement partiel, un cycle quadratique au glissement total. Cette analyse présente un certain nombre d'inconvénients. En particulier, il s'agit d'une description qualitative et subjective dépendant de l'observateur. Or, proche de la transition, la partie glissante du cycle en glissement total est très petite, le cycle présente une forme quasi elliptique. Aussi, un même cycle pourra être jugé en glissement partiel ou en glissement total. D'autre part il s'agit d'une description qualitative qui ne facilite pas la comparaison entre différentes conditions. Par exemple, il est difficile de quantifier les

différences entre plusieurs cycles en glissement partiel. Enfin, un des inconvénients majeurs de cette méthode est que ne pouvant être quantifiée, elle implique un travail long et fastidieux d'observation difficilement informatisable et interdisant le suivi en continu.

Ainsi, pour quantifier, mesurer, informatiser l'analyse de la condition de glissement durant l'essai, il est nécessaire d'introduire des variables permettant ce suivi. En s'inspirant de l'approche de Mindlin et des différentes formulations données précédemment, nous allons expliciter un certain nombre de critères permettant d'évaluer la condition de glissement.

### 2.3.1 APPROCHE DIFFERENTIELLE

La transition entre le glissement partiel et le glissement total est caractérisée par une discontinuité du glissement. Il est possible de localiser cette transition vis-à-vis de l'amplitude imposée en réalisant les dérivations première et seconde de l'évolution de l'effort tangentiel, de l'ouverture du cycle et de l'énergie dissipée. En glissement partiel, l'évolution de l'amplitude de l'effort tangentiel est exprimée par :

$$\frac{Q_*}{Q_t} = \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right), \quad \frac{d(Q_*/Q_t)}{d(\delta_*/\delta_t)} = \frac{3}{2} \cdot \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{1/2}$$

$$\text{et } \frac{d^2(Q_*/Q_t)}{d(\delta_*/\delta_t)^2} = -\frac{3}{4} \cdot \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{-1/2} \quad (2.3.1-1)$$

En glissement total, nous avons  $Q_* = Q_t$  ce qui conduit à des dérivées nulles.

On définit la réponse énergétique en glissement partiel au travers des relations suivantes :

$$\frac{d(E_d/E_{dt})}{d(\delta_*/\delta_t)} = 10 \cdot \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} - \frac{15}{2} \cdot \left( 2 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right) \cdot \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{1/2} + 5, \quad (2.3.1-2)$$

$$\frac{d^2(E_d/E_{dt})}{d(\delta_*/\delta_t)^2} = 15 \cdot \left( \frac{1}{2} \cdot \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{1/2} + \frac{1}{4} \cdot \left( 2 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right) \cdot \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{-1/2} - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{1/2} \right). \quad (2.3.1-3)$$

En glissement total, on obtient :

$$\frac{d(E_d/E_{dt})}{d(\delta_*/\delta_t)} = 5 \quad \text{et} \quad \frac{d^2(E_d/E_{dt})}{d(\delta_*/\delta_t)^2} = 0 \quad (2.3.1-4)$$

Enfin nous pouvons exprimer l'évolution de l'ouverture du cycle en glissement partiel par :

$$\frac{d(\delta_o/\delta_{ot})}{d(\delta_*/\delta_t)} = \frac{1}{2^{1/3} - 1} \cdot \left( 1 - 2^{1/3} \cdot \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{1/2} \cdot \left( 1 + \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right)^{-1/3} \right), \quad (2.3.1-5)$$

$$\frac{d^2(\delta_o/\delta_{ot})}{d(\delta_*/\delta_t)^2} = \frac{-1}{2^{2/3} \cdot (2^{1/3} - 1)} \cdot \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right) \cdot \left( 1 + \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right)^{-4/3} \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{-3/2} \cdot \left( 1 + \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right) \right) \quad (2.3.1-6)$$

En glissement total nous obtenons respectivement  $1/(2^{1/3} - 1) = 3.847$  et zéro.

L'évolution de chacun de ces paramètres est présentée dans la Figure 2-10. La transition est effectivement caractérisée par une discontinuité des dérivées secondes, elle pourra donc être identifiée par la recherche de maxima. On souligne que cette analyse différentielle justifie la simple identification des conditions de glissement par observation des cycles. En effet

l'identification du glissement total est associée à un décrochement de l'effort tangentiel en bout de cycle lorsque celui-ci marque un palier. Or il s'agit ni plus ni moins que de mettre en évidence une discontinuité entre la partie en glissement partiel et la mise en glissement total.

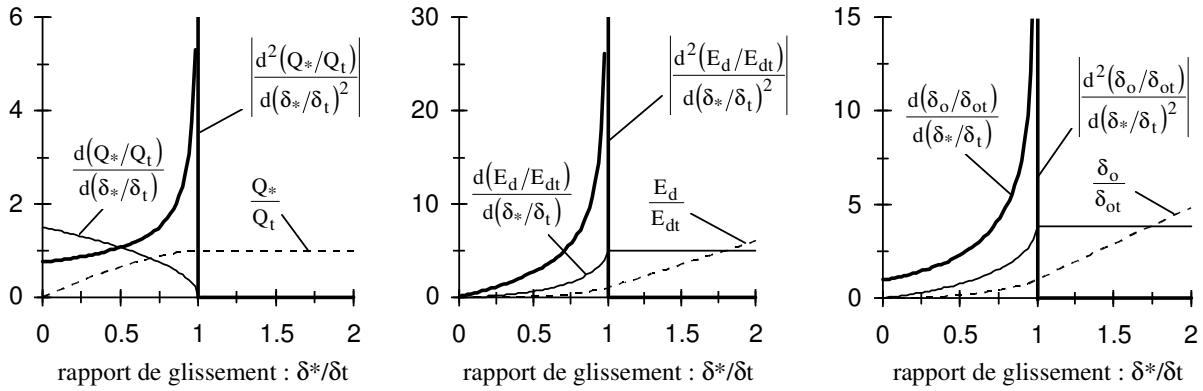


Figure 2-10 : Evolution des variables fondamentales du fretting et de leurs dérivées respectives en fonction du rapport de glissement.

### CORRELATION EXPERIMENTALE

Une façon simple d'illustrer cette analyse consiste à traiter le cas des méthodes rapides de détermination de la transition. Ces méthodes sont désormais couramment employées pour définir les frontières entre les domaines du glissement partiel et du glissement total. Le tracé complet de telles frontières implique de longs et coûteux essais si, pour chaque situation, on impose un débattement constant. La solution consiste à augmenter progressivement l'amplitude du débattement et à enregistrer les cycles  $Q(t)$ - $\delta(t)$  correspondants pour différents efforts normaux. L'augmentation de l'amplitude de débattement peut se faire par paliers avec stabilisation du cycle (méthode des débattements variables (Voisin J.M., 1992) ou en continu (Vingsbo O., 1993). Ainsi, il suffit d'un seul essai pour définir l'amplitude de transition associée au niveau de l'effort normal choisi. Le principe de la méthode des débattements variables est illustré dans la Figure 2-11.

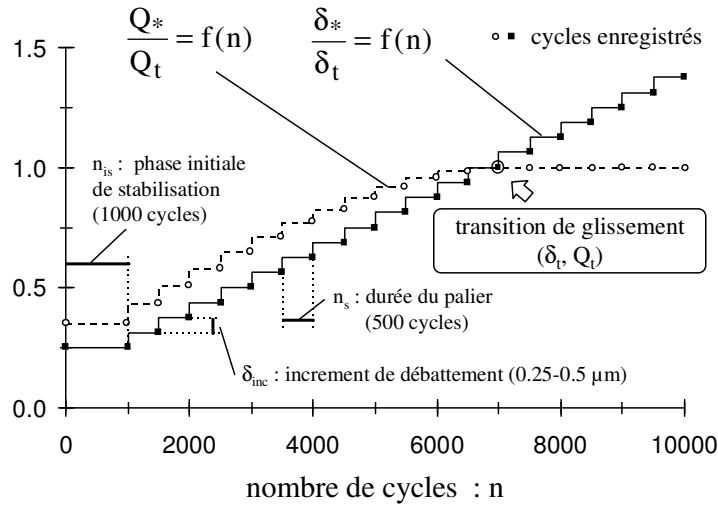


Figure 2-11 : Schéma représentatif de la méthode rapide de la détermination de la transition de glissement : méthode par paliers de Voisin J.M. (1992).

On applique cette méthode pour deux contacts où la sphère est une bille de 100C6 ( $R=12.7$  mm) mais où le plan est dans un cas un acier rapide HSS (SC6-5-2, A1.1.3) et dans l'autre ce même acier recouvert d'un dépôt de TiN (Balzers) (A1.1.4). Les deux surfaces présentent une rugosité identique  $R_a=0.03\mu\text{m}$ . On suppose que le dépôt ne modifie pas la distribution Hertzienne de chargement à l'échelle de notre résolution, puisque l'épaisseur du dépôt reste inférieure à 2% de la largeur du contact « a », (King R.B. et al., 1987). L'effort normal est de 500 Newtons ce qui donne un rayon théorique de contact de  $340\mu\text{m}$ .

Sur la Figure 2-12 on superpose les évolutions des efforts tangentiels et de leurs dérivées respectives. On remarque que la transition est effectivement associée à un minimum de la dérivée seconde. Pour le contact acier contre acier, nous déterminons un coefficient à la transition égal à  $\mu_t(\text{HSS} / 100\text{C6}) = 0.85$  et une amplitude à la transition mesurée de  $13\mu\text{m}$ . Pour le contact revêtu, nous obtenons respectivement  $\mu_t(\text{TiN} / 100\text{C6}) = 0.44$  et une amplitude à la transition de  $5.8\mu\text{m}$ .

Les deux tribosystèmes présentent un comportement tribologique sensiblement différents: si le contact TiN-100C6 est plus ou moins associé à un coefficient de frottement constant avec un effort tangentiel constant en glissement total, il n'en va pas de même pour le contact acier-acier. On note pour ce dernier une sensible diminution du coefficient jusqu'à une valeur de 0.7 dès lors que la condition de glissement total est établie. L'usure génère un troisième corps plus accommodant qui diminue le coefficient de frottement.

L'autre différence avec le modèle porte sur les valeurs de l'amplitude à la transition. Les amplitudes théoriques associées aux mêmes coefficients de frottement sont respectivement pour les contacts acier et acier revêtu de  $9.4$  et  $4.9\mu\text{m}$ .

Pourtant, l'observation des cycles confirme bien les transitions définies par la dérivation. Cette différence provient de la différence qu'il y a entre le déplacement mesuré et celui réellement imposé dans le contact.

En effet la valeur mesurée intègre l'ensemble des accommodations tangentielles de la chaîne de mesure et en particulier la déformation du montage entre les échantillons ainsi que les échantillons, (Colombié C., 1986).

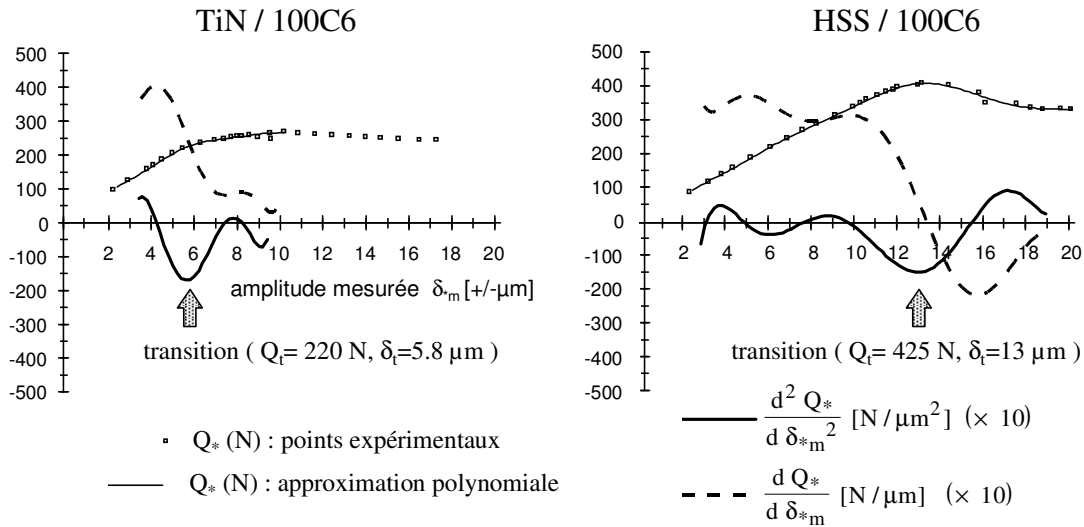


Figure 2-12: Analyse différentielle de l'effort tangentiel pour un essai de débattement variable (Figure 2-11 :  $n_{is}=1000$  cycles,  $n_s=500$  cycles) d'un contact sphère/plan ( $P=500$  N, Bille 100C6,  $R^*=12.7$  mm) contre (TiN et HSS). La transition est déterminée à partir de la localisation du minimum de la seconde dérivée.

Cette méthode présente un certain nombre de défauts :

- le traitement des données implique un filtrage numérique difficile à mettre en oeuvre. Cela suppose en outre, de définir un polynôme d'ordre important afin de pouvoir localiser correctement la transition. Or, le calcul différentiel est très sensible aux fluctuations et par conséquent aux parasites introduits dans la chaîne de mesure. Le moindre bruit est amplifié de sorte que la localisation de la transition peut être faussée.
- la détermination de la transition n'est pas absolue, elle procède par comparaison des maxima. Si plusieurs maxima apparaissent suite aux bruits de l'enregistrement, cette localisation devient extrêmement difficile pour ne pas dire aléatoire.
- puisque l'analyse procède par comparaison, il est très difficile de mesurer l'évolution de la condition de glissement en fonction du temps et encore moins de la quantifier.

Il importe donc de définir des valeurs seuils permettant d'associer le cycle de fretting à une condition donnée: glissement partiel ou glissement total, d'autres formulations devront être introduites.

Nous utiliserons néanmoins cette approche pour quantifier la cinétique de la variation du coefficient de frottement en fonction du temps durant des essais de fretting, en particulier lors de la caractérisation des régimes de glissement (paragraphe 2.5.4).

### 2.3.2 CRITERE D'ENERGIE - A -

Nous cherchons à quantifier la transition au travers de grandeurs scalaires en définissant différents ratios caractérisés par des constantes à la transition.

On peut à ce titre évaluer la capacité d'amortissement du contact. K.L. Johnson dès 1955 avait introduit le taux d'amortissement comme moyen pour quantifier le comportement du contact

en glissement partiel.

$$T = \frac{G.a.E_d}{Q_*^2} \quad (2.3.2-1)$$

Ce ratio présente une valeur constante pour les très faibles amplitudes établie à 0.02, avant de progresser fortement dès lors que l'on est en glissement total. Effectivement, l'énergie augmente alors que la valeur de l'amplitude de l'effort tangentiel reste constante.

Si on transpose les relations de Mindlin, on obtient en glissement partiel l'équation suivante :

$$T = \frac{4}{5} \cdot G.K_1 \cdot \frac{Q_t^2}{Q_*^2} \cdot \left( 6 \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{5/2} \right) - 5 \cdot \left( 2 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right) \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right) \right), \quad (2.3.2-2)$$

soit pour un contact homogène,

$$T = \frac{3.(2-\nu)}{10} \cdot \frac{Q_t^2}{Q_*^2} \cdot \left( 6 \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{5/2} \right) - 5 \cdot \left( 2 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right) \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right) \right), \quad (2.3.2-3)$$

$$\text{à la transition, nous avons, } T_t = \frac{3.(2-\nu)}{10}. \quad (2.3.2-4)$$

On retrouve bien une constante à la transition comme le laissait supposer l'analyse de Johnson. K.L. .Cependant on remarque que cette constante est dépendante du matériau au travers du coefficient de poisson  $\nu$ . Ce dernier est souvent difficile à déterminer ce qui ne permet pas une évaluation simple et systématique de la condition de glissement.

Pour s'affranchir du matériau, il est intéressant de reprendre l'analyse détaillée du formalisme de Mindlin. Ainsi nous proposons de déterminer le ratio entre l'énergie dissipée et une énergie dite totale correspondant à l'énergie dissipée par un système équivalent de compliance infinie, autrement dit, dont la réponse est purement dissipative.

$$A = \frac{E_d}{E_t} = \frac{Wd}{4.Q_*.\delta_*} \quad (2.3.2-5)$$

Ce ratio est schématisé par la Figure 2-13a.

En glissement partiel ( $\delta_* < \delta_t$ ), on peut exprimer ce ratio en fonction de l'amplitude par :

$$A = \frac{1}{5} \cdot \frac{\delta_t/\delta_*}{1 - (1 - \delta_*/\delta_t)^{3/2}} \cdot \left( 6 \cdot \left( 1 - (1 - \delta_*/\delta_t)^{5/2} \right) - 5 \cdot (2 - \delta_*/\delta_t) \cdot \left( 1 - (1 - \delta_*/\delta_t)^{3/2} \right) \right).$$

$$\text{En glissement total } (\delta_* > \delta_t), \text{ nous avons, } A = 1 - \frac{4}{5} \cdot \frac{\delta_t}{\delta_*}. \quad (2.3.2-6)$$

Finalement à la transition ( $\delta_* = \delta_t$ ), on détermine une constante indépendante du contact et des matériaux (Fouvry S. et al. 1994, 1995).

$$A_t = \frac{1}{5} = 0.2 \quad (2.3.2-7)$$

Si  $A < A_t$  il s'agit d'un glissement partiel,

Si  $A > A_t$  il s'agit d'un glissement total,

Si  $A = A_t$  nous sommes à la transition.

La Figure 2-13b montre un exemple d'évolution de ce ratio en fonction du débattement lors d'un essai. On remarque un point anguleux au niveau de la transition soulignant ainsi le caractère discontinu de l'évolution de l'énergie dissipée lorsque l'on passe en glissement total.



Facile à mettre en œuvre, expérimentalement très stable, ce paramètre présente l'avantage d'associer à la transition une constante universelle. D'autre part l'évolution de ce ratio est la plus rapide au niveau de la transition ainsi l'erreur sur la mesure de l'amplitude à la transition sera limitée.

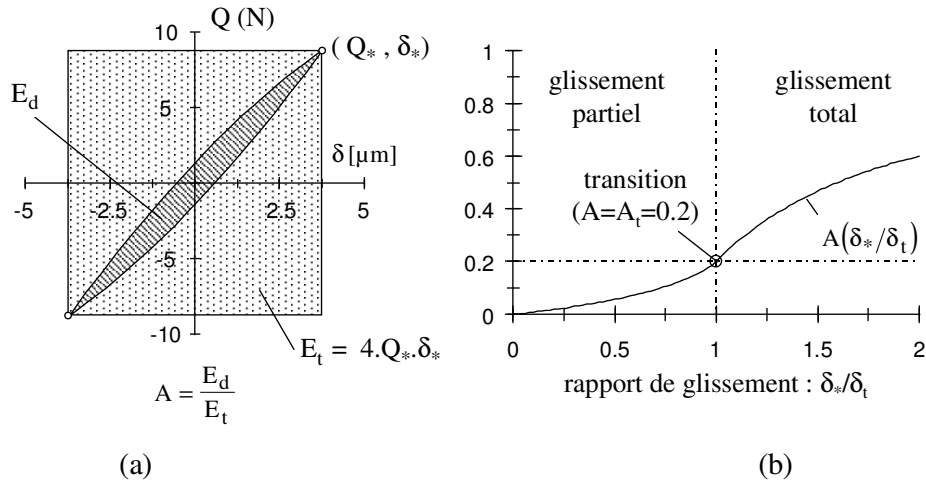


Figure 2-13: Critère d'énergie A : (a) Représentation du critère énergétique vis à vis d'un cycle de fretting en glissement partiel; (b) Evolution du critère en fonction du rapport de glissement.

La Figure 2-14 montre les résultats pour un contact HSS/100C6 ( $R=12.7\text{mm}$ ) en faisant varier l'amplitude imposée comme pour la méthode du débattement variable (Figure 2-11). On montre que l'évolution du paramètre A est qualitativement similaire à la courbe théorique. Différents cycles sont aussi représentés. On remarque que les cycles de (a) à (e) ayant une valeur de « A » inférieure à 0.2, présente bien une forme elliptique et que, par contre, le cycle f avec un ratio de 0.25 est indubitablement en glissement total.

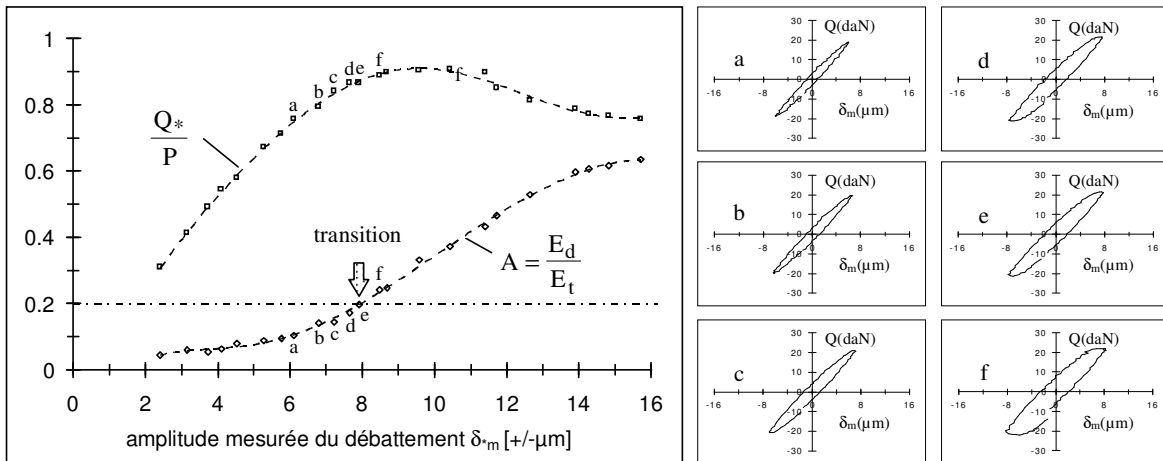


Figure 2-14 : Caractérisation de la condition de glissement par le paramètre A : ( $P= 250 \text{ N}$ , HSS/100C6,  $R^*=12.7\text{mm}$ ). Les cycles  $Q$ - $\delta$  observés de part et d'autre de la transition ( $A=0.2$ ) sont tracés et référencés.

Ce critère permet donc de distinguer un cycle en glissement total (f) d'un cycle en glissement partiel (b). Pour les conditions intermédiaires, ce paramètre a l'avantage de donner une information quantifiée. Les cycles (d) et (e) et dans une moindre mesure (c) présentent une forme très proche de la condition de transition. L'analyse visuelle ne permet pas de trancher entre un glissement partiel et un glissement total, mais le ratio A nous donne une information chiffrée. On estime l'amplitude de transition à 7.9  $\mu\text{m}$  qui est sensiblement différente de la valeur théorique de 6  $\mu\text{m}$  ( $\mu_t = 0.87$ ).

On retrouve la différence observée durant l'analyse différentielle. Effectivement l'amplitude mesurée intègre non seulement l'accommodation du contact mais aussi celle du montage et de l'interface, (Stowers I.F. et al., 1973). On peut à ce titre reprendre les travaux de Thonk A. al. (1986) et Georges J.M. et al. (1994) où, par l'étude de la variation de raideur du contact induite par la présence d'un film adsorbé, il est possible d'en déduire des propriétés rhéologiques. Dans notre situation, il s'agit d'un contact acier-acier exempt de pollution qui se rapproche du contact théorique.

Si on trace l'évolution de la compliance mesurée,

$$C_m = C_m(-Q^*) = C_m(+Q^*) = \frac{\Delta\delta}{\Delta Q} \quad (\text{Figure 2-15}) \quad (2.3.2-8)$$

en fonction du rapport  $1/a$  pour différents efforts normaux (Figure 2-15), on retrouve bien une droite définie par deux grandeurs la pente  $\alpha_C$  et le résiduel  $\beta_C$ . On remarque que la valeur de la pente  $\alpha_C$  de 5.2  $\mu\text{m}^2/\text{N}$  est très proche de la valeur théorique donnée par Mindlin soit  $2 \cdot K_1/3$  qui est égale pour ce contact à 5.0.

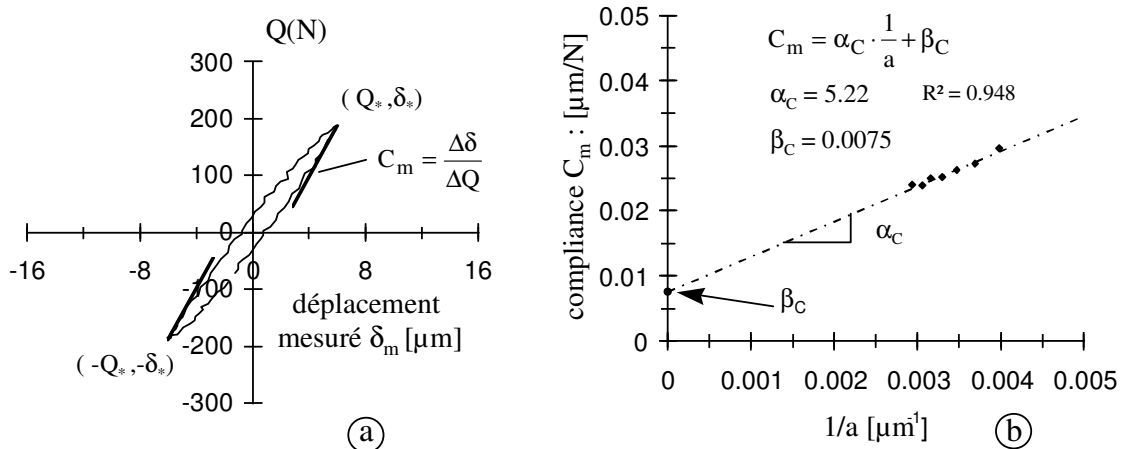


Figure 2-15 : Analyse de la compliance du contact; (a): Détermination expérimentale de la compliance mesurée du contact  $C_m$ ; (b): Evolution de la compliance mesurée en fonction de l'inverse du rayon de contact. Chaque point expérimental correspond à la moyenne de trois essais dépouillés sur 7 cycles (HSS/100C6,  $R^*=12.7$  mm).

Le résiduel  $\beta_C$ , indépendant de la dimension du contact, est associé à l'accommodation tangentielle de la chaîne de mesure comprenant les échantillons et le montage utilisé. Cette valeur  $C_s = \beta_C = 0.0075 \mu\text{m}/\text{N}$  peut être utilisée tant que l'on ne change pas de condition. Pour un autre montage ou des échantillons différents, il faut de nouveau la déterminer.

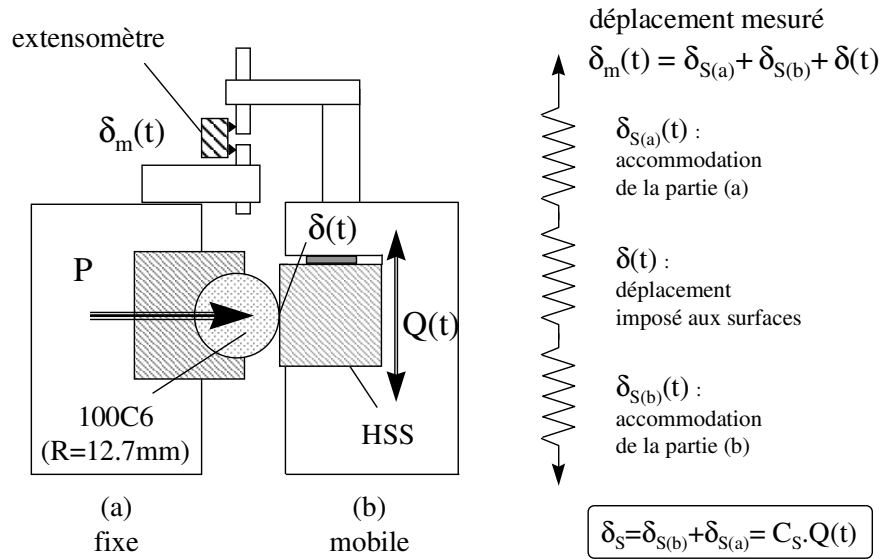


Figure 2-16 : Représentation schématique des accommodations tangentielles du test de fretting.

Dès lors que l'accommodation du système est clairement identifiée, nous pouvons intégrer cette déformation dans le calcul exact de l'accommodation imposée dans le contact. On en déduit les relations suivantes :

$$\delta(t) = \delta_m(t) - C_S \cdot Q(t) \quad \text{et} \quad \delta_* = \delta_{*m} - C_S \cdot Q_* \quad (2.3.2-9)$$

Par la suite l'ensemble des résultats expérimentaux seront donnés en tenant compte de l'accommodation du système (montage-échantillons). Cette valeur sera systématiquement précisée au travers de la constant  $C_S$ .

On peut intégrer l'influence du montage sur le calcul du critère d'énergie. Puisque le système est supposé avoir une réponse purement élastique, l'énergie dissipée n'est pas modifiée par l'accommodation du montage. Par contre, le calcul de l'énergie totale doit en tenir compte.

Nous obtenons :

$$A = \frac{E_d}{4 \cdot Q_* \cdot \delta_*} = \frac{E_d}{4 \cdot Q_* \cdot (\delta_{*m} - C_S \cdot Q_*)} \quad (2.3.2-10)$$

L'influence de la compliance du système sur la valeur critique à la transition est exprimée par:

$$A_{tm} = \frac{1}{5} \cdot \frac{1}{1 + C_S \cdot (Q_t / \delta_t)} \quad (2.3.2-11)$$

Pour la situation étudiée Figure 2-17, on déduit une valeur critique de transition  $A_{tm} = 0.164$  ( $\mu_t = 0.87$ ,  $P = 250$  N,  $C_S = 0.0075$   $\mu\text{m/N}$ ). Les cycles (e) et (d) qui paraissaient en glissement total se trouvent être au-dessus de la limite. La transition se situe donc entre les cycles (c) et (d). De même nous pouvons tracer l'évolution des variables de glissement une fois intégrée l'influence du montage (Figure 2-17).

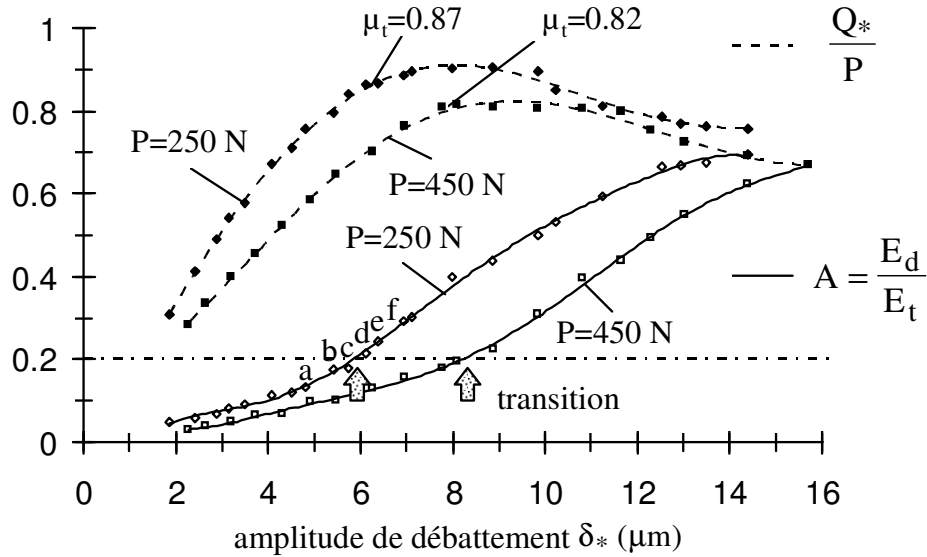


Figure 2-17 : Comportement tribologique du contact HSS/100C6

( $R^*=12.7 \text{ mm}$ ,  $C_S=0.0075 \text{ } \mu\text{m/N}$ ).

On trace l'évolution du contact HSS/100C6 ( $R=12.7\text{mm}$ ) pour deux efforts normaux respectivement de 250 et 450 Newtons. Les transitions mesurées sans tenir compte de la complaisance du montage sont estimées à 7.9 et 12  $\mu\text{m}$ . En tenant compte de l'accommodation du système, on trouve les transitions respectivement à 5.9 et 8.3  $\mu\text{m}$ .

Compte tenu des incertitudes de mesure de l'ordre de  $\pm 0.3 \text{ } \mu\text{m}$ , ces valeurs sont très proches de celles données par la théorie puisque nous calculons respectivement des transitions à 6.0 et 8.4  $\mu\text{m}$  pour les coefficients de frottement correspondants. On superpose l'ensemble de ces résultats sur le graphe issu de la représentation normalisée (Figure 2-18).

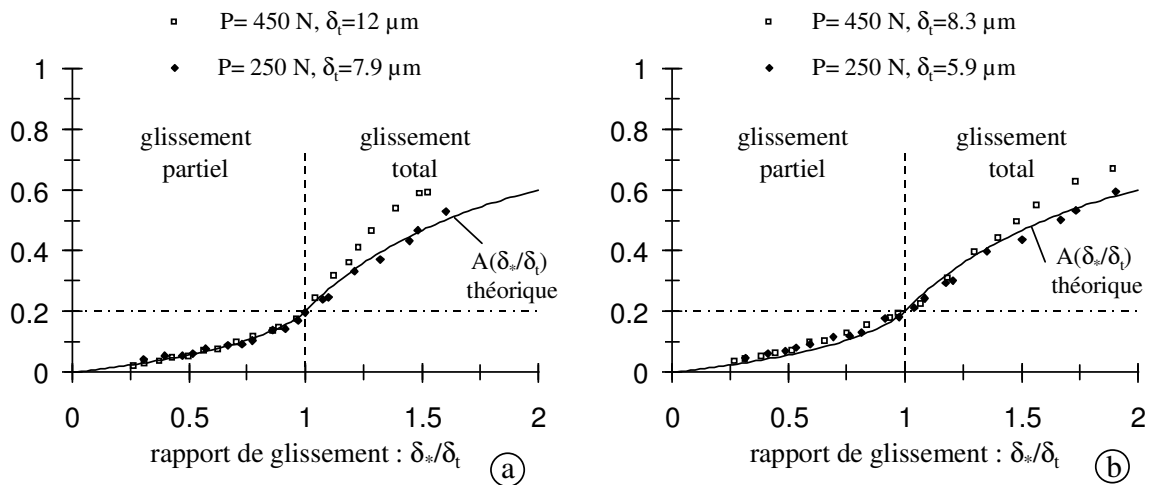


Figure 2-18 : Normalisation de la condition de glissement du contact HSS/100C6 ( $R^*=12.7$ );

(a): Superposition des résultats sans prise en compte du système ( $C_S=0.0 \text{ } \mu\text{m/N}$ );

(b): Superposition des résultats avec prise en compte du système ( $C_S=0.0075 \text{ } \mu\text{m/N}$ ).

Les distributions obtenues pour deux efforts normaux concordent relativement bien avec le modèle tant que l'on se situe dans le domaine du glissement partiel.

Lorsque le calcul prend l'accommodation du système, les résultats expérimentaux se situent très légèrement au-dessus de la courbe théorique. Cette différence traduit une évolution du coefficient de frottement local qui est plus faible en glissement partiel dans l'anneau de glissement qu'à la transition sur l'ensemble du contact (paragraphe 2.5.3).

En glissement total, on observe deux évolutions différentes. Si les résultats obtenus pour le faible chargement  $P=250$  N correspondent bien au modèle, les points obtenus avec le plus fort chargement ( $P=450$  N) présentent un écart important. Les pressions Hertiennes maximales sont respectivement de 1628 et 1980 MPa, ce qui correspond en glissement total à des valeurs maximales du Von Mises calculées en élastique de 2300 et 2850 MPa ( $\mu=0.85$ ). Dans les deux cas, le contact est sollicité en élastoplastique, puisque le niveau de plasticité de l'acier à outil se situe vers 1800 MPa et celui du 100C6 à 1700 MPa. Néanmoins, le plus fort chargement va introduire dans le contact une mise en plasticité généralisée. Une partie importante du déplacement est accommodée par la déformation plastique et le modèle de Mindlin est alors moins facilement transposable.

Le critère d'énergie « A » apparaît comme un moyen simple et performant pour définir la condition de glissement. Nous avons démontré que cette variable associe la transition de glissement à une constante indépendante des matériaux et du contact en particulier du coefficient de frottement ( $A_t=0.2$ ).

Ce résultat a été validé pour d'autres conditions de contact, en particulier pour le contact DGEBA/verre (Kharrat M. et al., 1996).

On montre que la correspondance avec les résultats expérimentaux n'est possible que si la compliance induite par la déformation du montage et des échantillons (système) est prise en compte. D'autre part, puisqu'en aucun cas la compliance du montage ne peut être négative, on déduit que, indépendamment de la compliance du montage utilisé :

***tout cycle enregistré présentant un ratio A supérieur à 0.2 sera en glissement total.***

### 2.3.3 CRITERE D'OUVERTURE DU CYCLE - B -

Nous venons de montrer que la condition de glissement pouvait être quantifiée au travers d'un rapport d'énergie. La normalisation du modèle de Mindlin montre que la transition peut aussi être définie par un ratio entre l'ouverture du cycle  $\delta_o$  et l'amplitude du débattement  $\delta_*$ . On définit ainsi le critère d'ouverture de cycle :

$$B = \frac{\delta_o}{\delta_*} \quad (2.3.3-1)$$

En glissement partiel ( $\delta_* < \delta_t$ ), on exprime ce ratio en fonction de l'amplitude :

$$B = \frac{\delta_t}{\delta_*} \cdot \left( 2^{1/3} \cdot \left( 1 + \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right)^{2/3} - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right) - 1 \right) \quad (2.3.3-2)$$

En glissement total ( $\delta_* > \delta_t$ ), nous avons  $B = 1 - \frac{2 - 2^{1/3}}{\delta_t/\delta_*}$ . (2.3.3-3)

Finalement à la transition ( $\delta_* = \delta_t$ ), on détermine une constante indépendante du contact et des matériaux (Fouvry S. et al. 1995).

$B_t = 2^{1/3} - 1 \approx 0.26$  (2.3.3-4)

Si  $B < B_t$  il s'agit d'un glissement partiel,

Si  $B > B_t$  il s'agit d'un glissement total,

Si  $B = B_t$  nous sommes à la transition.

La Figure 2-19 présente l'évolution du critère de glissement en fonction de la condition de glissement. Les mêmes remarques énoncées à propos du critère d'énergie sont encore valables.

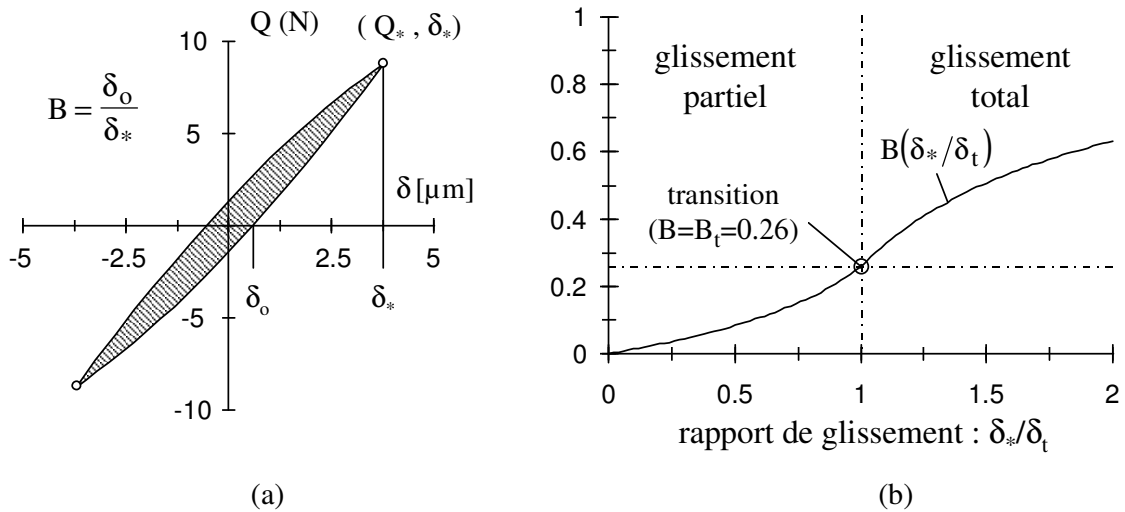


Figure 2-19 : Critère d'ouverture du cycle B; (a): Représentation du critère de glissement pour un cycle de fretting en glissement partiel; (b): Evolution du critère en fonction du rapport de glissement.

Ce critère présente l'avantage d'être très stable et de caractériser la transition par une constante. Comme pour le ratio d'énergies, ce critère est sensible à l'accommodation du système puisque la valeur de  $\delta_*$  intervient dans le calcul.

L'ouverture qui est mesurée lorsque  $Q=0$ , reste à priori indépendante du montage.

On peut à nouveau exprimer la constante de transition en fonction de la compliance du montage. On obtient :

$B_{tm} = \frac{\delta_{ot}}{\delta_{tm}} = \frac{\delta_{ot}}{\delta_t} \cdot \frac{\delta_t}{\delta_{tm}} = (2^{1/3} - 1) \cdot \frac{1}{1 + C_s \cdot Q_t/\delta_t}$  avec  $C_s \geq 0$ . (2.2.3-5)

En comparant les essais précédents de l'acier HSS et la bille 100C6 ( $R=12.7\text{mm}$ ), nous retrouvons les conclusions précédentes en particulier une très bonne corrélation au niveau de la transition (Figure 2-20) ainsi qu'une bonne correspondance avec le modèle au travers de la

représentation adimensionnelle (Figure 2-21).

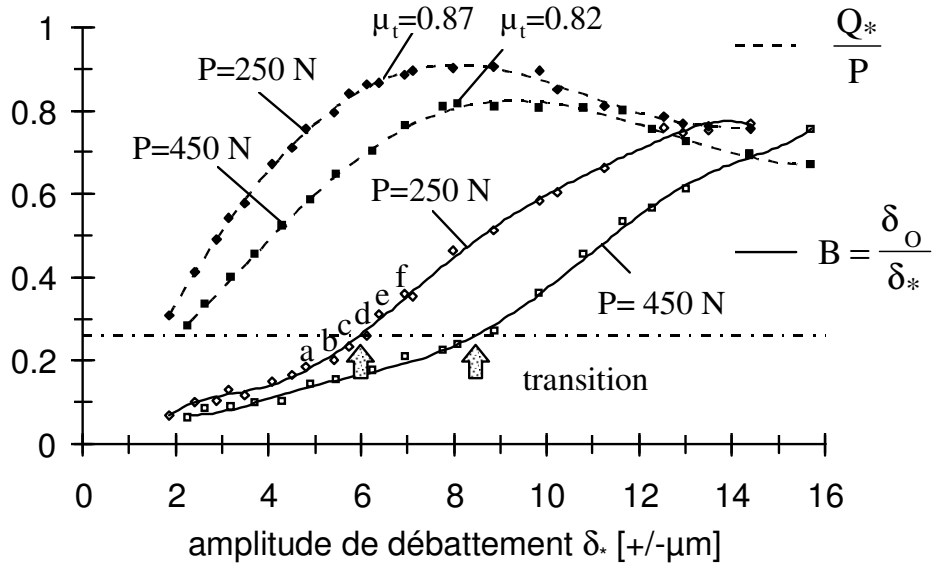


Figure 2-20 : Evolution du critère de glissement « B »; Détermination des amplitudes de transition pour deux efforts normaux ( HSS/100C6 ( $R^*=12.7$ ),  $C_S=0.0075$  μm/N).

Comme pour le critère A, on observe une très bonne superposition des résultats tant que l'on se trouve glissement partiel. On peut ainsi valider ce critère comme moyen de quantification de la condition de glissement. En glissement total on retrouve les différences entre les deux niveaux de chargement.

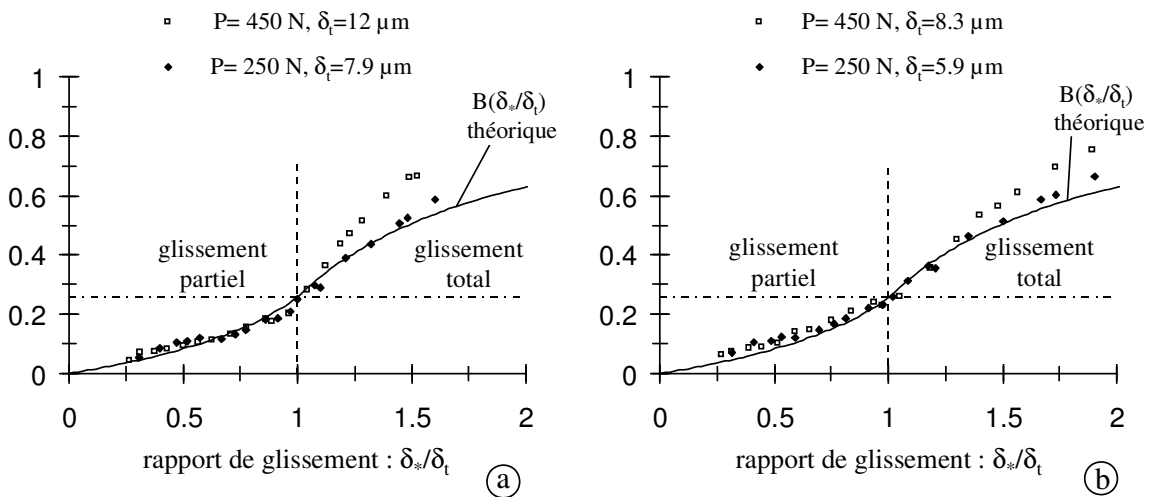


Figure 2-21 : Normalisation de la condition de glissement du contact HSS/100C6 ( $R^*=12.7$ );

(a): Superposition des résultats sans prise en compte du système ( $C_S=0.0$  μm/N);

(b): Superposition des résultats avec prise en compte du système ( $C_S=0.0075$  μm/N).

Finalement, nous pouvons étendre l'axiome du critère d'énergie à savoir :

***tout cycle enregistré présentant un critère de glissement B supérieur à 0.26 est en glissement total.***

Ce résultat est tout à fait cohérent avec l'analyse expérimentale de Mohrbacker H. et al (1995) qui observe une transition en glissement total dès que ce ratio est supérieur à 0.3 .

#### 2.3.4 CRITERE INDEPENDANT DU MONTAGE - C -

Le critère d'énergie (A) et de glissement (B) au demeurant très stables présentent néanmoins le désavantage d'être fonction de l'accommodation du montage et nécessitent de calculer la compliance du système  $C_s$  . Des variables enregistrées, seules les grandeurs  $\delta_o$  et  $E_d$  sont à priori indépendantes de l'accommodation tangentielle du montage. On propose donc un nouveau rapport d'énergie entre l'énergie dissipée  $E_d$  et l'équivalent d'une énergie associée à l'ouverture du cycle :  $E_{do} = 4 \cdot \delta_o \cdot Q_*$  .

On définit alors le critère indépendant du montage « C » :

$$C = \frac{A}{B} = \frac{E_d}{E_{do}} = \frac{E_d}{4 \cdot \delta_o \cdot Q_*} = \frac{1}{5 \cdot (2^{1/3} - 1)} \cdot \frac{(E_d/E_t)}{(Q_*/Q_t) \cdot (\delta_o/\delta_{ot})} \quad (2.3.4-1)$$

La représentation du critère et son évolution en fonction du glissement sont représentées dans la Figure 2-22a.

- En glissement partiel  $\delta_* < \delta_t$  ( $\delta_o < \delta_{ot}$ ), on peut exprimer ce ratio en fonction de l'amplitude :

$$C = \frac{1}{5} \cdot \frac{1}{1 - (1 - \delta_*/\delta_t)^{3/2}} \cdot \frac{6 \cdot \left(1 - (1 - \delta_*/\delta_t)^{5/2}\right) - 5 \cdot (2 - \delta_*/\delta_t) \cdot \left(1 - (1 - \delta_*/\delta_t)^{3/2}\right)}{2^{1/3} \cdot \left(1 + (1 - \delta_*/\delta_t)^{3/2}\right)^{2/3} - (1 - \delta_*/\delta_t) - 1} \quad (2.3.4-2)$$

- En glissement total  $\delta_* > \delta_t$ , ( $\delta_o > \delta_{ot}$ ), nous avons :

$$C = \frac{1}{5} \cdot \frac{5 \cdot \delta_*/\delta_t - 4}{\delta_*/\delta_t + 2^{1/3} - 2} \quad (2.3.4-3)$$

- Finalement à la transition ( $\delta_* = \delta_t$ ), ( $\delta_o = \delta_{ot}$ ), on détermine une constante indépendante du contact et des matériaux.

$$C_t = \frac{1}{5 \cdot (2^{1/3} - 1)} \approx 0.77 \quad (2.3.4-4)$$

Si  $C < C_t$  il s'agit d'un glissement partiel,

Si  $C > C_t$  il s'agit d'un glissement total,

Si  $C = C_t$  nous sommes à la transition.

Puisque la variable C est par définition indépendante de la compliance du montage, la corrélation avec les résultats expérimentaux ne nécessite pas la prise en compte de la



constante  $C_S$ .

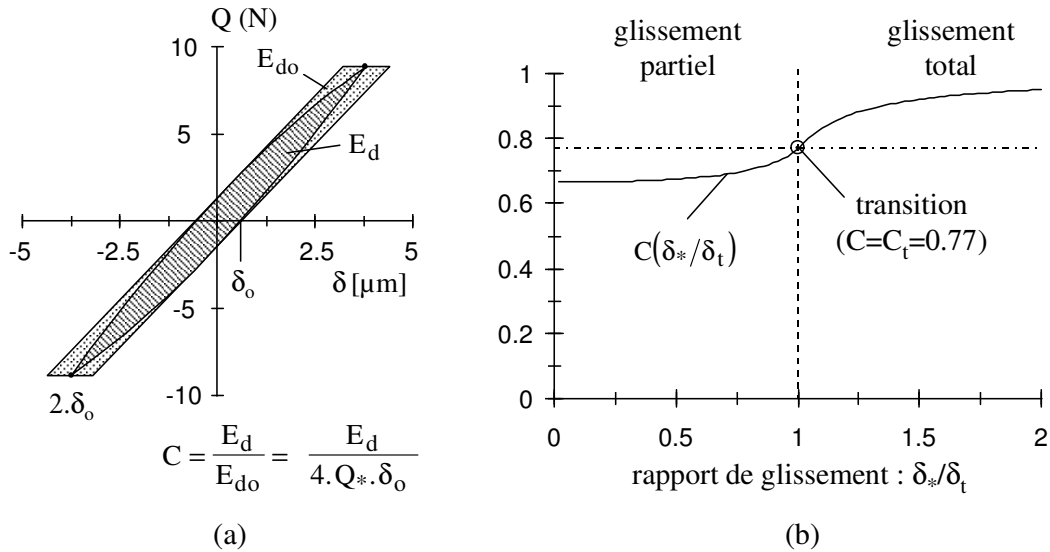


Figure 2-22 : Critère de glissement  $C$ ; (a): Représentation du critère énergétique vis-à-vis d'un cycle de fretting en glissement partiel; (b): Evolution du critère en fonction du rapport de glissement.

Nous déterminons ainsi le cycle correspondant à la frontière de glissement (Figure 2-23). Sans même définir la compliance du montage on peut clairement identifier les cycles en glissement partiel des cycles en glissement total.

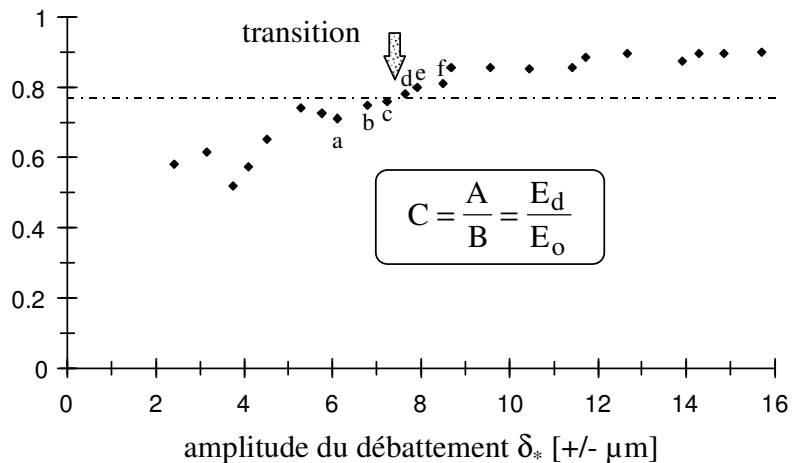


Figure 2-23 : Evolution du paramètre «  $C$  » en fonction du débattement : ( $P= 250 \text{ N}$ , HSS/100C6 ( $R^*=12.7\text{mm}$ ),  $C_S=0.0 \mu\text{m/N}$ ). Les cycles  $Q$ - $\delta$  observés de part et d'autre de la transition ( $A=0.2$ ) correspondent à ceux de la Figure 2-17.

En comparant les résultats pour un effort normal de 250 N, on confirme que la transition se situe entre le cycle (c) et (d) et que par contre, les cycles (d) et (e) sont bien en glissement total. Ces résultats sont cohérents avec ceux donnés par les critères A et B une fois que l'accommodation tangentielle du montage est prise en compte.

On peut donc postuler qu'indépendamment du montage :

***tout cycle présentant un ratio  $C$  supérieur à  $C_t$  est en glissement total***

et inversement,

***tout cycle présentant un ratio  $C$  inférieur à  $C_t$  est en glissement partiel.***

Ayant pris en compte l'accommodation du montage pour définir l'amplitude à la transition, on peut superposer les différents résultats et les comparer à la représentation normalisée du critère.

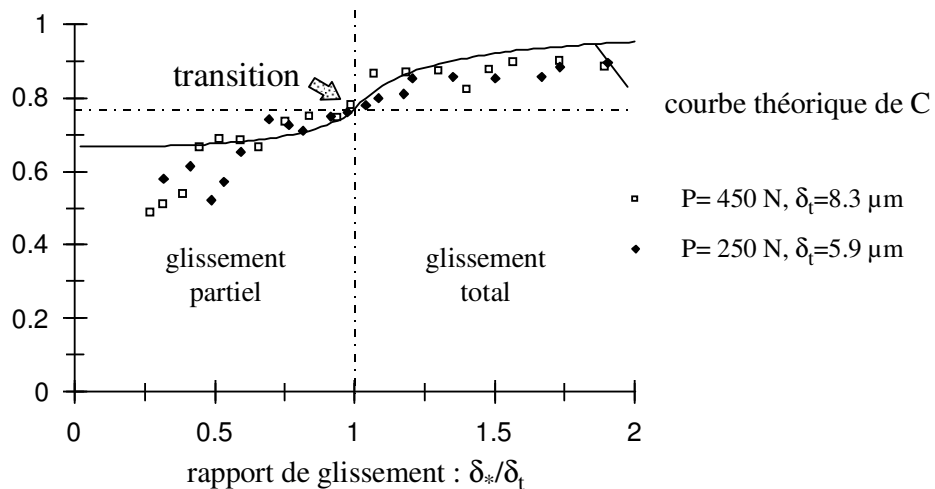


Figure 2-24 : Normalisation de la condition de glissement du contact HSS/100C6 ( $R^*=12.7$ ) par la variable B avec prise en compte de l'accommodation du système ( $C_S=0.0075 \mu\text{m/N}$ ).

Les distributions des deux efforts normaux se superposent bien, on note en particulier que l'axiome définissant la condition de glissement est bien vérifié puisque tous les cycles présentant un rapport de glissement inférieur à 1 (en glissement partiel) sont en dessous de la limite. La correspondance entre les résultats expérimentaux et le modèle, quoique satisfaisante, est loin d'être aussi bonne que celle obtenue par les critères A et B, on observe une importante dispersion pour les faibles amplitudes. Aussi pour plus complètement exploiter ce ratio, il faudrait envisager l'utilisation d'un appareillage beaucoup plus précis pour l'acquisition du cycle de fretting.

### 2.3.5 COMPARAISON DES CRITERES

L'analyse détaillée du formalisme de Mindlin nous a permis d'extraire un certain nombre de paramètres permettant de quantifier la condition de glissement qui jusqu'à présent était estimée qualitativement par visualisation du cycle.

Le Tableau 2-1 résume le principe du calcul de chacun des paramètres.

Contrairement au calcul différentiel, les critères A,B,C présentent une constante à la transition et sont moins sensibles aux fluctuations induites par le bruit de l'enregistrement. Cependant nous avons montré que les variables A et B dépendent de l'accommodation tangentielle du montage. Ainsi le critère C apparaît comme le plus adéquat en théorie pour caractériser le comportement tribologique du contact. Il l'est effectivement pour définir la transition, mais

présente en contre partie une incertitude importante. Aussi, son exploitation nécessite l'utilisation d'un montage ayant une très bonne résolution.

On explique la différence de stabilité entre les variables A, B et C par le simple calcul des incertitudes relatives. On montre que l'incertitude sur la valeur de C est deux fois supérieure à celle des critères A et B. Tenant compte des caractéristiques de l'appareillage utilisé et des conditions imposées, on déduit une incertitude sur les critères A et B de l'ordre de 5%.

Nom	Expression	Représentation	Valeur à la transition	Dépend de la compliance $C_s$	Résolution
Calcul différentiel sur X $X \in [Q, \delta_o, E_d]$	$\frac{dX}{d\delta_*}, \frac{d^2X}{d\delta_*^2}$		$\max \left  \frac{d^2X}{d\delta_*^2} \right $	Non	Mauvaise (traitement numérique)
Critère d'énergie: "A"	$A = \frac{E_d}{E_t}$		Constante ( $A_t = 0.2$ )	Oui	Très bonne
Critère d'ouverture du cycle: "B"	$B = \frac{\delta_o}{\delta_*}$		Constante ( $B_t = 0.26$ )	Oui	Bonne ( $\delta_o$ )
Critère indépendant du montage: "C"	$C = \frac{E_d}{E_{d0}}$		Constante ( $C_t = 0.77$ )	Non	Moyenne ( $\delta_o, E_d$ )

Tableau 2-1 : Récapitulatif décrivant les critères de transition.

En réalité, le choix d'un critère n'est pas exclusif, pour mieux appréhender la condition de glissement, il est préférable de les utiliser simultanément (Figure 2-25). La combinaison de ces variables permet de s'affranchir de certains artefacts et de mieux définir la transition (Fouvry et al. 1994, 1995).

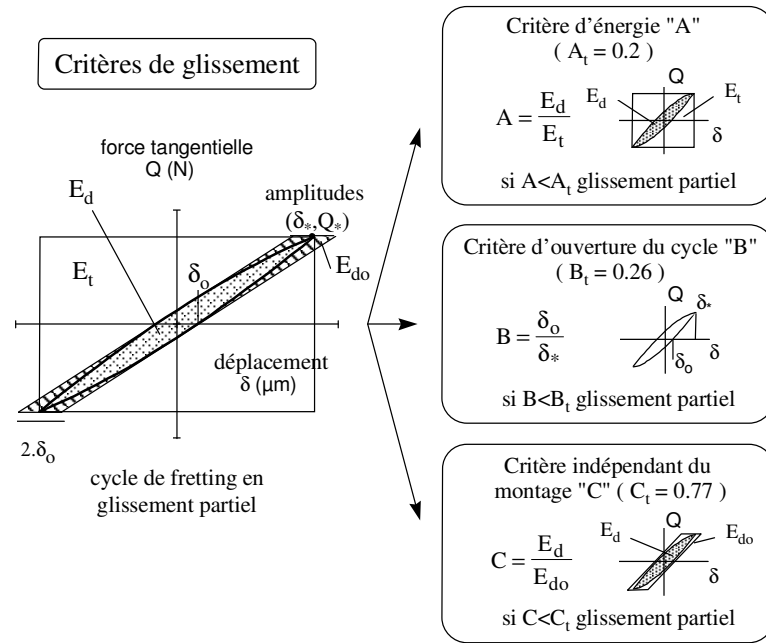


Figure 2-25: Identification de la condition de glissement par l'analyse combinée des différents critères de glissement A - B - C.

## 2.4 CARTE DE SOLLICITATION LOCALE

Nous avons vu que la condition de sollicitation pouvait être quantifiée à l'aide de courbes maîtresses. Illustrée au travers des paramètres A-B-C, cette approche permet de définir de façon synthétique la condition de glissement.

Ce type de représentation, très intéressante sur le plan théorique, reste néanmoins difficile à mettre en œuvre. Pour conduire l'étude expérimentale, il est plus commode de faire varier les paramètres directement contrôlables tels que l'amplitude du débattement mesuré  $\delta_{*m}$ , l'amplitude de l'effort tangentiel  $Q_*$  et l'effort normal  $P$ . Ainsi, de nombreux travaux Vingsbo O. et al. (1988), Vincent L. et al. (1992) représentent l'évolution des conditions de glissement dans un plan avec en abscisse l'amplitude du débattement et en ordonnée l'effort normal appliqué ( $\delta_*, P$ ).

Le tracé dans ce graphe de la frontière entre la condition de glissement partiel et la condition de glissement total, permet l'établissement de la Carte de Sollicitations Locales (CSL). Nous allons montrer que la formalisation des approches « cartes » à partir du modèle de Mindlin est justifiée.

### 2.4.1 MODELISATION : INFLUENCE DES PARAMETRES DU CONTACT

Contrairement aux courbes maîtresses, la frontière définissant la transition dans le plan ( $\delta_*, P$ ) dépend des matériaux, de la géométrie du contact, du coefficient de frottement et bien sûr de la compliance du montage.

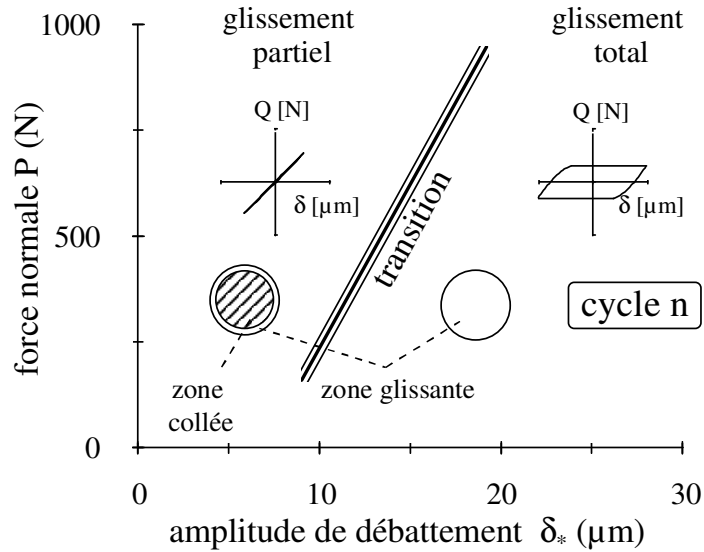


Figure 2-26 : Représentation schématique d'une carte de sollicitation exprimée pour un cycle donné. Le domaine du glissement partiel se différencie de celui du glissement total par la présence d'une zone collée dans le contact et d'un cycle elliptique. Cette carte est généralement tracée sans prendre en compte l'accommodation du montage.

Définie pour un cycle donné, la transition entre les deux conditions de glissement est abusivement représentée par une droite comme présenté par la Figure 2-26.

Cette carte présente l'avantage de donner une vue synthétique des sollicitations imposées dans le contact en fonction des deux principaux paramètres effort normal et débattement. D'autres représentations faisant intervenir la fréquence au travers d'un troisième axe, ont été proposées. Ces représentations restent néanmoins difficiles à appréhender puisque nécessitant une vue en trois dimensions Vingsbo O. et al. (1993).

En reprenant les relations de Mindlin R.D. nous pouvons exprimer les conditions définissant la transition de glissement tel que :

$$P_t = \left( \frac{\delta_*}{\mu_t} \right)^{3/2} \cdot \left( \frac{3 \cdot R^*}{4 \cdot E^* \cdot K_1^3} \right)^{1/2} \quad \text{ou réciproquement} \quad \delta_t = \mu_t \cdot P^{2/3} \cdot K_1 \cdot \left( \frac{4 \cdot E^*}{3 \cdot R^*} \right)^{1/3} \quad (2.4.1-1)$$

Enfin, on peut tout aussi bien exprimer la transition en fonction du maximum de pression Hertzienne :

$$P_{ot} = \left( \frac{3}{\pi^2} \cdot \frac{\delta_*}{\mu_t} \cdot \frac{E^*}{K_1 \cdot R} \right)^{1/2} \quad (2.4.1-2)$$

On note que l'amplitude de transition est une fonction linéaire du coefficient de frottement à la transition  $\mu_t$  et une fonction de P à la puissance 2/3.

La Figure 2-27a présente l'évolution de la transition pour différents coefficients de frottement, illustrant ainsi l'extension du domaine de glissement partiel en fonction de l'augmentation du coefficient de frottement. De même la Figure 2-27b représente l'évolution de la frontière en fonction du rayon de la sphère où l'augmentation de celui-ci tend à réduire le domaine du glissement partiel.

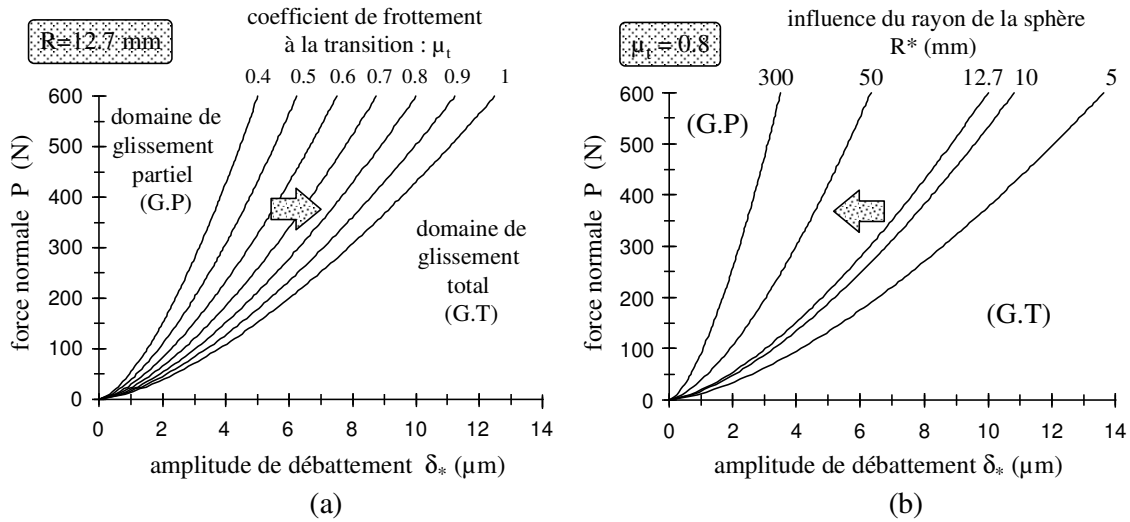


Figure 2-27 : Evolution des frontières de glissement; (a): En fonction du coefficient de frottement à la transition ( $R^*=12.7$  mm); (b): En fonction du rayon de la sphère ( $\mu_t=0.8$ ) (calculs réalisés pour le contact HSS/100C6).

Comme pour l'analyse des variables de transition, on peut normaliser les frontières et réduire

l'effort normal tel que : 
$$\frac{P_t}{\left(\frac{3 \cdot R^*}{4 \cdot E^* \cdot K_1^3}\right)^{1/2}} = \left(\frac{\delta_*}{\mu_t}\right)^{3/2} \quad \text{(Figure 2-28) (2.4.1-2)}$$

D'autre part il est aussi possible d'intégrer l'accommodation tangentielle du montage au travers de la compliance du montage  $C_S$ ,

$$\delta_t = \mu_t \cdot \left( P^{2/3} \cdot K_1 \cdot \left( \frac{4 \cdot E^*}{3 \cdot R^*} \right)^{1/3} + C_S \cdot P \right). \quad (2.4.1-3)$$

On note que la relation de proportionnalité avec le coefficient de frottement est conservée. D'autre part si on superpose les déformations du montage à celle du contact HSS/100C6 on obtient une courbe plus rectiligne que le modèle de Mindlin (Figure 2-28).

Ceci justifie en partie l'approximation d'une droite jusqu'à présent employée pour représenter la transition.

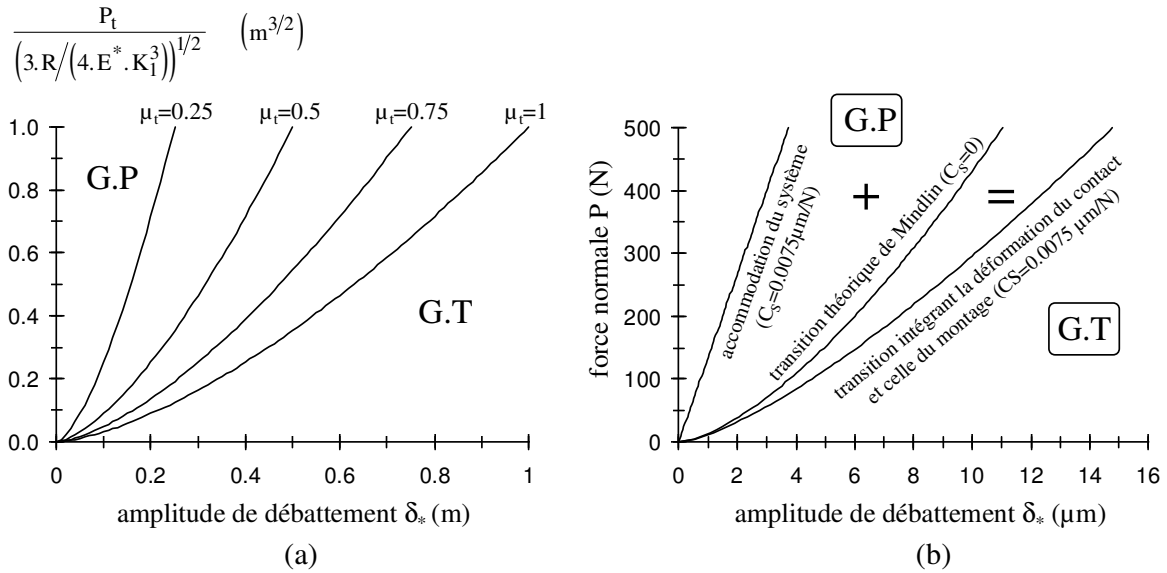


Figure 2-28 : (a): Evolution normalisée de la transition en fonction du débattement pour différents coefficients de frottement, (b): Influence de l'accommodation tangentielle du système sur le tracé de la frontière de transition du contact HSS/100C6 ( $R^*=12.7 \text{ mm}$ ,  $\mu_t=1$ ). (G.P: Glissement Partiel, G.T : Glissement total)

#### 2.4.2 ANALYSE EXPERIMENTALE : INFLUENCE DE L'EFFORT NORMAL

Tenant compte de l'accommodation du montage, on compare le modèle aux résultats expérimentaux du contact HSS/100C6. Les points expérimentaux sont obtenus à partir de l'analyse combinée des critères A-B-C.

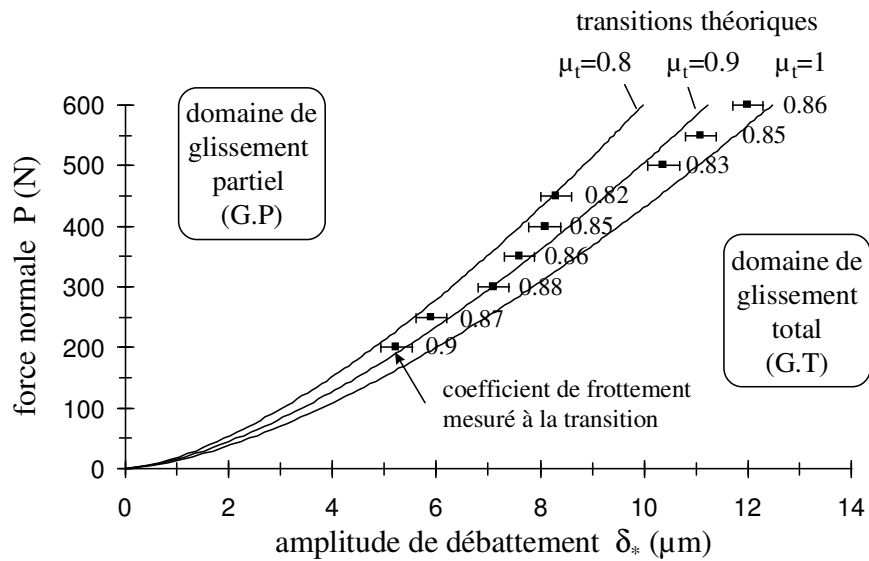


Figure 2-29 : Carte de sollicitation locale du contact HSS/100C6 ( $R^*=12.7$ ) (Méthode du débattement variable,  $C_S=0.0075 \mu\text{m/N}$ )

On observe une bonne corrélation avec le modèle tant que l'effort normal reste inférieur à 450 Newtons. Au delà, on note que l'amplitude mesurée est sensiblement supérieure à la valeur calculée. On quantifie cette différence sur le graphe de la Figure 2-30, où l'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales est représenté en fonction de la pression Hertzienne maximale. L'influence du chargement sur la transition est clairement mise en évidence. Au dessus d'une pression limite, le contact est soumis à une déformation plastique importante, le modèle élastique de Mindlin ne peut plus être appliqué. L'amplitude à la transition mesurée correspond à l'association de l'accommodation élastique de l'accommodation plastique. Cette évolution, très brutale, est associée à un seuil établi pour une pression maximale de Hertz de 2020 MPa.

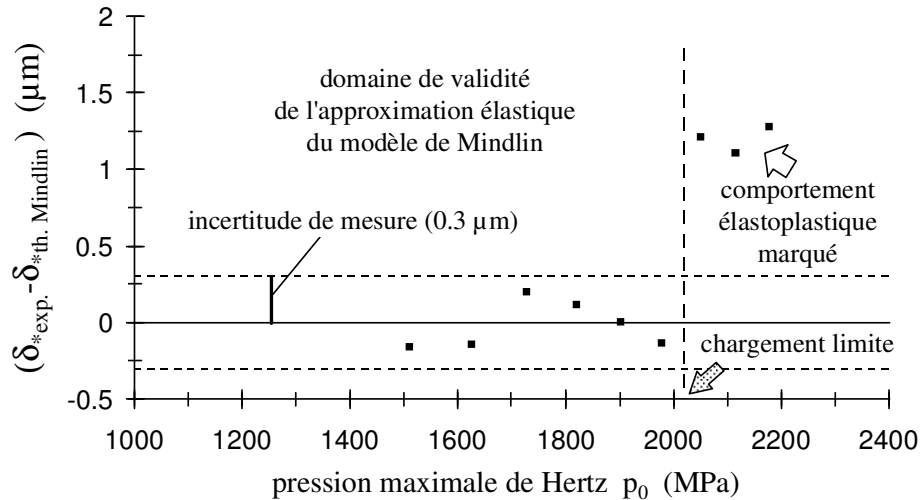


Figure 2-30: Evaluation de la différence entre le modèle et les résultats expérimentaux du contact HSS/100C6 ( $R^*=12.7$  mm) en fonction de la pression appliquée.

La contrainte équivalente de Von Mises associée à ce seuil est estimée à 2900 MPa (approximation élastique de Hamilton G.M., 1983). La valeur maximale du contact est donc très au delà des seuils de plasticité des matériaux étudiés  $\sigma_Y(HSS) \approx 1800$  MPa et  $\sigma_Y(100C6) \approx 1600$  MPa.

Il semble donc que le seuil de chargement caractérisant une déviation avec le modèle de Mindlin se situe sensiblement au dessus de la limite élastique des matériaux.

On peut expliquer cette différence de plusieurs manières :

- La comparaison entre la valeur plastique macroscopique  $\sigma_Y(100C6)$  et celle imposée localement dans le contact est abusive. Le très petit volume de matière qui est sollicité dans le contact peut présenter des caractéristiques plastiques très supérieures à celles déduite d'une mesure macroscopique.
- le chargement cyclique du fretting va engendrer un écrouissage des matériaux qui est susceptible d'augmenter très fortement leurs caractéristiques mécaniques. Dans ce cas, il est préférable de considérer le seuil d'accommodation plastique des matériaux métalliques par exemple la limite du comportement Rochet (Lemaitre J. Chaboche J.L., 1985) plutôt que la limite élastique  $\sigma_Y$  établie par un simple essai de traction ou de compression.
- on peut aussi évaluer le niveau des déformations mises en jeu. La valeur  $\sigma_Y$  caractérise le comportement plastique sous faibles déformations plastiques, alors que l'écart observé vis-à-



vis de l'approche de Mindlin correspond plutôt à des phénomènes de grandes déformations. Une telle analyse implique un calcul élastoplastique complexe (calcul éléments finis) que nous n'avons pas traité dans ce travail.

### 2.4.3 COMPORTEMENT D'UN SYSTEME REVETU : INFLUENCE DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT

On mesure l'influence sur la réponse du contact d'un dépôt mince de TiN (3  $\mu\text{m}$ ) déposé sur le même substrat d'acier rapide (HSS BAM), pour des sollicitations équivalentes (Figure 2.31). On remarque que le contact étudié présente une raideur de contact très légèrement supérieure à celle mesurée pour le contact non revêtu. Cependant à l'échelle de nos mesures, ce dépôt dont l'épaisseur reste inférieure à 2 % de la largeur du contact, ne modifie pratiquement pas la réponse élastique globale du contact (Gupka P.K et al. 1974, King R.B. et al. 1987). La différence vient essentiellement de la variation du coefficient de frottement. Comme pour l'étude sur l'acier non revêtu, tous les essais ont été réalisés sur un même échantillon, on détermine une compliance tangentielle du système de 0.006  $\mu\text{m}/\text{N}$ .

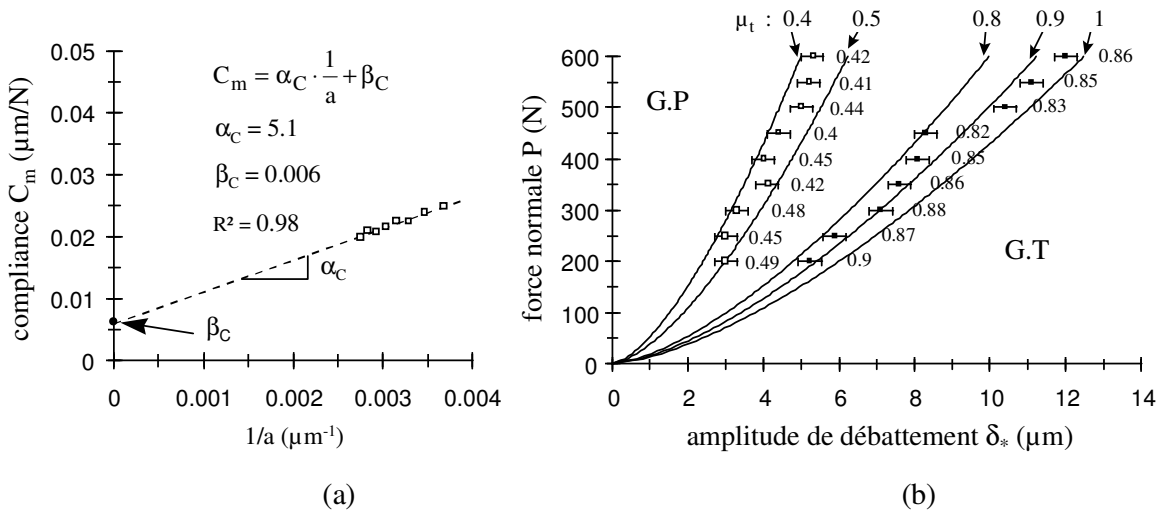


Figure 2-31 : Comportement du contact revêtu (TiN-HSS); (a): Evaluation de la raideur expérimentale  $\beta_c$  et  $\alpha_c$  de la compliance du montage HSS-TiN/100C6 ( $R^*=12.7$  mm); (b): Comportement du substrat et du dépôt TiN vis-à-vis du modèle ; ■ HSS/100C6 ( $R^*=12.7$ mm,  $C_s = 0.0075$   $\mu\text{m}/\text{N}$ ); □ HSS-TiN/100C6 ( $R^*=12.7$  mm,  $C_s = 0.006$   $\mu\text{m}/\text{N}$ ).

On peut dès lors, comparer les différents résultats expérimentaux avec le modèle de Mindlin (Figure 2-31b). Ce dernier donne une très bonne estimation, les transitions du contact TiN/100C6 sont comprises entre les courbes définies par un coefficient de frottement de 0.4 et 0.5.

La différence de transition entre le contact revêtu et non revêtu est directement associée à la valeur du coefficient de frottement à la transition comme le suggère le modèle. Le coefficient à la transition pour un contact TiN-100C6 est de l'ordre de 0.4 à 0.5, alors que celui du contact HSS-100C6 se situe entre 0.8 et 1. Le rapport de proportionnalité entre l'amplitude de transition et le coefficient de frottement est donc bien conservé.

En revanche, pour les forts chargements, on ne retrouve pas la différence avec le modèle qui était observée pour le contact non revêtu. La présence du revêtement TiN limite les déformations plastiques, en raison de propriétés superficielles supérieures, mais aussi par une diminution du coefficient de frottement et indirectement des sollicitations.

La Figure 2-32 représente l'enveloppe du Von Mises imposé en surface suivant l'axe médian de glissement X durant un cycle de Fretting. Deux coefficients de frottement, représentatifs des contacts  $\mu_t=0.9$  (non revêtu) et  $\mu_t=0.45$  (revêtu) sont comparés. Les deux distributions présentent des allures similaires avec un maximum très peu marqué en bordure de contact et une valeur pratiquement constante dans tout le contact.

On observe une amplitude des sollicitations pratiquement proportionnelle aux coefficients de frottements.

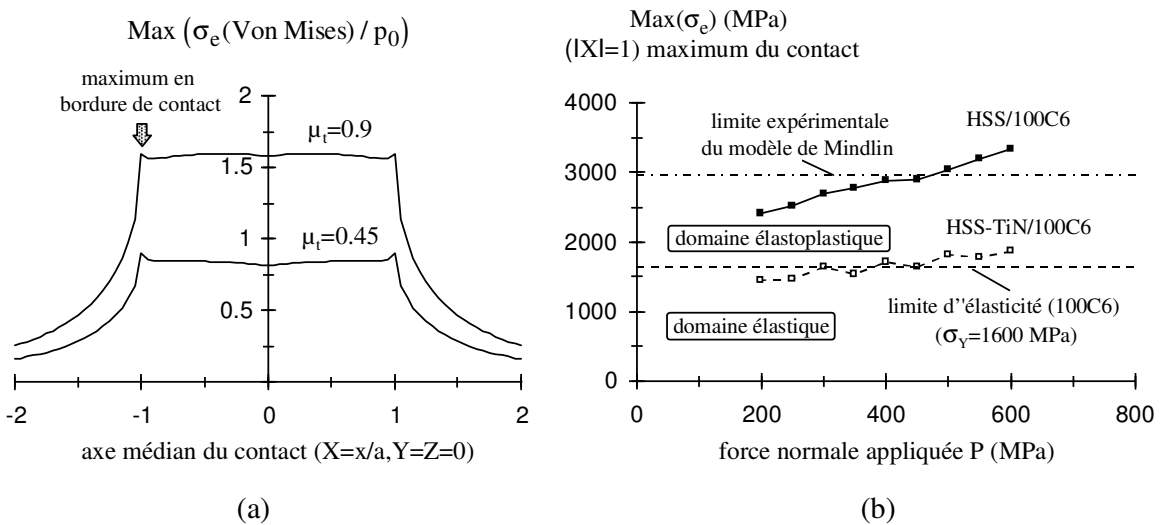


Figure 2-32 : Influence du revêtement sur le niveau de sollicitation (coefficient de frottement); (a): Distribution de l'enveloppe du Von Mises suivant l'axe médian X durant un cycle à la transition; (b): Comparaison des niveaux de sollicitation à la transition ( $R^*=12.7$  mm).

Il s'agit bien sûr de valeurs données à titre indicatif, les contraintes sont simplement déterminées à partir des approximations élastiques.

Ce type de comparaison permet néanmoins de comparer les différents tribosystèmes. La Figure 2-32b montre que le revêtement diminuant fortement les sollicitations dans le contact prévient d'une plastification généralisée du contact. On explique ainsi la validation du modèle de Mindlin même pour des efforts normaux importants.

Toutefois le très grand écart entre la limite de plasticité des matériaux et la valeur associée à la mise en évidence expérimentale d'un décalage avec le modèle de Mindlin est encore observé.

On peut invoquer les hypothèses précédemment présentées dans l'étude du contact homogène. Cependant l'écart vis-à-vis du modèle de Mindlin, implique une déformation plastique généralisée de tout le contact. Celle-ci apparaîtra lorsque tout le contact sera plastifié. Aussi

est il préférable de reconsidérer le problème en terme de minima plutôt qu'en terme de maxima des sollicitations.

On suppose donc que la mise en plasticité généralisée du contact apparaîtra lorsque le Von Mises présentera un minimum dans le contact supérieur à un certain seuil.

Nous avons montré qu'à la transition, la distribution du Von Mises est homogène, en glissement partiel ce n'est plus le cas (Figure 2-33). Si le maximum est toujours observé en bordure, un minimum apparaît au centre. L'écart entre les deux valeurs augmente fortement avec l'extension de la zone collée.

On considère le cas limite du domaine de glissement partiel, par exemple, un cycle qui se situe pratiquement à la transition avec un rapport  $c/a$  de 0.2 correspondant à un ratio  $A$  de 0.176. Ce choix se justifie expérimentalement car ce cycle, très instable tend rapidement vers le glissement total (écart avec l'amplitude à la transition très faible (<5%)).

En comparant les minima de l'enveloppe du Von Mises définis pour cette condition, on remarque que cette valeur est dans le domaine élastique pour le contact revêtu et très légèrement élastoplastique pour le contact HSS/100C6. La différence avec les limites de plasticité des matériaux ( $\sigma_Y$ ) est considérablement diminuée.

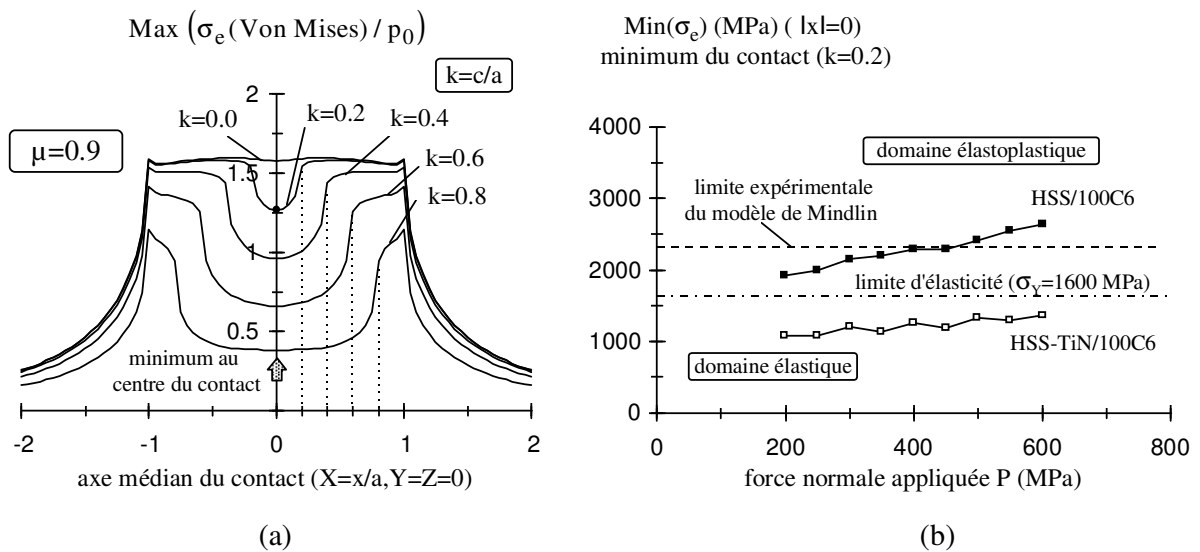


Figure 2-33: (a): Enveloppes du Von Mises pour différentes conditions de glissement partiel; (b): Comparaison des minima du Von Mises pour un contact en glissement partiel avant la mise en glissement total : ( $R^*=12.7\text{mm}$ ,  $k=0.2$ ,  $A=0.176$ ).

On peut supposer que le seuil de validité du modèle élastique de Mindlin sera franchi lorsque la zone collée du cycle proche de la transition ( $c/a=0.2$ ) sera soumise à une plasticité importante donnant lieu à une déformation plastique généralisée dans l'ensemble du contact. Des études complémentaires, utilisant un appareillage d'une plus grande précision, pourraient affiner ces premières observations et mieux quantifier la limite expérimentale du modèle de Mindlin.

#### 2.4.4 CONCLUSIONS

Nous avons montré que modèle de Mindlin permet d'identifier de façon très satisfaisante la transition entre la condition de glissement partiel et de glissement total.

On peut par exemple quantifier et formaliser l'influence du coefficient de frottement et la géométrie du contact au travers de Cartes Théoriques de Sollicitation Locale. Il importe néanmoins de prendre en compte les deux facteurs importants que sont l'accommodation tangentielle du montage, quantifiée au travers de la variable  $C_s$ , et surtout le niveau de sollicitation, estimé à partir de la distribution de la contrainte équivalente de Von Mises.

En posant le problème expérimental de l'influence du niveau de chargement et du coefficient de frottement sur la distribution des conditions de sollicitation, nous avons établi les limites du modèle de Mindlin et surtout développé une méthodologie pour quantifier la condition de glissement en y associant le concept de carte de sollicitation.

### 2.5 EVOLUTION DE LA CONDITION DE GLISSEMENT EN FONCTION DU TEMPS : NOTION DE REGIME DE GLISSEMENT

L'analyse de la condition de glissement est définie pour un cycle donné, en général le cycle stabilisé obtenu après quelques centaines de cycles. Aussi, cette notion ne permet pas de définir l'évolution du contact durant un essai ce qui est pourtant essentiel dans l'analyse des dégradations où l'historique du chargement doit être considéré.

#### 2.5.1 DEFINITION DES REGIMES DE GLISSEMENT

Cet aspect a été analysé par Colombié C. (1986), et la notion de condition de glissement à été complétée par le concept de régime qui prend en compte l'évolution de la condition en fonction du temps.

On définit ainsi les évolutions de la condition de glissement par trois régimes différents :

*Régime de Glissement Partiel (R.G.P)* : la condition de glissement partiel est toujours observée.

*Régime de Glissement Total (R.G.T)* : la condition de glissement total est toujours maintenue.

*Régime de Glissement Mixte (R.G.M)* : on observe durant l'essai une évolution d'une condition vers une autre.

Ces évolutions sont facilement appréhendées au travers du tracé des bûches de frottement (Colombié C., 1986) dans lesquelles on représente les cycles de fretting  $Q-\delta$  en fonction du nombre de cycles suivant une échelle logarithmique (Figure 2-34).

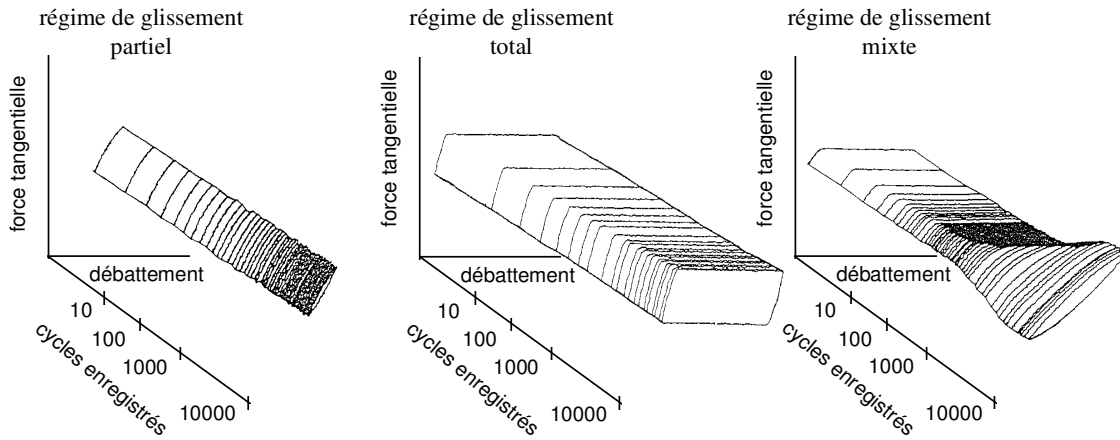


Figure 2-34 : Evolution de la condition de glissement en fonction du temps, illustration des différents régimes.

Le choix de cette échelle est essentiellement lié à la rapidité de l'évolution en début d'essai. Comme pour la condition de glissement, pour chacun des tribosystèmes étudiés, on établit dans le plan  $P-\delta_*$  les différents domaines de répartition de chacun des régimes. On trace alors la Carte de Régime de Sollicitation Locale (CRSL) déterminée pour des essais d'une durée fixée.

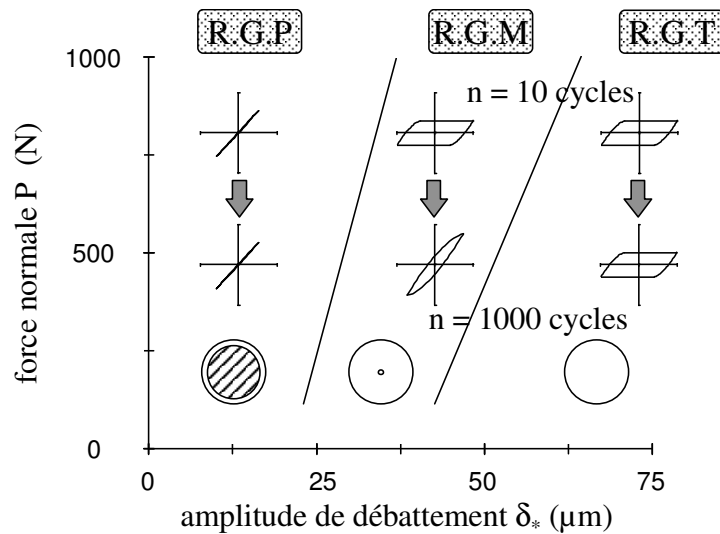


Figure 2-35 : Illustration des régimes de glissement : schématisation de la carte de régime de sollicitation locale (C.R.S.L) : R.G.P : régime de glissement partiel, R.G.M : régime de glissement mixte, R.G.T : régime de glissement total.

Une fois encore, l'identification des régimes est obtenue qualitativement puisqu'elle implique l'observation des bûches et une analyse cycle par cycle lorsqu'une transition n'apparaît pas de façon évidente.

2.5.2 FORMALISATION DU CONCEPT DE REGIME DE GLISSEMENT

La prise en compte de l'aspect temporel de la condition de glissement nous conduit tout naturellement à définir les critères  $A(n)$ ,  $B(n)$  et  $D(n)$ . Ces variables permettent de quantifier l'évolution des critères de glissement en fonction du temps. Ainsi nous pouvons formaliser le concept de régime défini pour un essai de durée  $N$  cycles de la façon suivante.

*Régime de glissement partiel* : si quel que soit le cycle  $n$  de l'essai ( $n \in [1, N]$ ), on a  $A(n) < A_t$ ,  $B(n) < B_t$  et  $C(n) < C_t$  alors on est en régime de glissement partiel.

*Régime de glissement total* : si quel que soit le cycle  $n$  de l'essai ( $n \in [1, N]$ ), on a  $A(n) > A_t$ ,  $B(n) > B_t$  et  $C(n) > C_t$  alors on est en régime de glissement total.

*Régime de glissement mixte* : il existe un cycle  $n$  de l'essai ( $n \in [1, N - 1]$ ), tel que l'on a

$$\begin{aligned} (A(n) - A_t) \cdot (A(n+1) - A_t) &\leq 0, \\ (B(n) - B_t) \cdot (B(n+1) - B_t) &\leq 0, \\ (C(n) - C_t) \cdot (C(n+1) - C_t) &\leq 0, \end{aligned} \tag{2.5.2-1}$$

alors on est en régime de glissement mixte.

La Figure 2-36 illustre les différents régimes rencontrés, où, par la simple comparaison du critère d'énergie  $A(n)$  vis-à-vis de la valeur critère  $A_t$ , il devient possible de définir le régime. On peut en outre étudier la cinétique de l'évolution d'une condition vers une autre (Fouvry S. et al., 1994).

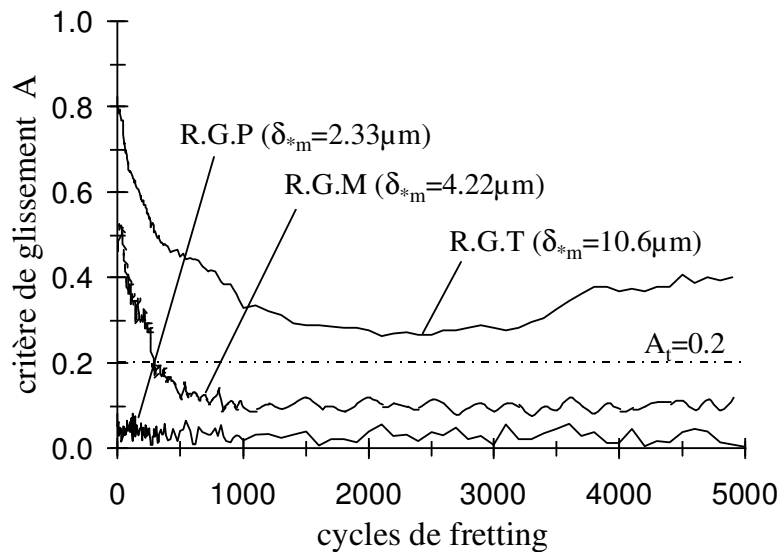


Figure 2-36 : Identification des différents régimes par le tracé de l'évolution du paramètre  $A(n)$  ( $HSS/100C6$  ( $R^*=12.7$  mm),  $P=300$  N,  $C_s=0.006$   $\mu\text{m}/\text{N}$ ).

Cette définition est générale, et on peut l'appliquer quel que soit le paramètre variant durant l'essai, l'effort normal, l'amplitude du débattement ou le coefficient de frottement. L'analyse des régimes est aussi améliorée par l'étude simultanée des variations de  $A(n)$ ,  $B(n)$  et  $C(n)$ .

**2.5.3 ANALYSE TRIBOLOGIQUE DES REGIMES : EVOLUTION DU COEFFICIENT DE FROTTEMENT**

Nous étudions le cas singulier où le contact évolue alors que l’effort normal et l’amplitude du débattement sont maintenus constants. Durant l’essai, l’évolution du coefficient de frottement représentatif des modifications de l’interface, déplace la frontière et permet le basculement d’une condition de glissement vers une autre. Il est donc essentiel d’étudier le comportement tribologique des contacts pour chacun des régimes. Nous analysons le contact Acier HSS/100C6 pour un effort normal constant  $P=300N$ , durant 5000 Cycles et différentes amplitudes.

**2.5.3.1 REGIME DE GLISSEMENT PARTIEL**

Sur la même courbe on représente l’évolution du rapport des forces, et celle du critère d’énergie A :

$$f(n) = \frac{Q_*(n)}{P} \text{ et } A(n) = \frac{E_d(n)}{E_t(n)} \quad (2.5.3-1)$$

Afin de permettre une analyse différentielle pour mesurer la cinétique de l’évolution des variables « f » et « A », pour chacune des courbes expérimentales, on extrait la forme polynomiale correspondante.

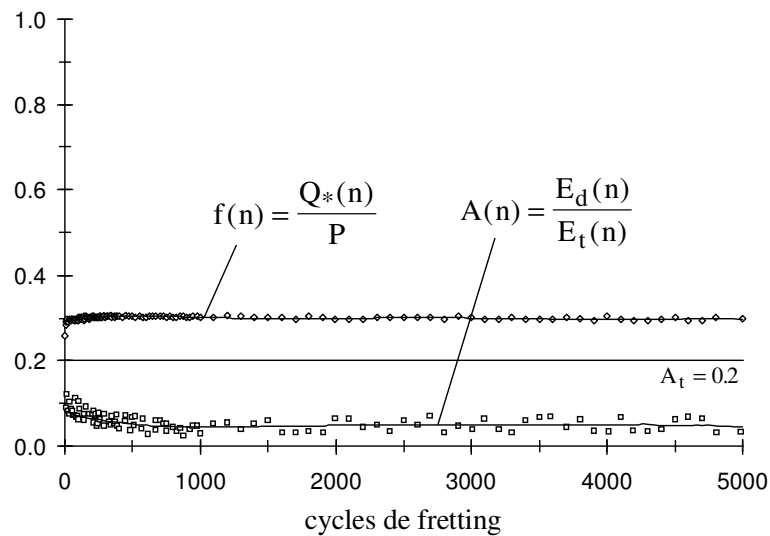


Figure 2-37 : Evolution des rapports f et A pour un contact en régime de glissement partiel R.G.P (HSS/100C6 ( $R=12.7mm$ ),  $C_s=0.006 \mu m/N$ ,  $\delta_{*m}=2.30\mu m$ ,  $P=300N$ )

(  $\square \diamond$  : résultats expérimentaux, — : approximation polynomiale )

On remarque sur la Figure 2-37 que la force tangentielle reste très faible sans présenter d’évolution significative. Cette stabilité du comportement est aussi observée sur le plan dissipatif puisque le critère A reste inférieur à 0.2 .

En dépit d’un bruit relatif important pour ces faibles amplitudes, les polynômes représentatifs des évolutions permettent de mettre en évidence certaines variations.

Des évolutions sont observées dans les tout premiers cycles, le rapport f augmente très légèrement de 0.25 à 0.3, et dans le même temps la variable A décroît de 0.13 à 0.05 en seulement 20 cycles. Par la suite, on note une diminution très faible de cette variable avant

stabilisation à environ 0.03 .

Cette tendance peut se justifier par une augmentation du coefficient de frottement dans l'anneau de glissement qui, en raidissant le contact, va diminuer le caractère dissipatif de la sollicitation (A).

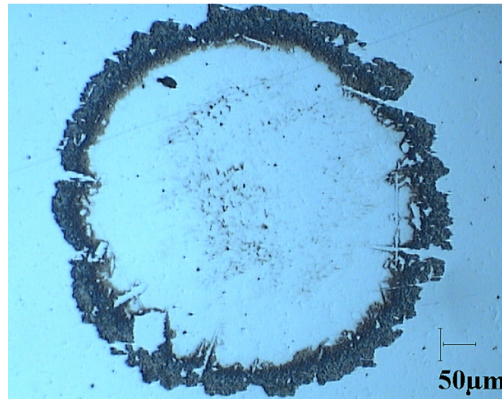


Figure 2-38 : Micrographie de la structure du contact en régime de glissement partiel.

L'observation du faciès (Figure 2-38) montre que le contact présente une zone centrale sans aucune rayure indicatrice d'une mise en glissement entre les surfaces. Sur les bords externes on retrouve la zone de glissement telle que la prédit l'approche de Mindlin.

L'interface entre la zone collée et l'anneau de glissement laisse apparaître une fine zone de transition ou l'on perçoit quelques rayures. En associant l'observation du faciès avec l'évolution des variables  $A(n)$  et  $f(n)$  sur les premiers cycles, on montre que le coefficient local initial ( $\mu_{L\text{init.}}$ ) plus faible, correspond à une zone collée centrale plus réduite. Très rapidement, les interactions entre les surfaces qui augmentent le coefficient de frottement local, engendrent l'extension du domaine collé jusqu'au rayon associé à la stabilisation de la structure (Figure 2-39). Ainsi ce domaine intermédiaire nous donne une image conservée des premières mises en glissement et interactions entre les surfaces « enfouies » sous la zone collée.

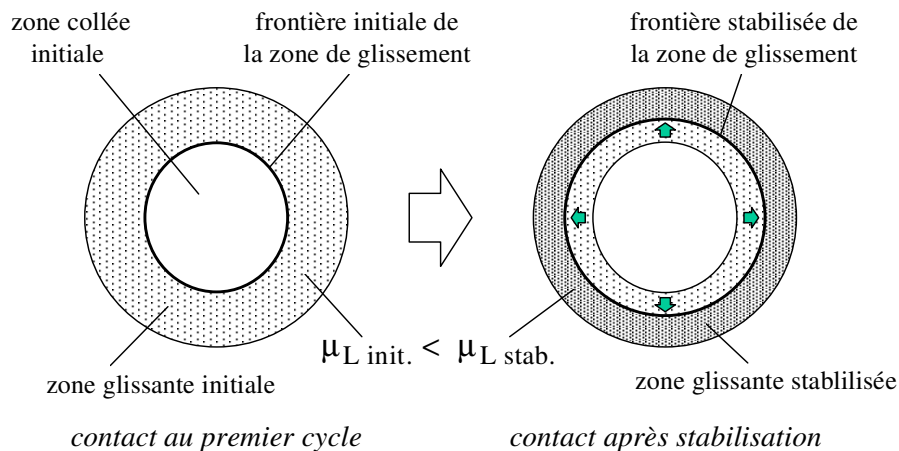


Figure 2-39 : Evolution de la structure du contact en régime de glissement partiel.



Même pour ces très petits débattements, on a bien localement une évolution de la structure du contact au cours de l'essai. Cependant, le débattement imposé est suffisamment faible pour ne pas permettre une mise en glissement total.

### 2.5.3.2 REGIME DE GLISSEMENT TOTAL

Le contact en glissement total, où quelque soit le cycle, le critère A reste supérieur à 0.2 est illustré dans la Figure 2-40.

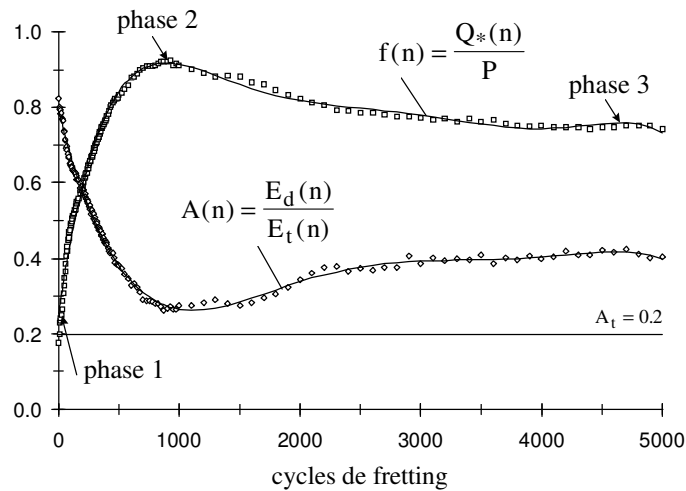


Figure 2-40 : Evolution des rapports  $f$  et  $A$  pour un contact en régime de glissement total  
R.G.T (HSS/100C6  $R=12.7mm$ ,  $C_s=0.006 \mu m/N$ ,  $\delta_{*m}=10.6 \mu m$ ,  $P=300N$ )

(  $\square \diamond$  : résultats expérimentaux, — : approximation polynomiale )

On remarque que les évolutions de  $f$  et  $A$  présentent des comportements symétriques inverses, avec la mise en évidence de trois phases successives. Le plus faible coefficient est mesuré au premier cycle, il est de l'ordre de 0.25. Parallèlement le contact présente le comportement le plus dissipatif puisque le ratio  $A$  est établi à 0.8 (phase 1).

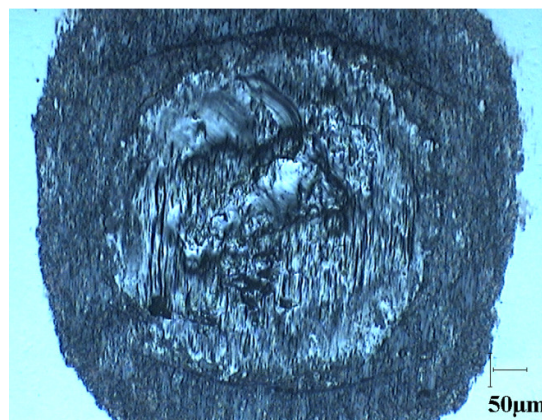


Figure 2-41 : Surface du contact en régime de glissement total après élimination des débris (5000 cycles).

Le coefficient de frottement ( $f$ ) augmente très rapidement et atteint un maximum de l'ordre de 0.9 (phase 2) après seulement 1000 cycles. Cette valeur, très proche de la valeur établie à la transition, correspond à un maximum d'interaction entre les surfaces. A ce stade, l'observation micrographique du contact indique la présence de larges transferts et de nombreuses rayures brillantes caractéristiques des contacts métal-métal (Figure 2-41). Très peu de débris pulvérulents sont observés que ce soit sur la bille ou sur le plan.

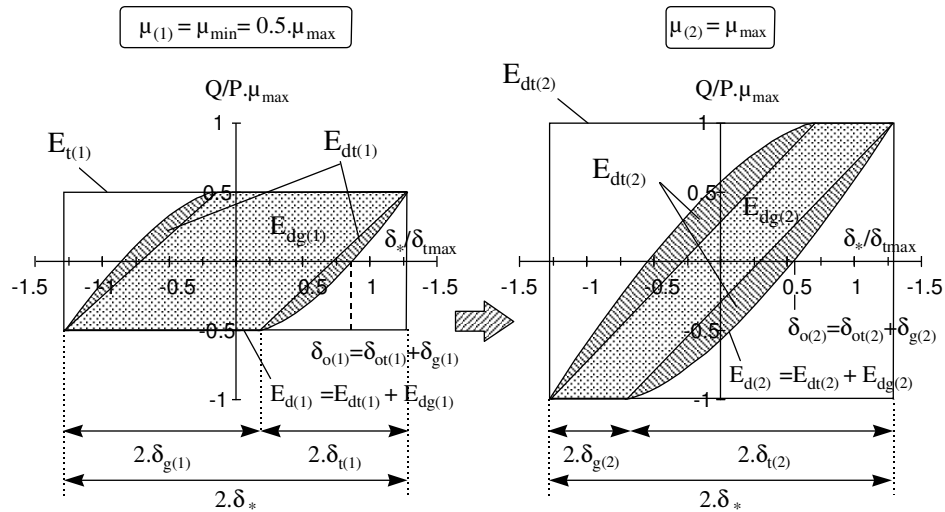


Figure 2-42 : Evolution du cycle entre la phase 1 et la phase 2 : l'augmentation du coefficient de frottement fait diminuer la variable  $A$  ( $P, \delta_*$  : constants).

Ces contacts, très adhérents, induisent de fortes interactions entre les surfaces. Parallèlement à cette augmentation du coefficient de frottement, on constate une diminution de la composante dissipatrice  $A$  (Figure 2-40) jusqu'au minimum de 0.28. Effectivement, le contact se raidissant, la composante de l'énergie dissipée durant la phase de glissement partiel augmente au détriment de celle dissipée en glissement pur. Le formalisme de Mindlin nous permet de quantifier cette évolution du cycle (Figure 2-42).

Le contact tend vers la condition de glissement partiel, mais l'amplitude imposée trop importante, ne permet pas son établissement.

La structure de l'interface continue à évoluer, les contacts métal-métal qui avaient générés l'augmentation de l'interaction entre les surfaces se transforment en débris dont la structure granulaire apparaît plus accommodante. Le coefficient de frottement diminue, et dans le même temps la constante  $A$  augmente. Le contact va progressivement se stabiliser avec des valeurs  $f$  et  $A$  égales respectivement à 0.8 et 0.4 (phase 3).

Ces évolutions traduisent des modifications de la structure à l'interface. Durant la première phase, l'augmentation du coefficient est principalement contrôlée par l'augmentation des surfaces adhérentes et des contacts métal-métal. Néanmoins, la couche superficielle du contact est soumise à un écrouissage extrêmement important qui modifie rapidement la structure de l'interface et provoque l'apparition de TTS dures et fragiles. Ces structures sont progressivement détruites et forment un lit de débris plus accommodant. Le coefficient de frottement diminue progressivement jusqu'au seuil de 0.75, valeur associée à l'établissement du contact stabilisé (phase 3). L'interface correspond alors à une structure composite, composée de transferts adhérents, de contacts métal-métal et de débris oxydés (Figure 2-43).

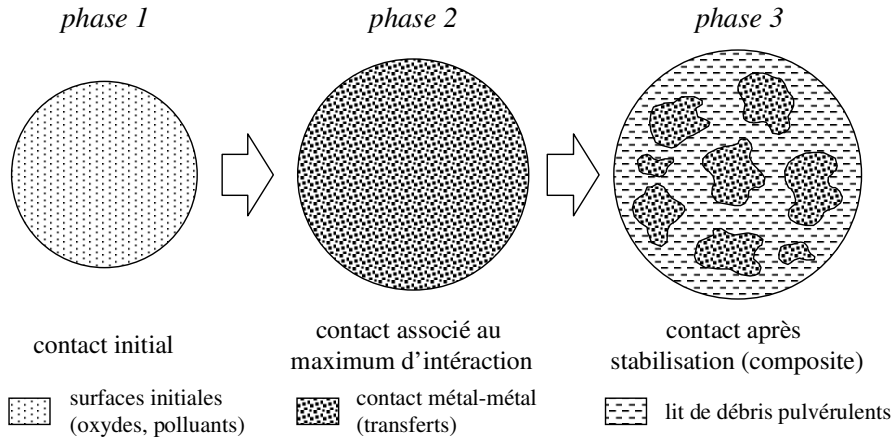


Figure 2-43 : Evolution de la structure du contact en régime de glissement total.

Cependant, la nature de l'interface n'est pas le seul paramètre à considérer dans cette analyse. Contrairement à la condition de glissement partiel, l'usure en glissement total est très importante et la géométrie du contact évolue très rapidement. Il faut donc tenir compte de l'extension de l'aire de contact, de la morphologie des surfaces et de la distribution du troisième corps à l'interface.

### 2.5.3.3 REGIME DE GLISSEMENT MIXTE

Pour des conditions intermédiaires, entre le régime de glissement partiel et le régime de glissement total, les évolutions de l'interface et du coefficient de frottement permettent de basculer d'une condition de glissement vers une autre. La Figure 2-44 illustre l'évolution du contact pour de telles conditions.

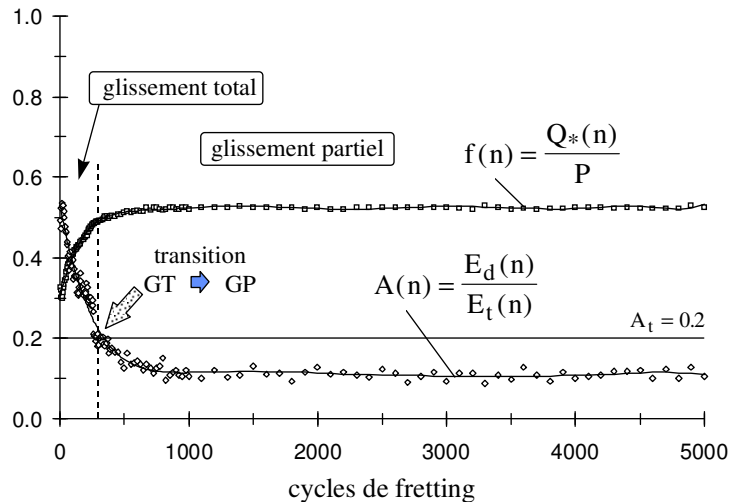


Figure 2-44 : Evolution des rapports  $f$  et  $A$  pour un contact en régime de glissement mixte (R.G.M) (HSS/100C6,  $R=12.7\text{mm}$ ,  $C_s=0.006\ \mu\text{m/N}$ ,  $\delta_{*m}=4.22\ \mu\text{m}$ ,  $P=300\text{N}$ )

On observe les mêmes tendances que pour le régime de glissement total, sauf que l'amplitude imposée est suffisamment faible pour faire basculer le contact en glissement partiel. La

transition vers le glissement partiel est observée après 275 cycles. Durant la phase initiale, en glissement total, on remarque une très forte augmentation du coefficient de frottement qui passe de 0.25 à 0.49 (valeur à la transition) et engendre un raidissement du contact. La condition de glissement partiel atteinte, le contact continue à évoluer.

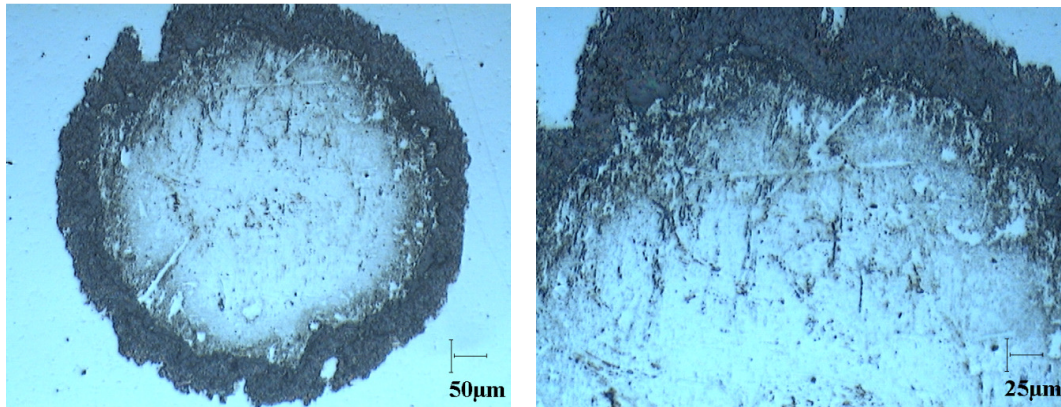


Figure 2-45 : Surface du contact en régime de glissement mixte après 5000 cycles (élimination des débris).

Le passage en glissement partiel correspond à la nucléation de la première zone collée au centre du contact. D'abord infime, le rapport  $c/a$  augmente progressivement pour correspondre aux dimensions de la zone collée observée à l'ouverture du contact.

Durant cette phase de stabilisation, qui se prolonge jusqu'aux cycles 1300, le ratio de force  $f$  n'augmente que légèrement de 0.49 à 0.52 alors que le critère d'énergie  $A$  est divisé de moitié passant de 0.2 à 0.1.

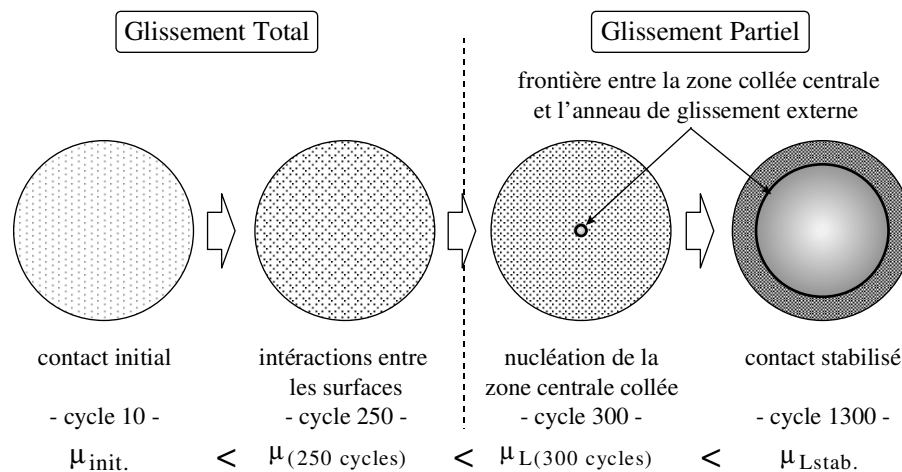


Figure 2-46: Evolution de la structure du contact en régime de glissement mixte (transition à 275 cycles).

Chacune de ces étapes est associée à une modification de la structure du contact (Figure 2-45,46). L'augmentation initiale du coefficient de frottement est toujours associée à une

augmentation de la densité des contacts de type métal-métal (transferts métallique et rayages des surfaces). Après la transition en glissement partiel, la structure précédemment glissante est progressivement figée sous la zone collée. Ceci nous permet, après ouverture du contact, de remonter à la structure des interfaces au moment du collage. Le déplacement de la frontière de la zone de collage du centre jusqu'à sa valeur stabilisée plus externe, fait apparaître une structure de symétrie radiale où, au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre, on note une augmentation des densités des interactions (zone sombre) traduisant une augmentation du coefficient local  $\mu_L$  dans la zone de glissement.

Celui-ci passe de 0.49 à la transition pour les conditions imposées à une valeur estimée après ouverture du contact de 0.66.

$$\mu_L = \frac{f}{1 - (c/a)^3} = 0.66 \quad \text{avec } f=0.52 \text{ et } c/a=0.60. \quad (2.5.3-2)$$

Le coefficient de frottement local  $\mu_L$  est sensiblement inférieur à celui déterminé à la transition de régime de glissement estimé à 0.88. Ce résultat est physiquement admissible dans la mesure où les déplacements entre les surfaces sont très différents. Pour le régime de glissement total, l'ensemble du contact est mis en mouvement avec des déplacements relatifs allant jusqu'à la dizaine de micromètres. En régime de glissement partiel, l'amplitude est beaucoup plus faible. Ainsi, la structure, la répartition et le flux du troisième corps seront totalement différents.

Pour estimer les sollicitations qui sont imposées dans le contact il est donc nécessaire de connaître la valeur du coefficient de frottement local. Hills et Nowell confrontés à ce problème ont introduit une analyse différentielle basée sur l'évolution du cycle en glissement partiel (Hills D.A., 1994).

On peut aussi avoir accès à cette grandeur en résolvant les équations issues des critères de transition A-B-C.

On pose l'inconnue  $u = \frac{Q_*}{\mu_L \cdot P} = \frac{f}{\mu_L}$  avec  $u < 1$ .

Les critères d'énergie « A », « B » et « C » sont alors respectivement exprimés par :

$$A = \frac{6}{5} \cdot \frac{(1 - (1-u)^{5/3}) - 5/6 \cdot u \cdot (1 + (1-u)^{2/3})}{u \cdot (1 - (1-u)^{2/3})}, \quad B = \frac{2 \cdot (1-u/2)^{2/3} - (1-u)^{2/3} - 1}{(1 - (1-u)^{2/3})} \text{ et}$$

$$C = \frac{6}{5} \cdot \frac{(1 - (1-u)^{5/3} - 5/6 \cdot u \cdot (1 + (1-u)^{2/3}))}{u \cdot (2 \cdot (1-u/2)^{2/3} - (1-u)^{2/3} - 1)}. \quad (2.5.3-4)$$

La Figure 2.47-a montre l'évolution de chacun de ces paramètres. Connaissant les valeurs A,B,C on détermine la valeur de « u » et, mesurant le rapport de force f on estime le coefficient de frottement local dans zone de glissement  $\mu_L$ .

Nous appliquons ce principe au régime de glissement étudié entre le début de transition (cycle 275) jusqu'à la stabilisation du contact (1300 cycles).

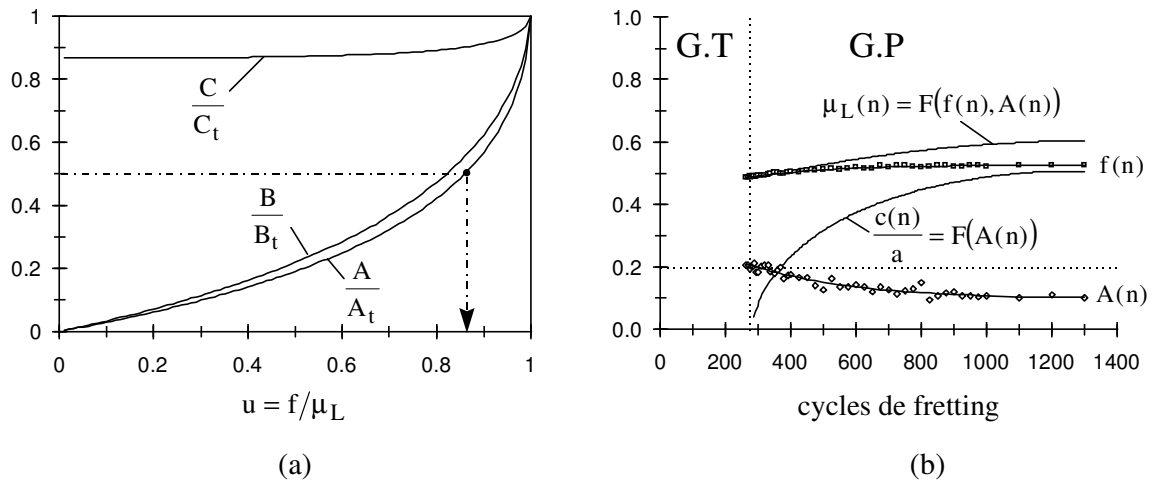


Figure 2-47 : Analyse du coefficient de frottement local dans l'anneau de glissement ; (a): Utilisation des critères de transition A,B,C pour évaluer la valeur de « u » et déduire le coefficient de frottement local  $\mu_L$  ; (b): Application du critère d'énergie A pour mesurer l'évolution du coefficient de frottement local et estimer l'extension du domaine collé en régime de glissement mixte (Figure 2-43); ( $R^*=12.7mm$ ,  $C_s=0.006 \mu m/N$ ,  $\delta_{*m}=4.22\mu m$ ,  $P=300N$ ).

Pour limiter l'effet du bruit de l'enregistrement sur les évolutions, nous utilisons les formulations polynomiales de « f » et de « A » (Figure 2-47b). Initialement égal à 0.49 à la transition, le coefficient de frottement local  $\mu_L(n)$  progresse pour se stabiliser aux alentours de 0.62. Cette valeur est très proche de celle déduite du calcul issu du rapport  $c/a$ . On peut aussi estimer la cinétique de l'extension du domaine collé au cours de la phase de stabilisation. Nul à la transition, le ratio  $c/a$  atteint après seulement 300 cycles 0.4 et se stabilise à 0.53 après 700 cycles. Cette valeur est légèrement plus faible que celle mesurée sur la trace (0.6) mais permet déjà une bonne estimation de la cinétique d'extension de la zone collée durant la stabilisation du régime en glissement partiel.

L'analyse détaillée des critères de transition A-B-C en régime de glissement partiel permet de suivre l'évolution du coefficient de frottement local et de mesurer l'extension de la zone collée.

On montre que le coefficient de frottement en glissement partiel stabilisé est plus faible que celui déterminé à la transition des régimes. On peut supposer que les très faibles glissements relatifs favorisent le maintien dans le contact des débris pulvérulents accommodants qui sont par contre plus facilement éjectés en glissement total.

## 2.5.4 COMPARAISON QUANTIFIEE DES REGIMES DE GLISSEMENT

### 2.5.4.1 ANALYSE DIFFERENTIELLE

Chacune des régime a été analysé sur un plan qualitatif associant l'évolution des grandeurs du contact que sont les paramètres fondamentaux « f » et « A », et l'évolution de la structure des interfaces. Afin de quantifier l'évolution des variables, on introduit les expressions dérivées

suyvantes :

$$\dot{f}(n) = \frac{df(n)}{dn} \text{ et } \dot{A}(n) = \frac{dA(n)}{dn}. \quad (5.2.3-5)$$

(Cette analyse peut être conduite de même en étudiant les critères B et C).

L'ensemble des résultats précédents sont rassemblés dans les courbes de la Figure 2.48.

On montre que les variables  $f$  et  $A$  présentent des évolutions symétriquement opposées.

Quel que soit le régime, plus le débattement est important et plus la cinétique de l'augmentation du coefficient «  $f$  » est élevée (Figure 2-48a). La Figure 2-48b montre que cet accroissement ( $\dot{f}(n)$ ) décroît de façon asymptotique vers une valeur nulle, et qu'en moins de 1000 cycles, le maximum d'interaction entre les surfaces est atteint.

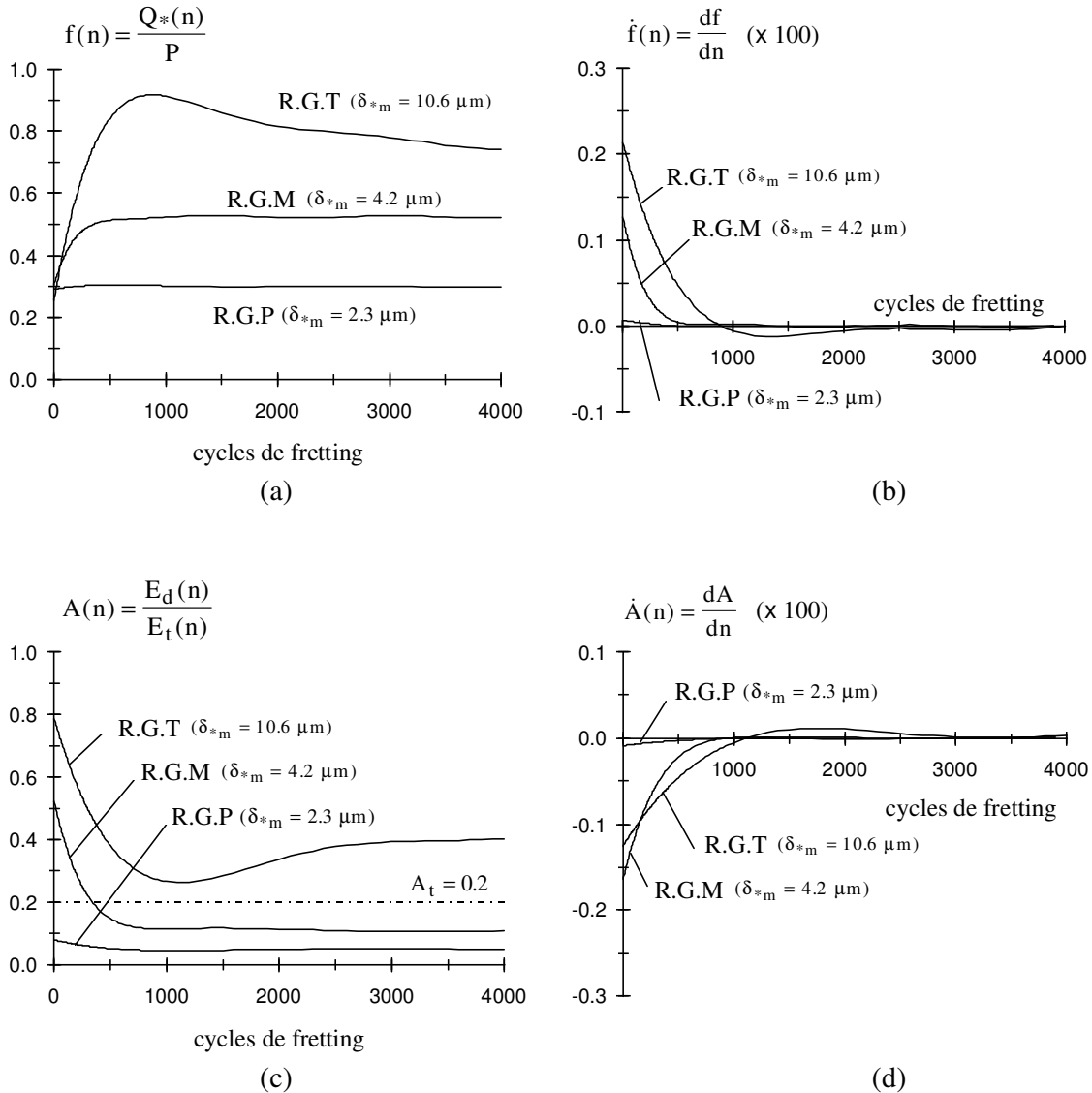


Figure 2-48 : Comportement tribologique des différents régimes de glissement; (a) évolution du ratio  $f$ ; (b): Evolution de la variation de  $f$  en fonction du nombre de cycles ( $n$ ), (c) : Evolution du ratio  $A$ ; (d): Evolution de la variation de  $A$  en fonction du nombre de cycles ( $n$ ) ( $R=12.7\text{mm}$ ,  $C_s=0.006 \mu\text{m}/N$ ,  $P=300N$ ).

D'autre part plus l'amplitude imposée est importante et plus le temps nécessaire pour atteindre ce maximum est long.

Lorsque ce maximum est atteint, deux types d'évolutions sont observées en fonction de la condition de glissement établie à cette instant : En glissement partiel (RGM et RGT), le contact est maintenu stable, il n'évolue pratiquement plus.

En glissement total (RGT), la formation de débris et l'extension du contact engendrent une évolution de la réponse, en particulier on observe une diminution du coefficient de frottement même après 3000 cycles ( $\dot{f}(n) < 0$  pour  $n > 1000$ ).

Cette description en terme de rapport de force « f » peut tout aussi bien être menée à partir de la variable de dissipation « A » (Figure 2-48c,d). On observe logiquement que plus le débattement est important, plus le ratio A est élevé.

Néanmoins l'augmentation des interactions entre les surfaces durant la phase initiale ( $n < 1000$  cycles) engendre le raidissement du contact. Ainsi, parallèlement à l'augmentation du coefficient « f », le paramètre A décroît ( $\dot{A}(n) < 0$ ).

Symétriquement au paramètre « f », la cinétique de cette décroissance tend à diminuer, et après quelques centaines de cycles, elle est pratiquement nulle (Figure 2-48b).

Si la condition de glissement partiel est atteinte (R.G.P, R.G.M), la variable A reste constante et inférieure à 0.2.

Si la condition de glissement total est maintenue, on remarque qu'après avoir passé un minimum, la variable -A- augmente de nouveau ( $\dot{A}(n) > 0$ ) et se stabilise après 3000 à 4000 cycles. L'apparition d'un troisième corps plus accommodant, tout en diminuant le coefficient de frottement, augmente la composante dissipatrice du contact et contrôle l'augmentation de A.

#### ***2.5.4.2 ANALYSE DE LA REPONSE ENERGETIQUE***

Les variables A et f ainsi que leurs dérivées permettent de caractériser les différents régimes. Pour mieux appréhender les mécanismes qui régissent les régimes, il importe de connaître les variations énergétiques des systèmes.

L'examen de la Figure 2-49 met en exergue la très grande différence de dissipation d'énergie entre les différents régimes et corrobore l'analyse adimensionnelle des courbes maîtresses de la Figure 2-9.

Pour un effort normal et un débattement fixés, la condition de glissement partiel apparaît comme l'état le plus stable du contact avec le plus bas niveau d'énergie.

Comme pour tout processus physique, le contact tend à évoluer vers cet état stable et à diminuer son énergie interne. Cette tendance est contrôlée par l'évolution du coefficient de frottement puisque l'amplitude imposée est maintenue constante.



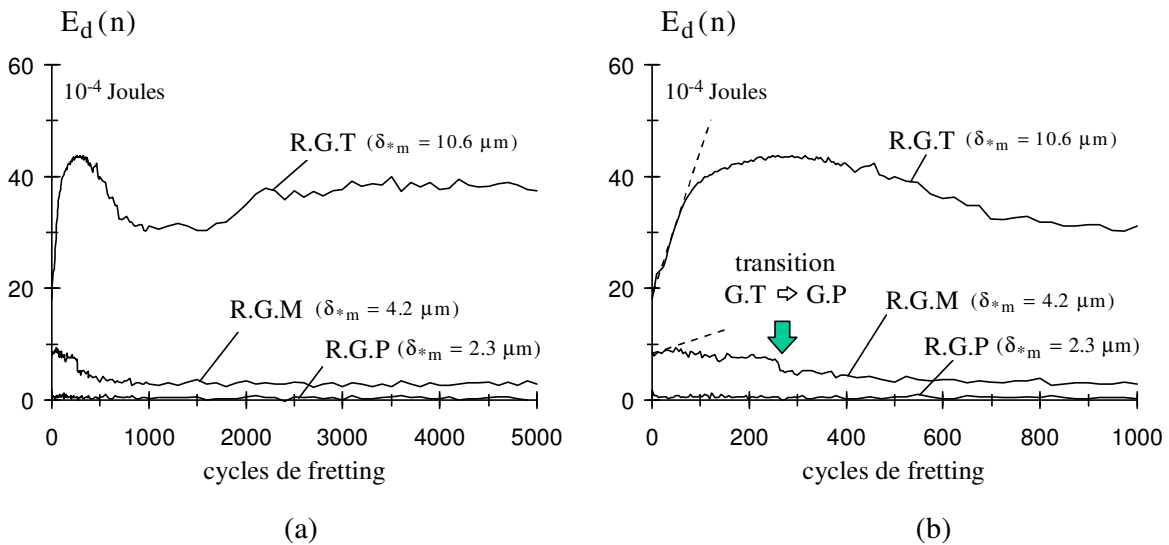


Figure 2-49 : Evolution de l'énergie dissipée dans les contacts en fonction des régimes de glissement. ( $R=12.7\text{mm}$ ,  $Cs=0.006 \mu\text{m/N}$ ,  $P=300\text{N}$ ); (a) : Analyse sur 5000 cycles; (b) : Détails sur les 1000 premiers cycles.

Nous limitons la discussion au régime de glissement total et glissement mixte.

Nous comparons l'évolution de l'énergie dissipée du régime de glissement mixte (Figure 2-49) avec le ratio de force « f » durant la phase de glissement total (Figure 2-48a) et le coefficient de frottement local  $\mu_L$  durant la phase de glissement partiel (Figure 2-47b).

Mise à part la phase initiale, on montre que l'augmentation du coefficient de frottement en régime de glissement mixte, favorise la composante élastique du déplacement et engendre une diminution globale de l'énergie dissipée. On souligne en particulier que :

- La transition vers la condition de glissement partiel marque un très fort abaissement de l'énergie dissipée qui correspond à l'élimination de la composante énergétique du glissement pur  $E_{dg}$  (Figure 2-42).
- Durant la phase de glissement partiel, l'extension progressive du domaine collé (Figure 2-46) conduit à une diminution de l'énergie dissipée (Figure 2-6).

L'effet contradictoire de l'augmentation du coefficient de frottement est aussi observé en régime de glissement total (Figure 2-50). Jusqu'à 300 cycles, l'augmentation rapide du coefficient de frottement conduit à une augmentation de l'énergie dissipée. Par la suite, le raidissement du contact engendre une décroissance de la dissipation jusqu'au maximum du coefficient de frottement (1000 cycles). Ensuite, la diminution du coefficient de frottement est associée à une remontée de l'énergie dissipée jusqu'à l'état stabilisé obtenu après 3000 cycles (Figure 2-50).

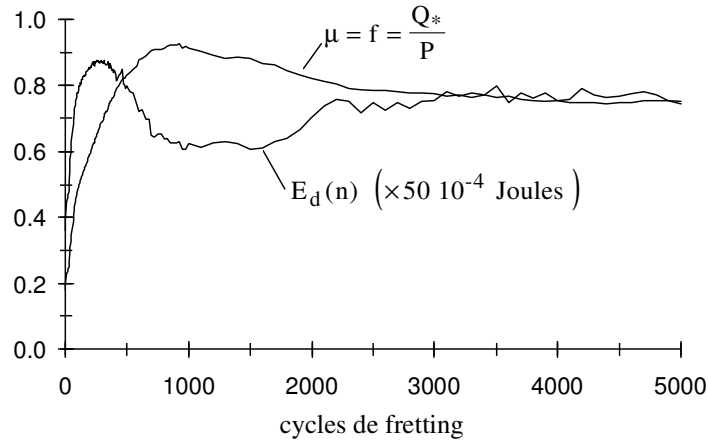


Figure 2-50 : Comparaison de l'évolution de l'énergie dissipée et du coefficient de frottement en régime de glissement total.

### 2.5.5 FORMALISATION DE LA FRONTIERE DE REGIME

L'analyse énergétique ainsi que l'analyse des évolutions de  $A$  et  $f$  montrent que la notion de régime, est gouvernée par le comportement tribologique du contact.

Pour un contact donné on détermine les deux valeurs extrêmes du coefficient de frottement en régime de glissement total pour une durée fixée :

$$\mu_{\min} = \text{Min}_{n \in \mathbb{N}}(\mu(n)) \text{ et } \mu_{\max} = \text{Max}_{n \in \mathbb{N}}(\mu(n)) \quad (2.5.5-1)$$

Chacun des régimes de glissement pourra alors être approché en fonction de l'amplitude de débattement  $\delta_*$  imposée :

$$\text{régime de glissement partiel : } \delta_* < \frac{K_1 \cdot P \cdot \mu_{\min}}{a}, \quad (2.5.5-2)$$

$$\text{régime de glissement mixte : } \frac{K_1 \cdot P \cdot \mu_{\min}}{a} \leq \delta_* \leq \frac{K_1 \cdot P \cdot \mu_{\max}}{a}, \quad (2.5.5-3)$$

$$\text{régime de glissement total : } \delta_* > \frac{K_1 \cdot P \cdot \mu_{\max}}{a}. \quad (2.5.5-4)$$

Cette analyse est illustrée par le tracé d'une carte théorique de régime de glissement uniquement définie par les deux grandeurs  $\mu_{\min}$ ,  $\mu_{\max}$  (Figure 2-51). La simplification suppose que ces deux extremums sont valables quelles que soient les conditions de pression et de déplacement. Or nous avons vu que le coefficient de frottement évolue en fonction de ces conditions ainsi qu'en fonction de la condition de glissement.

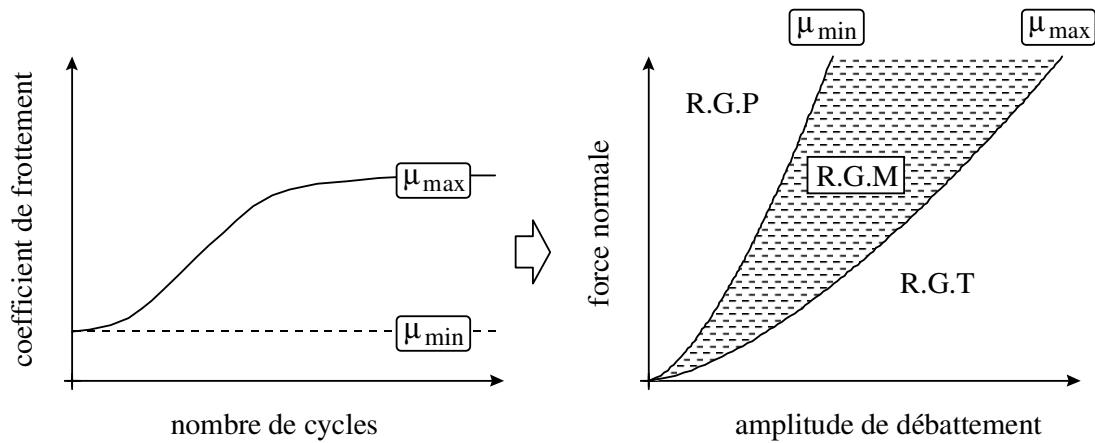


Figure 2-51 : Identification de la carte de régime de glissement à partir des valeurs extrêmes du coefficient de frottement.

Cet outil permet une rapide estimation du positionnement des différents régimes et optimise l'analyse expérimentale en encadrant l'investigation dans l'espace effort normal - débattement ( $P-\delta_*$ ).

## 2.6 CONCLUSION

L'introduction des critères A-B-C quantifie les domaines de répartition des deux conditions de glissement (Glissement Partiel - Glissement Total).

- L'évolution de chacune des variables en fonction du temps  $A(n)$ - $B(n)$ - $C(n)$  nous permet de définir les trois régimes de glissement : le Régime de Glissement Partiel (R.G.P), le Régime de Glissement Mixte (R.G.M) et enfin le Régime de Glissement Total (R.G.T). Ce formalisme permet aussi d'expliciter les deux cartes de sollicitation locale C.S.L et C.R.S.L (régimes).
- Le suivi des variables telles que  $A(n)$ , et du rapport des forces  $f = Q_*/P$  en fonction du temps, corrélé à la structure et à la nature des interfaces, facilite l'identification des mécanismes régissant l'évolution des conditions de glissement. Nous pouvons quantifier les l'apparition des transferts et l'établissement du troisième corps.
- On montre que l'évolution des régimes est essentiellement contrôlée par celle des interfaces et indirectement par le coefficient de frottement.
- L'analyse combinée du rapport de forces «  $f$  » et du rapport d'énergie «  $A$  » permet de remonter à la valeur du coefficient de frottement local  $\mu_L(n)$  dans l'anneau de glissement en régime de glissement partiel. On peut aussi déduire la cinétique de l'extension de la zone collée.
- Ces « outils » facilitent la quantification de la sollicitation imposée dans le contact. On peut plus facilement formaliser le trajet de chargement supporté par le contact. C'est en appliquant ces approches que nous allons successivement étudier les conditions d'amorçage en régime de glissement partiel puis la dégradation par enlèvement de matière en glissement total.

***CHAPITRE 3***  
***AMORCAGE DE FISSURES EN***  
***GLISSEMENT PARTIEL***

### 3. AMORCAGE DE FISSURES EN GLISSEMENT PARTIEL

L'étude de l'amorçage de fissures en fretting est abordée suivant une approche mécanique linéaire et considère un contact Hertzien vérifiant les hypothèses de Mindlin. Nous limitons notre analyse à la condition de premier amorçage en fatigue polycyclique ( $10^6$  cycles). Ayant défini des trajets de chargement, on explicite différents critères d'amorçage uni et multiaxiaux de fatigue couramment utilisés dans l'industrie. Différents aciers sont étudiés et l'analyse critique des résultats nous conduira à prendre en compte les effets d'échelle.

#### 3.1 DEFINITION DES CONDITIONS DE CHARGEMENT

Nous nous limitons ici au problème de l'amorçage, l'analyse de la propagation implique de tenir compte de la présence de multi-fissures qui complexifient très fortement la description mécanique des sollicitations. Il faut considérer les discontinuités géométriques introduites dans les massifs, ce qui rend impossible l'application directe des hypothèses de semi infinité nécessaire au modèle Hertzien. On peut à ce titre reprendre les travaux de Dubourg M.C et Lamacq V. (1994) ainsi que les travaux de Dai N.D., Hills D.A. et Nowell D. (1994).

L'analyse de l'amorçage, plus simple à mettre en œuvre, se trouve justifiée sur le plan industriel et sur le plan expérimental (Nowell et al. 1990). Les sollicitations de fretting contrôlent l'amorçage. Soumises aux sollicitations extérieures, les micro-fissures vont propager jusqu'à la rupture brutale de la pièce. Comme le rappelle l'étude bibliographique, le problème peut être abordé suivant deux approches : l'une concerne l'amorçage essentiellement gouverné par le contact, l'autre étudie la propagation de fissure préexistante en considérant l'ensemble des sollicitations du système (Nix K.J. Lindley T.C., 1985, 1988). D'autre part, l'étude expérimentale, essentielle pour orienter le travail de modélisation est extrêmement difficile à mettre en œuvre pour mesurer la propagation : contrairement aux polymères, les matériaux métalliques sont rarement transparents !! Le suivi par compliance ou par ultrason n'offre qu'une résolution limitée compte tenu de la petite taille des contacts.

L'amorçage est plus simplement mis en évidence par des observations au MEB ou en optique sur les surfaces ou sur des coupes des traces d'usure.

##### 3.1.1 APPROCHE MINDLIN-HAMILTON

Dans le chapitre 2 nous avons explicité les différents chargements de pression et l'évolution des chargements de cisaillement en glissement partiel issue du modèle de Mindlin (se reporter à l'annexe 2 pour une introduction rapide aux notions élémentaires de mécanique : tenseur mécanique, variables mécaniques, trajets de chargements).

L'analyse mécanique et l'approche fatigue que nous cherchons à développer impliquent de connaître en tout point du plan l'évolution du tenseur macroscopique  $\Sigma(M,t)$  au cours du cycle de chargement.

On obtient ceci en couplant l'analyse de surface donnée par Mindlin R.D. (1953) avec les expressions des contraintes issues des distributions Hertiennes de pression et de cisaillement explicitées sous une forme simple par Hamilton (1983). Ce couplage a été préalablement appliqué pour l'étude paramétrique de l'évolution du Von Mises et de la contrainte principale en fonction des grandeurs telles que le coefficient de frottement ou l'effort normal par Chivers T.C., Gordelier S.C. (1985) et Kuno M. et al. (1989), Hills D.A., Nowell D., (1992 - 1994).

Le couplage Mindlin-Hamilton et son application pour l'étude de l'amorçage impliquent de vérifier les hypothèses du modèle Hertzien et plus largement de celui de Mindlin à savoir des massifs semi infinis homogènes et isotropes soumis élastiquement à un chargement de pression et tangentiel vérifiant le principe d'un coefficient de frottement constant dans la zone de glissement. Tenant compte de ces aspects, l'application de ce couplage devient possible et l'étude de l'amorçage se trouve facilitée.

### 3.1.1.1 CHARGEMENT ASSOCIE A L'EFFORT NORMAL

En chaque point du contact, on définit le tenseur des contraintes à partir des relations simplifiées de Hamilton G.M. (1983) (annexe 2, 3). Le tenseur de chargement associé à la distribution de pression est défini au point  $M(X, Y, Z)$  pour des coordonnées normalisées par le rayon de contact « a » ( $X = x/a, Y = y/a, Z = z/a$ ) :

$$\Sigma^P(X, Y, Z, p_0, \nu) \quad (3.1.1-1)$$

Ces contraintes sont exprimées en fonction de la pression maximale de Hertz ( $p_0$ ) et du coefficient de Poisson ( $\nu$ ).

### 3.1.1.2 CHARGEMENT ASSOCIE A L'EFFORT TANGENTIEL

Le chargement associé à l'effort tangentiel en glissement partiel est alterné. Il est exprimé à chaque instant sur la période du cycle ( $t \in [0, T]$ ) et en tout point du plan par le tenseur suivant :  $\Sigma_{PS}^Q(X, Y, Z, q_0, \nu, k, t)$ .

Le ratio  $k$  caractérise le cycle de glissement partiel au travers du ratio entre le rayon de la zone collée et celui du contact Hertzien ( $k = c/a$ ). Comme lors de la formulation de l'évolution de l'effort tangentiel en fonction du débattement, on distingue la phase de déchargement de celle du chargement (paragraphe 2.2.1, Figure 2-4, 5).

Durant le déchargement ( $t \in [0, T/2]$ ),  $Q$  évolue de  $+Q_*$  à  $-Q_*$ . Le front de glissement « c' » se propage du bord du contact « a » jusqu'à la zone collée « c ».

Le débattement asservi évolue linéairement avec le temps :

$$\delta(t) = \delta_* - (4 \cdot \delta_* / T) \cdot t \quad (3.1.1-3)$$

A partir des relations de Mindlin, on définit l'évolution temporelle du ratio ( $k' = c'/a$ ) caractérisant le front de glissement :

$$k' = \sqrt{1 - \frac{(1 - k^2)}{2} \left(1 - \frac{\delta(t)}{\delta_*}\right)}, \quad (3.1.1-4)$$

la variable  $k'$  passe alors de 1 à  $k$  ( $k': 1 \Rightarrow k$ ).

On utilise la formulation de Hamilton G.M.(1983) (annexe 3, A3.3) exprimant les sollicitations engendrées par un champ Hertzien de cisaillement que l'on combine avec la description elliptique de Mindlin.

Le tenseur associé à l'effort tangentiel décroissant est alors exprimé par :

$$\begin{aligned} \Sigma_{PS\_D}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, t) &= \Sigma^Q(X, Y, Z, q_0, v) + \Sigma^Q((X/k), (Y/k), (Z/k), (k \cdot q_0), v) \\ &- 2 \cdot \Sigma^Q((X/k'), (Y/k'), (Z/k'), (k' \cdot q_0), v) \end{aligned} \quad (3.1.1-5)$$

Durant le chargement ( $t \in [T/2, T]$ ),  $Q$  évoluant de  $-Q_*$  à  $+Q_*$ , un nouveau front de glissement, de direction opposée à celui mis en action lors du déchargement progresse du bord de contact jusqu'à la zone collée ( $k' : 1 \Rightarrow k$ ).

Toujours contrôlée par le débattement, la cinétique du glissement est définie par les relations

$$\text{suyvantes : } \delta(t) = -3\delta_* + (4 \cdot \delta_* / T) \cdot t \text{ et } k' = \sqrt{1 - \frac{(1 - k^2)}{2} \left(1 + \frac{\delta(t)}{\delta_*}\right)}. \quad (3.1.1-6)$$

Le tenseur associé à l'effort tangentiel croissant est alors exprimé par :

$$\begin{aligned} \Sigma_{PS\_C}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, t) &= -\Sigma^Q(X, Y, Z, q_0, v) - \Sigma^Q((X/k), (Y/k), (Z/k), (k \cdot q_0), v) \\ &+ 2 \cdot \Sigma^Q((X/k'), (Y/k'), (Z/k'), (k' \cdot q_0), v) \end{aligned} \quad (3.1.1-7)$$

On montre finalement que la sollicitation imposée par le chargement tangentiel alterné est symétrique .

$$\begin{aligned} \Sigma_{PS\_D}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, t) &= -\Sigma_{PS\_C}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, t + T/2) \text{ ou} \\ \Sigma_{PS}^Q(t) &= -\Sigma_{PS}^Q(t + T/2) \end{aligned} \quad (3.1.1-8)$$

On exprime ainsi les tenseurs extremums  $\Sigma_{PS}^{+Q_*}$  et  $\Sigma_{PS}^{-Q_*}$ .

Lorsque  $Q(t) = +Q_*$ , on détermine le tenseur :

$$\begin{aligned} \Sigma_{PS}^{+Q_*} &= \Sigma_{PS\_D}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, 0) = \Sigma_{PS\_C}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, T) \\ \Sigma_{PS}^{+Q_*} &= \Sigma^Q(X, Y, Z, q_0, v) - \Sigma^Q((X/k), (Y/k), (Z/k), (k \cdot q_0), v). \end{aligned} \quad (3.1.1-9)$$

Enfin lorsque  $Q(t) = -Q_*$ , on détermine le tenseur :

$$\begin{aligned} \Sigma_{PS}^{-Q_*} &= \Sigma_{PS\_D}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, T/2) = \Sigma_{PS\_C}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, T/2) \\ \Sigma_{PS}^{-Q_*} &= -\Sigma^Q(X, Y, Z, q_0, v) + \Sigma^Q((X/k), (Y/k), (Z/k), (k \cdot q_0), v). \end{aligned} \quad (3.1.1-10)$$

$$\text{On retrouve la symétrie temporelle : } \Sigma_{PS}^{+Q_*} = -\Sigma_{PS}^{-Q_*}. \quad (3.1.1-11)$$

### 3.1.1.3 CHARGEMENT TOTAL

Le chargement global imposé au plan est exprimé par la somme de la composante constante normale et la composante alternée tangentielle.

$$\Sigma_{PS}(X, Y, Z, p_0, \mu, v, k, t) = \Sigma^P(X, Y, Z, p_0, v) + \Sigma_{PS}^Q(X, Y, Z, q_0, v, k, t) \quad (3.1.1-12)$$

avec  $q_0 = \mu \cdot p_0$ .

### 3.1.2 DESCRIPTION GLOBALE DES SOLLICITATIONS IMPOSEES AU PLAN

L'objectif de cette étude est de donner une description exhaustive des sollicitations imposées au plan durant un cycle de fretting en glissement partiel. Considérant le volume dans sa totalité, on cherche à identifier les domaines les plus sollicités de façon à restreindre le domaine d'investigation.

L'analyse mécanique conventionnelle porte en général sur les trois variables que sont la contrainte principale maximale :  $\sigma_1$ , le cisaillement maximal :  $\tau$ , et la contrainte équivalente de Von Mises :  $\sigma_e$  (annexe 2). Pour mesurer le niveau de sollicitation, on introduit la notion d'enveloppe de chargement qui consiste à ne retenir que la valeur maximale de chacune des variables en chaque point du contact durant le cycle de fretting.

On exprime alors le maximum de la contrainte principale au travers de la relation :

$$\sigma_{1\max}(X, Y, Z) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\sigma_1(X, Y, Z, t)) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\sigma_1(\Sigma_{PS}(X, Y, Z, p_0, \mu, \nu, k, t))) \quad (3.1.2-1)$$

Cette variable permet de mesurer l'état maximal de tension imposé au matériau. Pour des matériaux fragiles où la fracturation apparaît comme le mécanisme principal d'endommagement, la contrainte principale permet une bonne quantification de la fissuration. La distribution de la contrainte principale permet en outre une bonne estimation des domaines où la propagation sera favorisée.

La distribution du maximum du cisaillement est formulée par :

$$\tau_{\max}(X, Y, Z) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\tau(X, Y, Z, t)) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\tau(\Sigma_{PS}(X, Y, Z, p_0, \mu, \nu, k, t))) \quad (3.1.2-2)$$

Cette grandeur définit les domaines où le cisaillement est maximal et permet de quantifier les mécanismes de plastification (critère de Tresca). Couplée aux approches « fatigue », elle permet une estimation des domaines où l'amorçage est favorisé (Stade I, Figure 1-12).

Enfin, la distribution du maximum de la contrainte équivalente de Von Mises, exprimée par,

$$\sigma_{e\max}(X, Y, Z) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\sigma_e(X, Y, Z, t)) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\sigma_e(\Sigma_{PS}(X, Y, Z, p_0, \mu, \nu, k, t))) \quad (3.1.2-3)$$

montre les domaines de plastification au travers d'une variable qui peut être comparée aux limites élastiques obtenues par un simple essai de traction.

La représentation dans le volume de ces développées, associées au chargement de fretting, est impossible dans sa totalité (espace à 4 dimensions). Nous limitons la représentation dans le demi plan en surface X-Y des Y positifs ( $X, Y, Z=0$ ) et dans le plan médian en sous couche ( $X, Y=0, Z$ ).

Nous calculons ces distributions dans le cas courant d'un coefficient de frottement de 0.8 et un ratio de glissement de 0.5 (Figure 3-1, 3-2, 3-3).



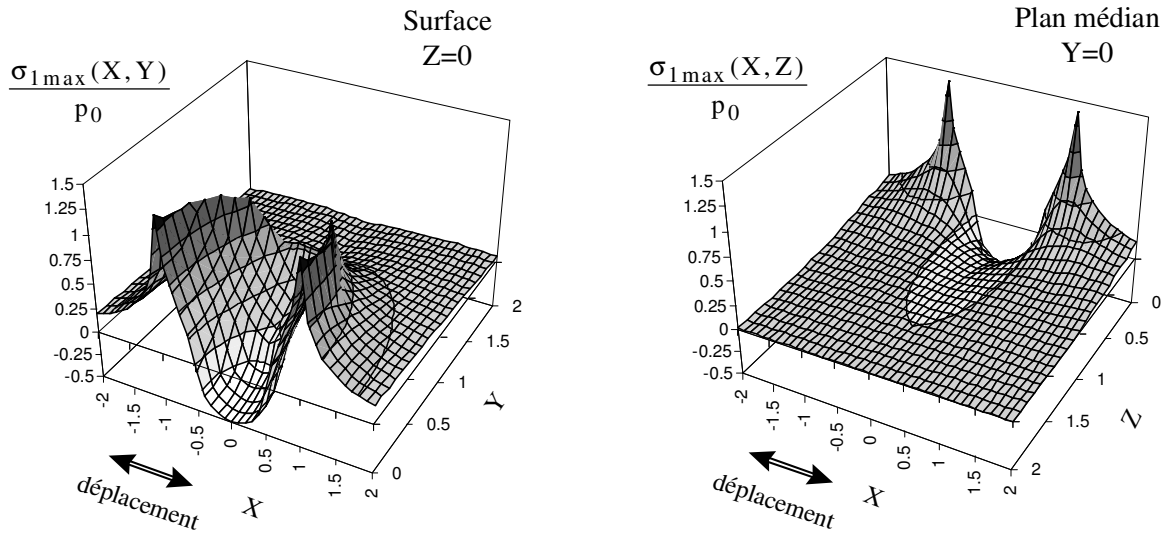


Figure 3-1 : Distribution de l'enveloppe de la contrainte principale maximale dans le plan de la surface ( $X, Y, Z=0$ ) et dans le plan médian ( $X, Y=0, Z$ ), ( $\mu=0.8, k=c/a=0.5, \nu=0.3$ ).

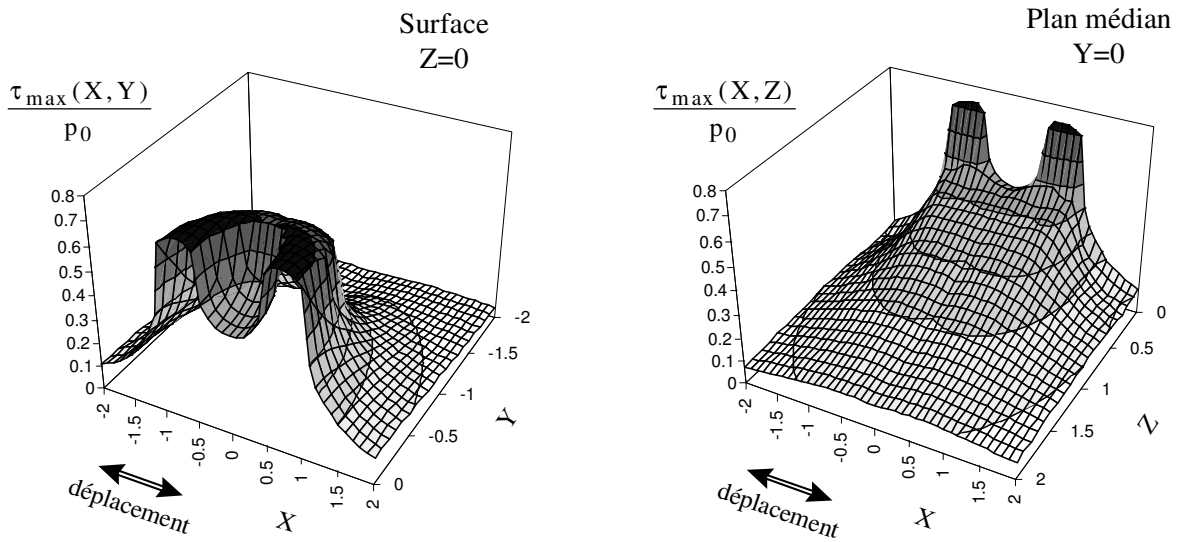


Figure 3-2 : Distribution de l'enveloppe de la contrainte maximale de cisaillement dans le plan de la surface ( $X, Y, Z=0$ ) et dans le plan médian ( $X, Y=0, Z$ ), ( $\mu=0.8, k=c/a=0.5, \nu=0.3$ ).

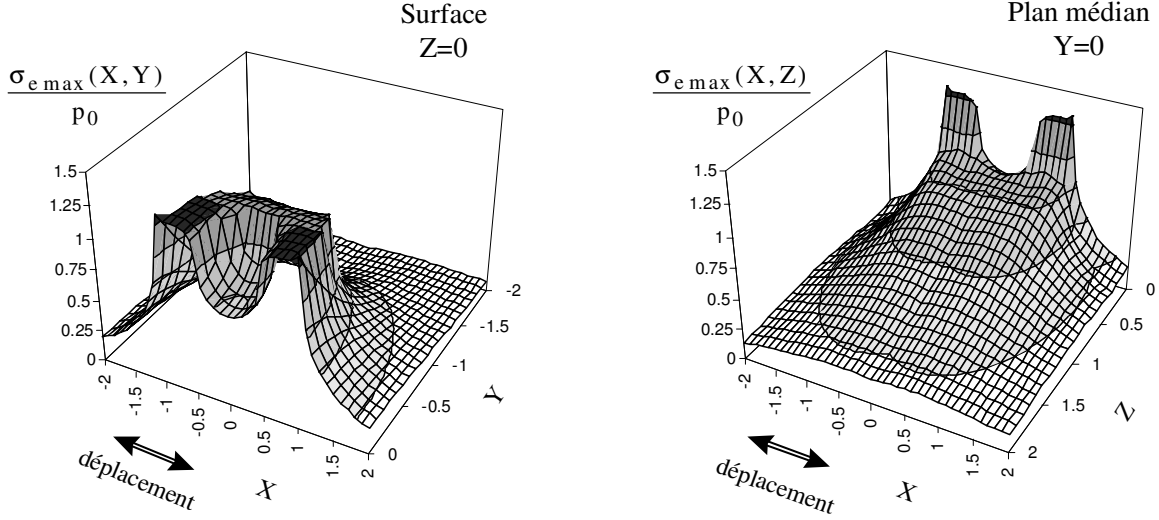


Figure 3-3 : Distribution de l'enveloppe de la contrainte équivalente de Von Mises dans le plan de la surface  $(X, Y, Z=0)$  et dans le plan médian  $(X, Y=0, Z)$ ,  $(\mu=0.8, k=c/a=0.5, \nu=0.3)$ .

Compte tenu de la symétrie du cycle de chargement, on montre que les enveloppes des maxima peuvent être déduites des tenseurs extremums  $\Sigma_{PS}^{+Q*}$  et  $\Sigma_{PS}^{-Q*}$ .

Ainsi quels que soient Y,Z pour  $X \leq 0$  nous avons :

$$\sigma_{1 \max} = \sigma_1 \left( \Sigma_{PS}^{+Q*} + \Sigma^P \right), \quad (3.1.2-4)$$

$$\sigma_{e \max} = \sigma_e \left( \Sigma_{PS}^{+Q*} + \Sigma^P \right), \quad (3.1.2-5)$$

$$\tau_{\max} = \tau \left( \Sigma_{PS}^{+Q*} + \Sigma^P \right). \quad (3.1.2-6)$$

et pour  $X \geq 0$  :

$$\sigma_{1 \max} = \sigma_1 \left( \Sigma_{PS}^{-Q*} + \Sigma^P \right), \quad (3.1.2-7)$$

$$\sigma_{e \max} = \sigma_e \left( \Sigma_{PS}^{-Q*} + \Sigma^P \right), \quad (3.1.2-8)$$

$$\tau_{\max} = \tau \left( \Sigma_{PS}^{-Q*} + \Sigma^P \right). \quad (3.1.2-9)$$

De même la symétrie vis à vis des plans XZ et YZ des grandeurs scalaires permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \sigma_{1 \max}(X, Y, Z) &= \sigma_{1 \max}(-X, Y, Z) = \sigma_{1 \max}(-X, -Y, Z) = \sigma_{1 \max}(X, -Y, Z), \\ \sigma_{e \max}(X, Y, Z) &= \sigma_{e \max}(-X, Y, Z) = \sigma_{e \max}(-X, -Y, Z) = \sigma_{e \max}(X, -Y, Z), \\ \tau_{\max}(X, Y, Z) &= \tau_{\max}(-X, Y, Z) = \tau_{\max}(-X, -Y, Z) = \tau_{\max}(X, -Y, Z). \end{aligned} \quad (3.1.2-10)$$

On note qu'à la différence des deux variables plastiques que sont  $\tau_{\max}$  et  $\sigma_{e \max}$ , qui présentent une distribution homogène dans la zone de glissement (Figures 3-2,3), la distribution de la contrainte principale  $\sigma_{1 \max}$  marque une très forte discontinuité en bordure du contact (Figure 3-1). Le maximum du Von Mises est lui aussi situé en bordure de contact

alors que le maximum du cisaillement se situe plutôt au centre de la zone glissement.

***On retiendra que c'est la zone externe de glissement qui est la plus sollicitée et non le domaine central collé pourtant soumis aux plus fortes pressions***

Cet aspect est sans aucun doute celui qui caractérise le mieux le contact en glissement partiel vis à vis du glissement total.

***Les maxima se situent dans le plan médian XZ, on peut limiter l'étude mécanique à ce seul domaine et envisager une étude paramétrique en fonction du coefficient de frottement ( $\mu$ ) et de la condition de glissement ( $k$ )***

Les Figures 3-4 et 3-5 représentent l'évolution de la profondeur associée au maximum du Von Mises  $\sigma_{e\max}$  en fonction du coefficient de frottement  $\mu$  et de la condition de glissement définie par  $k=c/a$ .

Pour des raisons de commodité de notation, cette variable est normalisée par le rayon de contact « a » : ( $Z_{V.M} = z_{V.M}/a$ ). On distingue trois domaines. Le plus important, observé pour les coefficients de frottement élevés et les ratio  $k$  faibles, correspond à des maxima du Von Mises observés en surface ( $Z_{V.M}=0$ ). Pour les coefficients de frottement faibles et des ratio  $k$  élevés (équivalents à des amplitudes  $Q^*$  faibles), les maxima de  $\sigma_{e\max}$  sont au contraire observés en sous couche sur l'axe médian  $Z$  au même point défini par l'indentation normale de Hertz ( $Z_{V.M}=0.48$ ,  $Y=X=0$ ) (annexe 3).

On observe enfin un domaine intermédiaire tel que  $0 < Z_{V.M} < 0.48$ . Cette représentation permet d'identifier le point du contact où la première mise en plasticité est susceptible d'être observée.

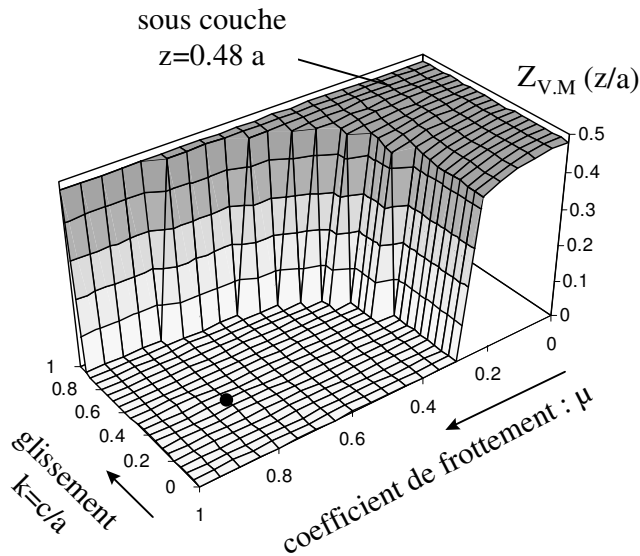


Figure 3-4 : Evolution de la profondeur  $Z_{V.M}$  associée au maximum de  $\sigma_{e\max}$  en fonction du coefficient de frottement  $\mu$  et de la condition de glissement  $k=c/a$  pour un coefficient de poisson  $\nu=0.3$ , le point ● correspond à la sollicitation étudiée (Figure 3-1,3).

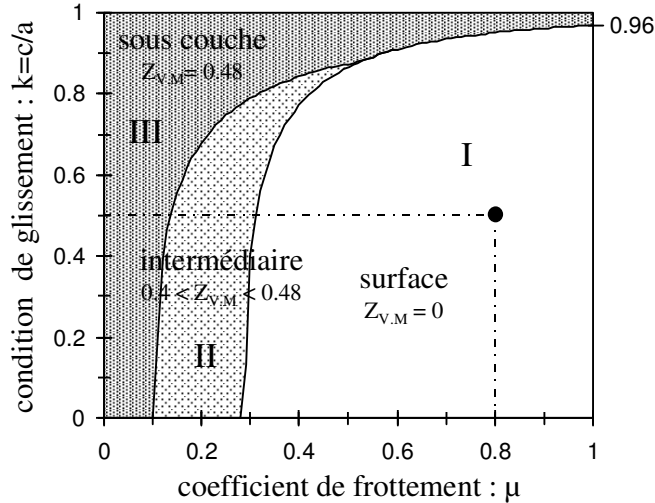


Figure 3-5 : Représentation des différents domaines associés à la profondeur ( $Z=z/a$ ) du maximum du Von Mises  $Z_{v,M}$  ( $\nu=0.3$ ) ; (I) : maximum localisé en surface, (II) : maximum en sous couche, domaine intermédiaire, (III) : maximum au point de Hertz ( $Z=0.48$ ).

Elle complète en réalité l'analyse de Johnson K.L (1985), en associant au coefficient de frottement l'influence du facteur de glissement partiel « k ».

Les conditions de fretting que nous étudierons se situeront systématiquement pour des maxima du Von Mises situés en surface, c'est à dire dans le domaine I. On peut à ce titre, s'intéresser aux gradients des sollicitations en sous couche. La Figure 3-6 indique que ceux-ci sont extrêmement forts. On enregistre une décroissance de 63%, 40%, et 33% pour respectivement  $\sigma_{1max}$ ,  $\sigma_{e max}$  et  $\tau_{max}$  sur les premiers 0.1.a de profondeur (Figure 3-6).

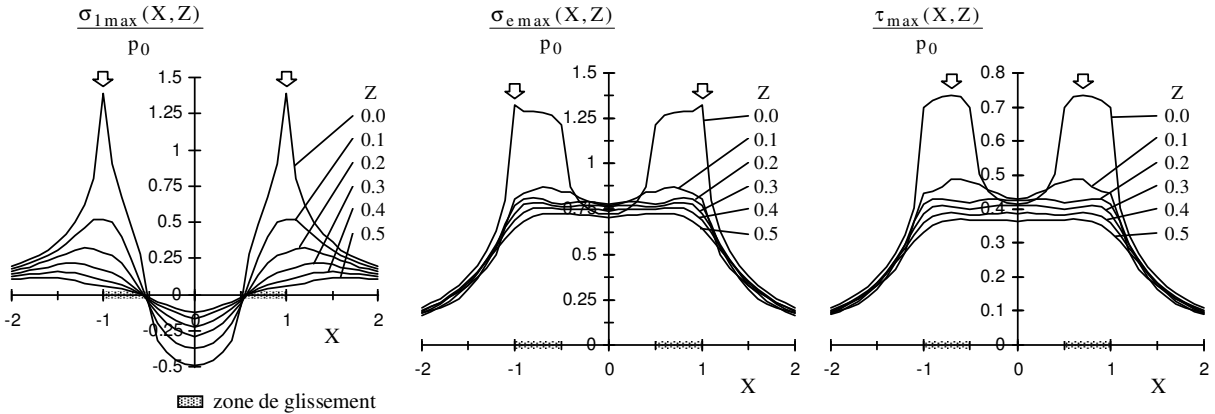


Figure 3-6 : Profil de distribution des enveloppes de  $\sigma_{1max}$ ,  $\sigma_{e max}$  et  $\tau_{max}$  suivant la direction de (X) pour différentes profondeurs (Z) ( $Y=0$ ), ( $\mu=0.8$ ,  $k=c/a=0.5$ ,  $\nu=0.3$ ).

La prise en compte de ce gradient nous invite à considérer des aspects tels que :

- Les effets d'échelle : la quantité de matière sollicitée par le maximum est très petite en particulier pour la contrainte principale,
- Une sollicitation localisée en surface : le niveau de sollicitation décroît très fortement dès que l'on s'enfonce en sous couche.

3.1.3 CARACTERISATION DU DOMAINE EN SURFACE LE PLUS SOLLICITE

Les expressions formulées dans l'ensemble du plan (X,Y,Z) sont limitées à une seule dimension suivant l'axe X :  $\sigma_{1\max}(X)$ ,  $\sigma_{e\max}(X)$  et  $\tau_{\max}(X)$ .

$$\sigma_{1\max}(X) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\sigma_1(X, t)) = \sigma_1(|X|, T/2), \quad (3.1.3-1)$$

$$\sigma_{e\max}(X) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\sigma_e(X, t)) = \begin{matrix} \sigma_e(X, T/2) & X \geq 0 \\ \sigma_e(X, T) & X \leq 0 \end{matrix}, \quad (3.1.3-2)$$

$$\tau_{\max}(X) = \text{Max}_{t \in [0, T]} (\tau(X, t)) = \tau(|X|, T/2). \quad (3.1.3-3)$$

La Figure 3-7 présente les développées de chacune des variables pour différentes conditions de glissement ( $k=c/a$ ) :

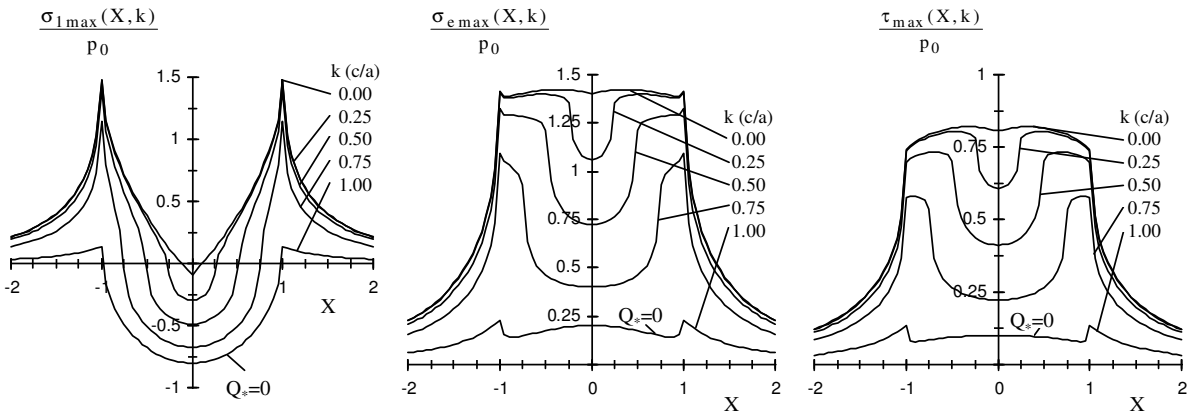


Figure 3-7 : Evolution de  $\sigma_{1\max}$ ,  $\sigma_{e\max}$  et  $\tau_{\max}$  suivant X pour différentes conditions de glissement ( $k=c/a$ ).

On montre que plus l'on se rapproche de la condition de glissement total et plus les variables caractéristiques de la mise en plasticité  $\sigma_{e\max}$  et  $\tau_{\max}$  présentent une distribution homogène sur l'ensemble de la trace. Le maximum du Von Mises est localisé en bordure de contact pour  $k > 2$  et plus au centre pour les valeurs de k inférieures. La distribution est cependant très homogène sur l'ensemble de la zone de glissement.

Le maximum du cisaillement présente une distribution légèrement plus marquée avec un maximum d'abord situé au voisinage du bord de contact pour les k élevés ( $k > 0.75$ ) qui rapidement se rapproche de la zone collée lorsque l'on tend vers la transition ( $k < 0.75$ ).

En revanche, on observe qu'indépendamment de la condition de glissement, la contrainte principale se caractérise par une discontinuité avec un maximum en bordure de contact. L'augmentation du rapport de glissement « k » favorise l'extension vers l'intérieur du contact des zones soumises à des contraintes en tension.

Nous intégrerons ces remarques à l'expertise expérimentale pour identifier d'une part la localisation de l'amorçage de la fissure et la cinétique de sa propagation en fonction de sa

position dans le contact .

Ainsi, l'étude de l'amorçage peut se limiter à l'analyse du domaine compris dans la zone de glissement suivant l'axe médian de glissement.

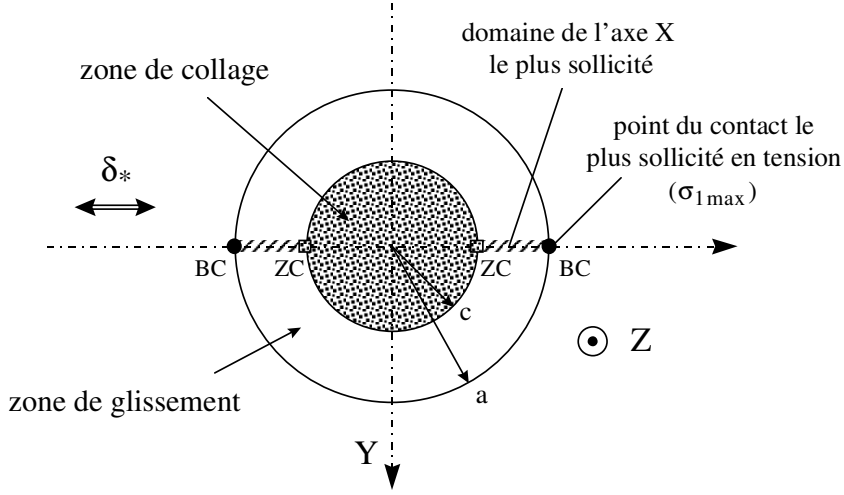


Figure 3-8 : Représentation des différents domaines du contact en glissement partiel.

(BC : point en Bordure de Contact , ZC : point en bordure de Zone Collée )

### 3.1.4 DEFINITION DES SOLLICITATIONS EN BORDURE DE CONTACT

Nous avons montré que les maxima de sollicitation étaient en surface dans la zone de glissement. Le maximum de la contrainte de tension étant systématiquement en bordure de contact, il apparaît nécessaire de préciser les sollicitations en ce point BC ( $|x| = a, y = z = 0$ ).

On remarque que l'état de contrainte se simplifie en une sollicitation biaxiale où seules les composantes 11 et 22 sont non nulles.

On découple la composante statique associée à l'effort normal :

$$\Sigma_{PS}^P : \sigma_{11}^P = p_0 \cdot f_{11}^P \text{ et } \sigma_{22}^P = p_0 \cdot f_{22}^P, \quad (3.1.4-1)$$

de l'amplitude du chargement alternée correspondant au cycle de l'effort tangentiel :

$$\Sigma_{PS}^{Q*} : \sigma_{11}^{Q*} = q_0 \cdot f_{11}^{Q*} \text{ et } \sigma_{22}^{Q*} = q_0 \cdot f_{22}^{Q*}. \quad (3.1.4-2)$$

Le tenseur global du maximum de sollicitation est alors exprimé par :

$$\Sigma_{PS \max} = \Sigma_{PS}^P + \Sigma_{PS}^{Q*} ; \sigma_{11 \max} = \sigma_{11}^{Q*} + \sigma_{11}^P ; \sigma_{22 \max} = \sigma_{22}^{Q*} + \sigma_{22}^P \quad (3.1.4-3)$$

$$\text{avec : } f_{11}^{Q*} = \frac{1}{4} \left[ (4 + \nu) \left( \frac{\pi}{2} - \Phi \right) + k(1 - k^2)^{1/2} (4 + \nu - 2\nu k^2) \right], \quad (3.1.4-4)$$

$$f_{22}^{Q*} = \frac{1}{4} \left[ 3\nu \left( \frac{\pi}{2} - \Phi \right) + \nu k(1 - k^2)^{1/2} (3 + 2k^2) \right], \quad (3.1.4-5)$$

$$f_{11}^P = \frac{(1 - 2 \cdot \nu)}{3} \text{ et } f_{22}^P = -f_{11}^P \quad (3.1.4-6)$$

$$\text{et } \Phi = \tan^{-1} \left( k / (1 - k^2)^{1/2} \right) \text{ et } k = c/a = (1 - Q_*/Q_t)^{1/3} = (1 - \delta_*/\delta_t)^{1/2}.$$

La Figure 3-9 montre l'évolution des différentes variables en fonction du paramètre de glissement « k ».

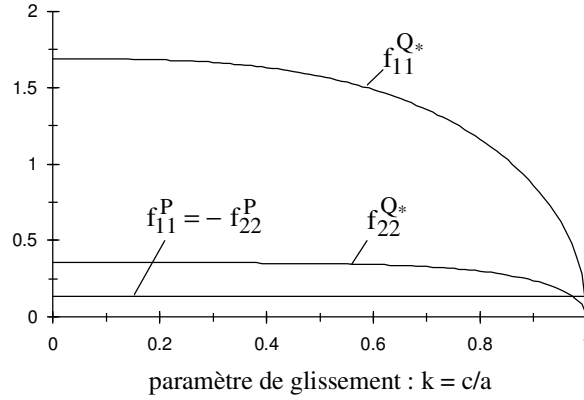


Figure 3-9 : Evolution des facteurs  $f_{11}^{Q*}$ ,  $f_{22}^{Q*}$ ,  $f_{22}^P$  et  $f_{11}^P$  en fonction du facteur  $k$  ( $\nu=0.3$ ).

### 3.1.4.1 CONTRAINTE PRINCIPALE MAXIMALE

On observe que  $f_{11}^{Q*}$  est toujours supérieur à  $f_{22}^{Q*}$  aussi la composante 11 ( $\sigma_{11max}$ ) est identique à la valeur de la contrainte principale maximale :

$$\sigma_{1max} = \sigma_{11max} \tag{3.1.4-7}$$

En ce point ( $|x| = a, y = z = 0$ ) nous déduisons les valeurs maximales de l'amplitude et la valeur moyenne de la contrainte principale :

$$\sigma_{1a} = \sigma_{11}^{Q*} = \mu \cdot p_0 \cdot f_{11}^{Q*} \text{ et } \sigma_{1m} = \sigma_{11}^{P*} = p_0 \cdot f_{11}^P \tag{3.1.4-8}$$

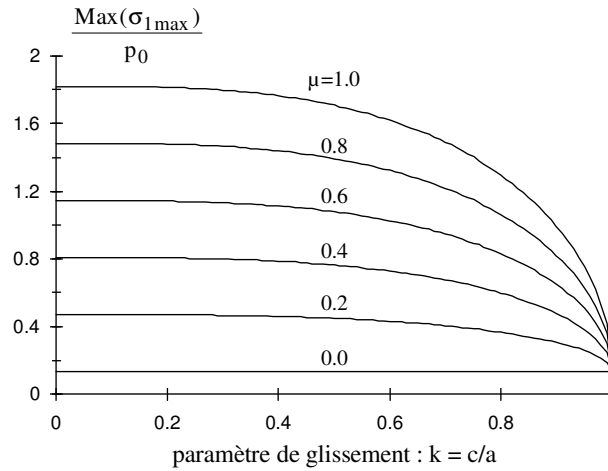


Figure 3-10 : Evolution de la contrainte principale maximale en bordure de contact en fonction de la condition de glissement «  $k$  » et du coefficient de frottement «  $\mu$  » ( $\nu=0.3$ ).

La Figure 3-10 trace l'évolution du maximum de la contrainte de tension, en fonction de la condition de glissement «  $k$  » et du coefficient de frottement «  $\mu$  ».

On mesure l'influence de la condition de glissement et celle du coefficient de frottement sur l'intensité de la contrainte principale imposée au matériau dans le contact.

**3.1.4.2 CONTRAINTE EQUIVALENTE DE VON MISES**

On exprime la contrainte équivalente du Von Mises en bordure de contact soit :

$$\sigma_{e \max}(\text{BC}) = (3 J_2)^{1/2} = \sigma_{11} \cdot \left( 1 + \left( \frac{\sigma_{22}}{\sigma_{11}} \right)^2 - \frac{\sigma_{22}}{\sigma_{11}} \right)^{1/2} \quad (3.1.4-9)$$

La Figure 3-11 présente l'évolution du maximum de la contrainte équivalente de Von Mises dans la zone de glissement, en surface (Domaine I de la Figure 3-5), en fonction de la condition de glissement (k) et du coefficient de frottement (μ).

On montre que les sollicitations sont d'autant plus sévères que le coefficient de frottement est élevé et que l'on se rapproche de la condition de glissement total (k=0).

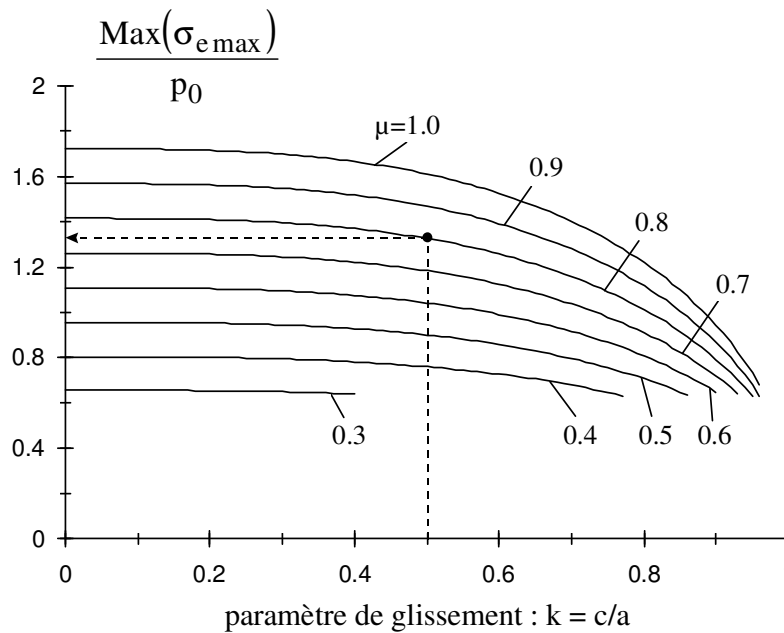


Figure 3-11: Evolution du maximum du Von Mises dans la zone de glissement, en fonction de la condition de glissement « k » et du coefficient de frottement « μ » (ν=0.3).

Application :  $k=0.5, \mu=0.8 \Rightarrow \text{Max}(\sigma_{e \max}) = 1.3 p_0$

La Figure 3-12a indique que le maximum du Von Mises calculé en bordure de contact ne correspond pas toujours à la valeur maximale de l'ensemble du contact. En effet, pour les conditions de glissement proches de la transition ( $k < 0.4$ ), le maximum se trouve dans la zone de glissement ( $X(\text{Max}(\sigma_{e \max})) < 1$ ). L'éloignement vers le centre du contact est amplifié lorsque le coefficient de frottement augmente.

L'écart relatif entre la valeur maximale et celle calculée en bordure de contact (BC) est cependant très faible (Figure 3-12 b), maximum pour les coefficients les plus élevés, il reste inférieur à 2.5 %.

On justifie l'approximation du maximum de la contrainte équivalente de Von Mises imposée en surface par le calcul simplifié de la valeur en bordure de contact.



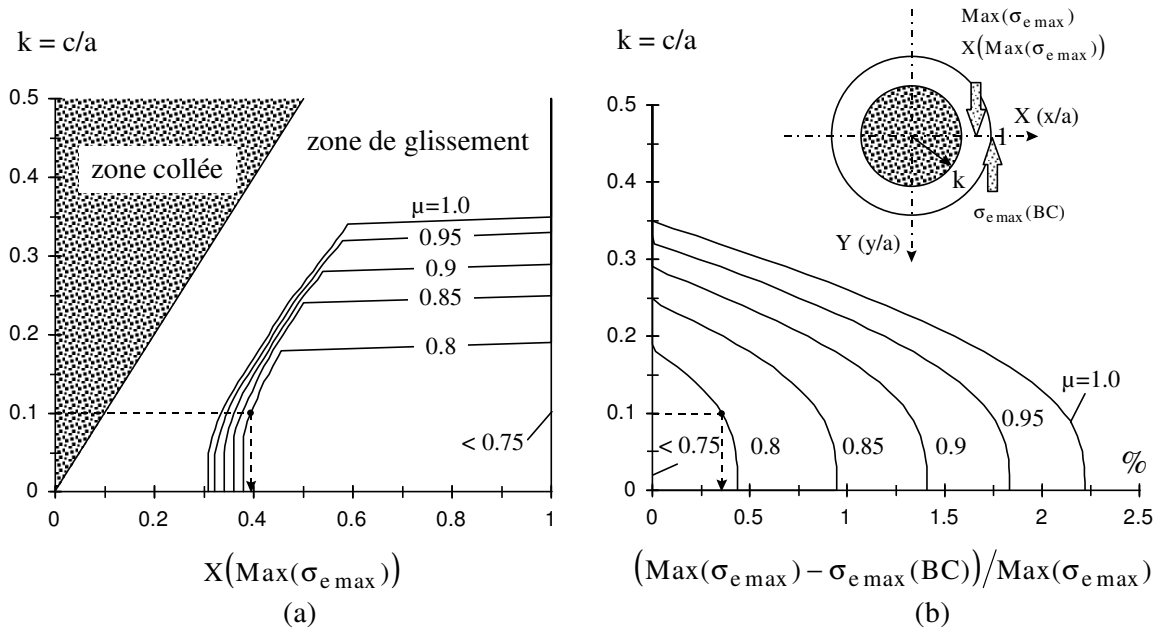


Figure 3-12 : (a): Position du maximum de la contrainte équivalente du Von Mises  $X(\text{Max}\sigma_{e \max})$  en surface suivant l'axe X ( $\nu=0.3$ ); (b): Différence relative entre la valeur maximale  $\text{Max}(\sigma_{e \max})$  et la valeur définie en bordure de contact  $\sigma_{e \max}(\text{BC})$  ( $\nu=0.3$ ).

Application :  $k=0.1, \mu=0.8 \Rightarrow X(\text{Max}\sigma_{e \max})=0.4$ , (écart avec  $\sigma_{e \max}(\text{BC})$ ) = 0.3%.

### 3.1.4.3 CONTRAINTE DE CISAILLEMENT MAXIMAL

En bordure de contact ( $|x| = a, y = z = 0$ ),

$$\text{si } \sigma_{22} > 0 \text{ alors } \tau_{\max}(\text{BC}) = \frac{1}{2} \cdot \sigma_{11} \quad (3.1.4-10)$$

$$\text{si } \sigma_{22} < 0 \text{ alors } \tau_{\max}(\text{BC}) = \frac{1}{2} \cdot \sigma_{11} \cdot \left(1 - \frac{\sigma_{22}}{\sigma_{11}}\right) \quad (3.1.4-11)$$

L'analyse suivant l'axe X montre que le maximum du cisaillement  $X(\text{Max}(\tau_{\max}))$  n'est pas en bordure de contact mais plutôt dans la zone de glissement (Figures 3-7, 3-13).

Localisé en bordure de contact pour les cycles les plus fermés ( $k$  maximum), il se rapproche de la frontière de la zone collée lorsque l'on tend vers la transition de glissement.

Ce rapprochement est d'autant plus important que le coefficient de frottement appliqué est élevé (Figure 3-13a)

Contrairement au Von Mises, l'obtention du cisaillement maximal implique de calculer cette valeur sur l'ensemble de la zone de glissement suivant l'axe X, la différence entre la valeur maximale calculée en bordure de contact peut effectivement dépasser 10 % de la valeur réelle.

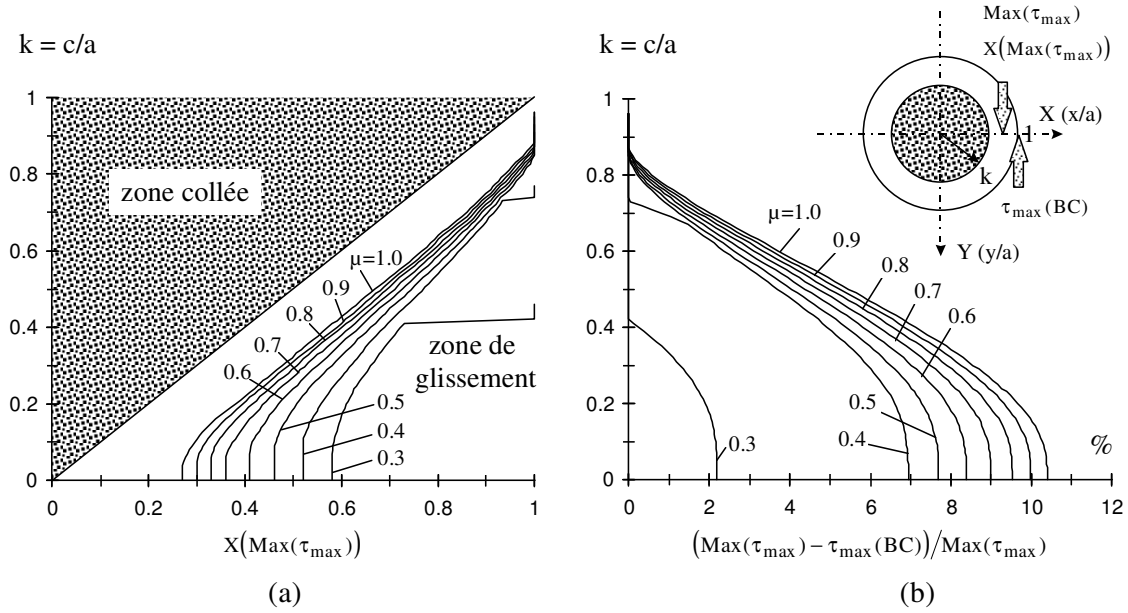


Figure 3-13 : (a): Position du maximum de la contrainte équivalente de cisaillement  $X(\text{Max}(\tau_{\text{max}}))$  en surface, suivant l'axe X ( $\nu=0.3$ ); (b): Différence relative entre la valeur maximale  $\text{Max}(\tau_{\text{max}})$  et la valeur définie en bordure de contact  $\tau_{\text{max}}(\text{BC})$  ( $\nu=0.3$ ).

Ainsi, pour quantifier le comportement du cisaillement on trace l'évolution du maximum du cisaillement dans la zone de glissement en fonction de la condition de glissement «  $k$  » et du coefficient de frottement «  $\mu$  » (Figure 3-14).

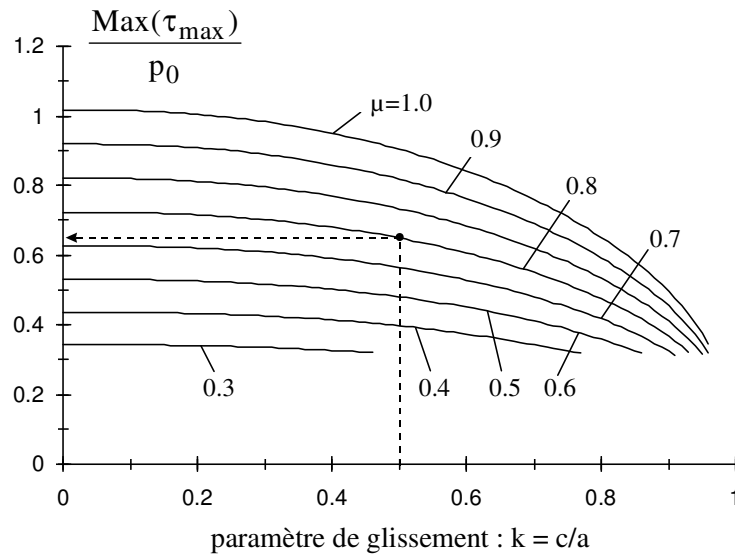


Figure 3-14 : Evolution du maximum du cisaillement en surface dans la zone de glissement en fonction de la condition de glissement «  $k$  » et du coefficient de frottement «  $\mu$  » ( $\nu=0.3$ ).

Exemple d'application :  $k=0.5, \mu=0.8 \Rightarrow \text{Max}(\tau_{\text{max}}) = 0.65 p_0$

### 3.1.5 SYNTHÈSE

A travers de cette analyse nous avons montré que la sollicitation imposée au matériau en glissement partiel pouvait être définie à partir des variables : «  $k$  », condition de glissement ; «  $\mu$  », coefficient de frottement ; «  $p_0$  », pression Hertzienne maximale ; «  $\nu$  », coefficient de poisson. Un calcul systématique nous a permis d'identifier les conditions ( $\mu$ ,  $k$ ) du domaine (I) (Figure 3-5) pour lesquelles le maximum de la contrainte équivalente de Von Mises se situe en surface.

Pour ces conditions, représentatives de l'amorçage en fretting des contacts acier-acier, on montre que les maxima de sollicitation définis par la contrainte principale maximale, la contrainte équivalente du Von Mises et le cisaillement maximal se situent toujours en surface suivant l'axe médian X dans la zone de glissement.

L'analyse paramétrique de ces grandeurs en fonction des variables ( $\mu, k$ ) indique que :

- La sollicitation de Fretting associée est un phénomène local de surface, son étude implique de prendre en compte des aspects tels que les effets d'échelle et le gradient de sollicitation en sous couche.

- Quelles que soient les conditions de glissement, l'enveloppe de la contrainte principale imposée durant le cycle présente un maximum singulier en bordure de contact. Ce point se caractérise par un état biaxial de chargement tel que  $\sigma_{1\max} = \sigma_{11}$ .

La contrainte principale peut être de traction dans la zone glissement mais reste systématiquement de compression dans le domaine collé.

- La contrainte équivalente de Von Mises montre une distribution homogène sur l'ensemble de la zone de glissement. Le maximum est observé en bordure de contact pour les cycles fermés ( $k > 0.4$ ) et tend à se rapprocher de la zone de collage à la transition ( $k < 0.4$ ).

Cependant l'approximation du maximum par la valeur calculée en bordure du contact est justifiée, l'écart relatif reste inférieur à 2.5% pour des coefficients de frottement inférieurs à 1.

- La contrainte de cisaillement se caractérise par une distribution plus marquée que celle du Von Mises avec un maximum évoluant dans le domaine de glissement en fonction de la condition de glissement et du coefficient de frottement. D'abord situé aux environs du bord de contact pour les cycles très fermés ( $k > 0.75$ ), il se rapproche rapidement de la zone collée ( $k < 0.75$ ).

L'analyse systématique en fonction des variables ( $\mu$ ,  $k$ ) nous a conduits à établir l'équivalent d'abaques de sollicitation normalisées par la pression Hertzienne maximale (Figure 3-10, 3-11, 3-14) . On peut ainsi comparer les comportements des matériaux et définir des seuils limites de chargement. D'autre part, en appliquant la relation de passage 2.2.2-6 on peut aussi exprimer la condition de sollicitation en termes d'amplitude de débattement ou d'effort tangentiel.

Nous disposons désormais des outils capables de visualiser rapidement et simplement le niveau et la localisation d'un chargement dans le contact.

Cependant il s'agit d'une description statique : l'amorçage associé à la sollicitation cyclique de fretting implique de considérer les aspects dynamiques du chargement.

### 3.2 APPROCHES "FATIGUE" DU CONTACT SOUMIS AU FRETTEMENT

L'aspect dynamique du chargement est analysé ici par une approche de type fatigue. Les hypothèses de calcul qui imposent des sollicitations macroscopiques élastiques excluent de notre étude les conditions oligo-cycliques de fatigue à faible nombre de cycles. Tenant compte de la complexité du chargement, nous considérons en première approche les modèles multi-axiaux de fatigue.

#### 3.2.1 MODELE MICROSCOPIQUE DE DANG VAN

##### 3.2.1.1 DESCRIPTION DU CRITERE DE DANG VAN

La plupart des modèles de fatigue des aciers associent la limite d'endurance à la condition d'amorçage du grain le plus mal orienté vis-à-vis de la sollicitation imposée sur l'ensemble de la structure. Le modèle de Dang Van K. (1973-1994) considère la description locale, à l'échelle du grain, des sollicitations capables de générer l'initiation de la première fissure (annexe 4 : A4.1).

##### 3.2.1.1.1 Concept

L'amorçage apparaît lorsque la combinaison de la cisssion locale et de la pression hydrostatique, représentative de l'état de tension imposé au matériau, est supérieure à une limite de non amorçage.

Ce seuil est explicité à partir d'essais sous sollicitations simples, telles que la fatigue en flexion ou en tension alternée. On formalise ainsi les résultats expérimentaux qui montrent que la condition d'amorçage d'une fissure capable de se propager est essentiellement gouvernée par l'amplitude de la cisssion autrement dit par le niveau de la déformation plastique engendrée par le cisaillement. Un état local de contrainte en tension, en permettant la propagation initiale sur les premiers grains, favorise l'extension de la fissure.

L'approche de Dang Van considère deux échelles de sollicitation. On définit l'élément de volume de taille importante (maille de code d'éléments finis)  $V(M)$ , dont la sollicitation imposée dite macroscopique  $\Sigma(t)$  est uniforme et élastique. A partir de ce chargement, on estime le tenseur local microscopique  $\hat{\sigma}(t)$  imposé au grain  $v(m)$  compris dans  $V(M)$ , qui subissant une plastification locale, finit par initier une fissure. Le concept peut se définir ainsi :

*Le volume élémentaire  $v(m)$  où est supposé s'amorcer une fissure, soumis à des sollicitations cycliques, va dans un premier temps s'adapter (augmentation des caractéristiques par écrouissage). Il n'y a pas d'amorçage si le niveau de la stabilisation reste en dessous d'un certain seuil (seuil d'amorçage polycyclique); dans le cas contraire il y a amorçage.*

##### 3.2.1.1.2 Démarche du calcul

Le description du modèle et de ses hypothèses est plus complètement détaillée dans l'annexe 4. Le principe de l'approche, en particulier le passage du chargement macroscopique ( $\Sigma(t)$ ) au chargement microscopique ( $\hat{\sigma}(t)$ ) avec la prise en compte des contraintes résiduelles

locales stabilisées  $\hat{\sigma}^*$  est schématisé par les Figures 3-15 , 3-16 (Papadopoulos I.V., 1987). Le matériau étudié est supposé vérifier les hypothèses du modèle à savoir un matériau isotrope présentant une loi de comportement isotrope - cinématique, le grain susceptible d'amorcer est considéré comme une inclusion élastoplastique intégrée dans une matrice élastique.

Le passage Macro-Micro se trouve alors simplifié et le tenseur local est exprimé par :

$$\hat{\sigma}(t) = \Sigma(t) + \hat{\sigma}^* \quad (3.2.1-1)$$

L'étape suivante réside dans la détermination du tenseur résiduel stabilisé  $\hat{\sigma}^*$ .

Le critère est formulé sous sa forme dite « générale » puisque l'essentiel du contact est soumis à une sollicitation non fixe c'est à dire avec les directions principales évoluant au cours du chargement.

Dans ce cas, la détermination de la sollicitation locale  $\hat{\sigma}(\bar{n}, t)$ , définie pour chaque grain associé à la facette  $\bar{n}$ , consiste à définir l'évolution de la cission microscopique  $\hat{\tau}(\bar{n}, t)$  et de la pression hydrostatique  $\hat{p}(t)$ :  $\hat{\sigma}(\bar{n}, t) \Rightarrow (\hat{\tau}(\bar{n}, t), \hat{p}(t))$ . (3.2.1-2)

La pression hydrostatique locale, représentative de l'état de tension imposé au grain, est indépendante de l'orientation de la facette  $\bar{n}$  et continue sur l'ensemble du volume  $V(M)$  :

$$\hat{p}(t) = p(t) = \frac{1}{3} \cdot \text{trace}(\Sigma(t)).$$

La cission locale appliquée au grain stabilisé  $\hat{\tau}(\bar{n}, t)$  est obtenue après symétrisation de la cission macroscopique  $\xi(\bar{n}, t)$  sur chacune des facettes considérées. Ainsi que le schématise la Figure 3-15, la cission locale devient :  $\hat{\tau}(\bar{n}, t) = \xi(\bar{n}, t) + MO = \xi(\bar{n}, t) + \tau^*(\bar{n})$ .

Le trajet microscopique adapté, caractérisé par le couple  $(\hat{\tau}(\bar{n}, t), \hat{p}(t))$  étant défini sur toute facette  $\bar{n}$  (associé au grains de  $V(M)$ ), on calcule le risque de l'amorçage en résolvant l'équation suivante :

$$\max_{\bar{n}} \left\{ \max_t \left[ \|\hat{\tau}(\bar{n}, t)\| + \alpha \hat{p}(t) \right] \right\} \leq \beta \quad (3.2.1-3)$$

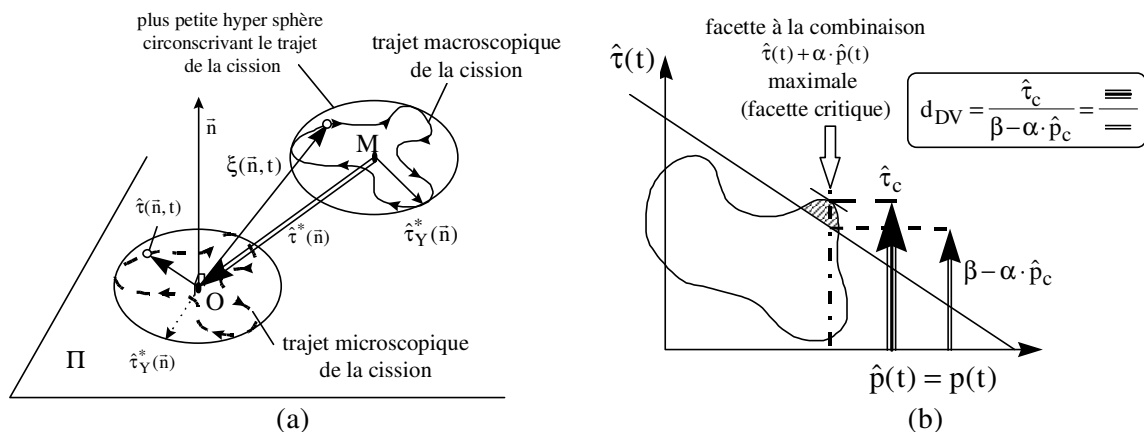


Figure 3-15 : (a): « Symétrisation » de la cission microscopique; (b): Critère de Dang Van.

Cette double maximisation permet d'identifier l'instant « t », la facette «  $\bar{n}$  » ainsi que le couple du chargement critique  $(\hat{\tau}_c, \hat{p}_c)$ , pour lesquels le risque de l'amorçage est maximal.

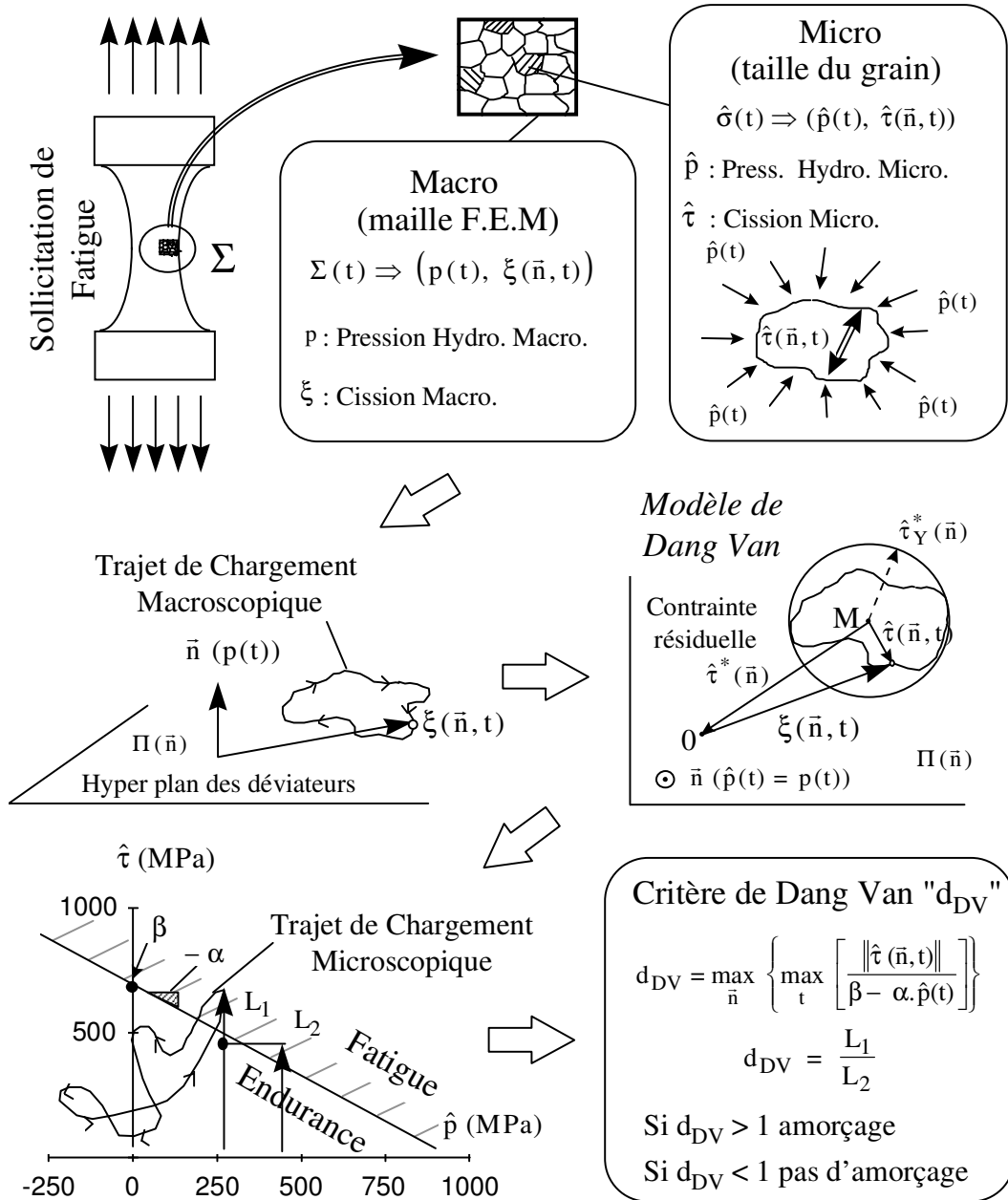


Figure 3-16 : Approche de Dang Van; A partir du chargement extérieur, on détermine le tenseur des sollicitations macroscopique  $\Sigma(t)$  puis le chargement microscopique  $\hat{\sigma}(\bar{n}, t)$  en déduisant le tenseur des contraintes résiduelles stabilisées  $\hat{\sigma}^*(\bar{n})$ . Le risque d'amorçage est supposé être une fonction simultanée du cisaillement et de l'état de tension imposé au grain, il y a un risque d'amorçage si  $\|\hat{\tau}(\bar{n}, t)\| + \alpha p(t) > \beta$  soit  $d_{DV} > 1$ .

Pour quantifier et normer ce risque, Dang Van K. (1973) introduit le ratio «  $d_{DV}$  ».

$$d_{DV} = \max_{\vec{n}} \left\{ \max_t \left[ \frac{\|\hat{\tau}(\vec{n}, t)\|}{\beta - \alpha \cdot \hat{p}(t)} \right] \right\} = \frac{\hat{\tau}_c}{\beta - \alpha \cdot \hat{p}_c} \quad (3.2.1-4)$$

Si «  $d_{DV}$  » est supérieur à 1, il existe un risque d’amorçage,  
 Si «  $d_{DV}$  » est inférieur à 1, le risque d’amorcer n’existe pas.

Les variables  $\beta$  et  $\alpha$  permettent de quantifier l’influence respective de la cission et de l’état de tension sur l’amorçage. Elles sont déterminées à partir des limites de fatigue en flexion  $\sigma_d$  et en torsion  $\tau_d$  alternée :

$$\beta = \tau_d \text{ et } \alpha = \frac{\tau_d - \sigma_d/2}{\sigma_d/3} \quad (3.2.1-5)$$

### 3.2.1.2 TRANSPOSITION DU CRITERE DANS LE CONTACT SPHERE PLAN EN GLISSEMENT PARTIEL

Ayant défini le trajet de chargement local en chaque point du plan (Figure 3-17), on peut quantifier le risque d’amorçage en associant les conditions de sollicitations aux propriétés de fatigue du matériau.

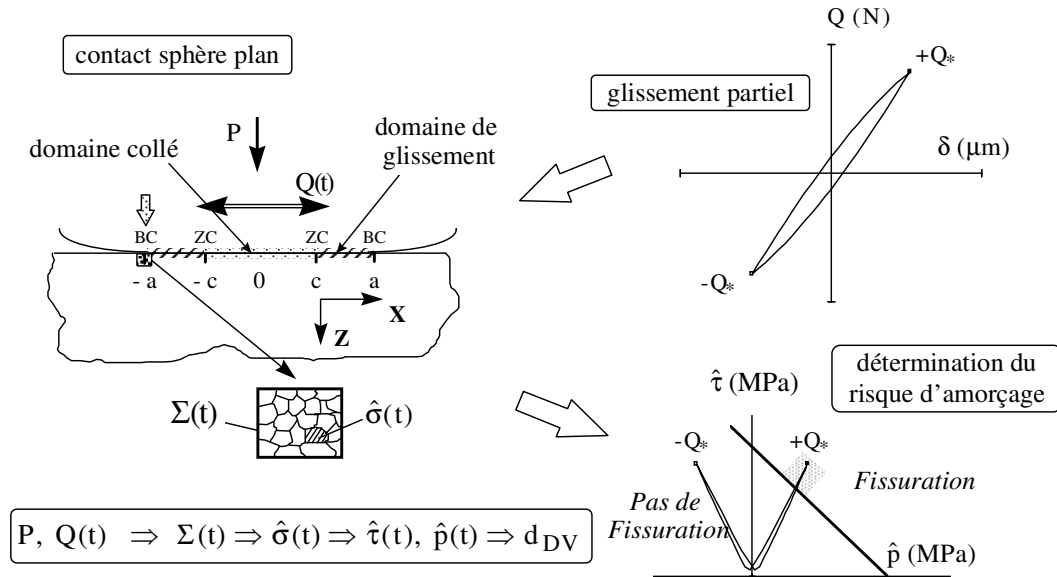


Figure 3.17 : Illustration de la transposition de calcul du risque d’amorçage de Dang Van dans le contact sphère plan soumis à une sollicitation de glissement partiel.

Les symétries d’axes et temporelles mises en évidence lors de l’analyse détaillée du contact sphère-plan en glissement partiel permettent de simplifier la détermination du risque d’amorçage et surtout le couple critique  $(\hat{\tau}_c, \hat{p}_c)$ . La recherche des maxima de la cission microscopique et de la pression hydrostatique est étudiée séparément.

### 3.2.1.2.1 Maximum de la pression hydrostatique locale

La variation de la contrainte hydrostatique est uniquement une fonction du chargement tangentiel puisque le chargement normal est statique.

$$\hat{p}(t) = p(t) = \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma^P) + \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma_{PS}^Q(t)) \quad (3.2.1-6)$$

Compte tenu des symétries, on montre que le maximum de la pression hydrostatique  $\hat{p}_{\max} = \max_t(\hat{p}(t))$ , aussi défini par le maximum de la composante tangentielle, est observé aux amplitudes  $t=0$  ( $Q(t) = +Q_*$ ) et  $t=T/2$  ( $Q(t) = -Q_*$ ). Ainsi en fonction de la position dans le plan nous aurons :

$$\hat{p}_{\max} = \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma^P) + \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma_{PS}^{+Q_*}) \text{ si } X \leq 0 \text{ (} t=0 \text{)}, \quad (3.2.1-7)$$

$$\hat{p}_{\max} = \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma^P) + \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma_{PS}^{-Q_*}) \text{ si } X \geq 0 \text{ (} t=T/2 \text{)}. \quad (3.2.1-8)$$

La Figure 3-18 présente la distribution en surface ( $X, Y, Z=0$ ) et dans le plan médian ( $X, Z, Y=0$ ) du maximum de la pression hydrostatique au cours d'un cycle de fretting.

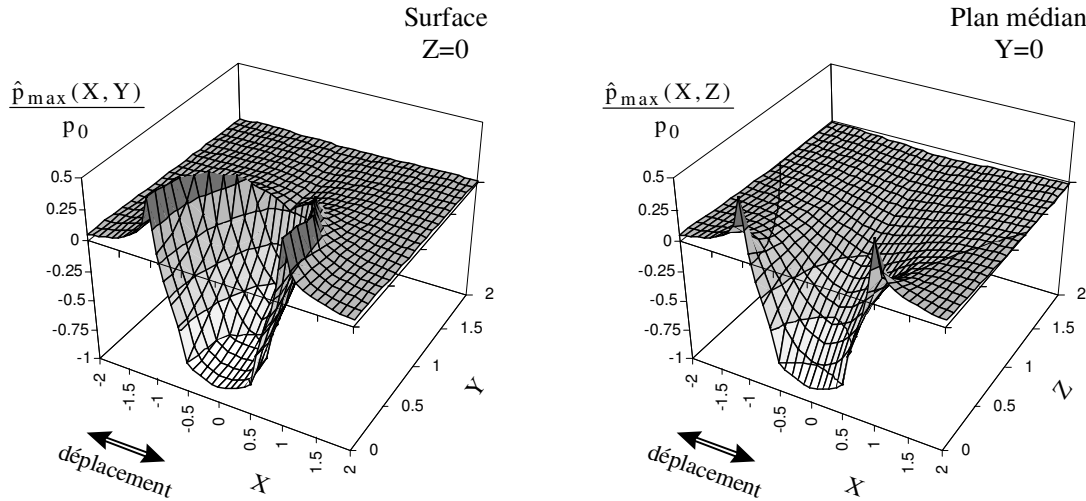


Figure 3-18 : Distribution du maximum de la pression hydrostatique locale en surface ( $X, Y, Z=0$ ) et dans le plan médian ( $X, Y=0, Z$ ) ( $\mu=0.8, k=c/a=0.5, \nu=0.3$ )

Seuls les domaines en pourtour du contact suivant l'axe de glissement X sont soumis à un état moyen de tension, le maximum est observé en bordure de contact le long de l'axe X. Comparée à l'enveloppe de la contrainte principale (Figure 3-1), la distribution de la pression hydrostatique se caractérise par un resserrement des domaines en tension centrés sur les bords du contact.

### 3.2.1.2.2 Maximum de la cission locale

La détermination de la cission microscopique maximale est simplifiée par la symétrie temporelle. On distingue la composante statique du chargement normal de la composante purement alternée de la sollicitation tangentielle. La symétrisation nécessaire à la recherche de la cission locale conduit à négliger la composante statique de l'effort normal et à seulement



considérer la composante alternée de l'effort tangentiel (Figure 3-15).

On montre que la cission locale suivant la facette  $\vec{n}$  est identique à la cission macroscopique associée au chargement tangentiel :

$$\hat{\tau}(\vec{n}, t) = \xi^Q(\vec{n}, t) \quad (3.2.1-9)$$

La symétrie temporelle du tenseur associé à l'effort tangentiel entraîne :

$$\Sigma_{PS}^Q(t) = -\Sigma_{PS}^Q(t + T/2). \quad (3.2.1-10)$$

On retrouve cette inversion au niveau des contraintes principales maximale et minimale, puisque les vecteurs définis à l'instant  $t$ , soit  $\sigma_1^Q(t)$  et  $\sigma_3^Q(t)$  permettent de déduire ceux appliqués au même point mais dans la demi période suivante :

$$\sigma_1^Q(t + T/2) = -\sigma_3^Q(t) \text{ et } \sigma_3^Q(t + T/2) = -\sigma_1^Q(t). \quad (3.2.1-11)$$

La détermination de la cission devient évidente et comme l'illustre la Figure 3-19, la norme de la cission est égale aux cisaillements maximaux définis aux deux instants  $t$  et  $t+T/2$ .

Tenant compte de la relation 3.2.1-11, ces derniers sont orientés suivant une même direction : la bissectrice définie par les couples  $[\sigma_1^Q(t); \sigma_3^Q(t)]$  et  $[\sigma_1^Q(t + T/2); \sigma_3^Q(t + T/2)]$ .

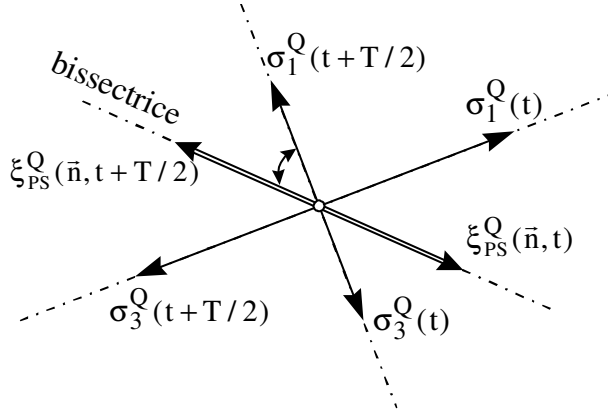


Figure 3-19 : Schématisation des cissions aux instants  $t$  et  $t+T/2$

On peut écrire :

$$\|\xi_{PS}^Q(\vec{n}, t)\| = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma_{PS}^Q(t)) = \frac{1}{2} |\sigma_1^Q(t) - \sigma_3^Q(t)|, \quad (3.2.1-12)$$

$$\|\xi_{PS}^Q(\vec{n}, t + T/2)\| = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma_{PS}^Q(t + T/2)) = \frac{1}{2} |\sigma_1^Q(t + T/2) - \sigma_3^Q(t + T/2)|, \quad (3.2.1-13)$$

$$\|\xi_{PS}^Q(\vec{n}, t)\| = \|\xi_{PS}^Q(\vec{n}, t + T/2)\|. \quad (3.2.1-14)$$

On montre que le maximum des amplitudes des cisaillements est observé aux amplitudes  $t=0$  ( $Q(t) = +Q_*$ ) et  $t=T/2$  ( $Q(t) = -Q_*$ ).

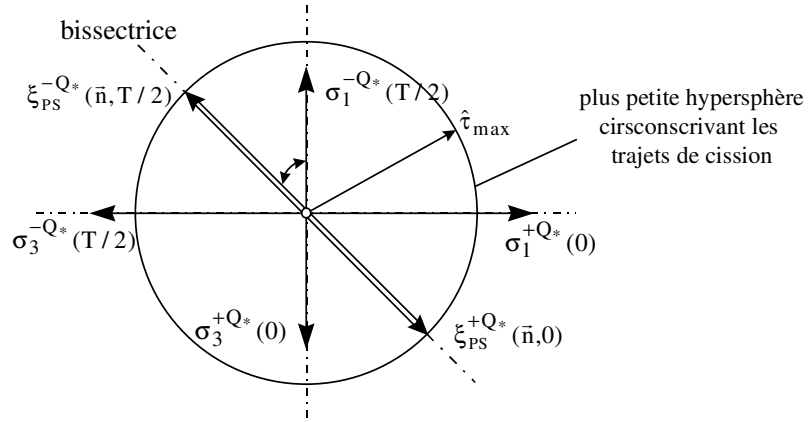


Figure 3-20 : Caractérisation du maximum des cissions aux amplitudes  $t=0, Q(t) = +Q_*$  et  $t=T/2, Q(t) = -Q_*$  ; recherche de la plus petite hyper-sphère circonscrivant la cission.

La détermination de la plus petite hyper sphère devient triviale (Figure 3-20), nous déduisons alors le maximum de la cission aux amplitudes du chargement tangentiel, soit :

$$\hat{\tau}_{\max} = \left\| \xi_{PS}^{-Q_*}(\bar{n}, T/2) \right\| = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma_{PS}^{-Q_*}) = \frac{1}{2} \left| \sigma_1^{-Q_*} - \sigma_3^{-Q_*} \right| \text{ ou}$$

$$\hat{\tau}_{\max} = \left\| \xi_{PS}^{+Q_*}(\bar{n}, 0) \right\| = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma_{PS}^{+Q_*}(0)) = \frac{1}{2} \left| \sigma_1^{+Q_*} - \sigma_3^{+Q_*} \right| \quad (3.2.1-15)$$

Le plan de la facette qui subit la cission microscopique maximale est défini par la bissectrice des directions principales  $(\sigma_1^{+Q_*}, \sigma_3^{+Q_*})$  et la direction de la contrainte principale  $\sigma_2^{+Q_*}$ .

Le Figure 3-21 représente l'évolution des distributions en surface et suivant l'axe médian du maximum de la cission locale. La cission locale se caractérise par une distribution annulaire avec des valeurs maximales dans le domaine de glissement et un maximum localisé à la limite de la zone collée suivant l'axe X.

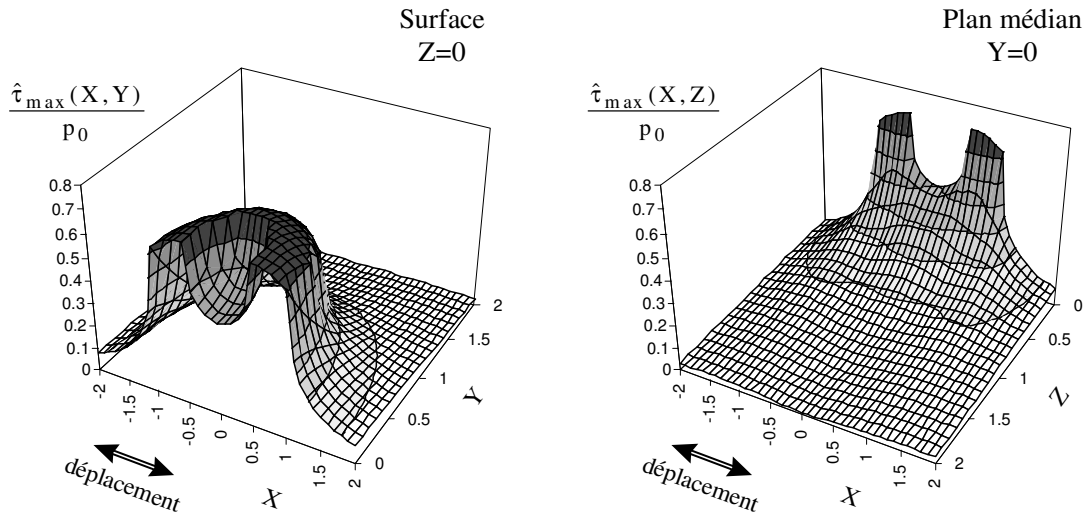


Figure 3-21 : Distribution du maximum de la cission locale en surface  $(X, Y, Z=0)$  et dans le plan médian  $(X, Y=0, Z)$  ( $\mu=0.8, k=c/a=0.5, \nu=0.3$ )

### 3.2.1.2.3 Identification du couple critique

L'analyse précédente montre que les sollicitations locales maximales  $\hat{p}_{\max}$  et  $\hat{\tau}_{\max}$  sont imposées aux mêmes instants lors du chargement tangentiel maximal. Cette concordance temporelle nous permet d'associer les valeurs du couple critique aux valeurs du couple maximum précédemment identifiées. On montre que :

- pour le domaine tel que  $X \geq 0$  , l'instant critique est en  $t=T/2$  tel que  $Q(t) = -Q_*$  avec

$$\hat{p}_c = \hat{p}_{\max} = \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma^P) + \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma_{PS}^{-Q_*}) \quad \text{et} \quad \hat{\tau}_c = \hat{\tau}_{\max} = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma_{PS}^{-Q_*}), \quad (3.2.1-16)$$

- pour le domaine tel que  $X \leq 0$  , l'instant critique est en  $t=0$  tel que  $Q(t) = +Q_*$  avec

$$\hat{p}_c = \hat{p}_{\max} = \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma^P) + \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma_{PS}^{+Q_*}) \quad \text{et} \quad \hat{\tau}_c = \hat{\tau}_{\max} = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma_{PS}^{+Q_*}), \quad (3.2.1-17)$$

On généralise cette formulation par :

$$\hat{p}_c = \hat{p}_{\max} = \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma^P) + \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma_{PS}^{Q_*}) \quad \text{et} \quad \hat{\tau}_c = \hat{\tau}_{\max} = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma_{PS}^{Q_*}). \quad (3.2.1-18)$$

Nous avons donc rigoureusement défini : le couple critique  $(\hat{\tau}_c, \hat{p}_c)$  identique au couple maximum  $(\hat{\tau}_{\max}, \hat{p}_{\max})$ , l'instant de cette sollicitation critique en fonction de la position dans le solide ( $t=0$  si  $X \leq 0$ ), ( $t=T/2$  si  $X \geq 0$ ) ainsi que l'orientation des facettes où le risque maximal d'amorçage est supposé être observé.

### 3.2.1.2.4 Formalisation du critère:

Le critère d'amorçage est calculé à partir du couple  $(\hat{\tau}_c, \hat{p}_c)$  :

$$d_{DV} = \frac{\hat{\tau}_c}{\beta - \alpha \cdot \hat{p}_c} \quad (3.2.1-19)$$

Contrairement aux variables classiques comme la contrainte principale, ou le Von Mises, la distribution du risque n'est pas seulement fonction du coefficient de frottement «  $\mu$  » ou de la condition de glissement «  $k$  », elle dépend aussi du matériau au travers des variables  $\beta$  et  $\alpha$ .

Nous devons exprimer les variables en valeurs réelles et non plus normalisées vis à vis de la pression. La Figure 3-22 représente l'évolution du risque d'amorçage calculé pour un matériau qui nous sert de modèle, un acier 30NCD16, provenant d'un lot ayant servi à l'étude en fatigue classique de différents critères d'amorçage (Dubar L., 1992). Ses caractéristiques en fatigue, parfaitement identifiées, sont exposées en annexe 1 (A1.1.1).

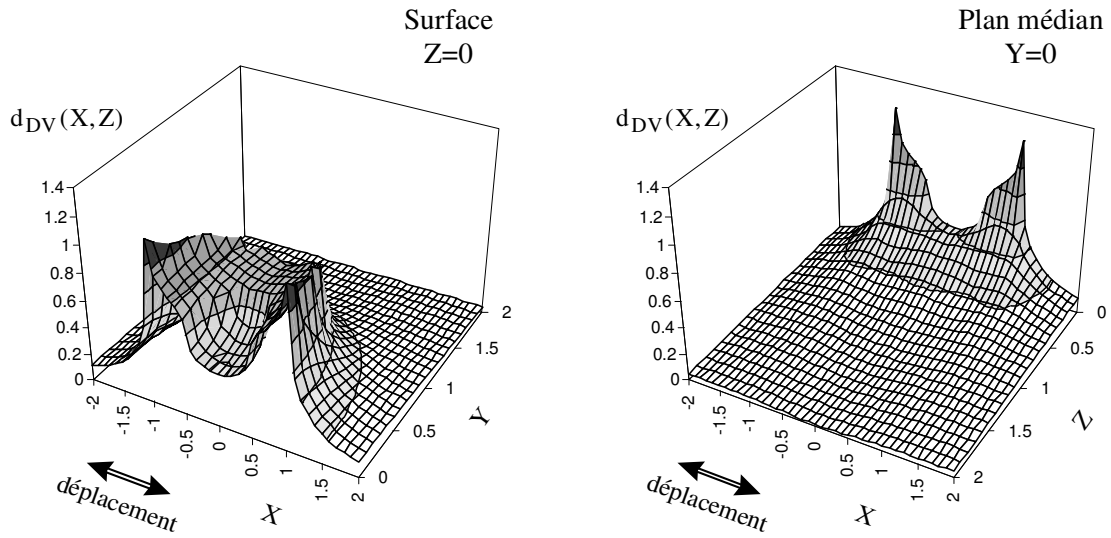


Figure 3-22 : Distribution du risque d'amorçage «  $d_{DV}$  » en surface ( $X,Y,Z=0$ ) et dans le plan médian ( $X,Y=0,Z$ ) ( $\mu=0.8$ ,  $k=c/a=0.5$ ,  $\nu=0.3$ ,  $\beta=428$  MPa,  $\alpha=0.36$ ,  $p_0 = 600$  MPa )

Pour ces conditions, la distribution indique que les maxima du risque d'amorçage sont observés dans la zone glissante de l'axe médian X en surface.

La pression hydrostatique  $\hat{p}_{\max}$  est située en bordure de contact alors que le cisaillement local maximal  $\hat{\tau}_{\max}$  se trouve en bordure de la zone collée. On montre que, quelles que soient les conditions de sollicitations comprises dans le domaine I,

**le maximum du risque d'amorçage se trouve nécessairement en surface, sur l'axe médian dans la zone de glissement .**

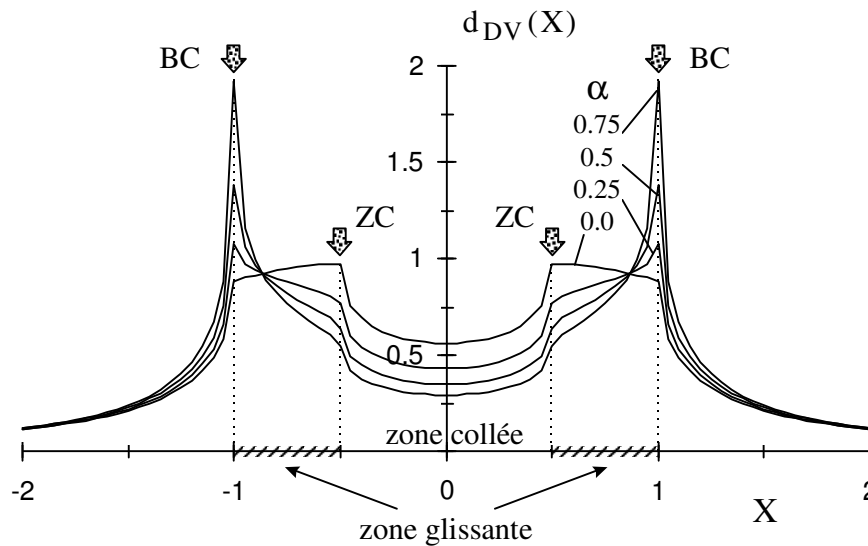


Figure 3-23: Distribution du risque d'amorçage «  $d_{DV}$  » suivant l'axe X, pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$  (30NCD16/100C6:  $\mu=0.8$ ,  $k=0.5$ ,  $\nu=0.3$ ,  $\beta=428$  MPa,  $p_0 = 600$  MPa ).

Ainsi, la position exacte du risque maximal dépend de l'intensité des variables  $\hat{p}_{\max}$  et  $\hat{\tau}_{\max}$  et surtout des coefficients d'influence  $\beta$  et  $\alpha$ . Pour l'acier étudié, la valeur maximale du risque est localisée en bordure de contact aux points BC.

La Figure 3-23 montre l'évolution de la distribution du risque d'amorçage «  $d_{DV}$  » suivant l'axe X, pour le même  $\beta$  en faisant varier le paramètre  $\alpha$  :  $\alpha = 3 \cdot \frac{1 - 0.5 \cdot \sigma_d / \tau_d}{\sigma_d / \tau_d}$ .

Le paramètre  $\alpha$  mesure l'influence de la composante de tension sur le mécanisme d'amorçage. Ainsi un matériau de caractère fragile, sensible à la contrainte de tension présente un ratio  $\sigma_d / \tau_d$  plutôt faible et donc une valeur de  $\alpha$  élevée. L'influence de la pression hydrostatique est alors favorisée et l'amorçage a tendance à se situer en bordure de contact.

Par contre, un matériau de caractère ductile, ayant un comportement en fatigue très sensible au cisaillement et relativement moins sensible à l'effet de la tension, présente un ratio  $\sigma_d / \tau_d$  élevé et donc une valeur de  $\alpha$  faible. Dans ce cas le risque d'amorçage maximal tend à se rapprocher du domaine central :

*la localisation du risque maximal d'amorçage dans la zone de glissement suivant l'axe X, dépend du comportement en fatigue du matériau et indirectement du ratio  $\sigma_d / \tau_d$*

L'influence du paramètre  $\alpha$  ne se limite pas au positionnement de l'amorçage, le gradient du risque est aussi fortement modifié.

Si le mécanisme d'amorçage est indépendant de l'état de tension, la distribution du risque est directement proportionnelle à celle du cisaillement microscopique avec un maximum en bordure de zone collée (Figure 3-21) et une distribution homogène dans la zone de glissement.

Pour un matériau sensible à la pression hydrostatique, une discontinuité apparaît en bordure de contact, le gradient du risque est dans ce cas contrôlé par l'évolution rapide de la pression hydrostatique (Figure 3-18). On remarque que pour la plupart des matériaux métalliques où  $\sigma_d / \tau_d \leq \sqrt{3}$  soit  $\alpha \geq 0.23$ , le maximum du risque d'amorçage est observé en bordure de contact.

### 3.2.1.3 CARTES THEORIQUES D'AMORCAGE

L'analyse ponctuelle en bordure de contact (BC) permet d'explicitier de façon simple le couple critique caractérisant le risque d'amorçage du contact dans sa totalité.

Ainsi la pression hydrostatique et la cission locale sont égales, en bordure de contact, à :

$$\hat{p}_c(\text{BC}) = \hat{p}_{c \max} = \frac{1}{3} q_0 (f_{11}^{Q*} + f_{22}^{Q*}) \quad \text{et} \quad \hat{\tau}_c(\text{BC}) = \hat{\tau}_{c \max} = \frac{1}{2} q_0 f_{11}^{Q*} \quad (3.2.1-18)$$

avec  $f_{11}^{Q*}$  et  $f_{22}^{Q*}$  exprimés respectivement par les relations 3.1.4-4,5.

Le risque d'amorçage du contact est :

$$d_{DV} = \frac{\hat{\tau}_{c \max}}{\beta - \alpha \hat{p}_{c \max}} = \frac{\frac{1}{2} q_0 f_{11}^{Q*}}{\beta - \alpha \cdot \frac{1}{3} q_0 (f_{11}^{Q*} + f_{22}^{Q*})} \quad (3.2.1-19)$$

Le critère en ce point dépend directement de la contrainte de cisaillement maximal  $q_0$ . Nous pouvons donc définir l'équivalent d'un cisaillement Hertzien limite tel que ( $d_{DV}=1$ ) soit :

$$q_{0DV} = \frac{\beta}{f_{11}^{Q*} \left( \frac{1}{2} + \frac{\alpha}{3} \right) + \frac{\alpha}{3} f_{22}^{Q*}} \quad (3.2.1-20)$$

De même nous pouvons extraire l'équivalent d'une pression seuil telle que :  $p_{0DV} = \frac{q_{0DV}}{\mu}$ .

L'évolution du cisaillement Hertzien limite d'amorçage dépend exclusivement de la condition de glissement et des propriétés du matériau :  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\nu$ .

On trace pour le matériau étudié la courbe maîtresse d'amorçage en fonction des paramètres de glissement  $k$ ,  $Q^*/Q_t$  et  $\delta^*/\delta_t$  (Figure 3-24).

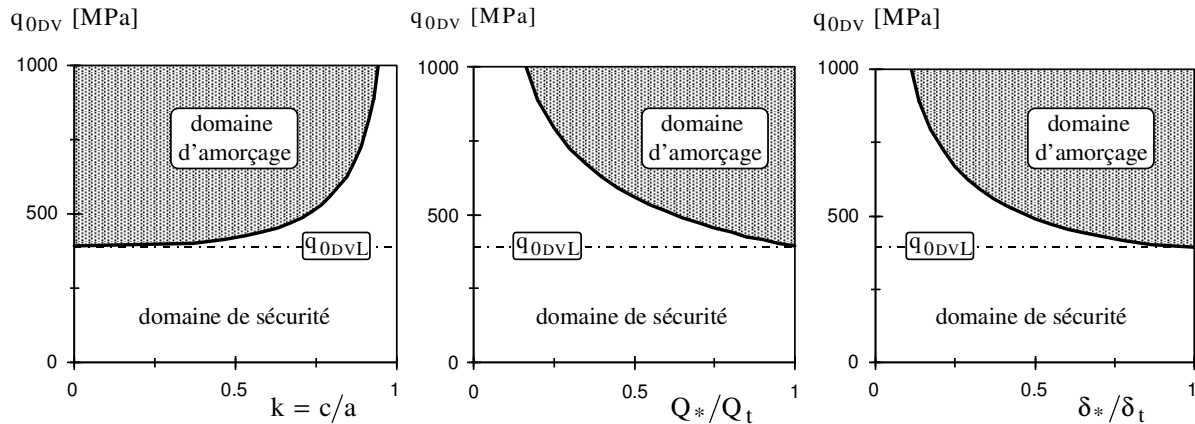


Figure 3-24 : Evolution du cisaillement maximal Hertzien de non amorçage en fonction de la condition de glissement. (30NCD16 :  $\beta=428$  MPa,  $\alpha=0.36$ ,  $\nu=0.3$ )

Ainsi, connaissant la condition de glissement, le coefficient de frottement, la pression appliquée et les propriétés du matériau, on peut rapidement identifier si la sollicitation imposée est susceptible d'amorcer une fissure ou non.

**Grâce à ces courbes normalisées, on peut mesurer l'influence du coefficient de frottement, celle du comportement en fatigue du matériau et enfin, évaluer l'influence de la condition de glissement.**

Le cisaillement ou indirectement la pression admissible de non amorçage, décroît de façon asymptotique vers une limite de non amorçage  $q_{0DVL} = \mu \cdot p_{0DVL}$ . Cette valeur critique, observée pour le maximum des sollicitations à la transition de glissement, correspond au seuil où, quelle que soit la condition de glissement, il ne peut y avoir d'amorçage. Ce point critique permet ainsi de délimiter le domaine de sécurité vis à vis de l'amorçage induit par le fretting.

**On définit un seuil critique de cisaillement  $q_{0DVL} = \mu \cdot p_{0DVL}$ , en dessous duquel quelle que soit la condition de glissement il n'y a pas d'amorçage.**

Ce seuil est explicité par la relation (3.2.1-20) lorsque  $k=0$  :

$$q_{0DVL} = \mu \cdot p_{0DVL} = \frac{8 \cdot \beta}{3\pi (4 + \nu + 4 \cdot \alpha(1 + \nu) / 3)} \quad (3.2.1-21)$$

Toute corrélation expérimentale suppose de vérifier les hypothèses de calcul. En particulier il est nécessaire que le chargement macroscopique n'implique pas de déformations plastiques importantes. Aussi on exprime à partir de la relation 3.1.4-9 une pression Hertzienne maximale en dessous de laquelle il n'y a pas de plastification en bordure de contact :

$$p_{0V.M} = \frac{\sigma_Y}{f_{11} \left( 1 + (f_{22}/f_{11})^2 - f_{22}/f_{11} \right)^{1/2}} \quad (3.2.1-22)$$

Une valeur limite est observée à la transition définissant le seuil au dessous duquel quelle que soit la condition de glissement il n'y a pas de plastification. On superpose dans un même diagramme les limites de fissuration et de plastification en fonction de la condition de glissement; les pressions sont normalisées par rapport à la pression de première plastification sous indentation normale soit  $p_0/p_{0Y}$  avec  $p_{0Y} = 1.61 \sigma_Y$ . Le tracé est ici réalisé pour un coefficient de frottement représentatif des contacts acier-acier, égal à 0.8 (Figure 3-25).

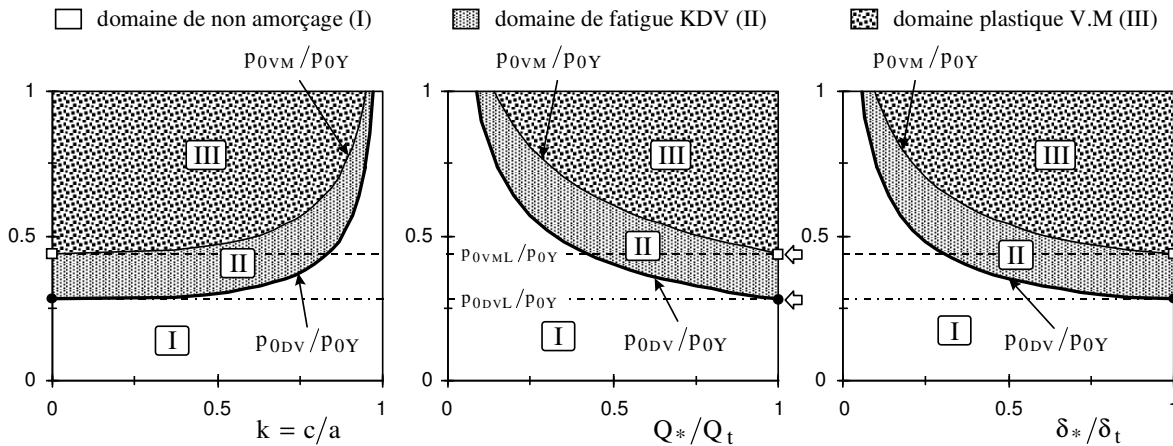


Figure 3-25 : Evolution des différents domaines de dégradation en fonction de la condition de glissement (30NCD16 :  $\sigma_Y = 1080 \text{ MPa}$ ,  $\beta = 428 \text{ MPa}$ ,  $\alpha = 0.36$ ,  $\nu = 0.3$ ,  $\mu = 0.8$ ) ( □ seuil de plastification , ● seuil d'amorçage Polycyclique)

L'évolution des deux courbes en fonction des conditions de sollicitation met en évidence trois domaines de réponse du matériau. On identifie un domaine de sécurité (I), un domaine d'amorçage à grand nombre de cycles par fatigue et enfin, pour les conditions les plus sévères, un domaine de plastification macroscopique.

Dans ce dernier domaine l'application rigoureuse du modèle de Dang Van n'est plus vérifiée. Aussi, la comparaison avec les résultats expérimentaux se limitera aux conditions définies par les domaines I et II.

En dessous des pressions seuils  $p_{0DVL}/p_{0Y}$  et  $p_{0VML}/p_{0Y}$ , on note l'absence, quelle que soit la condition de glissement, de tout amorçage de fatigue, ou de toute plasticité macroscopique.

On peut transposer cette approche pour tracer l'équivalent de Cartes de Réponse du Matériau (CRM) où l'évolution des différents domaines de fissuration est représentée en fonction du débattement et de l'effort normal. La Figure 3-26 représente la distribution des domaines de non amorçage et d'amorçage en fonction des sollicitations imposées pour un coefficient de frottement de 0.8. Les frontières du Dang Van et du Von Mises permettent de délimiter respectivement les domaines d'amorçage en fatigue polycyclique (grand nombre de cycles) et celui de l'amorçage en fatigue oligocyclique induit par des déformations plastiques consécutives.

Il est intéressant de comparer une telle distribution avec des résultats expérimentaux en amorçage. Plus le nombre de cycles considéré est élevé, plus la frontière de l'amorçage se déplacera vers les faibles débattements associés à de plus faibles chargements. Ceci apparaît totalement cohérent avec la description de Wöhler-Haigh de la fatigue et justifie une analyse en terme de fatigue du problème de l'amorçage de fissures en fretting wear et en fretting fatigue (Figure 1-7).

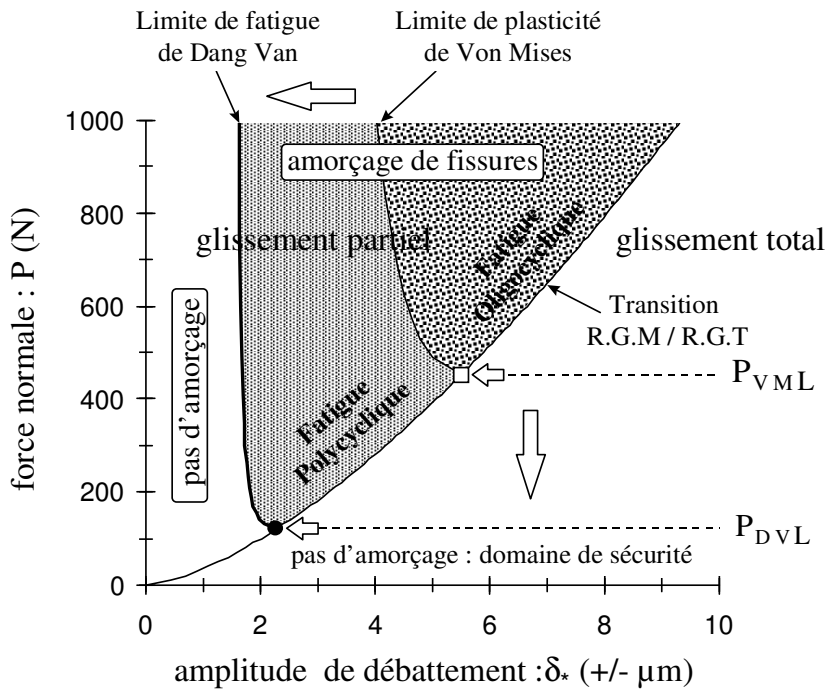


Figure 3-26 Carte Théorique de Réponse du Matériau, contact sphère(100C6,  $R=50$  mm) / plan (30NCD16) :  $\sigma_Y = 1080$  MPa,  $\beta=428$  MPa,  $\alpha=0.36$ ,  $\nu=0.3$ ,  $\mu=0.8$ .

On met aussi en évidence des effort normaux  $P_{DVL}$  et  $P_{VML}$  définissant respectivement les seuils de non fissuration et de non plastification.

Contrairement aux cartes adimensionnelles, ce type de représentation dépend de la géométrie du contact, du rayon de la sphère, et doit être adapté à chaque système expérimental.

Il est intéressant de mesurer l'évolution des frontières d'amorçage en fonction du coefficient de frottement, surtout vis-à-vis de la modification de la frontière de glissement (Figure 3-27).

On remarque que l'augmentation du coefficient de frottement engendre une extension du domaine de glissement partiel, déplace la frontière d'amorçage vers les plus faibles débattements et diminue de façon conséquente la sollicitation seuil de non amorçage. Par le tracé de ces iso risques d'amorçage, on montre qu'il est nécessaire de dissocier l'effet du



coefficient de frottement sur la condition de glissement et sur la frontière d'amorçage en glissement partiel. Ce résultat théorique valide de nombreux résultats expérimentaux rencontrés dans la littérature. En particulier, il démontre l'intérêt d'appliquer des traitements de surface diminuant le coefficient de frottement (Petiot C., 1994).

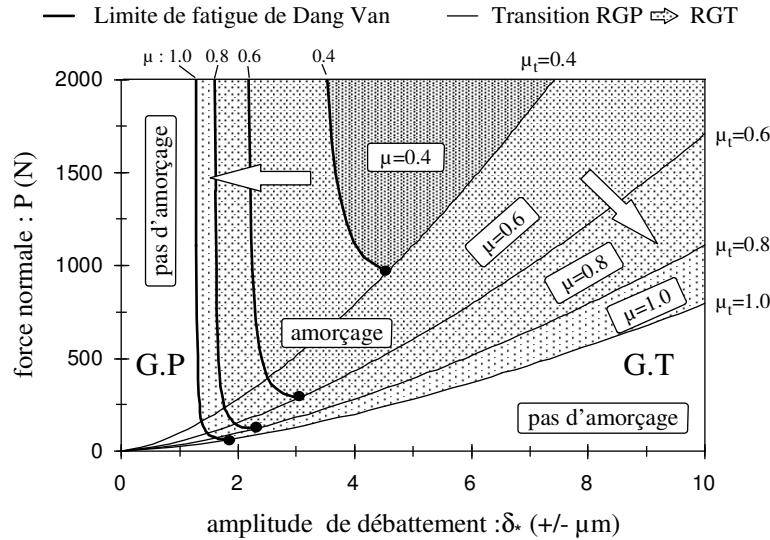


Figure 3-27 : Extension du domaine d'amorçage en glissement partiel en fonction de l'augmentation du coefficient de frottement. sphère(100C6,R=50 mm) / plan (30NCD16) ( $\beta=428 \text{ MPa}$ ,  $\alpha=0.36$ ,  $\nu=0.3$ ).

### 3.2.1.4 SYNTHÈSE

L'analyse qui est proposée permet de mesurer les évolutions des domaines d'amorçage en fonction de paramètres comme : le coefficient de frottement, la géométrie de contact ou les propriétés des matériaux. Le critère d'amorçage de Dang Van transposé au contact sphère plan, montre que le site de premier amorçage dépend de la condition de sollicitation mais surtout du comportement en fatigue du matériau. Son positionnement est fonction des limites de fatigue en flexion plane et en torsion alternée au travers du ratio  $\sigma_d/\tau_d$ . Pour les aciers courants tels que  $\sigma_d/\tau_d \leq \sqrt{3}$  le maximum du risque est observé en bordure d'amorçage. Cette localisation nous permet alors d'exprimer sous une forme simple l'expression du risque maximal d'amorçage dans le contact «  $d_{DV}$  ».

Les expressions analytiques, traduites graphiquement, confirment l'intérêt d'analyser la distribution du risque en terme de Carte de Réponse du Matériau (CRM) et donne une justification théorique aux analyses expérimentales antérieures.

*L'approfondissement de ce concept nous a surtout permis de passer d'une représentation "effort normal - débattement" à des représentations plus synthétiques, normalisées, dans lesquelles le risque d'amorçage est représenté en terme de pressions ou de cisaillements Hertiens critiques, fonctions de la condition de glissement.*

Nous disposons désormais d'un premier outil capable de formaliser le risque d'amorçage à grand nombre de cycles pour des conditions de glissement partiel en fretting.

### 3.2.2 MODELE DE FROUSTEY LASSERRE

#### 3.2.2.1 DESCRIPTION DU CRITERE DE FROUSTEY-LASSERRE

Ce critère a été introduit dans le but de valider les résultats obtenus par le critère de Dang Van. L'objectif est double, il s'agit d'une part de comparer la localisation du maximum du risque d'amorçage et surtout de mesurer l'efficacité respective des critères en terme de prévision d'amorçage vis-à-vis des résultats expérimentaux.

Le choix de ce critère se justifie sur le plan mécanique dans la mesure où il suppose que l'amorçage à grand nombre de cycles (Polycyclique) est associé à l'énergie élastique supportée par le matériau ce qui facilite la transposition de notre description du contact.

Enfin, il est intéressant d'étudier ce critère dans la mesure où il a été spécifiquement développé sur le même lot d'acier que nous avons testé en fretting (30NCD16) (Dubar L., 1992).

Contrairement au modèle de Dang Van pour lequel l'application du critère nécessite une démonstration détaillée, le critère de Froustey Lasserre, plus simple à mettre en œuvre, ne sera qu'appliqué (annexe 4 : A4.2) (Froustey C. 1987; Froustey C. et al. 1993).

Après dichotomie du tenseur des contraintes en la somme d'un tenseur moyen et alterné, les énergies élastiques sphériques et déviatoriques associées à chacun des deux tenseurs sont calculées.

##### Sollicitation moyenne

Energie moyenne sphérique du tenseur moyen	$W_{1m} = \frac{1-2\nu}{6E} (I_{1m})^2$
Energie élastique de distorsion du tenseur moyen	$W_{2m} = \frac{1+\nu}{E} J_{2m}$
Energie élastique totale du tenseur moyen	$W_m = W_{1m} + W_{2m}$
Degré de triaxialité du chargement moyen	$d_{Tm}^{\circ} = \frac{W_{1m}}{W_{1m} + W_{2m}} = \frac{W_{1m}}{W_m}$

##### Sollicitation alternée

Energie moyenne sphérique du tenseur alterné	$W_{1a} = \frac{1-2\nu}{6E} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (I_{1a}(t))^2 dt$
Energie moyenne de distorsion du tenseur alterné	$W_{2a} = \frac{1+\nu}{E} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T J_{2a}(t) dt$
Energie élastique moyenne totale du tenseur alterné	$W_a = W_{1a} + W_{2a}$
Degré de triaxialité des énergies élastiques moyennes du chargement alterné	$d_{Ta}^{\circ} = \frac{W_{1a}}{W_{1a} + W_{2a}} = \frac{W_{1a}}{W_a}$

(3.2.2-1)

Le critère est exprimé à partir des deux énergies de la sollicitation moyenne  $V_{1m}$  et alternée  $V_{2a}$  prenant en compte la triaxialité du chargement et l'influence de celle-ci vis-à-vis du

matériau étudié au travers du paramètre  $\kappa$ . Ce facteur est calculé à partir des limites d'endurance pour différentes conditions de sollicitation (flexion, torsion); il est égal à 1.4 pour le 30NCD16.

$$V_{1m} = \frac{W_m}{G(d_{Tm}^\circ, \kappa)} \text{ avec } G(d_{Tm}^\circ, \kappa) = \frac{\kappa}{1 - e^{-\kappa}} \cdot \frac{1}{1 - d_{Tm}^\circ} \left\{ 1 - \frac{1}{\kappa} \text{Ln}(1 + d_{Tm}^\circ (e^\kappa - 1)) \right\} \quad (3.2.2-2)$$

$$V_{2a} = \frac{W_a}{F(d_{Ta}^\circ, \kappa)} \text{ avec } F(d_{Ta}^\circ, \kappa) = \frac{1}{1 - d_{Ta}^\circ} \left\{ 1 - \frac{1}{\kappa} \text{Ln}(1 + d_{Ta}^\circ (e^\kappa - 1)) \right\} \quad (3.2.2-3)$$

Si l'invariant  $I_{1m}$  est négatif, les énergies moyennes considérées sont affectées du signe « - ».

On tient compte ainsi de l'effet bénéfique d'un état de contrainte en compression.

Le domaine de sécurité est défini par une relation linéaire entre  $V_{1m}$  et  $V_{2a}$  ainsi que le représente la Figure 3-28a.

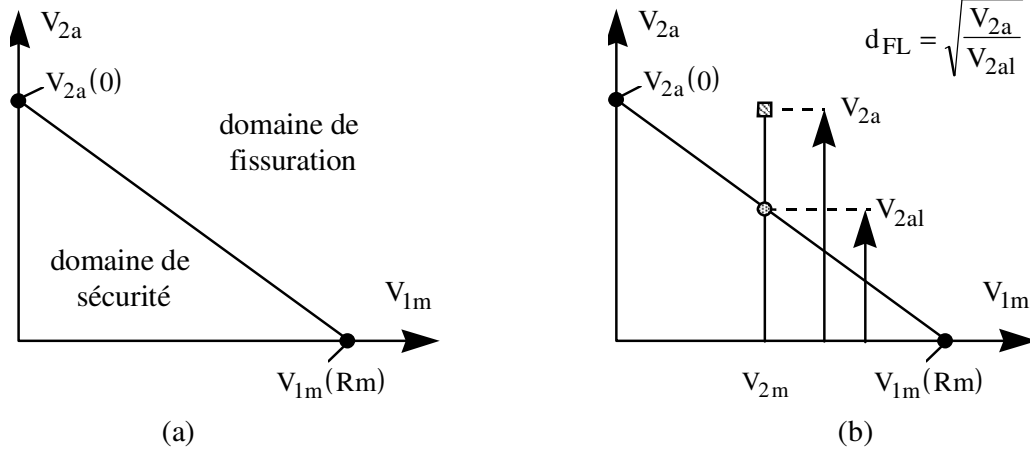


Figure 3-28: (a): Identification du domaine de sécurité; (b): Calcul du risque d'amorçage  $d_{FL}$ .

La frontière de l'amorçage est explicitée à partir des variables  $V_{2a}(0)$  et  $V_{1m}(Rm)$ , telle que la composante  $V_{2al}$  admissible pour un état moyen imposé  $V_{1m}$  soit égale à :

$$V_{2al} = V_{2a}(0) \left[ 1 - \frac{V_{1m}}{V_{1m}(Rm)} \right] \quad (3.2.2-4)$$

$V_{2a}(0)$  est l'énergie de distorsion engendrée par la limite de fatigue en torsion alternée.  $V_{2a}$  est nulle pour la valeur  $V_{1m}(Rm)$  correspondant à la traction uniaxiale.

On calcule le risque d'amorçage en comparant la valeur limite  $V_{2al}$  établie à partir de  $V_{1m}$  et la valeur imposée  $V_{2a}$ , soit :

$$d_{FL} = \sqrt{\frac{V_{2a}}{V_{2al}}} \quad (3.2.2-5)$$

$V_{2a}$  : l'énergie de distorsion imposée,

$V_{2al}$  : l'énergie limite d'amorçage.

Ainsi comme l'illustre la Figure 3-28b :

si  $d_{FL} > 1$  il y a un risque d'amorçage.

si  $d_{FL} < 1$  le risque d'amorçage est négligeable.

Le calcul du risque implique donc de calculer les deux grandeurs  $V_{2a}(0)$  et  $V_{1m}(Rm)$ .

Pour l'essai de traction simple  $\sigma$  on a  $I_{1m} = \sigma$ ,  $J_{2m} = \sigma^2/3$  aussi  $d_{Ttract}^\circ = (1 - 2\nu)/3$ .

Ainsi :

$$V_{1m}(Rm) = \frac{1}{2E} Rm^2 \frac{1}{G(d_{Ttract}^{\circ}, \kappa)} \quad (3.2.2-6)$$

$$\text{avec } G(d_{Ttract}^{\circ}, \kappa) = \frac{\kappa}{1 - e^{-\kappa}} \cdot \frac{3}{2(1 + \nu)} \left\{ 1 - \frac{1}{\kappa} \text{Ln} \left( 1 + \left( \frac{1 - 2\nu}{3} \right) (e^{\kappa} - 1) \right) \right\}. \quad (3.2.2-7)$$

Le chargement de torsion alternée  $\tau(t)$  est tel que :  $I_{1a} = 0$  et  $J_{2a}(t) = \tau^2(t)$ .

Si on considère une sollicitation alternée sinusoïdale de période  $T$ , telle que

$$\tau(t) = \tau_d \sin(2\pi t / T), \text{ la valeur moyenne est égale à } \frac{1}{T} \int_0^T J_{2a}(t) dt = \frac{\tau_d^2}{2}. \quad (3.2.2-8)$$

$$\text{Finalement on a } d_{Ttors.}^{\circ} = 0 \quad F(d_{Ttors.}^{\circ}, \kappa) = 1 \quad \text{et } V_{2a}(0) = \frac{1 + \nu}{2E} \cdot \tau_d^2 \quad (3.2.2-9)$$

### 3.2.2.2 TRANSPOSITION DU CRITERE DANS LE CONTACT SPHERE PLAN EN GLISSEMENT PARTIEL .

On transpose directement le calcul du critère aux spécificités du contact en glissement partiel. Dans ce cas, la dichotomie des énergies élastiques est évidente : les variables de l'énergie moyenne sont associées au chargement normal statique :  $\Sigma^P$ , les composantes de l'énergie alternée seront définies à partir du chargement tangentiel alterné :  $\Sigma_{PS}^Q$ .

Pour calculer les grandeurs définies en 3.2.2-1,3 on utilise la formulation discrète des chargements générés par le cycle de fretting (relations 3.1.1-8,9).

On réalise le calcul pour l'acier référence (30NCD16, annexe A1.1.1).

Nous déduisons :  $G(d_{Ttract}^{\circ}, \kappa = 1.4, \nu = 0.3) = 1.62$

et finalement  $V_{1m}(Rm) = 2.221 \text{ MPa}$  et  $V_{2a}(0) = 0.595 \text{ MPa}$

La frontière d'amorçage est donc exprimée par la relation :

$$V_{2al} = - \frac{V_{2a}(0)}{V_{1m}(Rm)} \cdot V_{1m} + V_{2a}(0) = A \cdot V_{1m} + B \quad (3.2.2-10)$$

Où  $A = -0.268$  et  $B = 0.595 \text{ MPa}$ .

On calcule la distribution du risque d'amorçage  $d_{FL}$  dans les plans XY et XZ pour les mêmes conditions que lors de l'analyse du Dang Van.

Les mêmes évolutions sont observées avec un maximum dans la zone de glissement et un minimum au centre dans le domaine collé. Le domaine le plus critique correspond à la zone de glissement de l'axe médian X en surface (Figure 3-29). Cependant, contrairement au critère de Dang Van qui positionne le maximum du risque en bordure de contact, le critère de Froustey-Lasserre situe ce point un peu à l'intérieur de la zone de glissement.

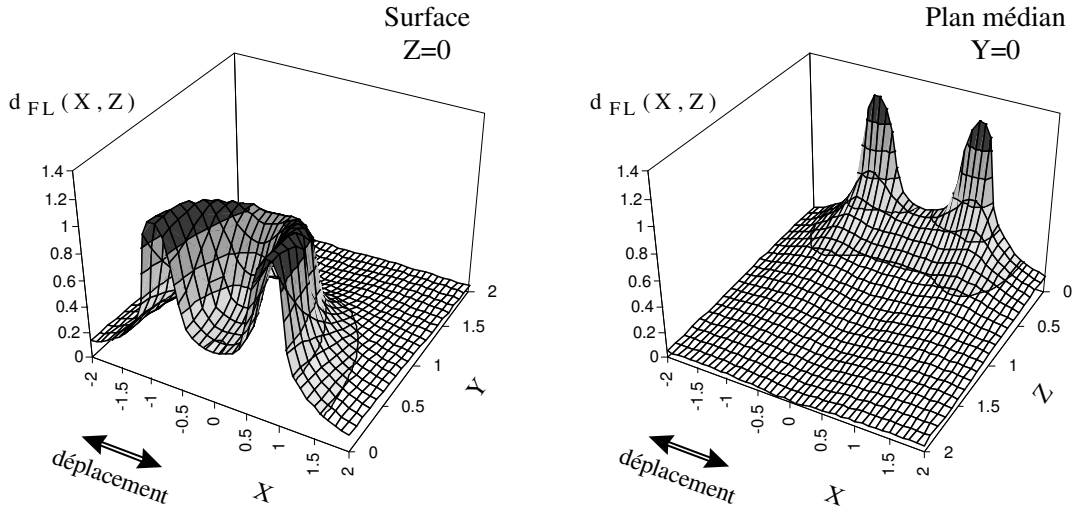


Figure 3-29 : Distribution du risque d'amorçage «  $d_{FL}$  » en surface ( $X, Y, Z=0$ ) et dans le plan médian ( $X, Y=0, Z$ ) (30NCD16,  $\mu=0.8$ ,  $k=c/a=0.5$ ,  $p_0 = 600$  MPa )

Le tracé des deux distributions du risque pour les mêmes conditions montre que si les valeurs maximales sont pratiquement similaires, la différence se situe exclusivement sur la position et sur la distribution du risque (Figure 3-30).

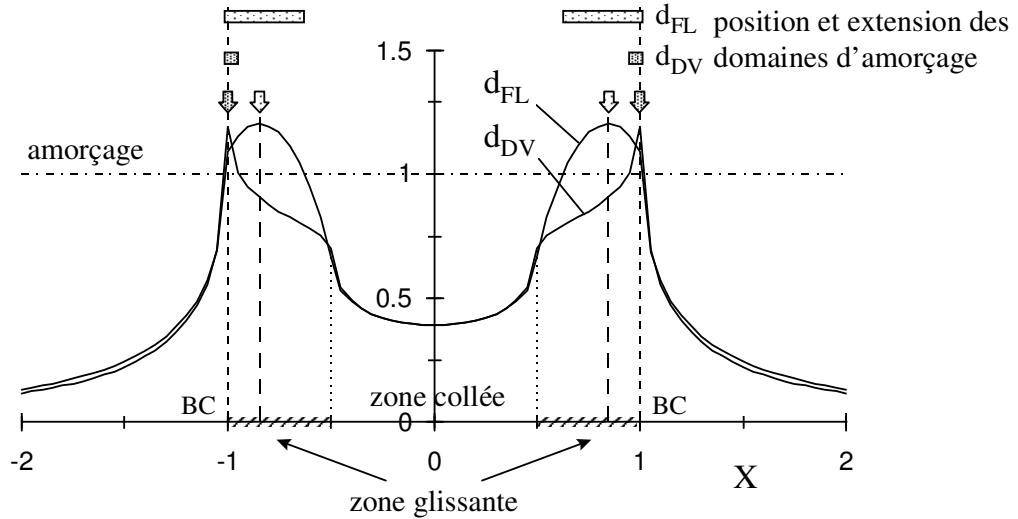


Figure 3-30 : Distribution des critères de Dang Van «  $d_{DV}$  » et de Froustey-Lasserre «  $d_{FL}$  » suivant l'axe X (30NCD16,  $\mu=0.8$ ,  $k=c/a=0.5$ ,  $p_0 = 600$  MPa )

Contrairement au Dang Van qui présente une discontinuité très marquée en bordure et donc suppose un amorçage local, le critère énergétique de Froustey-Lasserre présente un maximum moins singulier avec une distribution du risque plus étendue et prévoit donc un amorçage multiple dans la zone de glissement.

La comparaison de ces différences vis-à-vis des résultats expérimentaux apparaît fondamentale. Ainsi l'analyse quantitative de la valeur maximale du risque, limitée puisque les deux critères donnent des valeurs similaires, pourra être affinée par une étude plus

descriptive en termes de sites d'amorçage.

Le maximum n'étant pas précisément localisé, on ne peut expliciter le critère sous une forme simple. D'autre part l'intégration nécessaire à l'obtention de l'énergie moyenne du tenseur amplitude rend le calcul analytique difficile, on se limite ici à une analyse numérique.

### 3.2.2.3 CARTES THEORIQUES D'AMORÇAGE

On peut illustrer l'évolution du risque d'amorçage sous la forme de cartes théoriques de réponse du matériau où le risque d'amorçage est représenté comme une fonction de la condition de glissement, de la pression maximale ( $p_0(d_{FL} = 1) = p_{0FL}$ ) et en fonction du coefficient de frottement «  $\mu$  » .

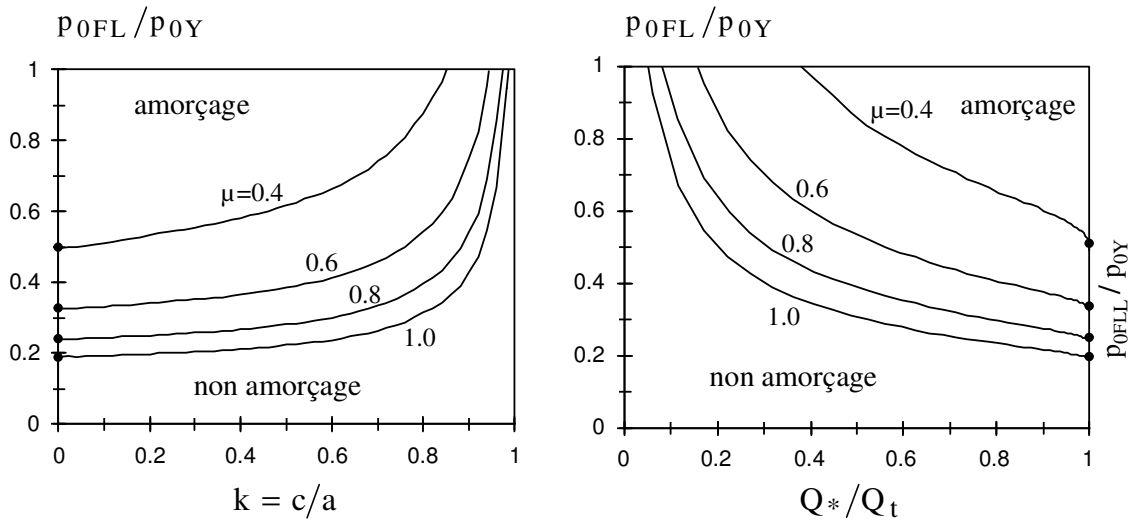


Figure 3-31 : Représentation des iso-courbes d'amorçage ( $d_{FL} = 1$ )

$p_{0FL}/p_{0Y}$  ( $p_{0Y} = 1.61 \sigma_Y$ ). (30NCD16,  $\sigma_Y = 1080$  MPa)

Le même type d'évolution est observé que pour le critère de Dang Van , avec une évolution asymptotique vers les conditions critiques d'amorçage observées à la transition  $p_{0FLL}/p_{0Y}$  .

La Figure 3-32a présente l'évolution de la position relative du maximum du critère à la condition limite d'amorçage  $|X(d_{FL} = 1)|$  en fonction de la condition de glissement  $Q^*/Q_t$  et pour différents coefficients de frottement. Le maximum du critère ne se trouve pas en bordure de contact mais plus à l'intérieur de la zone de glissement dans un domaine compris entre  $X=1.0$  et  $X=0.8$ . On montre que la position du premier site d'amorçage tend à s'éloigner du bord du contact avec l'augmentation de l'amplitude de l'effort tangentiel. Elle atteint un minimum pour ensuite se rapprocher de nouveau du bord du contact à la transition.

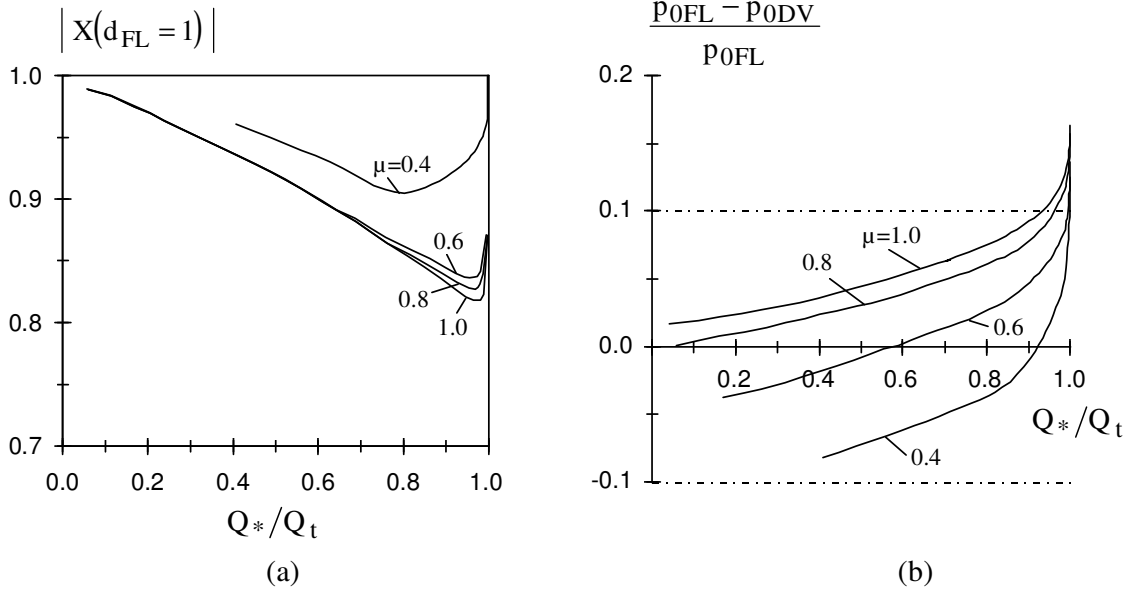


Figure 3-32 : (a): Evolution de la position relative du premier amorçage ( $d_{FL} = 1$ );(b): Ecarts relatifs des pressions Hertziennes de premier amorçage associées aux critères de Dang Van ( $d_{DV} = 1$ ) et de Froustey-Lasserre ( $d_{FL} = 1$ ), ( 30NCD16 ).

La comparaison des critères multiaxiaux en terme de localisation du maximum peut aussi s'établir sur la plan quantitatif. Toujours en considérant les conditions critiques de premier amorçage, on mesure l'écart relatif entre les pressions critiques définies par les critères.

Pour cela on introduit le ratio suivant :  $\frac{P_{OFL} - P_{ODV}}{P_{ODV}}$ .

Le calcul montre que quelle que soit la condition étudiée, l'écart entre les deux critères reste inférieur à 20% et, pour les conditions en glissement telle que  $Q^*/Q_t < 0.95$ , cet écart est réduit à 10% (Figure 3-32b).

Il est maximal à la transition  $Q^*/Q_t = 1$  et décroît au fur à mesure que l'amplitude tangentielle diminue. En comparant le signe du ratio, on peut aussi conclure que le critère énergétique de Froustey-Lasserre est plus optimiste que la prédiction de Dang Van lorsque la condition de glissement ( $Q^*/Q_t$ ) tend vers la transition et/ou lorsque le coefficient de frottement augmente.

### 3.2.2.4 SYNTHÈSE

Comme pour le critère de Dang Van, nous avons explicité de nouvelles cartes théoriques du risque d'amorçage tracées en fonction des caractéristiques mécaniques du matériau, des caractéristiques de l'interface et de la condition de glissement. L'analyse détaillée du critère énergétique de Froustey-Lasserre confirme les tendances mises en évidence lors de l'analyse du critère de Dang Van en particulier sur le plan quantitatif. Cependant, le critère énergétique diffère en terme de localisation et en terme de distribution du risque. Le risque maximal n'est pas localisé en bordure de contact marqué par une discontinuité, mais correspond plutôt à une distribution homogène ayant un sommet dont la position relative varie entre 0.8 et 1.0.

### 3.2.3 APPROCHES SIMPLIFIEES UNIAXIALES

L'amorçage dans le contact de fretting est très souvent étudiée à partir de la contrainte principale maximale en bordure de contact définie sous le terme de «  $\sigma_{xx}$  ». Associée à des termes correctifs, cette analyse permet de quantifier l'influence des différents paramètres comme le coefficient de frottement ou l'influence de la géométrie de contact et indirectement de la pression (paragraphe 1.2.3.1). On justifie l'application de cette description uniaxiale de l'amorçage en étudiant l'état de contrainte en bordure de contact.

#### 3.2.3.1 UNIAXIALITE DE LA SOLLICITATION

L'état de contrainte en bordure du contact sphère-plan est biaxial, défini par les deux variables  $\sigma_{11}$  et  $\sigma_{22}$ . Il s'agit d'un trajet de chargement radial (annexe 2) où quel que soit l'instant du cycle les directions principales restent fixes.

La Figure 3-33 trace l'évolution du ratio entre la contrainte principale maximale  $\sigma_{11}$  et la seconde composante  $\sigma_{22}$  aux amplitudes du chargement ( $Q = Q_*$ ). On définit ainsi le ratio mesurant le degré d'uni axialité du chargement critique en bordure de contact :

$$\frac{\sigma_{22}(Q_*)}{\sigma_{11}(Q_*)} \quad \text{avec} \quad \sigma_{11}(Q_*) = \sigma_{1 \max} \cdot \quad (3.2.3-1)$$

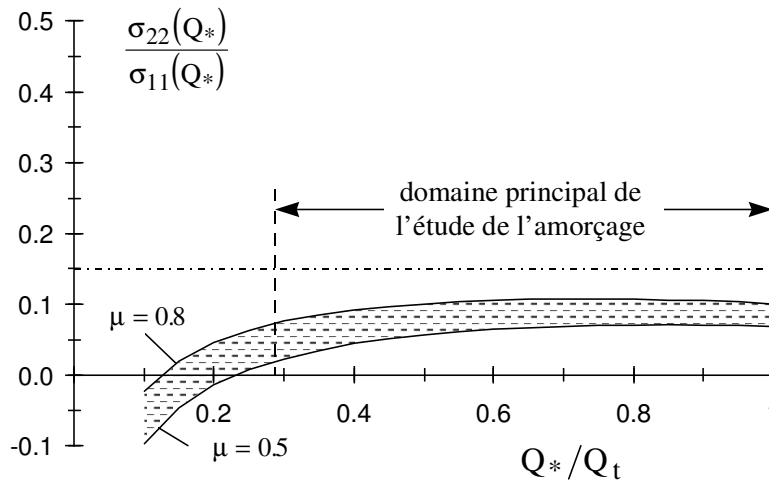


Figure 3-33 : Evolution du degré d'uni-axialité du chargement maximal en bordure de contact en fonction de la condition de glissement et du coefficient de frottement ( $\nu=0.3$ ).

On montre que pour les conditions étudiées, la valeur de la seconde composante  $\sigma_{22}$  reste inférieure à 15% de la valeur principale  $\sigma_{11}$ . Ce rapport est réduit à 10% si on considère des coefficients de frottement habituellement observés dans les contact  $\mu \in [0.5; 0.8]$ . Ainsi l'état de contrainte caractérisant le chargement critique en bordure du contact sphère-plan est pratiquement uniaxial ce qui justifie dans ce cas précis la simplification du calcul et l'introduction d'une description uniaxiale de l'amorçage.



**3.2.3.2 DESCRIPTION DES CRITERES UNIAXIAUX**

Le domaine de rupture en fatigue uniaxiale, pour un nombre de cycles donné, est souvent exprimé en fonction de la contrainte moyenne  $\sigma_m$  et l'amplitude de la contrainte alternée  $\sigma_a$  (diagrammes de Haigh). L'analyse de l'amorçage implique que nous nous intéressions à la limite d'endurance obtenue pour des nombres de cycles supérieurs à  $10^6$  cycles. Pour chaque couple  $(\sigma_{md}, \sigma_{ad})$  caractérisant la limite d'amorçage pour une condition donnée, il est nécessaire de définir la limite d'amorçage par le tracé de la courbe de Wöhler associée.

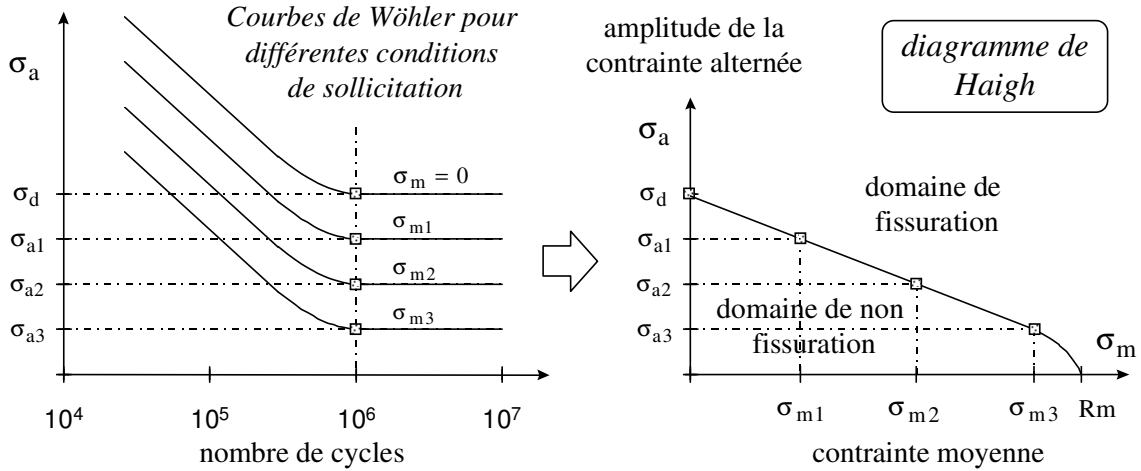


Figure 3-34: Illustration de la construction du diagramme de Haigh à l'endurance ( $10^6$  cycles).

L'obtention d'une telle courbe est extrêmement coûteuse en essais (Figure 3-34). Plusieurs auteurs ont cherché à modéliser la frontière de l'endurance à partir d'un nombre restreint de variables telles que la contrainte maximale de traction ( $R_m$ ) ou la limite d'endurance en flexion alternée ( $\sigma_d$ ).

Différentes formulations ont ainsi été proposées pour estimer l'amplitude limite admissible  $\sigma_a$  en fonction de la valeur moyenne  $\sigma_m$  :

la droite de Goodman

$$\sigma_{aGD} = \sigma_d \cdot \left(1 - \frac{\sigma_m}{R_m}\right), \tag{3.2.3-2}$$

la parabole de Gerber

$$\sigma_{aG} = \sigma_d \cdot \left(1 - \left(\frac{\sigma_m}{R_m}\right)^2\right), \tag{3.2.3-3}$$

La parabole de Dietmann

$$\sigma_{aD} = \sigma_d \cdot \left(1 - \left(\frac{\sigma_m}{R_m}\right)\right)^{1/2}, \tag{3.2.3-4}$$

l'approximation définie par la recommandation VDI 2 226 Brand A.

$$\sigma_{aVDI} = \sigma_D - \frac{K}{1 - K} \cdot \sigma_m \tag{3.2.3-5}$$

$$K = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma_d}{R_m} \text{ et } (K-1) \cdot (R_m - \sigma_d) < \sigma_d < R_m - (\sigma_d / 2).$$

Les différentes frontières sont portées sur le graphe de la Figure 3-35 établi pour les caractéristiques du matériau 30NCD16 étudié.

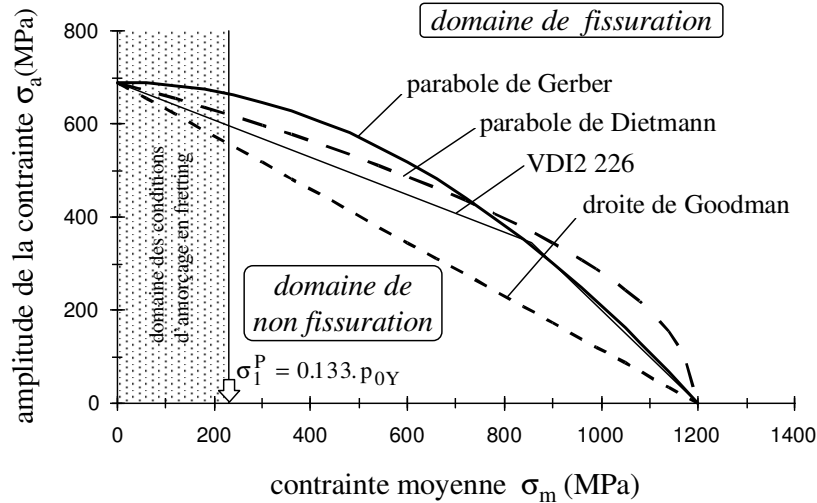


Figure 3-35 : Illustration des différentes approximations du diagramme de Haigh. On délimite le domaine associé à l'amorçage de fissures en fretting ( $\nu=0.3$ ,  $\sigma_Y=1080$  MPa,  $p_{0Y} = 1.61 \sigma_Y$  )

Dubar L. (1992) montre que pour le 30NCD16, la meilleure approximation est obtenue par la parabole de Gerber. (lot n°7).

Comme pour les critères multi-axiaux, il est possible d'introduire l'équivalent d'un risque d'amorçage pour chacune des approximations en faisant le ratio entre la valeur appliquée de l'amplitude et celle limite calculée à partir de l'état moyen imposé. On définit les différents critères suivants :

$$d_{GD} = \frac{\sigma_a}{\sigma_{aGD}(\sigma_m)}, \quad d_G = \frac{\sigma_a}{\sigma_{aG}(\sigma_m)}, \quad d_D = \frac{\sigma_a}{\sigma_{aD}(\sigma_m)}, \quad d_{VDI} = \frac{\sigma_a}{\sigma_{aVDI}(\sigma_m)} \quad (3.2.3-6)$$

### 3.2.3.3 TRANSPOSITION DES CRITERES DANS LE CONTACT SPHERE PLAN EN GLISSEMENT PARTIEL.

La formulation des critères uniaxiaux devient très simple si l'on considère que le chargement moyen est attribué à l'effort normal alors que l'amplitude est uniquement définie par la composante tangentielle.

Considérant l'état de chargement en bordure de contact (BC) ( $|x|=a, y=z=0$ ) nous pouvons écrire :

$$\sigma_a = \sigma_{11}^{Q*} = \mu \cdot p_0 \cdot f_{11}^{Q*}(k) \quad \text{et} \quad \sigma_m = \sigma_{11}^{P*} = p_0 \cdot f_{11}^P = p_0 \cdot \frac{(1-2\nu)}{3}. \quad (3.2.3-7)$$

Les pressions étudiées ne doivent pas excéder la limite de plastification sous indentation normale  $p_{0Y} = 1.61 \sigma_Y$ , ainsi le domaine des chargements moyens est relativement restreint (Figure 3-35). Ceci induit les deux remarques suivantes :

- Il existe dans ce domaine très peu de différences entre critères, il sera donc difficile de les comparer.
- L'influence de la contrainte moyenne est très faible et donc difficile à mettre en évidence.

Ce dernier point sera toutefois étudié en appliquant un chargement statique sur l'éprouvette soumise à la sollicitation de fretting (paragraphe 3.4.1).

Pour obtenir l'équivalent de la formulation des frontières spécifiques aux chargements de fretting, il suffit donc de remplacer les expressions de  $\sigma_a$  et  $\sigma_m$  (3.2.3-7) dans les différentes expressions des approximations (3.2.3-6).

### 3.2.3.4 CARTES THEORIQUES D'AMORCAGE

La parabole de Gerber étant la meilleure approximation pour le 30NCD16 (Dubar L. (1992), Galtier A.(1993)), nous explicitons plus complètement sa formulation :

$$p_{0G} = \frac{9\mu Rm^2}{2\sigma_d} \cdot \frac{f_{11}^Q(k)}{(1-2\nu)^2} \left[ -1 + \sqrt{1 + \left( \frac{2\sigma_d}{3Rm} \cdot \frac{(1-2\nu)}{\mu f_{11}^Q(k)} \right)^2} \right] \quad (3.2.3-8)$$

On trace alors l'équivalent de la carte d'amorçage (Figure 3-36).

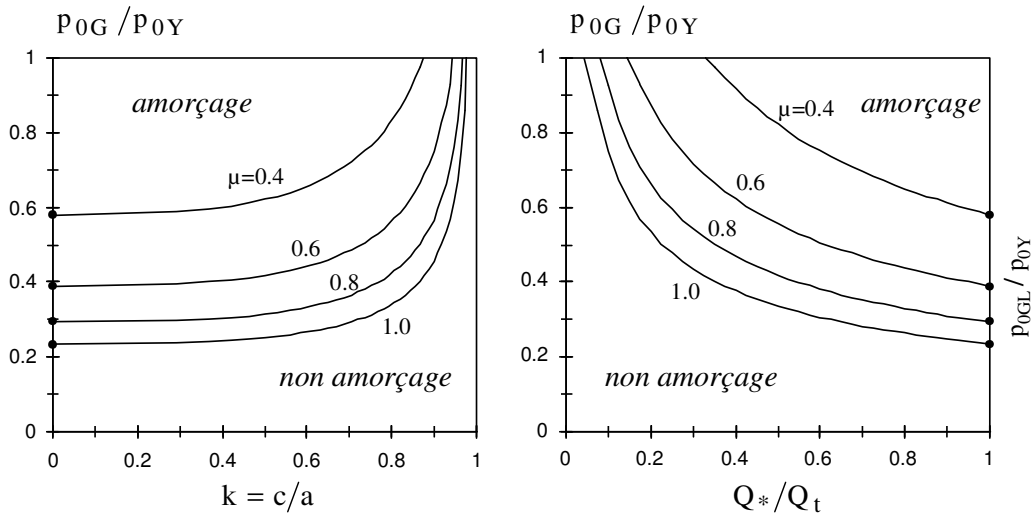


Figure 3-36 : Iso-courbes d'amorçage de l'approximation de Gerber ( $d_G = 1$ ),  $p_{0Y} = 1.61 \sigma_Y$  (30NCD16,  $\sigma_Y = 1080 \text{ MPa}$ .)

On retrouve bien l'évolution asymptotique vers la condition limite observée à la transition ( $p_{0GL}/p_{0Y}$ ). Dans la mesure où les sollicitations sont caractérisées par des états de chargement moyen faibles, l'influence de la contrainte moyenne associée à l'effort se trouve minorée et la condition d'amorçage apparaît essentiellement contrôlée par la sollicitation alternée tangentielle.

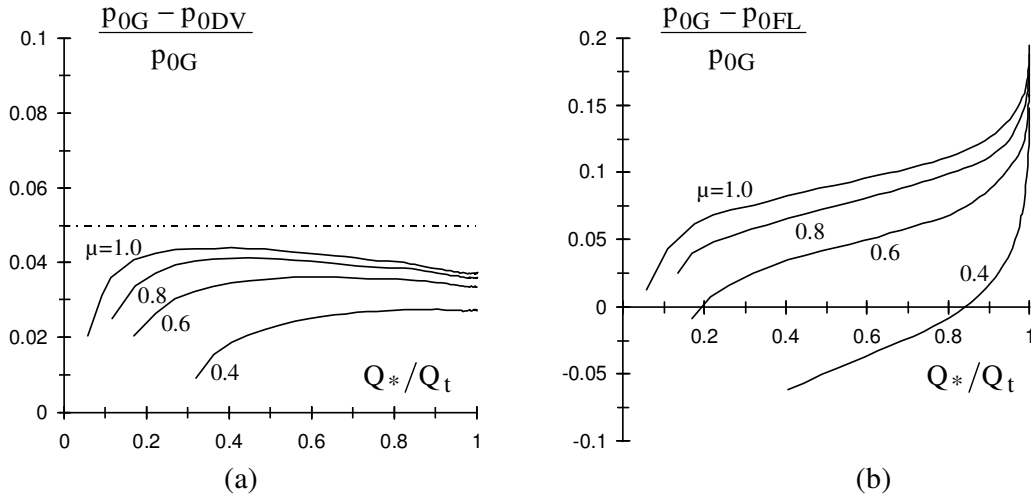


Figure 3-37 : Différences relatives des pressions Hertziennes de premier amorçage définies par les critères; (a): Dang Van; (b): Froustey-Lasserre; vis à vis de celles estimées par l'approche uniaxiale de Gerber (30NCD16).

Les Figures 3-37a et 3-37b où sont comparées les pressions limites de premier amorçage des différents critères montrent que la prédiction donnée par une simple approche uniaxiale concorde pratiquement avec celles déduites des modèles plus complexes. On remarque que la différence entre le Dang Van et l'approche de Gerber reste inférieure à 5%. Cette très bonne corrélation s'explique par la quasi uni-axialité de la sollicitation en bordure de contact.

La comparaison avec le critère de Froustey-Lasserre présente une plus large dispersion. En effet, le maximum du risque n'étant plus situé au même point, on retrouve les différences observées lors de la comparaison du critère énergétique avec celui de Dang Van. L'écart est maximal pour la condition de transition de glissement et les coefficients de frottement élevés. Cependant, il reste systématiquement inférieur à 20 % et pour la plupart des conditions telles que  $Q^*/Q_t < 0.95$  cet écart est réduit à 15 %.

En outre, on note que l'approximation uniaxiale choisie est en générale optimiste vis à vis des prédictions formulées par les critères multi-axiaux.

### 3.2.3.5 SYNTHÈSE

Les points situés en bordure du contact sphère-plan suivant l'axe X (BC), les plus sollicités en tension et où le critère de Dang Van prévoit l'amorçage, se caractérisent par un état de chargement pratiquement uniaxial. Ceci autorise une analyse uniaxiale de l'amorçage et justifie l'utilisation de la contrainte principale «  $\sigma_{xx}$  » ou «  $\sigma_{1max}$  » comme paramètre pour quantifier les conditions d'amorçage (configuration sphère-plan). Plutôt que de considérer la valeur maximale, on découple la valeur alternée induite par le chargement tangentiel et celle constante associée à la pression normale. On peut alors conduire l'analyse de la fissuration en fretting en terme de diagramme de Haigh. Des études préliminaires ayant montré que l'approximation de Gerber donne les meilleurs résultats pour l'acier étudié, on exprime l'équivalent de carte d'amorçage en fretting de Gerber. La différence de prédiction vis-à-vis d'un critère plus complet comme celui de Dang Van reste en dessous de 5% pour des coefficients de frottement inférieurs à 1.

### 3.2.4 SYNTHÈSE GÉNÉRALE

L'introduction des deux critères multiaxiaux de Dang Van et de Froustey-Lasserre complétée par l'analyse uniaxiale nous a permis de définir un certain nombre d'outils capables de formaliser le risque d'amorçage en fonction des conditions de sollicitation et des propriétés des matériaux. On démontre que quelles que soient les conditions de chargement définies dans le domaine I :

***L'amorçage initié en surface apparaît dans la zone de glissement suivant l'axe médian X.***

Pour chacune des approches, nous avons explicité l'équivalent de cartes théoriques normalisées permettant de quantifier l'amorçage en fretting sous conditions de glissement partiel. Elles permettent de distinguer les mécanismes d'initiation à grand nombre de cycles des processus oligocycliques. Nous pouvons désormais formaliser les cartes expérimentales de réponse du matériau (RFM) et mesurer l'influence respective de l'effort normal, de la géométrie du contact, mais aussi de la condition de glissement, du coefficient de frottement et surtout des caractéristiques d'endurance du matériau sollicité :

***On démontre l'existence de pressions seuils définissant les domaines de sécurité où quelle que soit la condition de glissement il n'y a pas d'amorçage de fissure.***

L'analyse conjuguée de trois critères de fatigue, fondés sur des approches très différentes, avait pour objectif de déduire le paramètre le plus adéquat pour quantifier le risque d'amorçage en glissement partiel. La comparaison des critères montre que pour les aciers classiques du type 30NCD16, la différence des prédictions est relativement faible. Ainsi quelle que soit la condition de glissement et pour des coefficients de frottement allant jusqu'à 1, l'écart entre le critère de Dang Van et l'approximation de Gerber reste inférieure à 5%. Ce dernier augmente légèrement avec l'analyse énergétique du critère de Froustey-Lasserre mais reste de toute façon inférieur à 20%. L'analyse théorique indique que :

***Dans la mesure où le système étudié conduit à un amorçage au voisinage du bord du contact, la très forte condition d'uniaxialité qui règne dans ces régions impose une convergence de la prédiction des critères et justifie une analyse simplifiée inspirée du diagramme de Haigh.***

Aussi, au travers d'une analyse détaillée des différents critères multiaxiaux d'amorçage on montre que le caractère très orienté de la sollicitation en bordure de contact justifie l'approximation de l'amorçage en terme de contrainte uniaxiale  $\sigma_{xx}$  ou  $\sigma_{1\max}$ .

Cependant, si pour l'acier de référence 30NCD16 la prédiction du Dang Van et l'approximation de Gerber concordent sur un amorçage en bordure de contact, le modèle de Froustey prévoit une distribution du risque plus étendue dans la zone de glissement centrée sur un domaine compris entre 0.8 et 1 fois le rayon du contact :

***On peut établir une analyse comparative des critères en termes de sites d'amorçage et de conditions de multi-fissuration.***

### 3.3 ETUDE EN FRETTING WEAR D'UN ACIER 30NCD16 BIEN IDENTIFIE

#### 3.3.1 CONDITIONS EXPERIMENTALE DE L'ETUDE

L'analyse théorique a montré l'évolution des conditions d'amorçage en fonction des sollicitations. Cependant, il apparaît illusoire d'étudier un mécanisme mal connu, soumis à des sollicitations incertaines, sur un matériau dont on ne connaît que la dureté !!!

Une comparaison quantitative des critères requiert des précisions de l'ordre du pour-cent (Galtier A. 1993). Nous avons donc développé une stratégie expérimentale visant à répondre au mieux à ces impératifs.

#### 3.3.1.1 DEFINITION DU CONTACT

Pour valider au mieux les hypothèses élastiques du contact, nous avons étudié un contact homogène : le contact acier-acier, avec une bille en 100C6 aux caractéristiques mécaniques supérieures (annexe 1) à celles du plan de sorte que la dégradation apparaisse d'abord sur le plan et non sur la bille.

Des efforts normaux importants permettent de travailler dans une gamme de déplacement plus large et augmentent d'autant la résolution sur le débattement et indirectement sur l'amplitude du chargement tangentiel. Ce principe a guidé la réalisation d'un appareillage spécifique sous grands efforts normaux et faibles débattements. D'autre part des contacts plus importants sont plus faciles à expertiser et moins perturbés par les effets de la rugosité. Pour travailler sous des sollicitations situées en dessous du seuil de plasticité macroscopique, il était nécessaire d'appliquer des pressions relativement faibles et donc d'utiliser des rayons de sphère importants.

Nous avons choisi de développer un nouveau porte échantillon capable de fixer une bille ayant un rayon de 50 mm. La sphère présente une rugosité de surface de Ra de 0.1  $\mu\text{m}$  et une erreur de sphéricité inférieure à 3  $\mu\text{m}$  (société CIMAP). Par rotations successives il est possible de faire de nombreux essais ce qui réduit d'autant les incertitudes liées au contre corps.

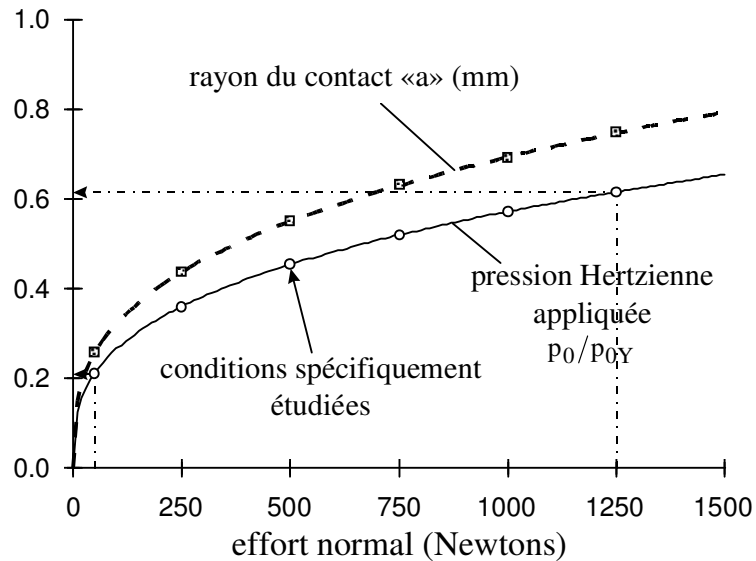


Figure 3-38 : Illustration des conditions de pression étudiées pour l'amorçage de fissure en glissement partiel Plan 30NCD16/ Sphère 100C6 ( $R^*=50$  mm).

La Figure 3-38 schématise le domaine des pressions étudiées. Ces conditions correspondent parfaitement à celles nécessaires à l'étude de l'amorçage en glissement partiel. Avec un ratio de pression passant de 0.21 à 0.61, maintenu en dessous de seuil de plasticité en indentation normale, ces pressions sont aussi associées à des rayons de contact très importants allant de 270 à 750  $\mu\text{m}$ .

L'utilisation peu ordinaire de billes de tel rayon, nous permet d'étudier l'amorçage dans des conditions satisfaisantes sur le plan de la qualité des interfaces et surtout de la géométrie du contact.

### 3.3.1.2 MATERIAUX

Les différents développements théoriques inspirant la formulation des critères imposent des conditions au choix du matériau :

- Etre parfaitement connu sur le plan des caractéristiques mécaniques (module de Young, coefficient de poisson, limites élastiques, résistance à la rupture),
- Etre très bien connu sur le plan des caractéristiques de fatigue (limite d'endurance en torsion et en flexion),
- Répondre à la loi de comportement supposé et en particulier présenter une loi d'érouissage isotrope cinématique,
- Présenter un intérêt industriel certain pour des applications où apparaissent des problèmes de fretting.

Ces conditions établies, nous avons contacté Mr Serge Lasserre responsable au laboratoire LAMEF de L'ENSAM de Bordeaux qui nous a procuré quelques éprouvettes de fatigue vierges provenant du même lot que celui testé par Dubar L.(1992) durant son travail de thèse. Nous disposons dès lors d'un matériau, parfaitement connu sur le plan mécanique, ayant été testé en fatigue multiaxiale, en flexion alternée, en torsion etc ... Toutes les caractéristiques statiques et de fatigue obtenues sur plusieurs centaines d'éprouvettes, avaient déjà permis de faire une comparaison poussée des différents critères et, parmi eux, celui de Dang Van, le critère de Froustey-Lasserre de même que l'approximation uniaxiale de Gerber. Trois éprouvettes nous ont été nécessaires réduisant l'influence du matériau sur la dispersion. On rappelle les caractéristiques du matériau testé, dans le tableau 3-1 (annexe A1.1.1):

E *	$\nu$	Re **	Re <sub>0.02</sub> **	Re <sub>0.2</sub> **	Rm **	$\sigma_d$ **	$\tau_d$ **	$\kappa$
200	0.3	745	895	1080	1200	690	428	1.4

\* en GPa, \*\* en MPa,

E : Module d'Young,

$\nu$  : Coefficient de Poisson,

Re : Limite apparente de proportionnalité,

Re<sub>0.02</sub> : Limite élastique pour 0.02% de l'allongement permanent,

Re<sub>0.2</sub> : Limite élastique pour 0.2% de l'allongement permanent,

$\sigma_d$  : Limite d'endurance en flexion plane alternée  $10^6$  cycles,

$\tau_d$  : Limite d'endurance en torsion alternée  $10^6$  cycles.

*Tableau 3-1 : Récapitulatif des caractéristiques du matériau : 30NCD16 DubarL. (1992).*

La Figure 3-39 montre la structure de l'acier 30NCD16 après attaque électrochimique. On reconnaît la structure caractéristique des aciers trempés revenus : les aiguilles de martensite disposées aléatoirement et la trace des grains d'austénite. Le diamètre moyen de cette sous

structure austénitique est de l'ordre de 10-15  $\mu\text{m}$ .

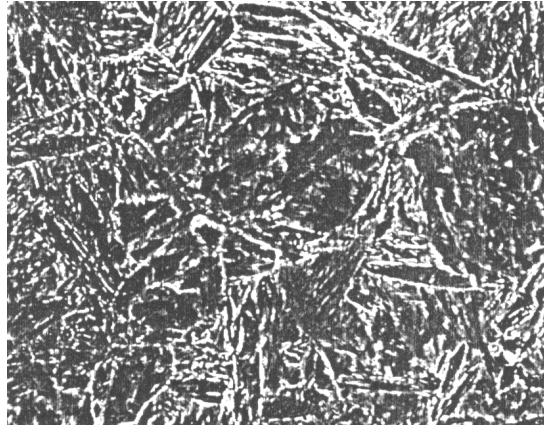


Figure 3-39 : Microstructure de l'acier 30NCD16 (1 cm = 5  $\mu\text{m}$ ), Dubar L. 1992.

### 3.3.1.3 REALISATION DES ECHANTILLONS

La réalisation des échantillons de fretting a été conduite de façon à répondre au mieux aux points fondamentaux suivants :

- Vérifier les hypothèses de semi infinité imposées par le modèle de Hertz.
- Obtenir des états de surface les plus fins possible tout en limitant au maximum les perturbations induites par l'usinage de l'échantillon.
- Soumettre le matériau aux conditions de sollicitation se rapprochant le plus de celles de l'étude en fatigue classique ayant permis l'identification des propriétés de fatigue conventionnelle (strate du matériau testé, orientation du matériau vis-à-vis de la sollicitation).

La Figure 3-40 montre la forme de l'éprouvette torique utilisée pour l'étude en fatigue classique. On note que les sites d'amorçage apparaissent en surface au fond du tore sur un diamètre interne de 10 mm perpendiculairement au sens long du matériau.

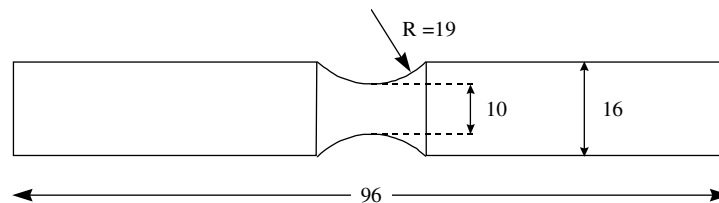


Figure 3-40 : Eprouvette torique du 30NCD16 (dimension en mm) Dubar L.(1992).

La Figure 3-41 représente les étapes de réalisation des échantillons de fretting. Après fraisage et rectification des surfaces on réalise un polissage progressif le plus doux possible jusqu'à l'obtention d'un poli miroir ( $R_a=0.05 \mu\text{m}$ ). L'enlèvement de plus de 500  $\mu\text{m}$  permet d'éliminer la couche superficielle altérée durant l'usinage des échantillons.



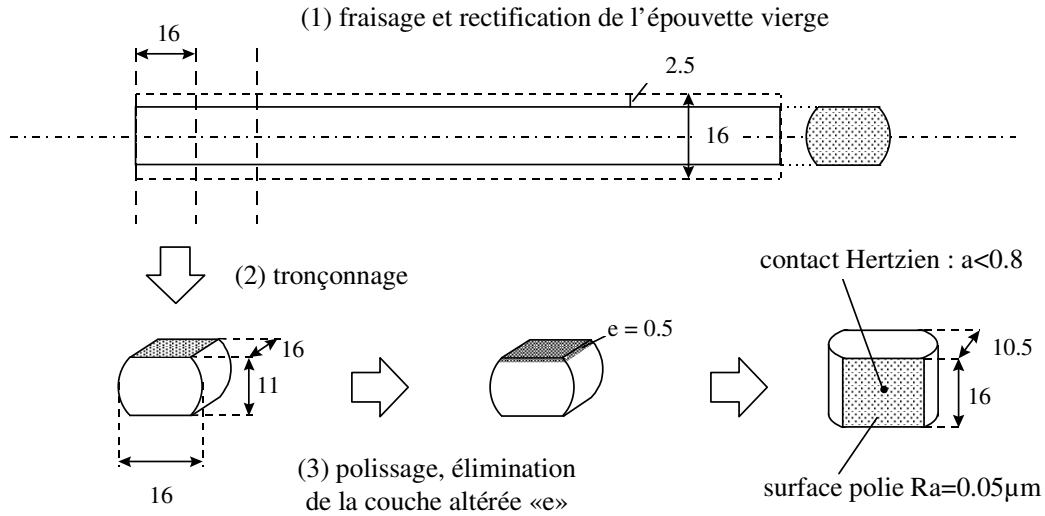


Figure 3-41: Illustration de la préparation des échantillons de fretting à partir des éprouvettes vierges de 30NCD16 (dimensions en mm).

Les dimensions de l'échantillon permettent de vérifier l'hypothèse de semi infinité car dans tous les cas, le contact pourra être éloigné des bords de l'échantillon à une distance au moins 10 fois supérieure au rayon du contact. Les surfaces sont nettoyées à l'acétone puis à l'alcool. L'échantillon est bridée sur le piston mobile (Figure 3-42) de sorte à ne pas induire de perturbations sur l'état de contrainte de la surface frottée. On peut alors associer le comportement global de l'échantillon à celui d'une poutre uniquement soumise aux efforts de compression et de flexion imposés par le contact. Comme pour les essais de fatigue, la même couche de matériau, 3 mm en dessous de la surface initiale, est testée et surtout, la sollicitation maximale est colinéaire au sens long du matériau.

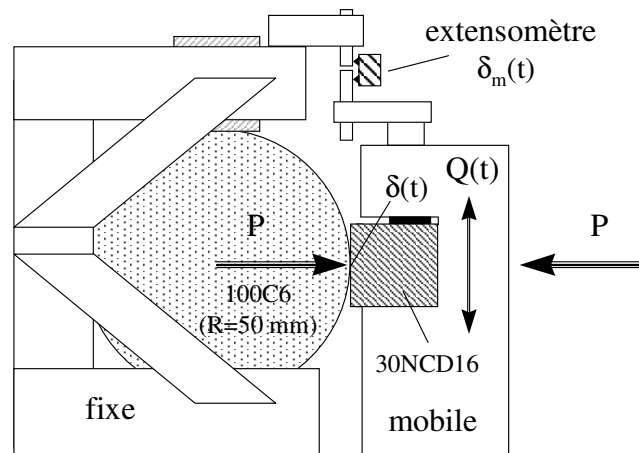


Figure 3-42 : Schéma du montage de fretting « grosse bille ».

Après observations en microscopie optique et au MEB de la surface de la trace de fretting, nous réalisons une coupe transversale suivant l'axe médian pour rechercher des micro fissures non apparentes en surface. La position dans le contact du site d'amorçage est notée avec précision pour comparer les différents critères.

### 3.3.1.4 CONTROLE DES PARAMETRES DE CHARGEMENT

Les seuls paramètres asservis par le test sont l'effort normal et l'amplitude de débattement. Cependant l'analyse en terme de déplacement, très dépendante de la rigidité du système (chapitre 2), est loin d'être le meilleur moyen pour contrôler les sollicitations imposées dans le contact. Il est plus rigoureux de définir la condition d'amorçage en terme d'amplitude de l'effort tangentiel. Ce paramètre est absolument indépendant du montage, et surtout le capteur piézo-électrique autorise une bien meilleure résolution.

On note qu'en régime de glissement partiel, l'évolution de l'amplitude de l'effort tangentiel est toujours très stable. Ayant fixé l'effort normal, on augmente progressivement l'amplitude du débattement tout en mesurant l'effort tangentiel. Lorsque l'effort tangentiel visé est atteint, on ne touche plus au système et ainsi que le montre la Figure 3-43, l'amplitude de l'effort tangentiel reste parfaitement stable durant tout le reste de l'essai. Ce contrôle « manuel » de l'amplitude de l'effort tangentiel est assorti de certaines précautions : faire extrêmement attention à ne jamais dépasser le seuil visé. La progression sur 1000 cycles est suffisamment lente pour permettre l'établissement contrôlé du chargement visé et l'application de grands contacts permet d'obtenir une très bonne stabilisation.

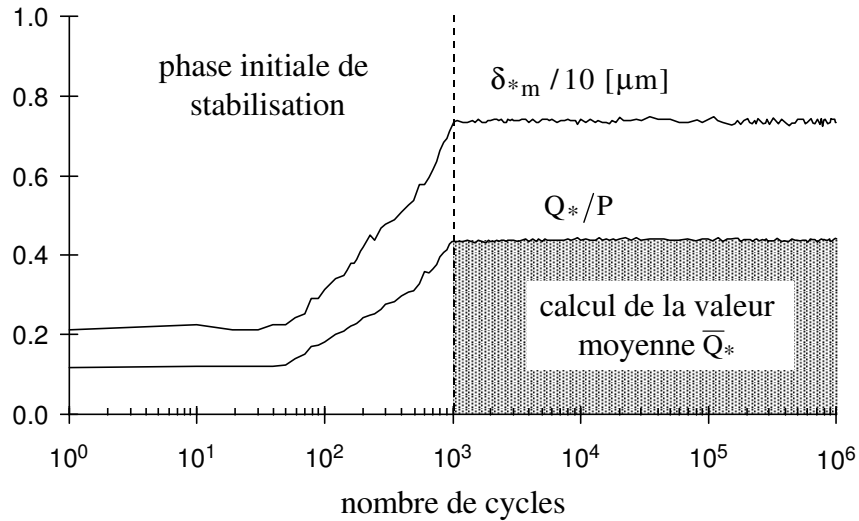


Figure 3-43 : Illustration du contrôle de l'amplitude de l'effort tangentiel à partir de l'asservissement du débattement imposé  $\delta_{*m}$  (30NCD16/100C6 ( $R^*=50mm$ ), (fréquence=10Hz,  $P=1000$  N,  $\bar{Q}_*=448$  Newtons)

Ainsi après la phase initiale de stabilisation, nous calculons l'équivalent d'une amplitude tangentielle moyenne  $\bar{Q}_*$  qui sera utilisé pour l'analyse de l'amorçage.

L'étude de référence ayant été réalisée à des fréquences comprises entre 5 et 45 Hz, nous appliquons une fréquence constante de 10 Hz.

### 3.3.2 ANALYSE EXPERIMENTALE

L'objectif clairement affirmé de cette étude est de définir aussi précisément que possible les conditions induisant en glissement partiel le premier amorçage à  $10^6$  cycles. On peut alors comparer les différents critères et valider ou non leur application aux sollicitations de fretting.

3.3.2.1 METHODOLOGIE

La recherche des conditions critiques d’amorçage est fondée sur l’analyse de la carte de réponse du matériau. On sélectionne différents chargements normaux, et pour chacun d’eux, on encadre par une série d’essais, l’amplitude limite  $\bar{Q}_*$  conduisant à l’amorçage d’une fissure (Figure 3-44). Pour les efforts normaux supérieurs à 500 Newtons, la limite se situe toujours dans le régime de glissement partiel. Pour définir chaque point nous réalisons de 8 à 10 essais ce qui nous permet d’obtenir une résolution sur la limite d’amorçage de l’ordre de  $\pm 5$  N. En dessous de 500 Newtons, on entre dans le domaine limité de régime de glissement mixte où le contact passe du glissement partiel pour ensuite se stabiliser en glissement total (RGM stabilisé en glissement total).

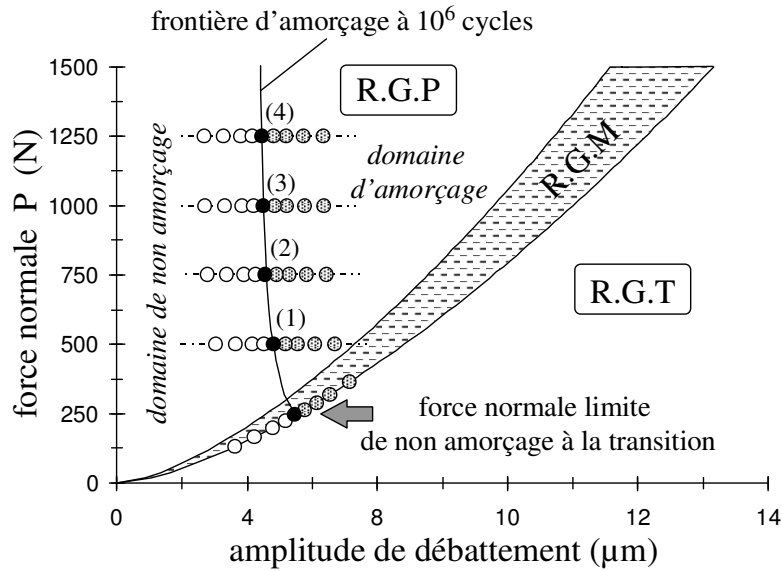


Figure 3-44 : Détermination de la frontière d’amorçage en régime de glissement partiel à  $10^6$  cycles 30NCD16/100C6( $R^*=50mm$ ) : ○ : pas d’amorçage, ● : condition limite, ◐ : amorçage. (1) référence des point expérimentaux en glissement partiel.

L’écrouissage cyclique très important pour une condition de glissement proche de la transition, surtout en regard de la distribution de cisaillement (Figure 3-2,3,7 ), engendre une modification importante du matériau avec la création d’une couche superficielle de type TTS : l’interface devenant plus fragile, on observe la formation de débris plus accommodants qui permettent le passage en glissement total (Figure 3-45). Cette transformation est associée à une fluctuation importante de l’amplitude de l’effort tangentiel avec des maxima pour lesquels le coefficient de frottement peut être supérieur à 1.

Compte tenu de la grande instabilité de l’effort tangentiel et surtout de la modification de la géométrie du contact induite par l’usure en glissement total, il n’est pas judicieux d’extrapoler une valeur moyenne représentative du chargement et encore moins de procéder à des calculs. Nous différencions donc la recherche des conditions d’amorçage en régime de glissement partiel de celles associées à la recherche de la limite de pression admissible à la transition en régime mixte (condition stabilisée de glissement total).

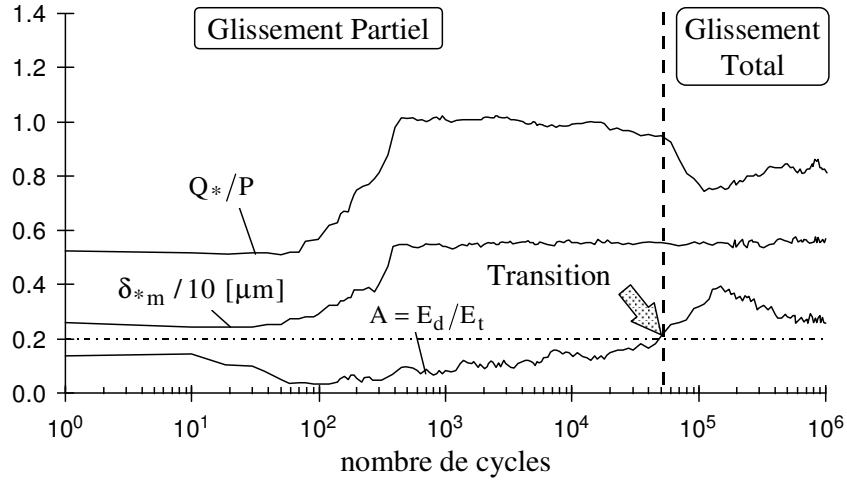


Figure 3-45 : Comportement du contact en régime de glissement mixte évoluant vers une condition stabilisée de glissement total (30NCD16/100C6 ( $R^*=50\text{mm}$ ),  $P=150\text{ Newtons}$ ).

L'analyse quantitative et l'application des critères sera donc limitée aux efforts normaux supérieurs à 500 Newtons.

### 3.3.2.2 MORPHOLOGIE DE LA FISSURATION

Les Figures 3-46a et 3-46b montrent respectivement une trace de fretting en régime de glissement partiel et une trace en régime mixte.

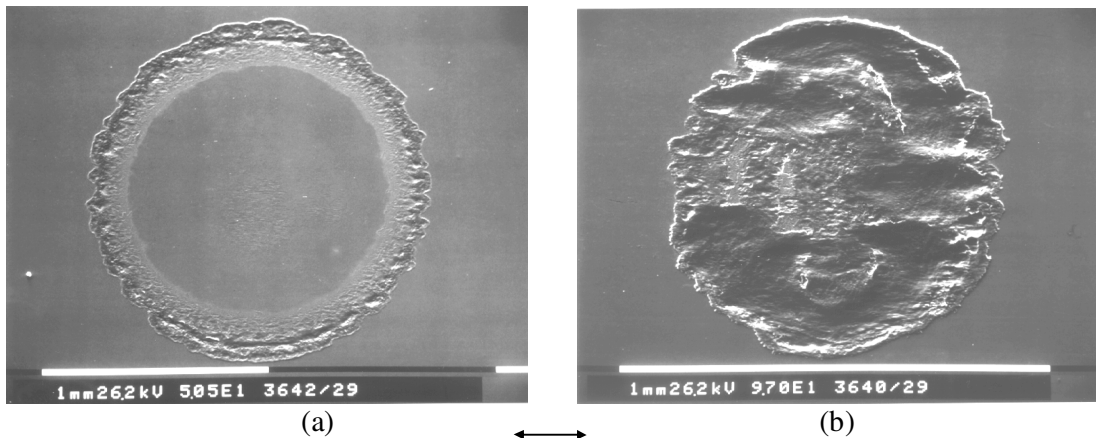


Figure 3-46 : Observation au MEB de traces de fretting 30NCD16/100C6 ( $R^*=50\text{mm}$ ) après  $10^6$  cycles ;(a): RGP( $P=1250\text{ N}$ ,  $a(\text{Hertz})=747\ \mu\text{m}$ ),  $r_a$  (mesuré) $\approx 750\ \mu\text{m}$ ; (b): RGM ( $P=150\text{ N}$ ,  $a(\text{Hertz})=369\ \mu\text{m}$ ,  $r_a$  (mesure) $\approx 390\ \mu\text{m}$ ).

Pour la première, on distingue très nettement l'anneau de glissement externe du domaine central non dégradé. On peut donc facilement mesurer le ratio  $k=c/a$  et ainsi estimer le coefficient de frottement local  $\mu_L$  dans l'anneau de glissement [ relations 2..2.1-7 et 2.5.3-2].

En régime de glissement partiel, les surfaces maintenues collées ne subissent pas de dégradation, après  $10^6$  cycles, l'aire de contact correspond toujours au contact de Hertz.

Le contact stabilisé en glissement total du R.G.M montre au contraire une déformation

plastique superficielle importante et une très forte extension de l'aire de contact (Figure 3-45b). Nous limitons notre analyse quantitative au régime de glissement partiel. Cependant même pour ces conditions, on observe que l'amorçage puis la propagation d'une fissure modifient de façon importante la structure de l'interface.

La Figure 3-47 compare deux traces en régime de glissement partiel obtenues pour un même effort normal mais des conditions de glissement différentes. On observe que le contact qui a fissuré change de morphologie, il présente une anisotropie entre les directions axiale et latérale du déplacement, et un rayon moyen de la trace plus grand. Les fissures sont amorcées sur l'axe médian de glissement (X) de part et d'autre du centre du contact. Elle progressent d'abord perpendiculairement à l'axe médian avant de s'incurver progressivement vers le centre du contact et décrire la forme typique d'œil de poisson très souvent observée dans la littérature (Reybet-Degat P., 1994).

Il faut conclure que la fissuration du plan en modifiant la compliance du contact change fortement la réponse élastique de l'interface et favorise l'extension anisotrope de l'aire de contact : dans ces conditions il n'est plus possible d'appliquer le modèle Hertzien.

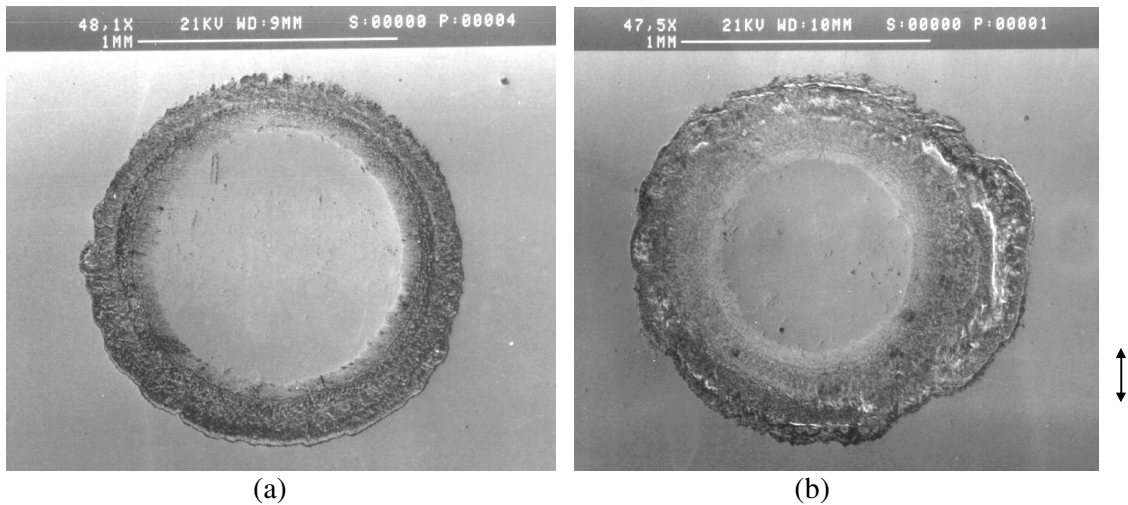


Figure 3-47 : Modification de la trace de fretting induite par la fissuration : conditions de régime de glissement partiel,  $P = 1000 \text{ N}$ ,  $a(\text{Hertz}) = 696 \mu\text{m}$  ; (a): Pas d'amorçage ( $\bar{Q}_* = 385 \text{ N}$ ),  $r_a \approx 704 \mu\text{m}$  ; (b): Amorçage puis fissuration ( $\bar{Q}_* = 510 \text{ N}$ ),  $r_a \approx 764 \mu\text{m}$ .

Cette observation nous amène à considérer les deux points suivants :

- L'expertise de la trace et en particulier la détermination du ratio  $k=c/a$  nécessaire aux calculs ne peut se faire que sur les traces n'ayant pas fissuré.
- L'expertise du site d'amorçage doit tenir compte de l'évolution de la trace induite par la fissuration. Pour expertiser le premier amorçage il est donc préférable, soit d'analyser les traces où la fissure s'est le moins possible propagée, soit d'associer à l'analyse des traces fissurées des faciès obtenus pour des chargements similaires mais n'ayant pas encore amorcé.

### 3.3.2.2.1 Fissuration en régime de glissement partiel (R.G.P)

L'observation des traces de fretting en surface (Figure 3-47), où la fissuration naissante ne

s'est pas trop propagée indique que l'amorçage se situe en bordure de contact très légèrement à l'intérieur de la zone de glissement. On calcule une position relative du site de l'ordre de 0.99. a.

D'autre part si on compare l'espacement entre les fissures propagées de la Figure 3.47, on calcule un rayon «  $r_f$  » de l'ordre de 685  $\mu\text{m}$ , par rapport au diamètre du contact mesuré suivant la même direction  $r_a \approx 740 \mu\text{m}$ , on détermine une position relative égale à 0.92.a. Par contre si on compare cette distance avec le rayon Hertzien (représentatif du contact avant altération), nous localisons le site d'amorçage à une position relative de l'ordre 0.98.a !

Intégrant l'ensemble des résultats en régime de glissement partiel on constate que :

***le site de premier amorçage en régime de glissement partiel pour l'acier 30NCD16 se situe suivant l'axe X en bordure de contact Hertzien pour une position relative comprise entre 0.97 et 1.***

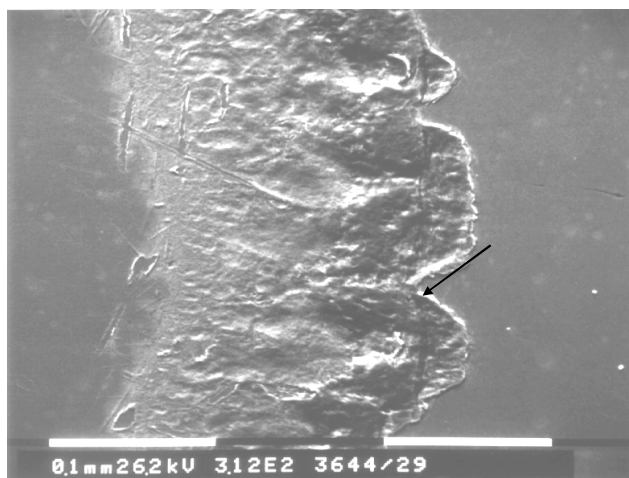


Figure 3-48 : Détail en surface du site de premier amorçage (4), ( $P=1250 \text{ N}$ ,  $\bar{Q}_*=440 \text{ N}$ ) ;

Des indentations Vickers réalisées en sous couche dans la zone de glissement révèlent une légère augmentation de la micro- dureté. On mesure un écart de l'ordre de 60-80 HV entre la valeur maximale mesurée au voisinage du site d'amorçage dans la zone de glissement et celle obtenue en dehors de la trace pour une profondeur identique (Figure 3-49). Ce résultat confirme les principes énoncés par l'analyse théorique de Dang Van (paragraphe 3.2.1). L'amorçage qui apparaît après accommodation du matériau et stabilisation de la structure, engendre localement un écrouissage du matériau qui peut être caractérisé par une légère augmentation de la dureté.

Toujours pour des contacts peu dégradés, on étudie l'évolution de la fissuration en fonction du paramètre de glissement «  $k=c/a$  ». Pour les conditions où le contact amorce pour un rapport  $k$  élevé c'est à dire celui du domaine de glissement restreint (condition 4), on n'observe qu'un seul site d'amorçage localisé en bordure de contact (Figure 3-49). En revanche l'expertise de l'amorçage obtenue pour un domaine de glissement plus étendu (condition 1) fait apparaître une multi-fissuration (Figure 3-50). A coté de la fissure en bordure de contact, on observe un deuxième amorçage situé légèrement à l'intérieur de la zone de glissement et qui tend à se propager plus rapidement.

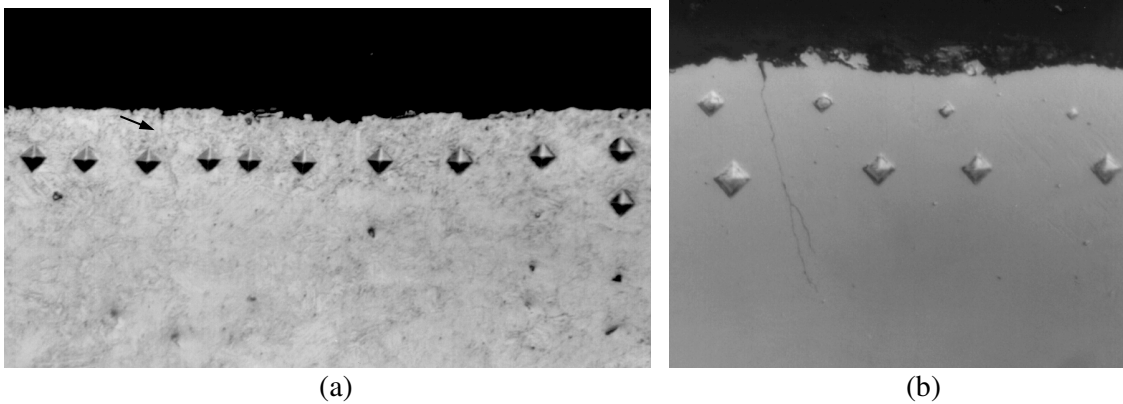


Figure 3-49 : Observation en coupe du site d'amorçage caractéristique d'un cycle fermé ( $k$  élevé (4):  $P=1250\text{ N}$ ,  $\bar{Q}_*=440\text{ N}$ ); (a): Après attaque et mesure de dureté  $HV_{10}$  ( $1\text{ cm} = 41\mu\text{m}$ ); (b): Détail après polissage du domaine au niveau de la flèche (a) ( $1\text{ cm} = 20\mu\text{m}$ ).

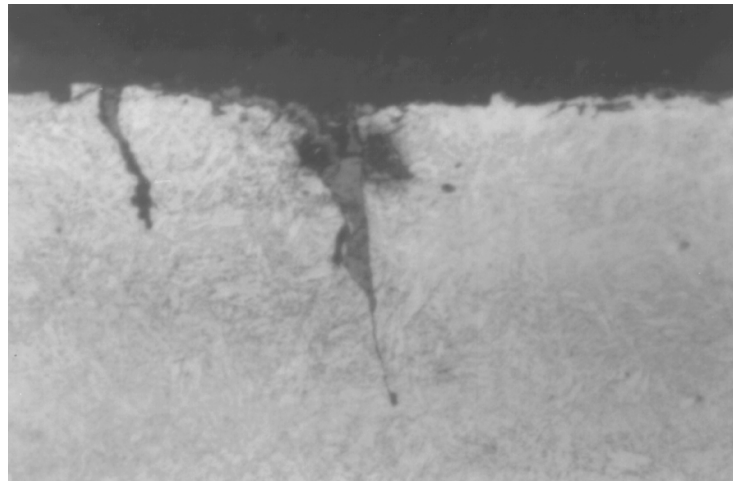


Figure 3-50 : Observation en coupe des sites d'amorçage caractéristiques d'un cycle ouvert ( $k$  faible, condition 1); ( $P=500\text{ N}$ ,  $\bar{Q}_*=270\text{ N}$ ) ( $1\text{ cm} = 18\mu\text{m}$ ).

Pour comprendre ce mécanisme il importe de vérifier comment l'influence du paramètre «  $k$  » modifie la distribution du risque dans la zone de glissement. La Figure 3-51a montre que l'extension du domaine de glissement engendre, pour le critère de Dang Van, un étalement du risque maximum d'amorçage du bord du contact vers la zone de glissement. On retrouve cette évolution pour le critère de Froustey-Lasserre. Cependant le site initial d'amorçage ne se situe pas en bordure de contact mais dans la zone de glissement avec une position relative vis-à-vis du contact Hertzien estimée à 0.9.a (Figure 3-51b).

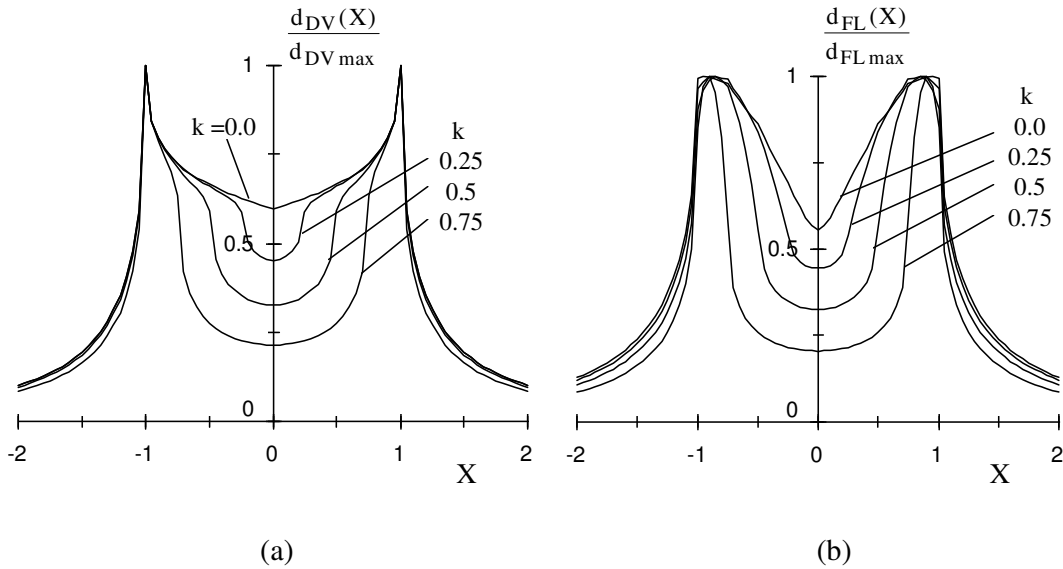


Figure 3-51 : Evolutions normalisées des risques d'amorçage en fonction de la condition de glissement  $k$  (30NCD16,  $\mu=0.8$ ); (a): Critère de Dang Van, (b): Critère de Froustey-Lasserre.

Dans la mesure où les conditions de glissement permettent un deuxième amorçage, l'observation de la fissuration doit tenir compte des effets compétitifs de la propagation (Dubourg M.C., 1994). En nous limitant à une analyse qualitative, on admet que le deuxième site d'amorçage, plus en avant dans la zone de glissement, va intégralement supporter le chargement de tension imposé par le cycle de fretting et cacher en partie la première fissure en bordure de contact. On comprend alors pourquoi la deuxième fissure située dans le domaine de glissement propage plus rapidement et limite simultanément l'extension de l'amorçage en bordure de contact. Cette multi-fissuration dans le contact est encore plus accentuée lorsque l'on se trouve dans le régime de glissement total ( $k=0$ ) où, comme le prévoient les distributions de la Figure 3-51 le risque d'amorçage couvre la majeure partie de la zone de glissement. Les multiples fissures qui sont amorcées distribuent plus largement les sollicitations en surface, diminuent la discontinuité en bordure de contact et freinent indirectement la propagation en profondeur.

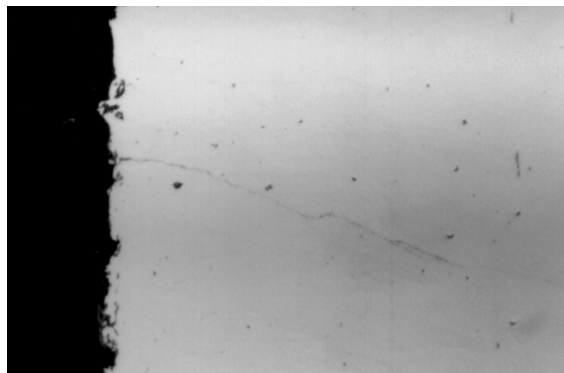


Figure 3-52 : Evolution en profondeur de la fissure pour des conditions de mono-fissuration : ( $P=1250 \text{ N}$ ,  $\bar{Q}_*=450 \text{ N}$ ):  $1 \text{ cm} = 50 \mu\text{m}$ .

On retrouve les conclusions de Waterhouse R.B. (1981) qui indique que la fissuration



diminue en glissement total. L'expertise des différentes traces de fretting montre effectivement que c'est pour les conditions de mono fissuration située en bordure de contact, que les profondeurs maximales de fissuration sont observées (Figure 3-52).

En comparant qualitativement les distributions de la contrainte principale de la Figure 3-7, on admet facilement que pour des maxima de chargement similaires, l'unique amorçage en bordure de contact propagera beaucoup plus facilement que les multiples fissures distribuées dans la zone de glissement où de plus, les niveaux de tension sont diminués.

### 3.3.2.2 Fissuration en condition de glissement total stabilisé du R.G.M.

Compte tenu des déformations de l'interface et des transferts entre les premiers corps l'observation de la fissuration n'est possible qu'au travers de coupes.

La Figure 3-53 montre un multi-amorçage de fissures courtes centrées et symétriques par rapport au milieu de la trace. Ces fissures présentent une distribution conique avec des angles de l'ordre de 45°.

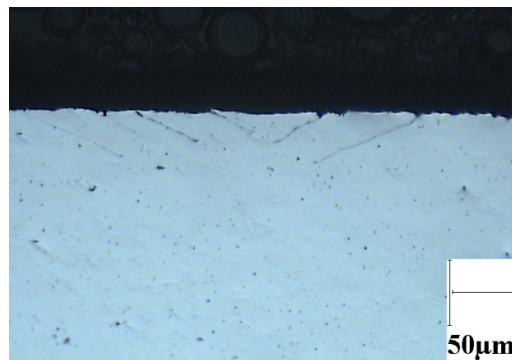


Figure 3-53 : Fissuration à la transition ( $P=150\text{ N}$ ,  $\bar{Q}_*$  cf. Figure 3-45)

Il est difficile de corréliser ces dégradations aux approches théoriques puisque la modification des interfaces, l'extension du contact et des mécanismes de transferts compliquent la modélisation. Cependant, on montre expérimentalement que pour un effort normal inférieur à 100 Newtons on n'observe pratiquement plus de fissuration. On peut ainsi estimer une pression limite de non amorçage de l'ordre de 450-500 MPa.

### 3.3.2.3 CONDITIONS D'AMORCAGE EN REGIME DE GLISSEMENT PARTIEL (R.G.P)

Tenant compte des remarques précédentes, nous choisissons d'associer à la limite de non amorçage de chacune des conditions étudiées (1-4), le premier essai qui, dans l'ordre décroissant des amplitudes tangentielles  $\bar{Q}_*$ , ne présente pas d'amorçage de fissures.

Dans ce cas, le contact n'est pas modifié, il vérifie les Hypothèses de Hertz et l'identification du paramètre «  $k=c/a$  » nécessaire au calcul devient possible.

Le tableau 3-2 résume l'état des sollicitations associées aux limites d'amorçage à  $10^6$  cycles des quatre conditions étudiées en régimes de glissement partiel.

Limites d'amorçage	(1)	(2)	(3)	(4)
P (N)	500	750	1000	1250
$p_0$ (MPa)	788	902	993	1070
a ( $\mu\text{m}$ )	550	630	696	747
$\bar{Q}^*$ (N)	$260 \pm 5$	$325 \pm 5$	$385 \pm 5$	$435 \pm 5$
$k=c/a$	0.60	0.65	0.68	0.70
$\mu_L$ (local)	0.66	0.60	0.56	0.53
$\bar{Q}^*/\mu_L \cdot P$	0.78	0.73	0.69	0.66
$\sigma_{I\max}$ (BC) (MPa)	$883 \pm 15$	$890 \pm 15$	$905 \pm 15$	$911 \pm 15$
$\sigma_m = \sigma_{I1}^P$ (BC) (MPa)	105	120	132	143
$\sigma_a = \sigma_{I1}^{Q^*}$ (BC) (MPa)	$777 \pm 15$	$770 \pm 15$	$773 \pm 15$	$768 \pm 15$
$\sigma_{e\max}$ (BC) (MPa)	$848 \pm 15$	$861 \pm 15$	$880 \pm 15$	$890 \pm 15$

Tableau 3-2: Caractérisation des conditions limites d'amorçage à  $10^6$  cycles déduites de l'analyse du 30NCD16 suivant l'approche Carte de Réponse du Matériau (Figure 3-43).

Contrairement aux hypothèses, le coefficient de frottement local  $\mu_L$  déduit de la mesure du ratio  $k$  n'est pas constant. Il évolue en fonction de la pression mais aussi en fonction de la condition de glissement.

Les valeurs de coefficient de frottement local varient entre 0.5 et 0.7 pour une condition de glissement comprise entre  $k=0.5$  et  $k=0.8$ . On remarque que ces grandeurs sont en parfait accord avec les résultats obtenus par Johnson K.L. (1955) dans son analyse du modèle de Mindlin.

On confirme les tendances observées lors de l'analyse tribologique, à savoir que le coefficient de frottement local de la zone de glissement  $\mu_L$  augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche de la transition de glissement ( $k=0$ ).

Pour appliquer le modèle de Mindlin, on considère que pour chaque condition, la valeur locale «  $\mu_L$  » calculée est constante dans tout le domaine de glissement.

L'analyse mécanique au travers du maximum du Von Mises indique que les conditions associées à l'amorçage se situent au dessous du seuil de déformation plastique importante estimée par la limite  $Re_{0.2}=1080$  MPa.

En revanche les 4 limites d'amorçage sont très proches de la limite établie à 0.02% de déformation résiduelle  $Re_{0.02}=895$  et donc à des niveaux sensiblement supérieurs à la limite apparente d'élasticité estimée à 745 MPa.

L'écart reste néanmoins faible et les hypothèses nécessaires aux modèles sont vérifiées.

***Le contact reste macroscopiquement élastique, localement on engendre une plasticité limitée à la zone de glissement qui, après adaptation du matériau, tendra vers un comportement purement élastique. On vérifie ainsi les hypothèses du modèle de Dang Van et indirectement celui de Froustey-Lasserre***

L'écroutissage du matériau, associé à l'accommodation de la structure a par ailleurs été mis en

évidence lors de l'expertise par micro-dureté de la sous couche de la zone de glissement (paragraphe 3.3.2.2.1).

### 3.3.2.4 COMPARAISON DES CRITERES

On calcule pour chacune des conditions (1-4) le risque d'amorçage prévu par les différents critères. Ces valeurs établies à partir des caractéristiques du matériau (tableau 3-1) et des conditions de sollicitation (tableau 3-2) sont résumées dans le tableau suivant.

Limites d'amorçage	(1)	(2)	(3)	(4)
Dang Van : $d_{DV}$	1.243	1.228	1.237	1.227
Gerber : $d_G$	1.136	1.127	1.135	1.13
Froustey-Lasserre : $d_{FL}$	1.20	1.17	1.16	1.142
$X(d_{FL})$	0.9	0.913	0.92	0.925

Tableau 3-3 : Résultats des prédictions données par les différents critères. (positions relatives des valeurs maximales  $X(d_{DV})=X(d_G)=1$ (bords des contacts suivant X ).

Les valeurs calculées sont systématiquement supérieures à «1 », les critères prévoient donc un amorçage pour des conditions sensiblement inférieures à celles obtenues sur le plan expérimental ( $d_{exp}=1$ ). Ils sont donc pessimistes et tendent à surestimer le risque d'amorçage dans le contact.

On observe une légère décroissance des valeurs calculées avec l'augmentation de l'effort normal et indirectement avec l'extension du contact. Cette décroissance est clairement observée pour le critère de Froustey-Lasserre qui passe respectivement de 1.2 à 1.14 pour des conditions (1) à (4). Ceci tendrait à montrer que l'approche théorique est d'autant mieux vérifiée si l'analyse est réalisée sur de grands contacts.

Contrairement aux approches de Dang Van et celle de Gerber, le critère de Froustey-Lasserre suppose un amorçage légèrement à l'intérieur du contact tel que  $X(d_{FL})\approx 0.9$ . Il semblerait donc que le critère de Dang Van soit plus précis pour positionner le site d'amorçage. L'analyse statistique réalisée sur les quatre conditions étudiées donnent les valeurs suivantes :

	valeur moyenne (1-4)	écart type (1-4)
Dang Van $d_{DV}$	1.23	0.011
Froustey Lasserre $d_{FL}$	1.17	0.026
Uniaxial - Gerber $d_G$	1.13	0.007

Tableau 3-4 : Analyse statistique portant sur les prédictions définies dans le tableau 3-3.

Les écarts entre prévisions des différents critères ne dépassent pas 10%. On met aussi en évidence des écarts type relativement faibles qui confirment leur stabilité quelles que soient les conditions de chargement normal imposées.

### 3.3.2.5 SYNTHÈSE

Au travers de cette première analyse expérimentale nous confirmons l'analyse comparative entre les critères, ainsi :

- Les différents critères donnent des estimations similaires, dans la mesure où le site d'amorçage, localisé en bordure de contact, présente la particularité d'être sollicité par un état de chargement quasiment uniaxial.
- Les prédictions établies à partir d'une analyse ponctuelle des contraintes sont systématiquement pessimistes en regard du résultat expérimental ( $d_{exp}=1$ ) avec dans l'ordre le critère de Dang Van ( $d_{DV}=1.23$ ), Froustey-Lasserre ( $d_{FL}=1.17$ ), et l'approximation de Gerber ( $d_G=1.13$ ). L'écart avec le résultat expérimental ne dépasse jamais 25 % et l'estimation du risque d'amorçage présente l'avantage d'aller dans le sens de la sécurité.
- Contrairement au critère de Dang Van ou de Gerber qui prédisent un amorçage en bordure de contact ( $X(d_{DV})=X(d_G)=1$ ), le critère de Froustey-Lasserre prévoit un maximum situé légèrement à l'intérieur du contact tel que  $X(d_{F-L})\approx 0.9$ . Comparé aux résultats expérimentaux il semble que le critère de Dang Van permet une meilleure localisation du site d'amorçage.

Finalement nous pouvons dire que :

- L'idée de traiter en terme de fatigue classique ou multiaxiale le problème de l'amorçage en fretting d'un contact soumis en glissement partiel est tout à fait justifiée pour ce contact.
- Elle implique néanmoins de vérifier les conditions d'élasticité macroscopique associées à une analyse à grand nombre de cycles, d'expertiser des contacts non dégradés et d'estimer le coefficient de frottement local «  $\mu_L$  » dans la zone de glissement.  
L'estimation du risque d'amorçage établie à partir d'une démarche de fatigue semble donner une bonne approximation du risque d'amorçage avec cependant une tendance « pessimiste ». Bien que sécurisante, cette approche peut être pénalisante dans le sens de l'optimisation de la conception du contact et notamment sur le plan économique. **Nous allons dans le paragraphe suivant essayer d'analyser cette différence en intégrant les effets d'échelle dans le calcul des risques.**

### 3.3.3 INTRODUCTION DU CONCEPT DE VOLUME CRITIQUE

#### 3.3.3.1 PRINCIPE

Il existe des différences entre les limites d'endurance établies à partir d'un essai de flexion plane alternée  $\sigma_{d,FP}$  et les données obtenues par un essai de traction compression  $\sigma_{d,Tr}$ . Pour un même acier le CETIM propose la relation de passage  $\sigma_{d,Tr} = 0.857 \cdot \sigma_{d,FP}$ . Il introduit aussi les relations associant la limite en flexion rotative  $\sigma_{d,Fr}$  et celle obtenue en torsion alternée  $\tau_d$  soit :  $\sigma_{d,Tr} = 0.9 \cdot \sigma_{d,Fr}$  et  $\tau_d = 0.6 \cdot \sigma_{d,Fr}$ .

Ces relations traduisent un concept physique facile à appréhender celui de la notion d'échelle. La contrainte maximale imposée en flexion alternée concerne uniquement la surface de l'éprouvette et donc un volume de matière considérablement plus faible que celui associé à la section de l'éprouvette d'essai en traction compression.

On explique dès lors la surestimation donnée par l'essai de flexion plane puisque dans ce cas, la probabilité que la contrainte maximale sollicite un défaut préexistant ou un grain mal orienté est fortement réduite. A partir des essais conventionnels de fatigue, il semble tout à fait justifié d'étendre ce concept au problème du contact où les volumes sollicités sont beaucoup plus petits. On peut ainsi expliquer la surestimation des risques calculés ainsi que la légère décroissance de cet écart avec l'augmentation de la taille du contact.

### 3.3.3.2 FORMULATION

Pour quantifier l'effet d'échelle, il convient d'étudier l'évolution des distributions, des risques non à partir d'une détermination ponctuelle des contraintes mais en considérant un tenseur moyen calculé pour un élément de volume donné. On transpose une description locale analytique de la sollicitation, favorable à la mise en évidence de discontinuités, vers celle adoptée par le calcul en éléments finis, où la résultante des contraintes établies aux noeuds est moyennée sur l'ensemble de la maille. Au lieu d'être calculé en un seul point, le tenseur moyen  $\bar{\Sigma}(X, Y, Z, t)$  des contraintes est obtenu à partir des 27 points définissant l'élément de volume cubique caractérisé par son arête « l ».

$$\bar{\Sigma}(X, Y, Z, t) = \frac{1}{27} \cdot \sum_{i=-1}^1 \sum_{j=-1}^1 \sum_{k=-1}^1 \Sigma\left(X + i \cdot \frac{L}{2}, Y + j \cdot \frac{L}{2}, Z + k \cdot \frac{L}{2}\right) \text{ avec } L = l/a \quad (3.3.3-1)$$

Le choix de cette discrétisation est tout à fait arbitraire, facile à mettre en œuvre, elle permet une bonne résolution. La Figure 3-54 schématise le principe du calcul alors que la Figure 3-55 montre le profil de la contrainte principale en surface pour différentes tailles normalisées «  $L=l/a$  » de l'élément de volume considéré. On note que plus l'élément de volume est grand et plus le maximum, toujours situé en bordure de contact, est abaissé avec une distribution beaucoup moins marquée.

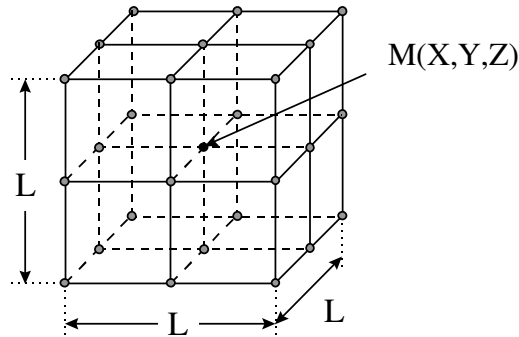


Figure 3-54: Calcul du tenseur moyen des contraintes au point  $M(X, Y, Z)$ , le tenseur moyen  $\bar{\Sigma}(X, Y, Z, t)$  est déterminé à partir des 27 composantes définissant le volume élémentaire de coté  $L=l/a$  (longueur « l » normalisée par le rayon de contact « a »).

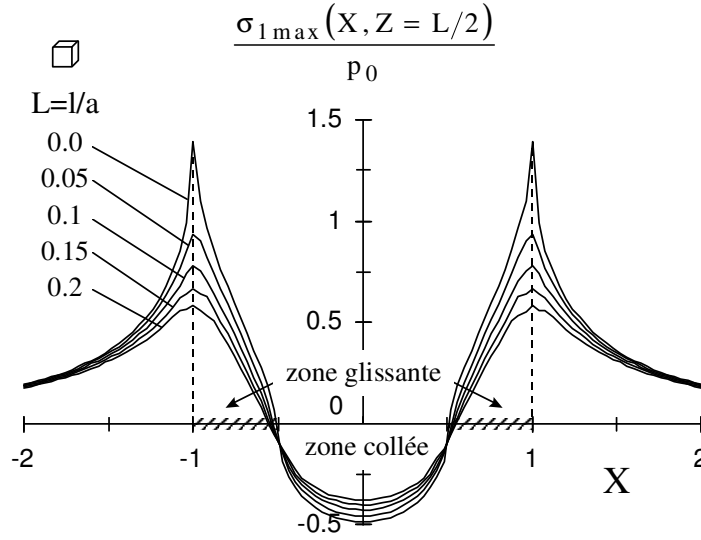


Figure 3-55 : Contrainte principale maximale moyennée suivant l'axe médian  $X(Y=0)$   
 ( $\mu=0.8, k=c/a=0.5, \nu=0.3$ ).

On peut réaliser ce même calcul pour la distribution de la contrainte du Von Mises et du cisaillement maximal (Figure 3-56). Nous retrouvons les mêmes tendances au niveau de l'évolution du maximum avec une rapide décroissance suivie d'une stabilisation au delà d'un certain volume ( $L=0.1$ ).

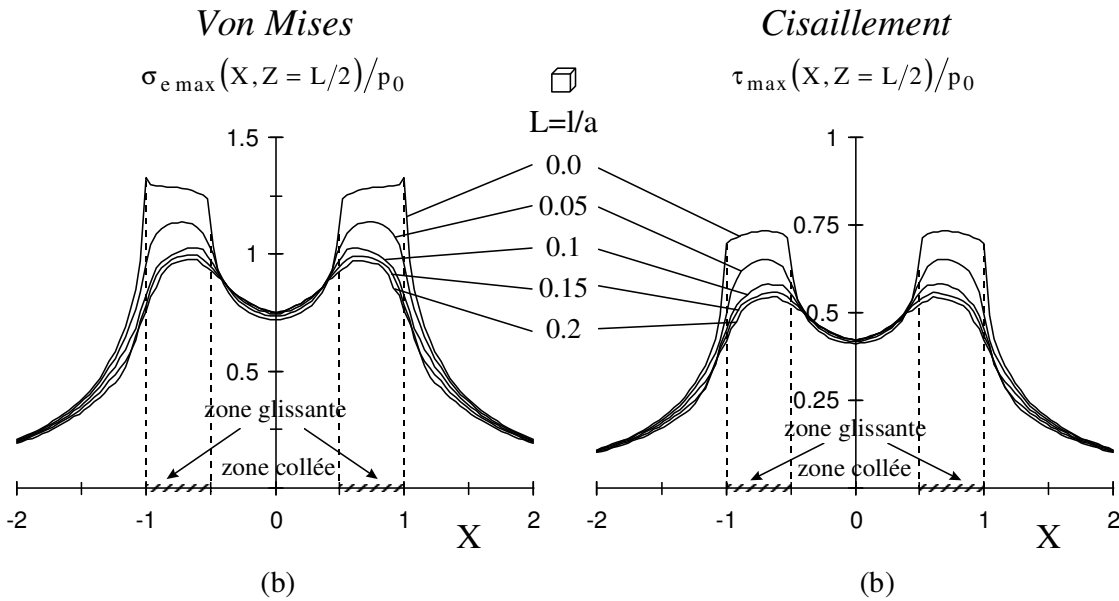


Figure 3-56 : Distributions moyennées; (a): Von Mises, (b): Cisaillement maximal, ( $\mu=0.8, k=c/a=0.5, \nu=0.3$ ).

Cependant, on observe que le maximum du Von Mises n'est plus en bordure de contact mais présente une évolution similaire à celle du cisaillement avec des maxima situés dans le domaine de glissement tendant à se rapprocher de la limite du domaine collé.

**On quantifie l'effet d'échelle en introduisant le paramètre de maille ( $l$ ) caractérisant le volume élémentaire sur lequel on base l'analyse mécanique.**

Nous transposons cette démarche au calcul des critères d'amorçage. La prise en compte de plusieurs tenseurs pour le calcul de l'état moyen ne permet pas d'appliquer directement l'approximation de Gerber. L'analyse ponctuelle rendait possible une telle approximation en bordure de contact dans la mesure où le chargement statique normal et alterné tangentiel présentaient des directions principales communes. La moyennation des sollicitations ne permet plus cette approximation et surtout le caractère uniaxial de la sollicitation est beaucoup moins évident.

La Figure 3-57 présente l'évolution de la distribution du risque d'amorçage des critères de Dang Van et de Froustey-Lasserre en fonction du volume élémentaire considéré.

On observe une diminution du risque maximal avec l'augmentation de la dimension de la taille de l'élément volume. Cette décroissance n'est pas continue: très rapide pour les plus petits volumes, elle tend à se stabiliser lorsque le volume considéré devient suffisamment important.

La diminution asymptotique du risque est associée à un déplacement du maximum vers l'intérieur de la zone de glissement.

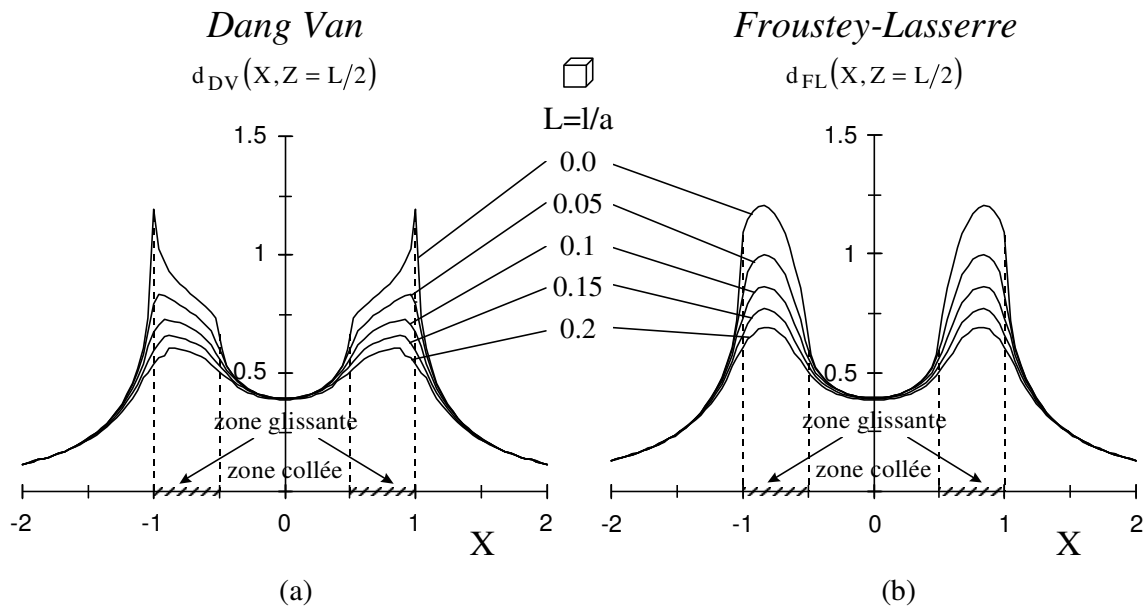


Figure 3-57 : Distribution du risque d'amorçage en fonction de la taille relative ( $l$  normalisé par «  $a$  » :  $L=l/a$ ) du volume élémentaire; (a): Critère de Dang Van; (b): Critère de Froustey-Lasserre ( $\mu=0.8$ ,  $k=c/a=0.5$ ,  $\nu=0.3$ , 30NCD16).

Cette évolution est surtout mise en évidence pour le critère de Dang Van puisque, pour  $L=0.2$ , le maximum du risque se trouve à une position relative égale à 0.88. La discontinuité initialement observée en bordure de contact pour l'analyse ponctuelle est aussi fortement éoussée et autorise une multi-fissuration. En effet, la discontinuité associée à la composante hydrostatique (Figure 3-18) est très rapidement gommée dès que la contrainte moyenne est calculée sur plusieurs points.

### 3.3.3.3 DETERMINATION DU VOLUME CRITIQUE D'AMORCAGE

Sur la base de ces résultats, nous cherchons à corréliser les résultats expérimentaux aux différents critères en considérant le concept de sollicitation moyenne. Il s'agit de déterminer la taille critique des volumes élémentaires telle que la prédiction des modèles correspondent aux limites expérimentales de l'amorçage. Autrement dit, on détermine les valeurs critique de  $L$  telles que  $d_{DV}(L)$  et  $d_{FL}(L)$  soient égales à la valeur limite « 1 ».

On procède par encadrement successif jusqu'à ce que les critères calculés pour les conditions expérimentales (1-4) soient égaux à 1 avec une incertitude inférieure à 0.1%. De même on reporte la localisation du maximum ainsi calculé suivant l'axe de glissement.

L'ensemble des résultats est compilé dans le tableau ci-dessous (Tableau 3-5). Les valeurs normalisées « $L=l/a$ » sont données de même que la dimension réelle du volume « $l$ ». Le maximum du Dang Van n'est plus exactement en bordure de contact mais reste extrêmement proche puisque dans tous les cas le maximum se situe sur une position relative  $X(d_{DV}=1)$  supérieure à 0.99.

Limites d'amorçage	(1)	(2)	(3)	(4)
P (N)	500	750	1000	1250
$p_0$ (MPa)	788	902	993	1070
a ( $\mu\text{m}$ )	550	630	693	747
$L=l/a$ (Dang Van)	$12.11 \cdot 10^{-3}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	$8.79 \cdot 10^{-3}$	$7.03 \cdot 10^{-3}$
$l$ [ $\mu\text{m}$ ] (Dang Van)	6.66	5.9	6.1	5.25
$X(d_{DV}=1)$	0.991	0.992	0.995	0.995
$L=l/a$ (Froustey-Lasserre)	$39.1 \cdot 10^{-3}$	$28.3 \cdot 10^{-3}$	$24.4 \cdot 10^{-3}$	$20.0 \cdot 10^{-3}$
$l$ [ $\mu\text{m}$ ] (Froustey-Lasserre)	21.49	17.84	16.92	14.95
$X(d_{FL}=1)$	0.88	0.898	0.905	0.915

Tableau 3-5 : Détermination des volumes élémentaires associés aux résultats expérimentaux.

Le critère énergétique d'amorçage de Froustey-Lasserre présente un maximum d'amorçage passant de  $X(d_{FL}=1)=0.88$  pour le plus faible chargement (1) à  $X(d_{FL}=1)=0.915$  pour le plus fort (4). Le maximum du risque reste donc aux environs de la position déduite lors de l'analyse ponctuelle  $X(d_{FL}=1)\approx 0.9$ .



	valeur moyenne : M	écart type : E	écart relatif E/M
l [ $\mu\text{m}$ ] (Dang .Van)	5.98	0.6	10 %
L(l/a) (Dang Van)	$9.3 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	23 %
l [ $\mu\text{m}$ ] (Froustey-Lasserre)	17.8	2.74	15 %
L(l/a) (Froustey-Lasserre)	$28 \cdot 10^{-3}$	$8.1 \cdot 10^{-3}$	29 %

Tableau 3-6 : Analyse statistique comparant l'estimation des paramètres « l » et « L »..

La comparaison des écarts relatifs du tableau 3-6 montre qu'il est plus adéquat de considérer l'élément de volume réel «l» que la valeur relative «L=l/a ». Ce résultat est physiquement acceptable si l'on considère que l'amorçage apparaît pour un volume de matière donné soumis à une sollicitation moyenne de sorte que le paramètre de maille est à priori indépendant de la dimension du contact. Le volume critique associé au critère de Dang Van correspond à un cube de l'ordre de 6  $\mu\text{m}$  de coté alors que celui extrapolé à partir du modèle de Froustey-Lasserre est de l'ordre de 18  $\mu\text{m}$ .

Pour rendre sécurisante cette analyse nous devons considérer les valeurs minimales que nous arrondissons respectivement à 5 et 15  $\mu\text{m}$ .

« l <sub>DV</sub> » Dang Van ( $\mu\text{m}$ )	5
« l <sub>FL</sub> » Froustey-Lasserre ( $\mu\text{m}$ )	15

Tableau 3-7 : Dimensions des volumes élémentaires.

On met donc en évidence un rapport de 27 entre le volume caractéristique associé au critère de Froustey-Lasserre et celui défini pour le critère de Dang-Van.

Comparant ces grandeurs avec la microstructure de l'acier (Figure 3-39), on observe que le volume critique associé au critère de Froustey-Lasserre correspond approximativement au grain de la sous structure austénitique. Par contre, l'analyse sur le Dang Van induit un volume élémentaire plus petit qui peut être associé à une sous partie du grain austénitique.

Si on considère l'aiguille de martensite comme composante élémentaire, le volume moyen de l'ordre de 5  $\mu\text{m}^3$  permet de définir respectivement un nombre de 25 et 675 aiguilles revenues incluses dans les volumes associés du Dang Van et du Froustey-Lasserre.

Tenant compte des hypothèses du Dang Van, il semble que la définition physique du grain associée à l'analyse locale puisse correspondre à celle de l'aiguille de martensite et de la structure stabilisée qui résulte du revenu (ferrite - cémentite)

La distribution équiaxe admet que sur un volume contenant approximativement 20-30 aiguilles revenues, au moins une présentera une orientation de glissement facile, parallèle à la sollicitation critique et donc amorcera. On vérifie alors les hypothèses du modèle.

D'autre part, le volume calculé  $V_{DV} \approx 125 \mu^3$  correspond assez bien à la dimension de maille du modèle élément finis par lequel Petiot C. (1995) prévoit l'amorçage en appliquant le critère de Dang Van pour un essai de fretting-fatigue. Le contact consistait en un cylindre de

100C6 appliqué sur une éprouvette de fatigue d'un acier de 32CDV13 aux caractéristiques micro-structurales proches du 30NCD16. L'auteur avait choisi arbitrairement de modéliser la demi largeur du contact à l'aide de 14 éléments. A partir des informations données sur les conditions de chargement, nous calculons une largeur de contact de l'ordre de 62  $\mu\text{m}$  soit un paramètre de maille moyen de l'ordre 4-5  $\mu\text{m}$ .

***On peut transposer l'analyse multiaxiale de Dang Van et quantifier le risque d'amorçage de l'acier 30NCD16 dans le contact soumis à des sollicitations de fretting en glissement partiel si l'état de contrainte macroscopique considéré est moyenné à l'échelle d'un volume élémentaire de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$  de côté .***

On déduit le même résultat pour le critère de Froustey-Lasserre mais pour un volume plus important associé à la sous structure austénitique soit  $l_{FL} = 15 \mu\text{m}$ .

La Figure 3-58 illustre l'amélioration de la prédiction en comparant, dans le diagramme de Dang Van, les conditions d'amorçage vis à vis de la frontière du Dang Van déterminée à partir d'une analyse ponctuelle et d'une analyse définie sur le volume critique «  $l=5\mu\text{m}$  ». Indépendamment des conditions de sollicitation, le calcul du critère établi sur le volume élémentaire permet une très bonne corrélation avec la prévision calculée à partir des grandeurs conventionnelles de fatigue.

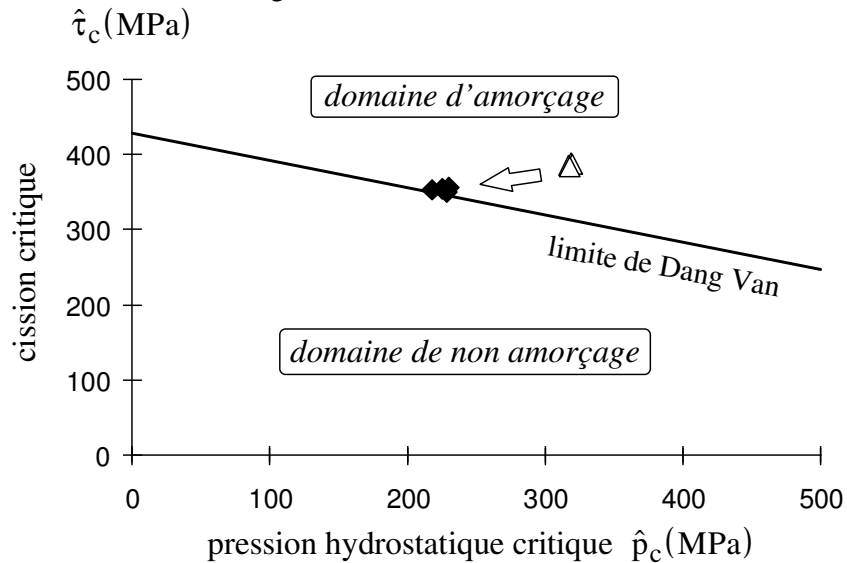


Figure 3-58 : Comparaison dans le diagramme de Dang Van des conditions d'amorçage (1-4):  $\Delta$  : conditions définies à partir de l'analyse ponctuelle des sollicitations,  $\blacklozenge$  : conditions déterminées à partir du tenseur moyen sur l'élément de volume élémentaire ( $l=5\mu\text{m}$ ).

### 3.3.3.4 SYNTHÈSE

Pour tenir compte des effets d'échelle nous avons défini un élément de volume représentatif de l'état moyen des sollicitations imposées au matériau. En comparant les résultats expérimentaux d'un acier parfaitement connu, nous avons extrapolé les dimensions physiques de volumes critiques sur lesquels le calcul des sollicitations dans le contact doit être réalisé pour permettre une corrélation directe avec la prévision des modèles. Nous déterminons un paramètre de maille cubique égal à  $l_{DV} = 5\mu\text{m}$  pour le critère de Dang Van et

$l_{FL}=15 \mu\text{m}$  pour le critère énergétique de Froustey-Lasserre.

Ces volumes élémentaires peuvent être corrélés aux caractéristiques microstructurales de l'acier. En particulier, on constate que le volume associé à l'approche énergétique correspond à la sous structure austénitique alors que le volume élémentaire déduit de l'analyse de Dang Van correspond à une quantité suffisante d'aiguilles de martensite revenue. Le volume élémentaire qui est nécessaire au calcul du risque d'amorçage dans le contact en tenant compte de l'effet d'échelle est indirectement associé à probabilité de sollicité et d'activé le défaut (grain mal orienté) qui va conduire à la fissuration.

### *3.3.4 SYNTHÈSE GÉNÉRALE*

Pour comparer les différentes approches de fatigue nous avons établi une méthodologie expérimentale basée sur un contrôle rigoureux des conditions de contact et une connaissance approfondie du matériau testé. L'analyse du 30NCD16 sollicité en régime de glissement partiel pour de grands nombres de cycles a montré un amorçage situé en bordure de contact pour des sollicitations sensiblement supérieures à celles prévues par l'analyse ponctuelle des critères.

La comparaison des positions relatives de premier amorçage confirme que l'approche de Dang Van permet une meilleure localisation du risque maximal dans le contact. Il semble plus adapté que le critère de Froustey-Lasserre pour définir les mécanismes d'amorçage de la fissuration dans les contacts soumis au fretting.

L'analyse quantitative montre que la corrélation avec l'analyse en fatigue conventionnelle n'est possible que si on prend en compte les facteurs d'échelle. Pour cela nous avons identifié les volumes élémentaires où, après moyennation des sollicitations, on observe la convergence entre les prévisions des critères et l'expertise expérimentale.

Validée pour des conditions expérimentales qualifiées de « modèles », il importe de voir comment cette approche séduisante par son côté universel peut être transposée à d'autres situations de chargement et d'autres matériaux.

### *3.4 ÉVALUATION DE L'APPROCHE SUR DIFFÉRENTS CONTACTS*

Dans la plupart des cas les propriétés de fatigue nécessaires aux calculs ne sont pas toutes accessibles et parfois même totalement inconnues. Regardons comment l'approche proposée peut être intégrée à des études pour lesquelles les caractéristiques du matériau et/ou du contact sont moins bien identifiées. Dans un premier temps nous reprenons les résultats d'une étude antérieure ayant servi à mettre en évidence l'influence d'une contrainte extérieure de tension sur l'amorçage dans un contact homogène 35NCD16/100C6 ( $R^*=250 \text{ mm}$ ), (Fouvry S. et al., 1996). Enfin nous étudierons le cas d'un contact hétérogène SC652/alumine ( $R^*=12.7 \text{ mm}$ ).

**3.4.1 INFLUENCE D'UNE CONTRAINTE EXTERIEURE STATIQUE SUR LA CONDITION D'AMORCAGE (ACIER 35NCD16).**

Cette étude avait pour objectif de mettre en évidence l'influence d'une contrainte statique extérieure sur l'amorçage en fretting. Réalisée bien avant l'analyse du 30NCD16, elle devait en particulier répondre à l'indétermination de l'effet de la contrainte moyenne sur l'amorçage (paragraphe 3.2.3.2, Figure 3-35). L'essai de Fretting sur éprouvette précontrainte, développé au laboratoire ECL (Zhou Z.R., 1992), présente l'avantage de complètement dissocier la contrainte statique contrôlée par le chargement extérieur, de la sollicitation alternée issue du contact en frottement.

En modifiant la contrainte externe, on mesure l'effet de la contrainte moyenne sur l'amorçage et la réduction de sollicitation tangentielle admissible. En outre, on peut estimer l'influence d'une contrainte statique sur la cinétique de la propagation.

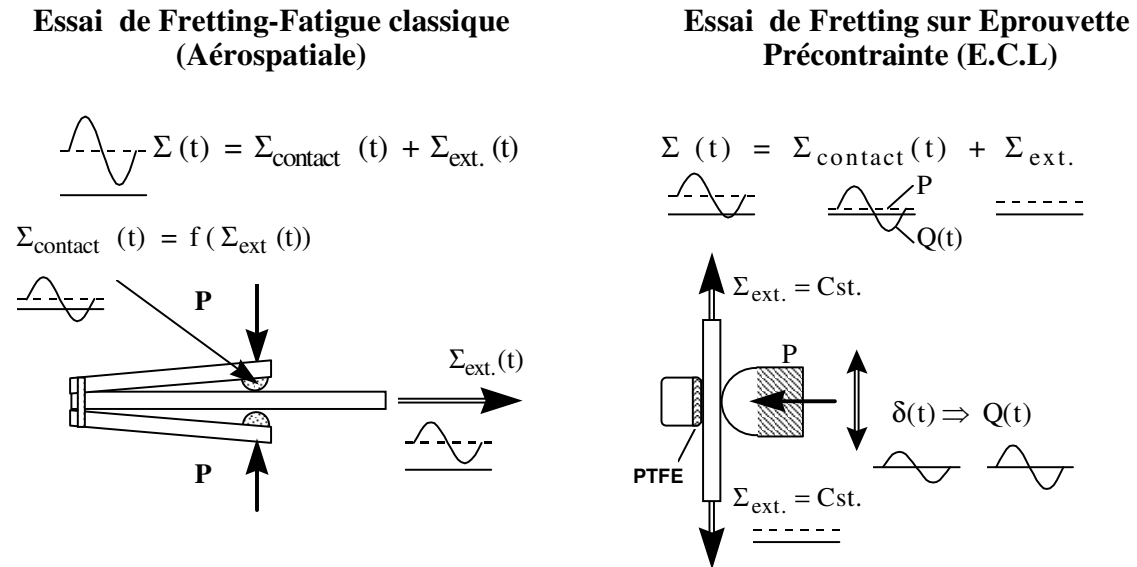


Figure 3-59 : Comparaison des conditions de sollicitation entre un essai de Fretting Fatigue classique et l'essai de fretting sur éprouvette précontrainte développé à l'Ecole Centrale de Lyon.

**3.4.1.1 CONDITIONS OPERATOIRES**

La Figure 3-60 schématise les composantes du contact avec l'éprouvette ainsi que le contre corps utilisé. Le principe du montage schématisé par la Figure 3-59 est plus complètement exposé dans la thèse de Zhou Z.R. (1992, 1993). L'effort extérieur est limité à 10000 N, ce qui implique de réduire sensiblement la section de l'éprouvette pour pouvoir appliquer une contrainte statique allant jusqu'à 400 MPa.

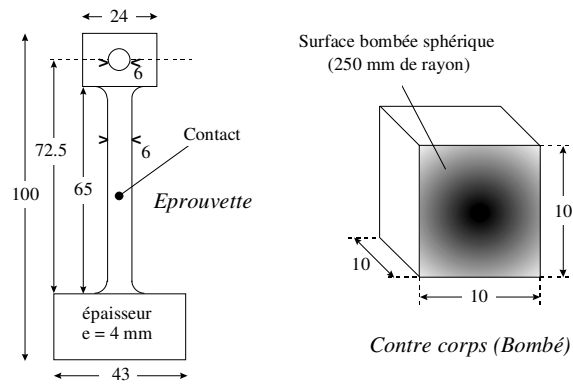


Figure 3-60 : Description de l'éprouvette de Fretting sous contrainte et du bombé utilisé comme contre corps (dimensions en mm).

On s'éloigne légèrement des conditions de semi infinité dans les directions Y et Z, mais suivant la direction X où les maxima de sollicitations sont imposés, cette condition est parfaitement remplie. On postulera que l'hypothèse de semi infinité est suffisamment vérifiée pour permettre l'application du modèle Hertzien. Dans la mesure où le traitement thermique a été réalisé après l'usinage des éprouvettes nous prenons soin d'éliminer la couche superficielle sur une épaisseur de 300  $\mu\text{m}$ . Nous obtenons une rugosité finale égale à  $R_a=0.05$ . Le contre corps, préalablement découpé dans un bloc de 100C6 traité par la SNR à 62 HRC, est poli sur une de ses faces de manière à obtenir une surface sphérique ayant un rayon de courbure de l'ordre de 250 mm. Obtenue après de nombreuses étapes de polissage, la surface présente une rugosité très faible  $R_a=0.05$ , cependant les mesures profilométriques montrent une incertitude de l'ordre de  $\pm 10$  mm sur le rayon de sphéricité. A l'échelle des mesures et des objectifs initiaux recherchés cette incertitude est apparue suffisamment faible.

### 3.4.1.2 MATERIAUX

Le matériau testé provient d'un lot de 35NCD16 que nous avons fait usiné avant de lui faire subir un traitement thermique suivant la norme française NF A 35-552 . Contrairement au 35NCD16 le matériau constituant les éprouvettes est relativement mal connu, aucun essai dynamique n'ayant pu être réalisé. Cependant sa composition chimique et le traitement thermique réalisé sont suffisamment voisins pour permettre une comparaison avec les résultats de fatigue sur le 30NCD16 (Tableau 3-8).

Nuance	Traitement thermique	$R_{e0.2}$ (MPa)	$R_m$ (MPa)	A%	Dureté HRC
35NCD16	865 à 885°C A+ R 585°C	880	1000 à 1200	10	39-40

Tableau 3-8 : Traitement thermique du 35NCD16 et caractéristiques visées .

Pour valider le traitement thermique nous réalisons trois essais de traction qui donnent une limite à rupture de 1150 MPa. Cette dernière est sensiblement plus basse que celle obtenue pour le 30NCD16 du lot étudié par Dubar L. (1992) mais se rapproche des caractéristiques du matériau testé par Froustey C. (1987).

Nous choisissons d'extrapoler les caractéristiques de fatigue de notre acier à partir de ces deux références en choisissant comme base de corrélation la contrainte maximale (annexe 1).

E (GPa)	$\nu$	Rm (MPa)	HV <sub>500</sub>	$\sigma_{de}$ (MPa)	$\tau_{de}$ (MPa)
210	0.3	1150	400	590	399

Tableau 3-9 : Caractéristiques mécaniques du 35NCD16.

Pour différencier les variables estimées nous rajoutons l'indice « e » aux variables d'endurance.

### 3.4.1.3 CONDITIONS D'AMORCAGE

L'objectif étant de mesurer l'effet de l'effort statique sur l'amorçage pour différentes conditions de glissement, nous avons choisi un effort normal constant à 1500 Newtons soit une pression Hertzienne maximale de 396 MPa et un contact Hertzien de rayon  $a=1350 \mu\text{m}$ . La durée de l'essai est fixée à  $10^6$  cycles pour une fréquence de 10 Hz.

Nous choisissons trois niveaux d'effort tangentiel (A,B,C) et pour chacun d'eux trois contraintes statiques différentes sont appliquées (I, II, III). Pour les 9 conditions étudiées deux essais sont réalisés. On confirme la très bonne reproductibilité du test puisque les deux résultats obtenus donnent toujours le même type de dégradation. La Figure 3-61 schématise le principe de l'étude et présente les conditions de sollicitation.

Les conditions A et B sont en régime de glissement partiel avec une amplitude tangentielle fixe durant tout l'essai. Par contre la condition C, proche de la transition, se caractérise par un régime mixte ou le test initialement en glissement partiel évolue après 50000 à 100000 cycles vers une condition de glissement total.

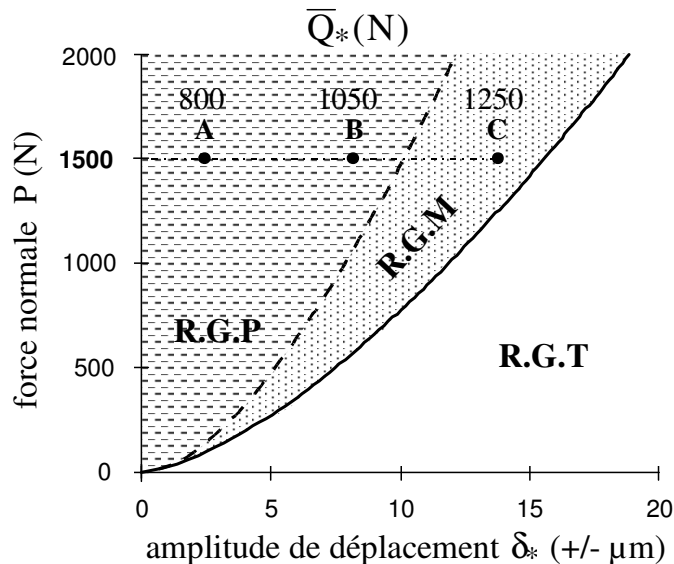


Figure 3-61 : Illustration des conditions de sollicitation.

Il est important de souligner que la rigidité de l'ensemble est contrôlée par l'éprouvette. Le déplacement relatif qui est imposé constant, est mesuré entre le bati et le bombé. lorsque l'éprouvette se fissure (condition C en particulier), la perte de raideur engendre une diminution du déplacement relatif du contact et par conséquent une diminution de l'effort tangentiel. Ainsi, plutôt que de réaliser la moyenne de l'effort tangentiel jusqu'à  $10^6$  cycles nous calculons la valeur sur les 50000 ( $\bar{Q}_*$ ) premiers cycles qui intègrent toujours les valeurs

maximales. Les valeurs obtenues présentent une dispersion inférieure à 20 N vis-à-vis des valeurs visées (A, B, C).

Après expertise en surface et en coupe des traces de fretting nous avons pu mettre en évidence trois types de dégradation :

- (PA) : pas d'amorçage,
- (AS) : amorçage simple sans propagation de la fissure,
- (AP) : amorçage et propagation très profonde allant parfois jusqu'à la rupture de l'éprouvette.

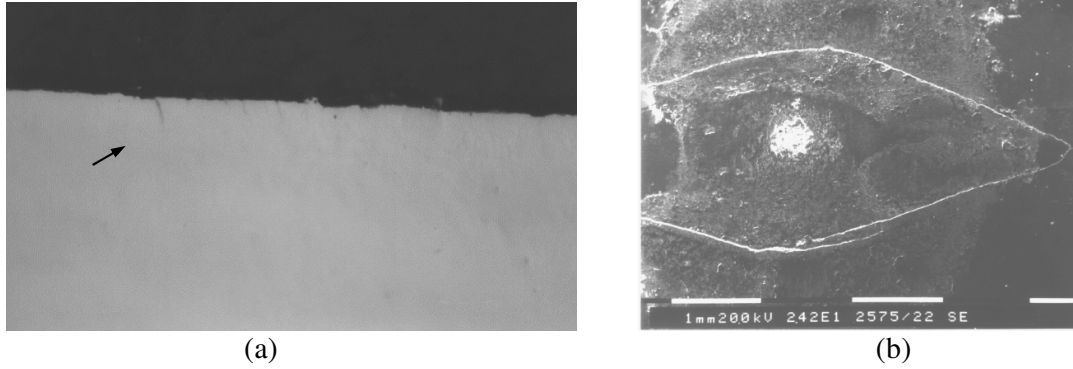


Figure 3-62 : Illustration des dégradations rencontrées; (a): Amorce sans propagation (AS) condition B-II ( $lcm=20 \mu m$ ); (b): Amorce et propagation (AP) en régime mixte C-III.

Pour évaluer l'influence des sollicitations moyenne et alternée sur l'amorçage, on utilise la représentation de Haigh. Pour cela on estime la contrainte principale maximale moyenne et alternée en bordure de contact (paragraphe 3.1.4).

La contrainte moyenne correspond à la superposition de la composante de l'effort normal :  $\sigma_{11}^P(BC) = 55 \text{ MPa}$  ( $P=1500 \text{ N}$ ,  $R^*=0.25m$ ) et de la composante extérieure colinéaire à cette dernière :  $\sigma_{11m}(BC) = \sigma_{11}^P(BC) + \sigma_{EXT}$ .

Chargement extérieur	I	II	III
$\sigma_{11m}(BC)$ (MPa)	155	305	405

Tableau 3-10 : Niveau moyen du chargement principal en bordure de contact.

L'amplitude de la contrainte principale maximale en bordure de contact est estimée après identification du coefficient de frottement. La valeur mesurée à la transition égale à 0.9 est obtenue avant l'établissement d'un troisième corps à l'interface. L'observation des traces de frottement nous permet de mesurer les ratios  $c/a$  et d'évaluer les coefficients de frottement locaux. On estime alors l'amplitude maximale de la contrainte principale  $\sigma_{11a}(BC)$  (Tableau 3-11) :

chargement tangentiel	A	B	C
$\bar{Q}_*$ (N)	800	1050	1250
$\mu_L$	0.8	0.85	0.9
$\sigma_{11a}(BC) = \sigma_{11}^{Q_*}(BC)$ (MPa)	430	515	580

Tableau 3-11 : Amplitude du chargement principal en bordure de contact.

A partir de ces données on trace l'équivalent d'un diagramme de Haigh illustrant l'influence de la contrainte extérieure sur la condition d'amorçage, dans le contact soumis à des sollicitations de fretting (Figure 3-63).

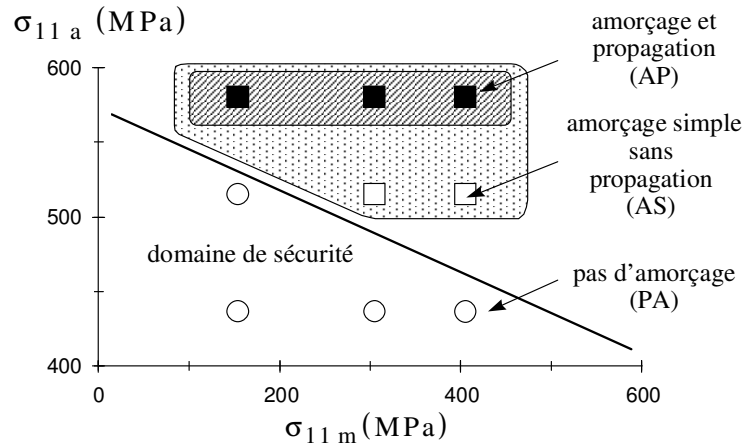


Figure 3-63 : construction du diagramme de Haigh couplant l'effet du chargement tangentiel alterné ( $\sigma_{11a}$ ) associé au contact et du chargement statique extérieur ( $\sigma_{11m}$ ).

Nous devons mettre en évidence l'influence du chargement extérieur sur l'amorçage d'une fissure. On confirme ainsi le principe de superposition entre le chargement statique homogène sur l'ensemble de la section, et le chargement de contact caractérisé par un très fort gradient en sous couche (Figure 3-6).

L'analyse de l'influence de la contrainte statique sur la cinétique de propagation n'est pas évidente. D'après ces résultats la propagation semble indépendante du niveau de chargement moyen. Cependant, si l'on compare les fissurations obtenues, nous constatons qu'elles sont beaucoup plus profondes lorsque l'on impose une contrainte extérieure importante.

Nous disons qu'une contrainte statique favorise la cinétique de propagation et surtout augmente son domaine d'extension. La sollicitation de contact est essentiellement située en surface. Très rapidement, l'amplitude du chargement en sous couche diminue, et à une profondeur de  $0.5.a$  les sollicitations sont pratiquement négligeables. On peut donc supposer que la présence d'une contrainte statique constante sur toute la section favorise la propagation très au delà du domaine d'influence du contact.

#### 3.4.1.4 CORRELATION AVEC LES CRITERES D'AMORÇAGE

Comme pour le travail de Petiot C. (1992), nous avons limité notre étude à la comparaison des dégradations et des prévisions avancées par les critères de Dang Van et les différentes approximations uniaxiales. L'expertise des sites de premier amorçage, toujours situés en bordure de contact nous a conduits à éliminer de notre étude le critère de Froustey-Lasserre. D'autre part si nous avons pu estimer les limites d'endurance de flexion et de torsion alternées, il nous est apparu hasardeux d'extrapoler la troisième composante nécessaire à cette approche qu'est la variable  $\kappa$ .

Les résultats sont reportés dans le tableau 3-12. On observe que la plupart des sollicitations se situent dans le domaine élastique sauf pour les conditions B-III et C-III. On quantifie l'influence du chargement extérieur sur l'augmentation du risque d'amorçage en comparant les risques d'amorçage.



	A ( $\bar{Q}_* = 800$ N)			B ( $\bar{Q}_* = 1050$ N)			C ( $\bar{Q}_* = 1250$ N)		
	I	II	III	I	II	III	I	II	III
$\sigma_{EXT}$ (MPa)	100	150	250	100	150	250	100	150	250
$\sigma_{lmax}$ (MPa)	585	735	835	670	820	920	730	880	980
$\sigma_{e max}$ (MPa)	560	710	810	635	785	<b>885</b>	695	845	<b>945</b>
dégradation	PA	PA	PA	PA	<b>AS</b>	<b>AS</b>	<b>AP</b>	<b>AP</b>	<b>AP</b>
Gerber : $d_G$	0.75	0.80	0.84	0.88	0.92	<b>1.0</b>	<b>1.0</b>	<b>1.06</b>	<b>1.13</b>
Dietmann $d_D$	0.79	0.86	0.92	0.94	<b>1.02</b>	<b>1.09</b>	<b>1.05</b>	<b>1.15</b>	<b>1.23</b>
VDI $d_{VDI}$	0.81	0.9	0.97	0.96	<b>1.07</b>	<b>1.16</b>	<b>1.08</b>	<b>1.20</b>	<b>1.30</b>
Goodman : $d_{GD}$	0.85	<b>1.0</b>	<b>1.15</b>	<b>1.0</b>	<b>1.2</b>	<b>1.37</b>	<b>1.13</b>	<b>1.34</b>	<b>1.54</b>
Dang Van : $d_{DV}(l=0)$	0.75	0.83	0.88	0.94	<b>1.05</b>	<b>1.13</b>	<b>1.12</b>	<b>1.25</b>	<b>1.36</b>
Dang Van : $d_{DV}(l=5\mu m)$	0.70	0.78	0.82	0.88	<b>0.97</b>	<b>1.03</b>	<b>1.02</b>	<b>1.12</b>	<b>1.21</b>

Tableau 3-12 : Récapitulatif des conditions de sollicitations et du calcul des critères, le Dang Van est déterminé à partir de l'analyse ponctuelle ( $l=0$ ) et pour un tenseur moyen établi sur un volume critique ( $l=5\mu m$ ).

Pour ces conditions de contrainte moyenne plus élevée, il semble que l'approximation uni-axiale la plus adaptée pour quantifier le risque d'amorçage soit celle du VDI 2 226 ou de la parabole de Dietmann. Ces résultats confirment de nombreux travaux sur l'effet de la contrainte moyenne dans le domaine intermédiaire des chargements statiques où l'approximation du VDI est en générale recommandée (Brand A., 1980).

L'analyse du critère de Dang Van indique que l'analyse ponctuelle permet une très bonne estimation de la condition d'amorçage. Si en revanche, on réalise le calcul à partir de l'élément de volume élémentaire défini pour le 30NCD16 dans le paragraphe précédant on note une légère dispersion avec le résultat expérimental, le critère ne prévoyant plus l'amorçage pour la condition B-II. Cependant l'écart avec la limite de l'ordre de 3%, est infime compte tenu des incertitudes sur le matériau et la géométrie du bombé. On remarque par ailleurs que l'écart entre l'analyse ponctuelle et le calcul réalisé sur le volume élémentaire est fortement diminué.

Ceci est essentiellement lié à l'augmentation du contact qui réduit très fortement l'impact de l'effet d'échelle sur la prévision du risque d'amorçage. Finalement on montre qu'en combinant les deux approches ponctuelle et moyennée du critère de Dang Van on obtient une très bonne estimation du risque d'amorçage.

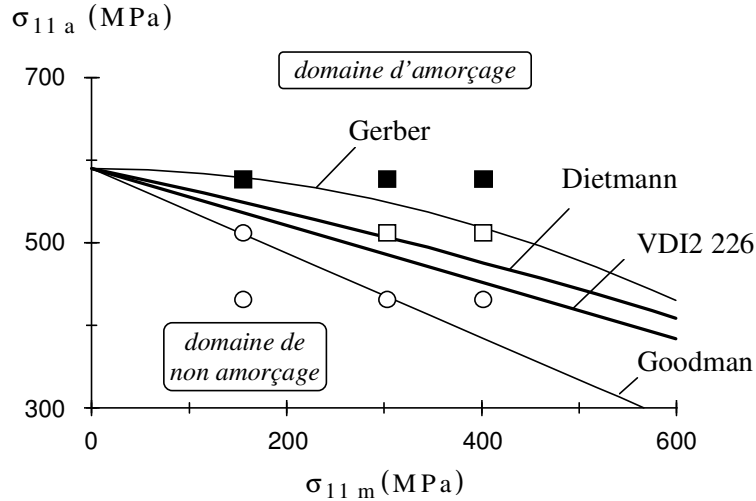


Figure 3-64 : Diagramme de Haigh, comparaison des différentes approximations : O : pas d'amorçage (PA), □ : amorçage sans propagation (AS), ■ : amorçage et propagation (AP).

L'analyse descriptive de la distribution des sollicitations confirme que le maximum du critère de Dang Van se situe en bordure du contact et conduit à formuler l'expression adaptée :

$$d_c = \frac{\hat{\tau}_c}{\beta - \alpha \hat{p}_c} = \frac{\frac{1}{2} q_0 f_{11}^{Q*}}{\beta - \alpha \cdot \frac{1}{3} [q_0 (f_{11}^{Q*} + f_{22}^{Q*}) + \sigma_{EXT}]} \quad (3.4.1-1)$$

La contrainte statique ne modifie pas la distribution de la cission locale mais influe sur la pression hydrostatique.

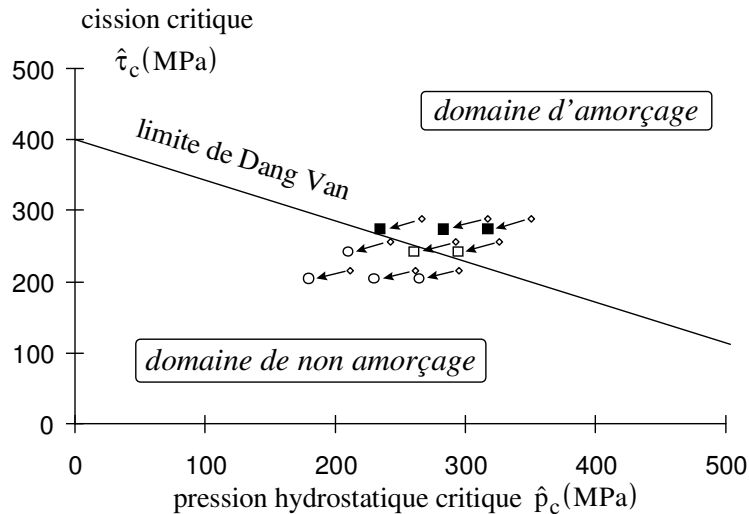


Figure 3-65 : Tracé du diagramme de Dang Van à partir de l'analyse ponctuelle ( $l=0$ ) (◇) et pour un tenseur moyen établi sur le volume critique ( $l=5\mu m$ ) : ■ AP, □ AS, O PA.

### 3.4.1.5 SYNTHÈSE (35NCD16)

Cette étude confirme l'influence de la contrainte statique homogène sur l'augmentation du risque d'amorçage dans un contact soumis au Fretting. En réexaminant ce travail par le biais de la méthodologie que nous développons, de nouveaux résultats peuvent être obtenus :

- On peut envisager l'étude de l'amorçage en considérant le principe de superposition entre une sollicitation homogène appliquée au massif et la sollicitation localisée en surface induite par le contact. On justifie l'utilisation d'une description de l'amorçage en terme de diagramme de Haigh mesurant le risque en fonction de la sollicitation moyenne et alternée.
- L'extension très profonde de la fissuration suppose que la contrainte statique favorise la propagation de la fissure (Zhou Z.R et al., 1993; Reybet Degat P., 1994). Cependant l'analyse de cette dernière implique de prendre en compte les trois aspects que sont le domaine d'influence des sollicitations du contact, la dimension du contact et surtout la géométrie de l'éprouvette.
- Le critère de Dang Van formulé à partir de l'analyse ponctuelle se trouve amélioré par l'étude de grands contacts qui implicitement réduisent l'impact de l'effet d'échelle. L'écart avec l'analyse conduite sur le volume élémentaire est réduit à 7%, l'analyse combinée des deux formulations permet une bonne estimation de la condition d'amorçage.
- Dans le domaine des contraintes moyennes intermédiaires contrôlées par l'addition de la sollicitation statique, nous observons que la meilleure prédiction uniaxiale de l'amorçage dans le contact est obtenue par les formulations du VDI et la parabole Dietmann.

Un plus grand nombre d'essais réalisés sur un acier mieux identifié auraient permis d'affiner ces résultats. Cependant, cette analyse, réalisée à posteriori, valide l'approche fatigue pour décrire l'amorçage. Elle confirme la nécessité de prendre en compte l'effet d'échelle et la dimension du contact pour correctement modéliser les processus d'amorçage.

### 3.4.2 ETUDE DE L'AMORCAGE EN FRETTING D'UN ACIER RAPIDE SC652

Nous abordons l'analyse de l'amorçage d'un acier très différent des précédents. Un acier à outil aux caractéristiques de fatigue mal connues, très fragile pour un contact hétérogène acier - alumine. Dans cette situation peu favorable, nous cherchons à mesurer les limites des approches que nous étudions.

#### 3.4.2.1 MATERIAUX

##### 3.4.2.1.1 NATURE DU CONTRE CORPS

Compte tenu de la dureté élevée de l'acier à outil SC 6-5-2 (HSS) (Annexe 1), il convient de ne pas utiliser un contre corps en 100C6, trop doux. En outre, l'acier à outil est particulièrement difficile à travailler. Très vite il nous est apparu impossible de réaliser de façon systématique les coupes transversales nécessaires à l'expertise de l'amorçage .

Pour ces raisons nous devons nous limiter à une observation en surface. L'application d'un contre corps en 100C6 génère des transferts adhérents impossible à éliminer sans détériorer la trace (Figure 2-41). Elle empêche un examen rigoureux de la trace de fretting et surtout la

mise en évidence des amorçages. Nous avons donc cherché un contre corps en céramique dont les caractéristiques élastiques se rapprochent le plus de l'acier tout en étant suffisamment dur. Nous avons opté pour des billes d'alumine de 12.7 mm de rayon ayant un module élastique de 310 GPa et un coefficient de Poisson de 0.27 (annexe 1).

Nous appliquons une fréquence constante de 5Hz et utilisons le montage schématisé par la Figure 2-16.

### 3.4.2.1.2 IDENTIFICATION DES CARACTERISTIQUES MECANIQUES DE L'ACIER A OUTIL.

L'acier SC 6-5-2 nous est fourni par le BAM. Les conditions du traitement thermique et la composition chimique sont résumées en Annexe 1 (A1.1.3). Les échantillons sont de petits disques de 25.4 mm de diamètre et 5 mm d'épaisseur.

Très riche en carbone, cet acier est austénitisé à 1230 °C, puis subit trois revenus successifs de 2 heures à 540°C.

C	Cr	Mo	V	W
0.96	4.25	5.0	1.85	6.35

Tableau 3-13 : Composition chimique du HSS (SC 6-5-2).

L'observation de la structure après attaque au nital indique une structure de type martensitique revenue avec la présence de très nombreux carbures globulaires MC de 2-3 µm de diamètre moyen (Lévêque R.).

Les différentes caractéristiques du matériau que nous avons pu déterminer sont résumées dans le tableau suivant (annexe 1):

E *	v	HRC	R <sub>m,Fp</sub>	σ <sub>Y</sub> **	τ <sub>Y</sub> **	σ <sub>d,Fp (0.1)</sub> **	σ <sub>de</sub> **	τ <sub>de</sub> **
230	0.28	64	3050	1800	900	1050	490	280

en \* GPa, \*\* en MPa

R<sub>m,Fp</sub> : Limite de rupture en flexion plane.

σ<sub>d,Fp (0.1) max</sub> : valeur maximale de la limite d'endurance en flexion plane pour 10<sup>6</sup> cycles avec σ<sub>min</sub>/σ<sub>max</sub> = 0.1.

σ<sub>Y</sub>, τ<sub>Y</sub> : limites de plasticité mesurées à partir d'un essai de flexion (limite apparente de linéarité Re, confirmées par des mesures de dureté).

σ<sub>de</sub>, τ<sub>de</sub> : limites d'endurance alternée (σ<sub>min</sub>/σ<sub>max</sub> = -1) estimées à partir des relations du CETIM, de la construction de Gerber et des valeurs mesurées σ<sub>d,Fp (0.1) max</sub> et R<sub>m,Fp</sub> (annexe 1).

Tableau 3-14 : Récapitulatif des caractéristiques de l'acier SC 6-5-2 (HSS).

Le détail de l'identification de ces grandeurs est présenté en annexe. Cette étude a nécessité des essais statiques et dynamiques de flexion plane qui nous ont permis en particulier de mesurer la limite de rupture en flexion plane ainsi que la limite d'endurance pour une sollicitation de flexion plane pratiquement répétée (σ<sub>min</sub>/σ<sub>max</sub> = 0.1).

Contrairement aux aciers moins alliés, l'acier à outil est particulièrement sensible aux effets d'entaille et à l'état de surface.

Pour estimer les grandeurs de fatigue à partir de l'approche du CETIM nous avons réalisé préalablement un essai de traction pour des conditions identiques à celles du 35NCD16. Nous avons mesuré une limite à rupture inférieure à 200 MPa, le départ de la fissuration étant localisé au joint de raccordement de l'éprouvette.

Cet acier, très riche en carbures fragiles qui jouent le rôle de défauts préexistants dans la microstructure, ne vérifie pas la corrélation *limite d'endurance-condition d'amorçage* justifiée pour les aciers faiblement alliés tels que le 30NCD16.

Autrement dit la limite d'endurance correspond à un seuil de non propagation d'une fissure déjà initiée au niveau des carbures. Cette affirmation est validée par l'observation du faciès de rupture d'une éprouvette de flexion en fatigue à  $10^6$  cycles : on voit clairement que le point initial de l'amorçage correspond à l'interface d'un carbure.

***On associe la limite d'endurance de l'acier rapide SC 6-5-2 à la condition critique de propagation d'un défaut préexistant (carbures).***

### 3.4.2.2 COMPORTEMENT TRIBOLOGIQUE DU CONTACT

Nous cherchons à délimiter les domaines des différents régimes de glissement et en particulier le régime de glissement mixte. Contrairement au 30NCD16 ce dernier est ici beaucoup plus étendu et surtout il se caractérise par un départ en glissement total avec un coefficient de frottement de l'ordre de 0.2 avant de se stabiliser en glissement partiel suite à une augmentation progressive du coefficient de frottement (Figure 3-66).

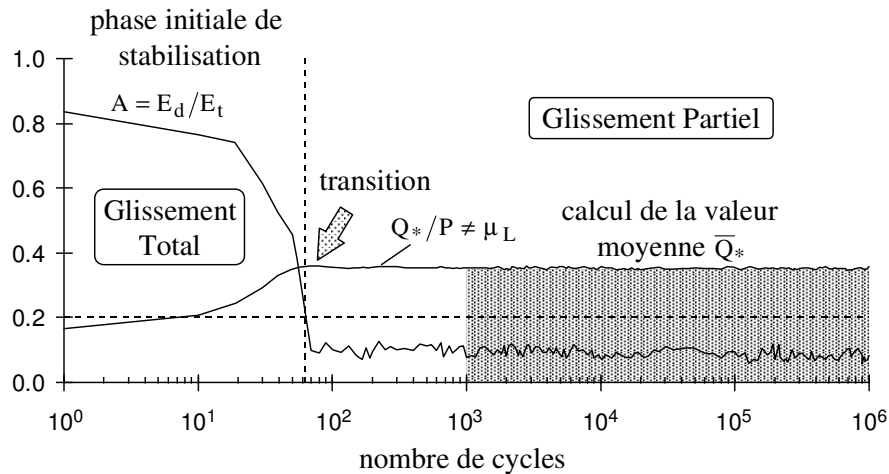


Figure 3-66 : Comportement du contact en régime de glissement mixte (RGM) :  
 ( $P=300\text{ N}$ ,  $\delta_{*m}=2.3\ \mu\text{m}$ ,  $\bar{Q}_*=105\text{ N}$ , non amorçage).

L'évolution de l'interface est ici plus facilement observable du fait de la nature et de la couleur blanche de la bille de céramique. Ceci permet d'évaluer la distribution des transferts dans le contact.

Durant les premiers cycles, le contact correspond à une mise en contact de l'acier et de l'alumine. La présence d'oxydes sur l'acier et la faible interactivité entre les deux contrecorps limite le coefficient de frottement. Très rapidement, des phénomènes de transferts métalliques sur la surface d'alumine augmentent le niveau d'interactivité des surfaces et indirectement du coefficient de frottement. Pour des amplitudes de débattement suffisamment faibles, le contact

passage en glissement partiel après quelques dizaines de cycles.

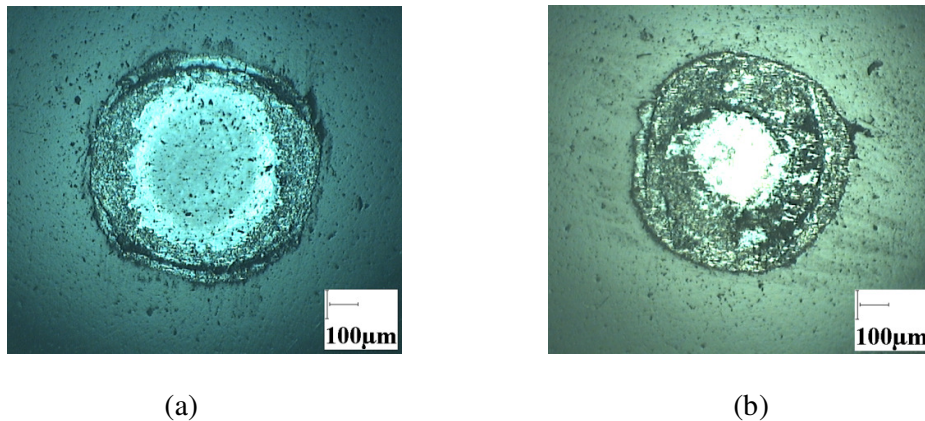


Figure 3-67 : Micrographies optiques de la surface des traces de la bille ( $P=300\text{ N}$ ); (a): Conditions de glissement partiel stabilisé (R.G.M); (b): Régime de glissement total .

- Durant la phase initiale en glissement total, la densité de transfert progresse de façon homogène sur l'ensemble de l'interface. Lorsque la condition de glissement partiel est atteinte, la zone collée reste inchangée, par contre la zone externe de glissement présente un maximum de transferts (zone annulaire très claire associée aux transferts métalliques, Figure 3-67a).

- En glissement total, la surface de la trace sur la bille est rapidement recouverte de transferts faisant évoluer l'interface vers une structure métal-métal pratiquement uniforme (Figure 3-67b). Le comportement tribologique du système se rapproche de celui d'un contact homogène métallique avec des coefficients de frottement relativement élevés.

En tenant compte de la compliance du montage, on trace la carte expérimentale définissant les différents domaines de régime de glissement (Figure 3-68).

Les résultats expérimentaux sont très proches des frontières formulées par l'expression théorique (2.4.1-3). Par exemple, la frontière expérimentale entre le régime de glissement mixte et le régime de glissement total est parfaitement encadrée par les expressions théoriques définies pour des coefficients compris entre 0.6 et 0.8. Or les coefficients mesurés à la transition sont bien compris dans cet intervalle.

Aussi, la limite entre les domaines des régimes de glissement partiel et glissement mixte peut être associée à la courbe théorique définie pour le coefficient de frottement minimal observé au premier cycle en glissement total.

D'autre part, la frontière séparant les domaines des régimes de glissement mixte et glissement total peut être approchée par la courbe théorique calculée à partir du coefficient de frottement maximal que l'on peut enregistrer en glissement total.

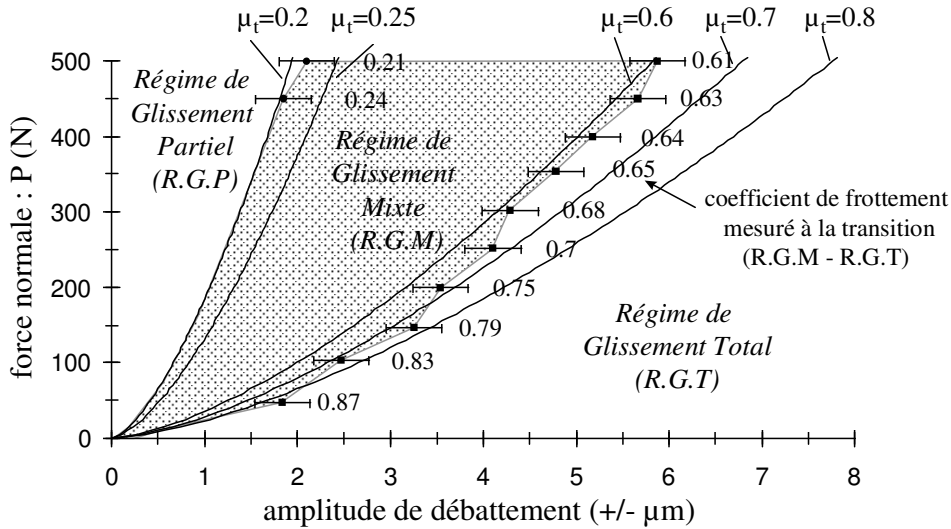


Figure 3-68 : Carte définissant les domaines de régimes de glissement du contact HSS/alumine(12.7mm) ( $C_s=0.004\mu\text{m}/\text{N}$ ) ; ■ ● : résultats expérimentaux ; — : courbes théoriques définies à partir des coefficients  $\mu_t$  .

On vérifie ainsi la définition donnée au paragraphe 2.5.5 où les frontières des régimes peuvent être explicitées à partir des valeurs extrêmes des coefficients de frottement.

### 3.4.2.3 DETERMINATION DES CONDITIONS D'AMORÇAGE

Nous reprenons la démarche expérimentale proposée pour l'étude du 30NCD16 mais devant l'incertitude des caractéristiques du matériau on choisit de définir précisément la condition d'amorçage pour deux efforts normaux  $P=200\text{ N}$  et  $P=300\text{ N}$  et différents nombres de cycles 5000, 100000, 500000 et 1000000 (Figure 3-69).

On complète cette étude en estimant la pression limite de non amorçage au niveau de la transition. Nous disposons donc du « matériel expérimental » nécessaire au tracé de l'équivalent de courbes de Wölher (SN) en amorçage de l'acier rapide soumis au fretting et surtout le moyen de comparer les différentes variables capables de quantifier le risque d'amorçage.

On détermine l'effort tangentiel maximal moyen  $\bar{Q}_*$  de chaque essai en faisant la moyenne de l'amplitude maximale du cycle 1000 au dernier cycle de l'essai (Figure 3-66). En appliquant la méthodologie présentée dans l'étude du 30NCD16, on encadre progressivement les conditions limites ce qui permet d'établir de façon précise les frontières d'amorçage (ou de non amorçage) en fonction du nombre de cycles. Pour chaque essai limite n'ayant pas fissuré, on mesure sur la trace le ratio  $k=c/a$  permettant le tracé de l'évolution du coefficient de frottement local.

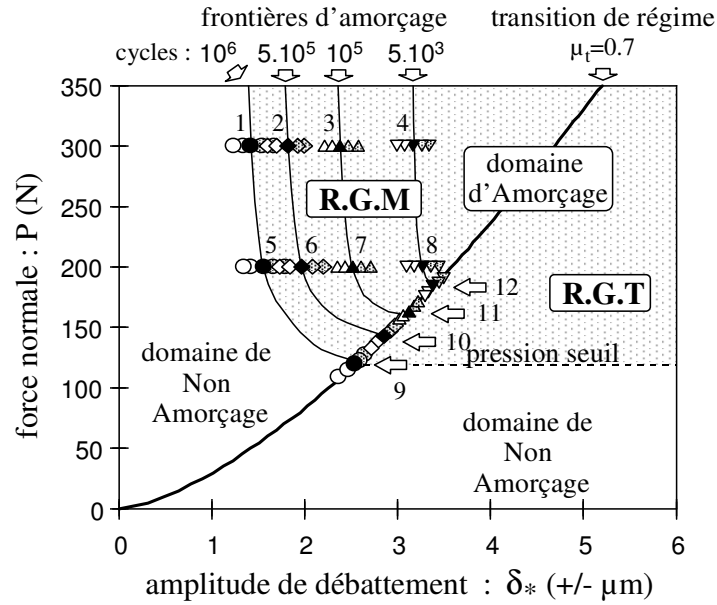


Figure 3-69 : Conditions de chargements critiques induisant l'amorçage pour un nombre donné de cycles. Symbolisation de la dégradation : ○ : pas d'amorçage ; ● : condition limite ; ⊙ : amorçage. Correspondance avec la durée de l'essai : ○/●/⊙ : 10<sup>6</sup> cycles, ◇/◆ : 5.10<sup>5</sup> cycles, △/▲/▴ : 10<sup>5</sup> cycles, ▽/▼/▽ : 5.10<sup>3</sup> cycles.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
P(N)	300	300	300	300	200	200	200	200	115	135	160	195
p <sub>0</sub> (MPa)	1950	1950	1950	1950	1700	1700	1700	1700	1410	1490	1580	1685
Cycles	10 <sup>6</sup>	5 10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>	5 10 <sup>3</sup>	10 <sup>6</sup>	5 10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>	5 10 <sup>3</sup>	10 <sup>6</sup>	5 10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>	5 10 <sup>3</sup>
$\bar{Q}_*$ (N) ±3	107	120	135	175	95	110	121	148	91	107	125	145
k=c/a	0.71	0.68	0.65	0.5	0.57	0.46	0.41	0.24	0	0	0	0
μ <sub>L</sub>	0.56	0.58	0.62	0.67	0.58	0.61	0.65	0.75	-	-	-	-

Tableau 3-15 : Conditions d'amorçage en Fretting de l'acier SC6-5-2 (Figure 3-69).

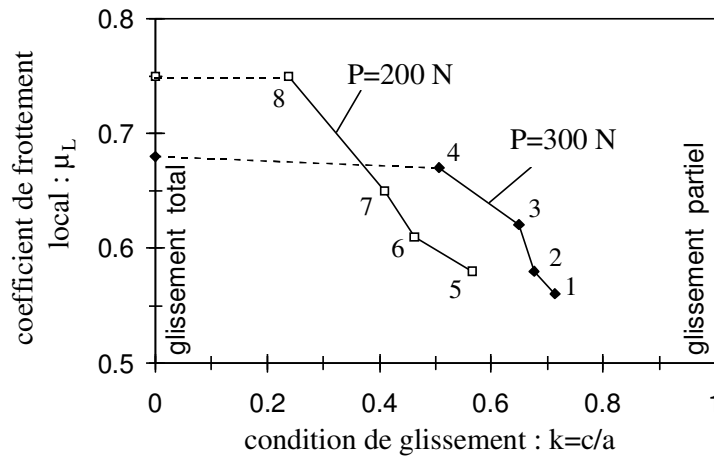


Figure 3-70 : Evolution du coefficient de frottement local en fonction du paramètre « k ».



L'évolution du coefficient de frottement local vis-à-vis du ratio  $k$  montre que plus on s'éloigne de la transition de glissement, plus le coefficient de frottement opérant dans la zone de glissement tend à diminuer (Figure 3-70).

Par rapport aux contacts métalliques, on observe une inversion de l'influence de la pression sur le coefficient de frottement local. Pour comprendre cette tendance on peut supposer que plus la densité de transferts sur la bille sera importante et plus le coefficient de frottement sera élevé. Aussi pour une condition de glissement partiel donnée «  $c/a$  », une augmentation de la pression favorisant l'augmentation de la densité des transferts, donc des contacts *métal-métal*, engendre une augmentation du coefficient de frottement local.

A la transition lorsque la surface frottante de la bille est totalement recouverte de transferts métalliques, l'influence de la pression sur la distribution des transferts ne joue plus. On retrouve le comportement bien établi d'une réduction du coefficient de frottement avec l'augmentation de l'effort normal.

### 3.4.2.4 MORPHOLOGIE DE LA FISSURATION

#### 3.4.2.5.1 Fissuration en condition de glissement partiel stabilisé (R.G.M).

La propagation est ici très rapide laissant apparaître une structure en œil de poisson même après un nombre limité de cycles (Figure 3-71, 3-72).

Ce comportement peut être associé à la nature même du matériau qui par sa composition (teneur élevée en carbone) et son traitement thermique est relativement fragile.

Pour confronter l'analyse mécanique il nous importe de définir la position des sites d'amorçage et voir si, comme pour le 30NCD16, le risque maximal se situe en bordure de contact.

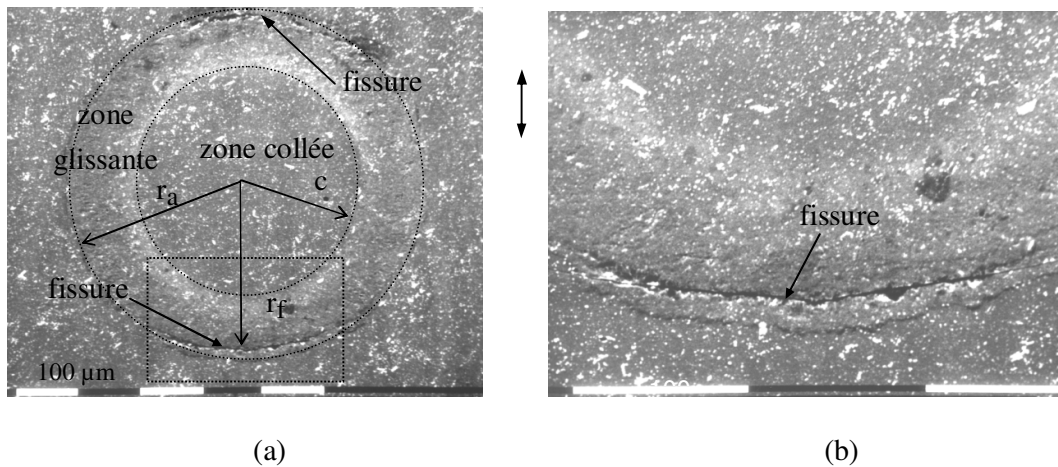


Figure 3-71 : Contact SC 6-5-2 /alumine stabilisé en glissement partiel ( $10^6$  cycles),  $P=300\text{ N}$ ,  $\bar{Q}_*=115\text{ N}$ ,  $r_a=296\text{ }\mu\text{m}$ ,  $r_f=270\text{ }\mu\text{m}$  (petits points blancs : carbure MC); (a): Vue générale de la trace; (b): Détail au niveau de la flèche.

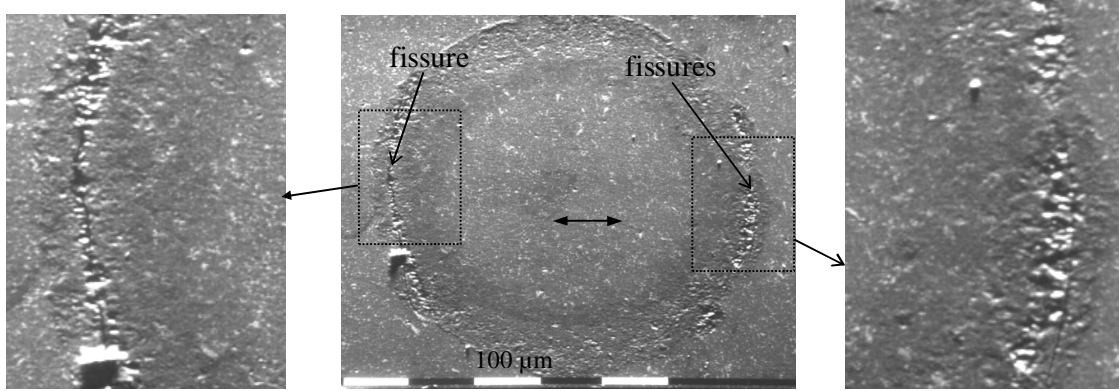


Figure 3-72 : Contact SC 6-5-2 /alumine stabilisé en glissement partiel ( $10^6$  cycles),  
 $P=200\text{ N}$ ,  $\bar{Q}_*=106\text{ N}$ ,  $r_a=272\text{ }\mu\text{m}$ ,  $r_f=233\text{ }\mu$  (barre blanche= $100\text{ }\mu$ ).

Pour chacune des situations 1 à 8 nous expertisons les traces de fretting des essais ayant amorcé juste après la condition limite de non amorçage.

	P= 300 N, a(Hertz) =272μm				P= 200 N, a(Hertz) =237μm			
Conditions	1	2	3	4	5	6	7	8
Nombre de cycles	$10^6$	$5 \cdot 10^5$	$10^5$	$5 \cdot 10^3$	$10^6$	$5 \cdot 10^5$	$10^5$	$5 \cdot 10^3$
Rayon apparent $r_a$ (μm)	293	305	307	310	255	262	273	295
Distance fissures $r_f$ (μm)	270	268	267	268	236	233	234	235
Pos. Relat. $r_f/r_a$	0.92	0.87	0.87	0.86	0.92	0.88	0.85	0.8
Posit. Relat. $r_f/a$	0.99	0.98	0.98	0.99	0.99	0.98	0.98	0.99

Tableau 3-16 : positions absolues et relatives des sites d'amorçage.

On repère les dimensions caractéristiques mesurées suivant l'axe médian X telles que le rayon apparent «  $r_a$  » et le rayon moyen entre les deux fissures «  $r_f$  » (Figure 3-71; Tableau 3-16). Le site de premier amorçage de l'acier SC6-5-2 se situe bien en bordure de contact Hertzien défini par le rayon "a".

#### 3.4.2.5.2 Fissuration en régime de glissement total (R.G.T)

Quelques essais ont été réalisés en régime de glissement total. La très forte extension de l'aire de contact ne permet pas une quantification de l'amorçage. Cependant l'observation des surfaces, facilitée par l'absence de transferts, nous informe sur un certain nombre de points (Figure 3-73).

En glissement total l'usure entre les contrecorps est beaucoup plus importante, l'aire du contact augmente fortement. Nous retrouvons cependant une structure annulaire avec la présence de deux fissures principales situées au centre de domaines qui, à première vue, pourraient correspondre aux domaines de glissement pour un contact en glissement partiel.

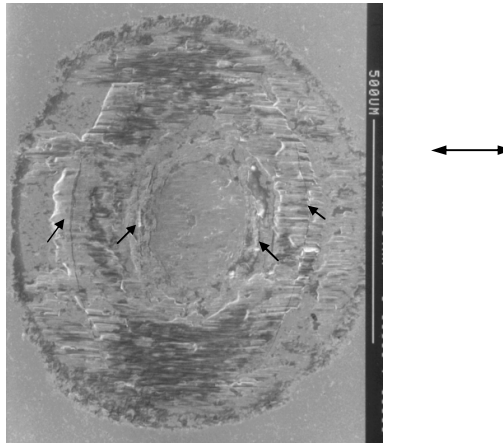


Figure 3-73 : Contact SC6-5-2 /alumine en régime de glissement total ( $5 \cdot 10^4$  cycles) ,  $P=300$   
 $N$  :  $a-\delta_{*m}=6.5 \mu m$ ,  $r_a=363 \mu m$ ,  $r_f=269 \mu m$  ( $UM=\mu m$ ).

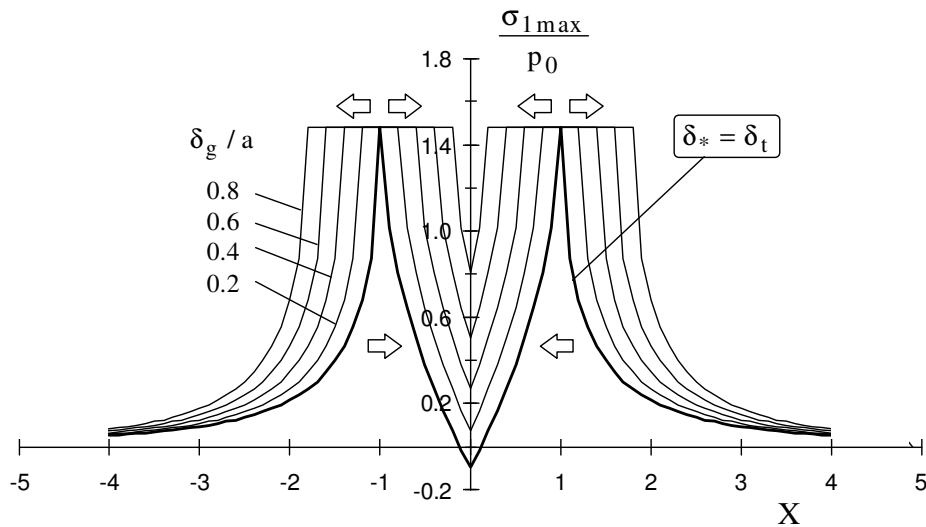


Figure 3-74 : Distribution de la contrainte principale en glissement total. ( $\mu=0.8$ ,  $\nu=0.3$ ).

L'analyse des critères A-B-C est formelle, on confirme une condition de glissement total. Il faut donc relativiser une expertise trop hâtive d'une condition de glissement à partir de la simple observation d'une trace de fretting.

En focalisant notre analyse sur le domaine compris entre ces deux fissures principales, nous observons un domaine central non fissuré qui tend à diminuer avec l'amplitude de glissement imposé. Entre ce domaine et les fissures principales on note la présence de multiples petites fissures. A l'extérieur de ce domaine aucun amorçage n'est observé.

Cette analyse conforte l'approche « fatigue » qui est ici proposée, il faut pour cela se référer à la distribution du risque d'amorçage de Dang Van (Figure 3-51) ou à celle de la contrainte principale en glissement total (Figure 3-74).

En dessous d'un certain seuil, on peut admettre qu'il n'y ait plus de fissuration, cependant l'augmentation du glissement relatif réduit cet espace au centre du contact. Si par contre on compare le rayon  $r_f$  entre les deux fissures principales, on retrouve pratiquement le rayon Hertzien.

Ces résultats indiquent qu'il est aussi possible de formaliser le risque d'amorçage en régime de glissement total à partir d'une analyse similaire à celle développée dans ce travail pour la condition de glissement partiel. Néanmoins, il faudra tenir compte de l'évolution de l'interface et surtout de la présence du troisième corps qui peut modifier la distribution des chargements à l'interface.

### 3.4.2.5 COMPARAISON AVEC LE CRITERE DE DANG VAN

L'étude quantitative est limitée aux conditions d'amorçage à grand nombre de cycles en condition de glissement partiel stabilisé du R.G.M.

Condition	1	5
P(N)	300	200
p <sub>0</sub> (MPa)	1950	1700
a (Hertz) (μm)	272	237
$\bar{Q}_*$ (N) ±3	107	95
k=c/a	0.71	0.57
μ <sub>L</sub>	0.58	0.56
Dang Van : d <sub>DV</sub> (l = 0)	5	4.7
Dang Van : d <sub>DV</sub> (l = 5 μm)	3.4	3.1
Gerber : d <sub>G</sub>	3.1	3.0

Tableau 3-17: Conditions expérimentales d'amorçage et prévision des critères (10<sup>6</sup> cycles).

Le risque d'amorçage à 10<sup>6</sup> cycles est calculé en appliquant les critères de Dang Van et Gerber sur la base des caractéristiques de fatigue que nous avons déterminées (Tableau 3-14). Les valeurs calculées des risques d'amorçage sont très supérieures à celles observées expérimentalement. Contrairement aux aciers faiblement alliés, il ne paraît pas possible d'extrapoler une prévision d'amorçage à partir de ces modèles. Le calcul du risque de Dang Van sur un élément de volume « l=5μm » améliore certes la prédiction puisqu'il prend en compte l'effet d'échelle particulièrement important pour ces petits contacts. Il ne permet pas cependant la corrélation attendue (Figure 3-75). Cette non corrélation est attribuée au comportement très fragile du matériau qui ne vérifie pas les hypothèses de loi de comportement associées aux modèles de fatigue développés pour des matériaux bas carbone (30NCD16, 35NCD16). D'autre part, l'analyse préliminaire de fatigue a montré que la limite d'endurance n'est pas associée à l'amorçage mais plutôt à la condition limite de propagation à partir des carbures MC qui jouent le rôle de défauts.

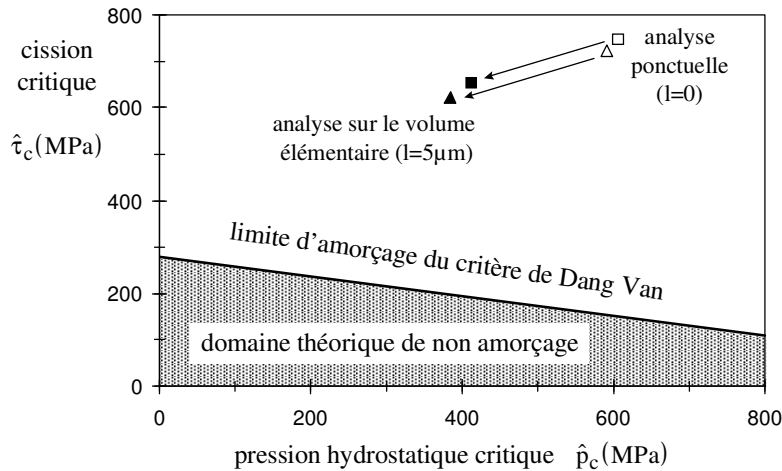


Figure 3-75 : Diagramme de Dang Van : □ ■ : amorçage à  $10^6$  cycles pour la condition 1 ( $P=300\text{ N}$ ) ; △ ▲ : amorçage à  $10^6$  cycles pour la condition 5 ( $P=200\text{ N}$ ).

Les approches en fatigue de Dang Van et Gerber ne permettent pas de quantifier la fissuration en fretting des aciers rapides SC 6-5-2.

### 3.4.2.6 IDENTIFICATION DE LA VARIABLE LA PLUS REPRESENTATIVE DE LA CONDITION D'AMORCAGE.

L'étude consiste à donner pour chacune des variables (contrainte principale maximale, Von Mises, cisaillement) et pour chaque condition d'amorçage, la valeur numérique ainsi que la position relative du maximum suivant l'axe X.

Pour évaluer l'effet d'échelle, nous complétons l'analyse ponctuelle en associant en première approximation la valeur et la position relative des variables calculées sur le volume élémentaire tel que  $l=5\mu\text{m}$ .

	P= 300 N, a(Hertz) =272 $\mu\text{m}$				P= 200 N, a(Hertz) =237 $\mu\text{m}$			
Conditions	1	2	3	4	5	6	7	8
Nombre de cycles	$10^6$	$5 \cdot 10^5$	$10^5$	$5 \cdot 10^3$	$10^6$	$5 \cdot 10^5$	$10^5$	$5 \cdot 10^3$
$\sigma_{l_{\max}}$ (MPa) ( $l=0$ )	1730	1850	2000	2325	1740	1900	2040	2375
$\sigma_{l_{\max}}$ (MPa) ( $l=5\ \mu\text{m}$ )	1270	1375	1510	1815	1300	1450	1570	1870
$\sigma_{e_{\max}}$ (MPa) ( $l=0$ )	1710	1815	1955	2255	1720	1857	1983	2296
$\sigma_{e_{\max}}$ (MPa) ( $l=5\ \mu\text{m}$ )	1465	1575	1715	2045	1500	1675	1820	2180
$\tau_{\max}$ (MPa) ( $l=0$ )	878	940	1023	1217	902	1000	1083	1297
$\tau_{\max}$ (MPa) ( $l=5\ \mu\text{m}$ )	812	877	960	1165	851	956	1039	1256

Tableau 3-18 : Sollicitations mécaniques associées à l'amorçage du contact SC6-5-2/alumine.

Les différentes valeurs estimées sont regroupées dans le Tableau 3-18, et permettent le tracé des différentes courbes S-N (Figure 3-76).

Nous cherchons à mesurer l'écart entre les deux efforts normaux étudiés ainsi que l'influence de l'effet d'échelle.

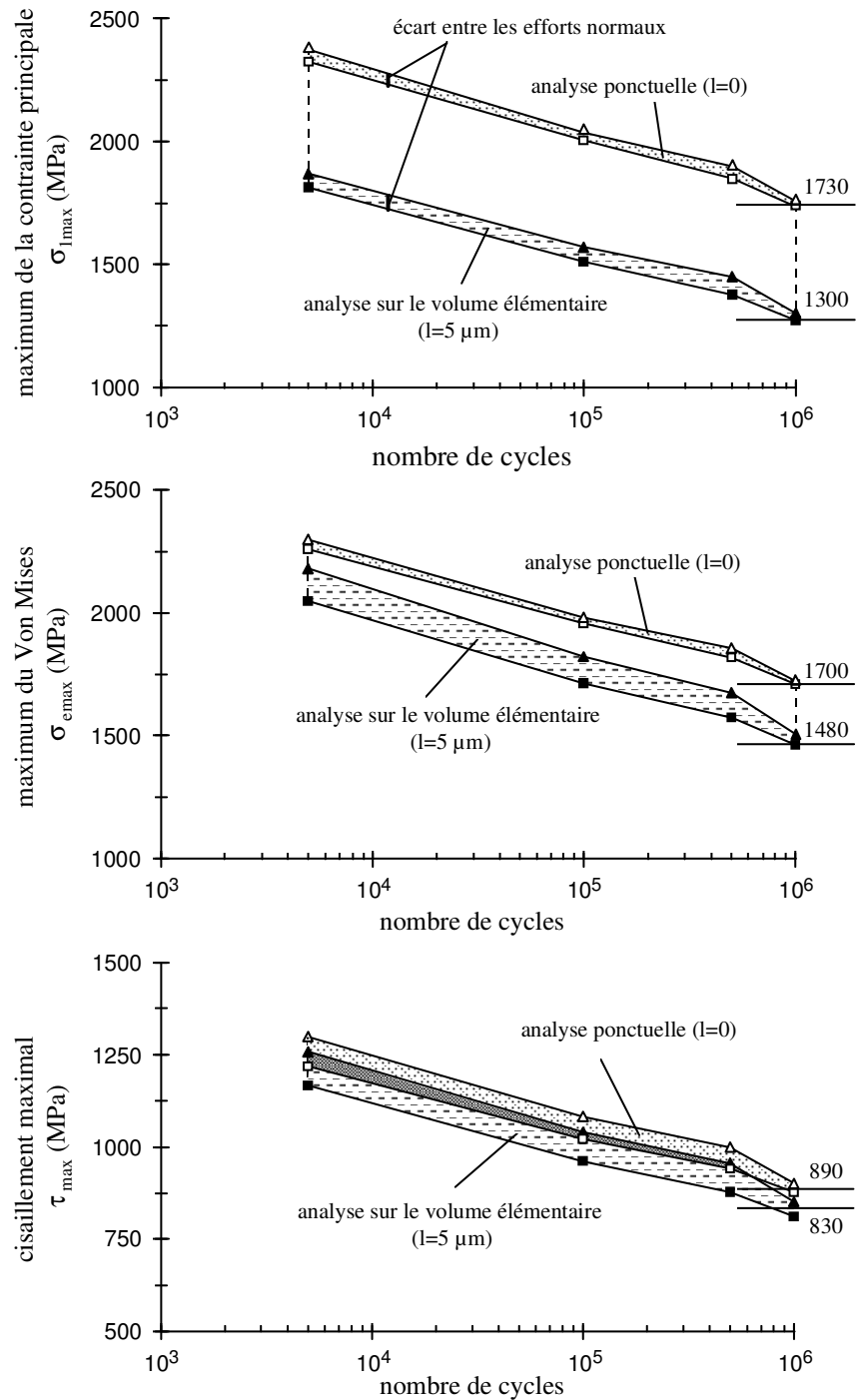


Figure 3-76: Courbes S-N des conditions d'amorçage en glissement partiel du contact SC6-5-2/alumine ; analyse ponctuelle (l=0) : □ : P=300 N ; △ : P=200 N ; analyse sur le volume élémentaire (l=5 μm) : ■ : P=300 N ; ▲ : P=200 N.

Les écarts entre les distributions des deux efforts normaux restent faibles. Ils deviennent pratiquement négligeables à la limite d'endurance à 10<sup>6</sup> cycles, en particulier pour la contrainte principale maximale et le Von Mises.

Il est donc difficile de choisir entre les trois grandeurs mécaniques étudiées celle qui est la plus adaptée pour quantifier le risque d'amorçage. L'analyse comparative montre que l'écart

relatif associé au cisaillement est environ deux fois supérieur à celui obtenu par le Von Mises et la contrainte principale maximale. Nous sélectionnons en premier lieu ces deux variables reliées par la relation 3.1.4-9.

L'étude comparative des variables calculées sur le volume élémentaire indique que si la contrainte principale est très affectée par l'effet d'échelle, l'écart entre les résultats des deux efforts normaux reste faible. Les contraintes de Von Mises et du cisaillement sont moins affectées par l'effet d'échelle. Cependant, l'écart entre les résultats obtenus pour les deux efforts normaux tend à augmenter lorsque l'on calcule les sollicitations sur le volume élémentaire.

Ces résultats indiquent que la contrainte principale maximale est la variable la plus stable qui permet de quantifier la condition de fissuration quelle que soit l'échelle de l'analyse (ponctuelle ou volumique).

Ce résultat est par ailleurs supporté par la comparaison des positions relatives des maxima dans le contact vis-à-vis des sites de fissuration (Tableau 3-19).

Conditions	P= 300 N, a(Hertz) =272μm				P= 200 N, a(Hertz) =237μm			
	1	2	3	4	5	6	7	8
Nombre de cycles	10 <sup>6</sup>	5 10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>	5 10 <sup>3</sup>	10 <sup>6</sup>	5 10 <sup>5</sup>	10 <sup>5</sup>	5 10 <sup>3</sup>
k=c/a	0.71	0.68	0.65	0.5	0.57	0.46	0.41	0.24
$ X\sigma_{1\max} $ (l=0 ou l=5μm)	1	1	1	1	1	1	1	1
$ X\sigma_{e\max} $ (l=0)	1	1	1	1	1	1	1	1
$ X\sigma_{e\max} $ (l=5 μm)	0.94	0.93	0.92	0.81	0.88	0.78	0.72	0.50
$ X\tau_{\max} $ (l=0)	0.91	0.88	0.85	0.72	0.79	0.69	0.64	0.47
$ X\tau_{\max} $ (l=5μm)	0.88	0.85	0.83	0.72	0.77	0.68	0.63	0.56
Position relative (exp.) : r <sub>f</sub> /a	0.99	0.98	0.98	0.99	0.99	0.98	0.98	1

Tableau 3-19 : Comparaison des positions relatives suivant l'axe X des maxima des variables mécaniques et des sites de fissuration.

Seule la contrainte principale maximale prévoit, quel que soit le volume élémentaire considéré, un maximum clairement localisé en bordure de contact. Elle positionne le site d'amorçage là où expérimentalement nous l'avons observé. L'analyse de la condition de fissuration en fonction du nombre de cycles et de la position des sites d'amorçage indique que la contrainte principale maximale est la mieux adaptée des grandeurs mécaniques pour quantifier la fissuration induite par fretting de l'acier rapide SC6-5-2.

### 3.4.2.7 ANALYSE DE LA LIMITE D'ENDURANCE

L'étude précédente a montré que la contrainte principale maximale  $\sigma_{1\max}$  était la grandeur mécanique la plus adaptée pour quantifier la fissuration en fretting de l'acier rapide SC6-5-5. Ce résultat est cohérent avec le comportement en fatigue du matériau dont le mécanisme de fissuration correspond à la propagation d'une fissure déjà initiée au niveau d'un défaut préexistant (carbures : petits points blancs sur les clichés figures 3-71 et 3-72).

Aux notions de critère d'amorçage introduites pour les aciers bas carbone, nous préférons la notion de seuil de non propagation sur les défauts que constituent les carbures (Figure 3-77).

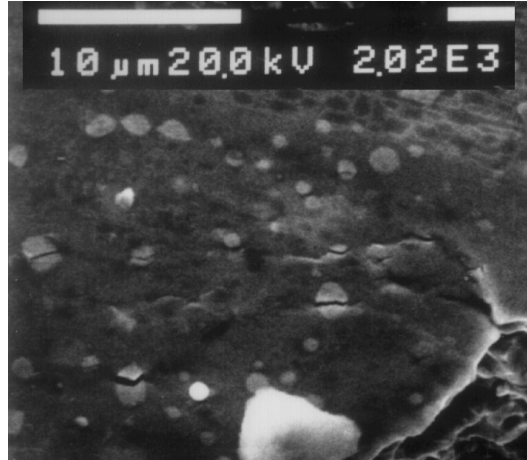


Figure 3-77: Observation au MEB des sites d'amorçage au niveau des carbures MC sur une éprouvette de flexion plane (fissuration à  $10^6$  cycles), (annexe 1).

Par analogie à la mécanique de la rupture et aux travaux de Murakami Y. et al. (1994) nous choisissons d'associer la condition seuil de fissuration au produit de la contrainte principale maximale et de la projeté des défauts associés aux carbures MC.

$$\sigma_{1\max}^m \cdot \sqrt{\text{surface projetée du carbure MC}} \quad (\text{fretting})$$

m : constante dépendant du matériau

Notre objectif est de corrélérer la condition d'amorçage en fretting aux résultats d'endurance en flexion plane où la condition de fissuration peut être exprimée par :

$$\sigma_{d,\text{Fp}\max}^m \cdot \sqrt{\text{surface projetée du carbure MC}} \quad (\text{essai de flexion})$$

Dans les deux situations il s'agit des mêmes microcarbures MC, présents dans l'ensemble de la matrice de l'acier SC6-5-2 avec un diamètre moyen compris entre 2 et 3  $\mu\text{m}$ .

La corrélation entre les deux conditions de fissuration (fretting - flexion plane) permet de simplifier les relations précédentes :

$$\sigma_{1\max}(\text{fretting}) \equiv \sigma_{d,\text{Fp}\max}$$

Cependant l'analyse ponctuelle indique une limite d'endurance en fretting de 1720 MPa qui est sensiblement supérieure à la limite d'endurance en flexion plane ( $\sigma_{d,\text{Fp}\max} = 1050 \text{ MPa}$ ).



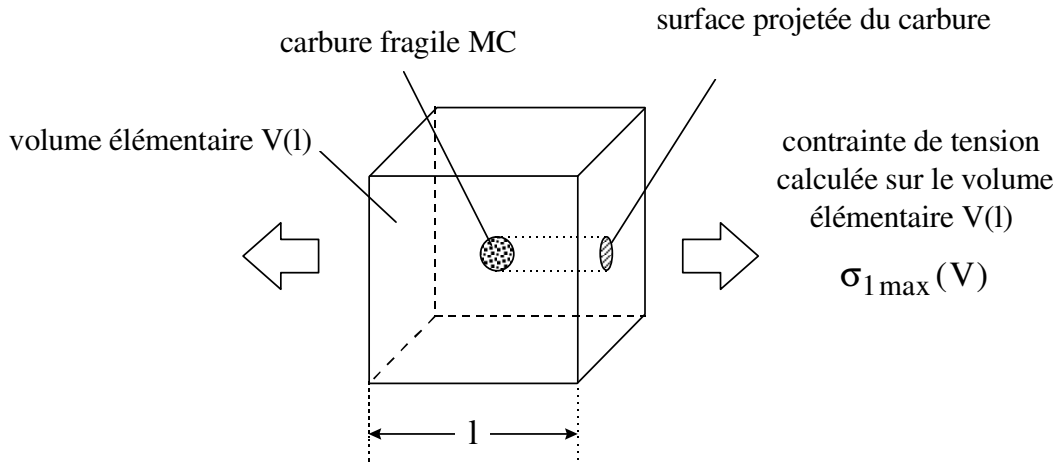


Figure 3-78 : Schématisation de l'approche volume critique associée à la condition de fissuration d'un carbure fragile si  $\sigma_{1\max}(V) = \sigma_{d,Fp\max}$  (d'après Murakami Y. et al., 1994).

Comme pour l'analyse des critères de Dang Van et de Froustey-Lasserre, nous recherchons le paramètre du cube «  $l$  » définissant le volume critique  $V(l)$  tel que les contraintes principales maximales moyennées  $\sigma_{1\max}(V)$  définies pour les conditions 1 et 5 soient identiques à la valeur issue des essais de fatigue en flexion plane  $\sigma_{d,Fp\max}$  (Figure 3-78).

Le calcul donne un paramètre de maille moyen de l'ordre de  $l=13\ \mu\text{m}$ . Ce volume peut aussi être associé à la probabilité de solliciter au moins un carbure avec un état de tension moyen capable de promouvoir la fissuration.

Finalement, nous pouvons tracer une courbe de Wöhler tenant compte de cette approche volumique des contraintes, le calcul vérifiant toujours un amorçage en bordure de contact (Figure 3-79).

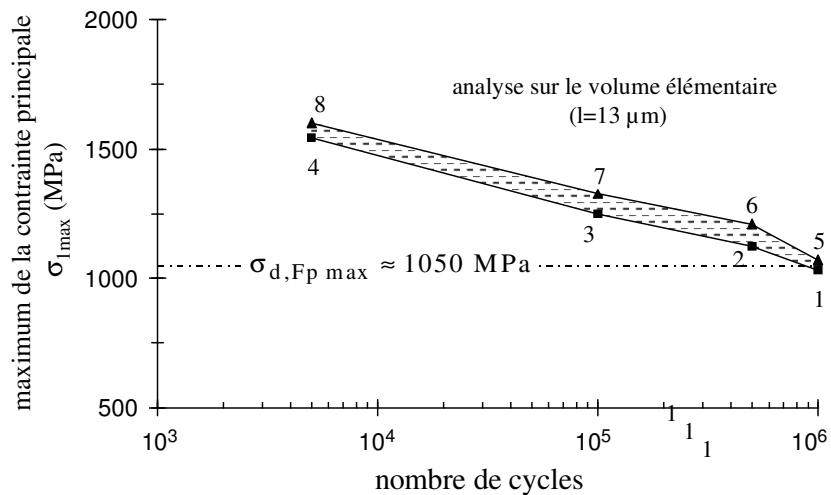


Figure 3-79 : Evolution de la condition d'amorçage en fonction de la contrainte principale maximale déterminée sur le volume élémentaire «  $l=13\ \mu\text{m}$  », les repères 1-8 correspondent aux conditions expérimentales expertisées (Figure 3-69).

### 3.4.2.8 SYNTHÈSE (SC 652)

L'analyse de la fissuration de l'acier rapide SC6-5-2 montre que les critères classiques d'amorçage ne sont pas applicables. Le matériau, très fragile et hétérogène (composition et structure) ne répond pas aux hypothèses des lois de comportement associées aux modèles.

L'analyse de fatigue classique conduite au travers d'essais de flexion plane indique que le seuil de non amorçage à grand nombre de cycles correspond plutôt à une limite de propagation d'un défaut préexistant dans la structure (carbure).

L'expertise des sites de première fissuration en régime de glissement mixte et glissement total conclut sur un départ de fissuration en bordure du contact Hertzien là où les maxima de la contrainte principale sont enregistrés.

L'analyse quantitative des conditions de fissuration en fonction du nombre de cycles confirme que la contrainte principale maximale  $\sigma_{1\max}$  est la mieux adaptée des variables mécaniques pour quantifier la fissuration de l'acier SC 6-5-2.

Considérant le concept de volume critique nécessaire à la prise en compte de l'effet d'échelle dans le contact, nous montrons qu'il est possible de corrélérer la limite d'endurance en flexion plane aux conditions limites de fissuration induites par le fretting si l'état de chargement par lequel on établit la sollicitation dans le contact est calculé sur un élément de volume de l'ordre de 13  $\mu\text{m}$  de coté.

Parallèlement à cette étude, nous avons réalisé des essais de fretting sur le même substrat mais recouvert d'un dépôt TiN (BAM)(annexe 1). La présence du revêtement en diminuant le coefficient de frottement décale les différents domaines de glissement vers de plus faibles amplitudes de débattement. Pour des conditions identiques et un même contrecorps, on montre que le dépôt prévient contre l'amorçage grâce en particulier à l'introduction de contraintes de compression en surface très élevées (supérieures à 1000 MPa) et stables. Cependant, lorsque le substrat est atteint, on retrouve d'une part la carte de glissement du contact acier/alumine et surtout les différents domaines de fissuration. On confirme par ailleurs les résultats de Sato K. et al. (1994) sur l'effet d'un revêtement dur sur la fissuration en fretting fatigue.

Il faut distinguer l'influence des contraintes de compression générées par un traitement de surface (grenailage, traitement thermique) de celles engendrées par le dépôt. En règle générale, les contraintes de compression introduites par une transformation de la microstructure de l'acier sont bénéfiques pour la propagation mais jouent un rôle limité sur l'amorçage (Hirakawa K. et al. 1994, Figure 1-11a). On explique cette différence par le processus même de l'amorçage au cours duquel, localement, le matériau s'adapte et finalement efface les contraintes de compression induites par l'écroutissage de la microstructure (grenailage). La microfissure qui est amorcée est néanmoins freinée par un environnement de compression ce qui explique l'effet sur la propagation.

Les contraintes de compression introduites par le dépôt TiN correspondent à un défaut de paramètre dans la structure de la couche du nitrure. Elles sont stables et ne peuvent être éliminées par l'écroutissage engendré par le fretting. Tant que le revêtement n'est pas percé, l'amorçage n'est pas observé.

L'effet bénéfique du dépôt est conditionné par le maintien uniforme du revêtement à

l'interface. Il semble donc que l'effet protecteur du dépôt vis-à-vis de la fissuration soit indirectement contrôlé par des mécanismes d'usure que nous étudierons dans le chapitre suivant.

### 3.4.3 SYNTHÈSE GÉNÉRALE

L'étude de ces deux contacts a révélé les possibilités mais aussi les limites de l'approche « fatigue » que nous avons étudiée pour l'analyse de l'amorçage en fretting.

Pour les aciers bas carbone, faiblement alliés, tel que 35NCD16, nous confirmons que le critère de Dang Van est l'approche la plus performante pour quantifier le risque d'amorçage dans le contact. Pour ces conditions de contrainte moyenne intermédiaire, la meilleure approximation uniaxiale n'est plus la formulation de Gerber mais celle proposée par le VDI.

Pour les grands contacts, la différence entre les approximations ponctuelles et celles calculées à partir de l'analyse sur le volume élémentaire est fortement réduite. Les deux approches donnent des résultats similaires permettant une bonne estimation de la condition d'amorçage. Ils montrent qu'une contrainte externe statique de tension influe sur la condition de fissuration en élargissant le domaine d'amorçage de la carte de réponse du matériau et favorise la propagation.

De fait, la formalisation proposée nous permet de quantifier le risque d'amorçage dans le contact en tenant compte des chargements extérieurs. On confirme sur ce point des résultats obtenus en fretting fatigue dans un contact cylindre plan par Petiot C. (1995).

L'étude du contact SC6-5-2/alumine indique au contraire que les approches « fatigue » fondées sur une identification de la limite d'endurance aux mécanismes d'amorçage du défaut ne sont plus vérifiées lorsque le matériau étudié intègre déjà de par sa nature des défauts pré existants (carbures fragiles).

Dans ce cas, il est préférable d'estimer la condition limite de fissuration au travers d'une approche cherchant à calculer un facteur seuil. On montre que la contrainte principale maximale établie sur un volume critique ( $l=13\mu\text{m}$ ) fournit une bonne quantification de la fissuration et permet d'associer la condition de fissuration du contact à la limite d'endurance en flexion alternée.

## 3.5 CONCLUSION

Nous avons montré que l'amorçage induit par le fretting dans le contact en glissement partiel peut être quantifié à partir de critères utilisant des grandeurs de fatigue conventionnelles.

La transposition de ces approches permet le tracé de cartes théoriques de condition d'amorçage et justifie l'approche carte de réponse du matériau (CRM). Elle explique en particulier l'influence de paramètres comme le coefficient de frottement ou l'action d'un chargement externe statique.

L'analyse de ces représentations conduit à l'identification de trois domaines :

- le domaine de non amorçage observé pour les très faibles débattements et les conditions de sollicitation situées en dessous d'une pression seuil,
- le domaine d'amorçage à grand nombre de cycles où le chargement macroscopique reste élastique (domaine étudié),

- le domaine d'amorçage à faible nombre de cycles caractéristique du domaine oligocyclique.

L'analyse théorique indique que la forte uniaxialité qui caractérise l'état de chargement en bordure de contact, site d'apparition du premier amorçage, favorise le rapprochement des différentes approches de fatigue.

La comparaison des critères multiaxiaux (Dang Van, Froustey-Lasserre) et de l'approximation uniaxiale (Gerber) pour un même matériau montre un écart relatif en terme de pression limite de non amorçage inférieur à 15%. Aussi, toute approche cherchant à quantifier le risque d'amorçage en terme de contrainte principale maximale ou uniaxiale ( $\sigma_{xx}$ ) se trouve justifiée. On explique ainsi le très bon comportement des relations proposées par Nishioka K. et Hirakawa K (1969) ou celle de Sato K. et Fuji K (1986).

Cependant, l'évolution vers des contacts industriels, plus complexe favorise l'analyse multiaxiale qui par nature est directement transposable aux calculs en élément finis.

La comparaison des conditions d'amorçage de différents matériaux et différentes géométries nous conduit à établir une stratégie expérimentale visant à identifier le plus finement possible le premier dommage en l'occurrence le site de premier amorçage, observé avant la propagation et la dégradation du contact.

Cette analyse expérimentale indique que :

- L'estimation des sollicitations imposées qui est nécessaire au calcul du risque d'amorçage, nécessite la prise en compte de l'évolution du coefficient de frottement dans la zone de glissement.

- Pour permettre la corrélation entre les approches conventionnelles de fatigue et le problème local du contact, il convient de tenir compte des facteurs d'échelle. Pour cela, nous avons développé le concept de volume élémentaire par lequel, en moyennant les sollicitations, il est possible de calculer un état de chargement représentatif de ce qui est imposé au matériau.

Cependant pour évaluer la réponse du matériau en fissuration dans le contact et choisir le critère le mieux adapté à la prévision du risque, il importe de bien connaître le comportement du matériau.

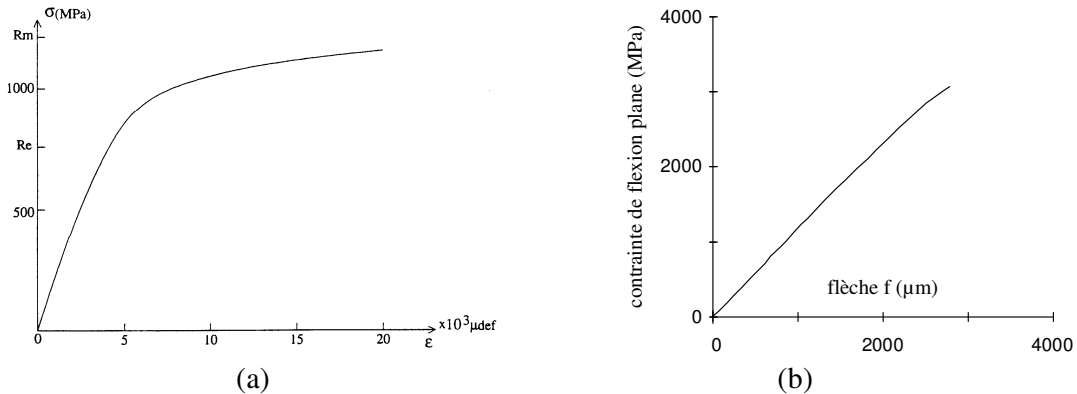


Figure 3-80 : Comportement des matériaux : (a): Matériau ductile, essai de traction de l'acier 30NCD16 (Dubar L. 1992, lot N°5) ; (b): Matériau fragile, essai monotone de flexion plane de l'acier SC6-5-2.

L'analyse des comportements ductile et fragile des aciers indique que :

- Pour un acier présentant une loi d'écroutissage isotrope, cinématique, caractérisé par une

courbe de traction de type ductile (30NCD16,35NCD16, Figure 3-80a), c'est le critère de Dang Van qui, des approches fatigue étudiées, est le plus performant pour quantifier le risque d'amorçage en fretting. Il prévoit l'amorçage en bordure du contact Hertzien et la prédiction obtenue reste stable quelle que soit les dimensions du contact et la sollicitation imposée si le trajet de chargement est établi sur un volume élémentaire de l'ordre de 5  $\mu\text{m}$  de coté.

- Pour un matériau de type fragile (SC 6-5-2, Figure 3-80b) dont le mécanisme de fissuration est très dépendant de défauts pré-existants dans la microstructure (carbure), la contrainte principale maximale est la mieux adaptée des grandeurs mécaniques pour quantifier la fissuration induite par le fretting.

On montre que la prédiction de l'amorçage dans le contact à partir de la limite d'endurance en flexion est possible si le calcul des sollicitations imposées dans le contact est établi sur un volume élémentaire de l'ordre de 13-15  $\mu\text{m}$  de coté.

Ce volume peut être associé à la probabilité de solliciter un défaut (carbure) avec un niveau de chargement en tension suffisant pour engendrer l'amorçage puis la propagation.

#### DEMARCHE DE RESOLUTION D'UN CAS INDUSTRIEL

Nous illustrons les possibilités offertes par cette méthodologie sur le diagramme suivant (Figure 3-81) qui montre comment l'étude formalisée de l'essai de fretting permet de définir un certain nombre de variables utiles à la modélisation d'un contact industriel.

Si les caractéristiques de fatigue du matériau sont connues, on détermine les variables nécessaires au calcul soit :

- le choix du critère d'amorçage le plus adapté au matériau utilisé,
- le comportement du coefficient de frottement pour différentes conditions de glissement,
- le volume élémentaire caractéristique du matériau et du critère choisi qui permet d'adapter le maillage en élément finis de façon à obtenir une modélisation fiable,
- la pression seuil, valeur limite en dessous de laquelle on n'observe pas l'amorçage.

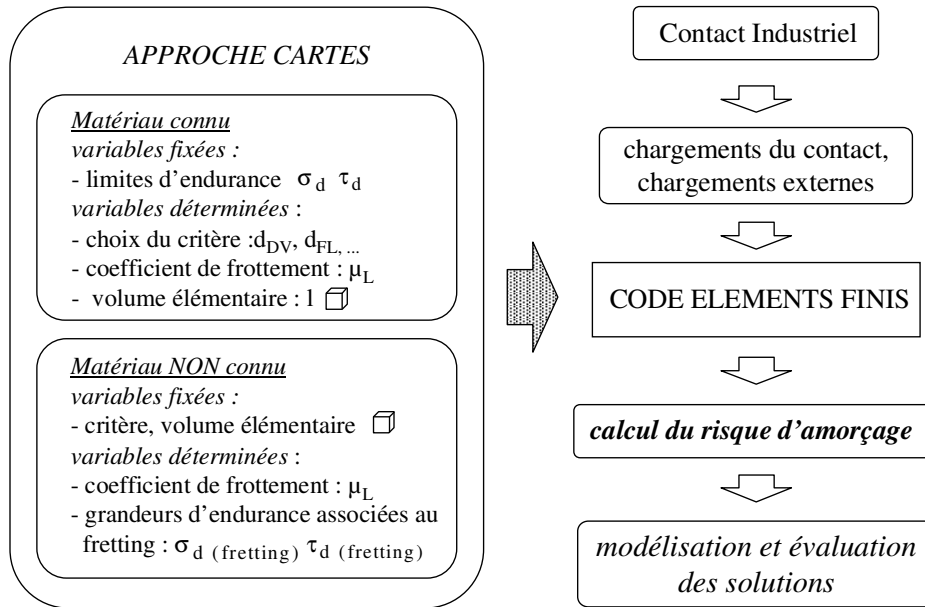


Figure 81 : Apports de la méthodologie « carte » pour identifier les variables nécessaires à la modélisation de l’amorçage induit par fretting.

Si par contre, le matériau n’est pas connu, on fixe une dimension de volume élémentaire représentative du comportement du matériau et du critère envisagé et on explicite par une approche « inverse » des variables d’endurance spécifiques au problème du contact ( par exemple pour le critère de Dang Van :  $\sigma_d(\text{fretting})$  et  $\tau_d(\text{fretting})$  ). Ces données peuvent être introduites dans le modèle élément finis de l’industriel et permettre la modélisation du risque de l’amorçage dans le contact.

La modélisation réalisée, le risque d’amorçage toujours présent, différentes solutions peuvent être étudiées. On peut envisager d’étudier l’effet de contraintes de compression qui limite l’amorçage mais surtout la propagation (Figure 1-11a, Hirakawa et al., 1994). On peut aussi bien évaluer l’effet d’un revêtement diminuant le coefficient de frottement. La géométrie du contact peut être modifiée et adaptée pour diminuer la pression de sorte à se situer en dessous de la pression seuil de non amorçage.

Ces différentes solutions peuvent être modélisées puis rapidement évaluées sur une géométrie aussi simple et bien formalisée que le contact sphère plan. Après validation d’une solution, l’étape du prototype puis de la réalisation industrielle devient nécessaire. Cependant la méthodologie développée présente l’avantage d’une part d’étudier le problème, de nourrir les codes de calcul et de limiter au maximum les essais en grandeur réelle très coûteux et trop longs à mettre en œuvre. Le principe de cette démarche est d’ores et déjà appliqué à l’ECL pour différentes études industrielles.

## ***CHAPITRE 4***

# ***USURE PAR FORMATION DE DEBRIS***

## 4. ANALYSE DE L'USURE PAR FORMATION DE DEBRIS

Dans le chapitre précédent nous avons développé différents outils permettant de quantifier le risque d'amorçage en glissement partiel. Dans ce travail nous étudierons le second mécanisme de dégradation du contact : l'usure générée par la formation et l'éjection de débris.

Contrairement aux mécanismes de fissuration qui sont associés à la notion de seuil, « seuil de nucléation d'une fissure, critères d'amorçage, seuil de propagation » l'usure par enlèvement de matière apparaît comme un processus continu. Quelle que soit la sollicitation imposée, aussi petite soit elle, dès lors qu'un glissement relatif est imposé, on observe la génération de débris résultant d'une dégradation de la matière. Au caractère discontinu de la fissuration se substitue donc un processus continu. Essentiellement observée pour les grands débattements, l'usure par enlèvement de matière est aussi rencontrée en glissement partiel. Cependant, sa très faible intensité pour ces conditions la fait apparaître comme un phénomène mineur vis-à-vis de la fissuration.

Nous avons étudié l'usure au travers des approches classiques, en faisant varier l'effort normal, l'amplitude du débattement ou la durée de l'essai. Cette multitude de paramètres ne permet pas une description unifiée du problème. Or, comme pour l'étude de la condition de glissement (Chapitre 2) ou de la fissuration (Chapitre 3), notre objectif est de développer une approche simplifiée de l'usure qui permette de corrélérer ces différents facteurs. L'examen des différentes propositions sur les aspects quantitatifs de la dégradation, nous a conduits à nous intéresser aux travaux expérimentaux de Mohrbacker H. et al. (1995) qui montrent une corrélation entre l'usure et l'énergie associée au travail interfacial de la contrainte de cisaillement. Après validation sur nos propres conditions d'essai, nous approfondissons cette approche en introduisant une description locale de l'énergie dissipée. Au caractère purement quantitatif de l'approche originale, nous formalisons une description locale du problème permettant une description morphologique de la dégradation. Inspirés d'une description Hertzienne, ces développements seront comparés aux résultats expérimentaux obtenus pour différentes conditions : glissement partiel, total, glissement alterné (Reciprocating) pour les contacts HSS/alumine et TiN/alumine ( $R^*=12\text{.mm}$ ). Nous en déduisons différents paramètres énergétiques d'usure utiles à une comparaison quantitative des différents contacts. Nous mettrons ainsi en évidence l'importance du troisième corps dans l'analyse du processus d'usure.

### 4.1 DESCRIPTION DE L'APPROCHE ENERGETIQUE

Différentes approches utilisent le concept d'énergie dissipée pour modéliser l'usure et indirectement quantifier l'enlèvement de matière. On peut rappeler les travaux de Cowan R.S et Winer W.O. (1995), Lim S.C. et Ashby M.F. (1987), Xiangjun Qiu et Plesha M.E. (1991), Etsuo Marui et al. (1995), qui proposent une approche thermodynamique de l'usure.

Très récemment, différents travaux ont établi de façon évidente la corrélation existant entre le volume de matière enlevé et l'énergie dissipée cumulée durant l'essai (Mohrbacker H. et al., 1995). Ce résultat déduit d'une étude expérimentale du comportement en fretting de revêtement de TiN, validé quelle que soit la condition de glissement, nous est apparu comme le plus intéressant à développer (Figure 4-1). A la différence des approches plus classiques qui considèrent l'énergie associée au travail de l'effort normal, vérifiant ainsi la proposition de Archard J. F. (1953), le concept étudié suppose que l'usure est proportionnelle au travail interfacial du cisaillement. C'est donc l'effort tangentiel et non l'effort normal qui, associé au déplacement relatif, est supposé gouverner les mécanismes de dégradation.



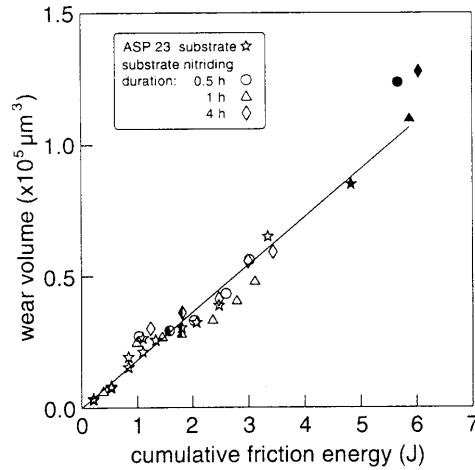


Figure 4-1 : Evolution du volume usé du dépôt TiN en fonction de l'énergie dissipée cumulée Mohrbacher H. (1995) (TiN sur acier ASP23/alumine( $R^*=5\text{mm}$ ),  $f=8\text{ Hz}$ ,  $P=2\text{N}$ ,  $\delta_{*m}=50\mu\text{m}$  ( $L\approx 4\times\delta_{*m}$ ), durée de 1000 à 50000 cycles). La pente de la droite :  $18000\ \mu\text{m}^3/\text{J}$ .

Cet aspect est justifié puisque l'effort normal, perpendiculaire au glissement, aura durant le glissement relatif un travail nul. En revanche, le travail de l'effort tangentiel déduit du produit scalaire des vecteurs effort tangentiel  $\vec{Q}_s$  et glissement relatif  $\vec{L}$  se limite au simple facteur suivant :  $E_d = |\vec{Q}_s \cdot \vec{L}| = Q_s \cdot L$ , les deux vecteurs sont colinéaires de sens opposés. Afin d'éliminer toute incompréhension nous rappelons la différence entre cette énergie de surface et l'énergie dissipée interne ( $W_a, W_m$ ) déduite du tenseur de contraintes, nécessaire par exemple au calcul du critère d'amorçage de Froustey-Lasserre.

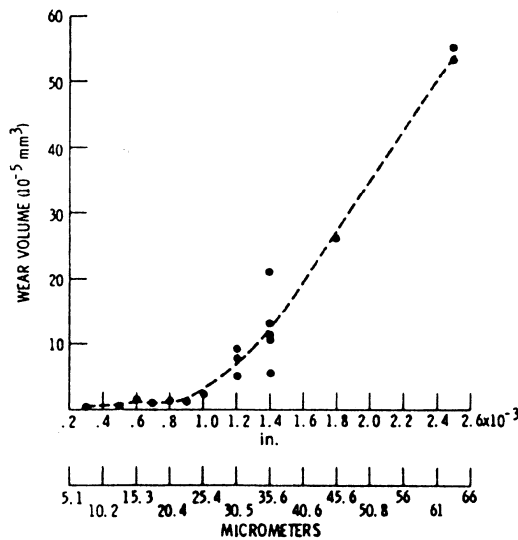


Figure 4-2 : Evolution du volume usé de l'acier AISI 9310 en fonction du débattement  $2\delta_{*m}$ , (AISI 9310 / AISI 9310 ( $R=5\text{mm}$ ),  $f=163\text{ Hz}$ ,  $P=1.47\text{ N}$ , air sec), Bill R.C. (1977).

Justifiée sur le plan physique, cette approche énergétique nous permet d'expliquer un certain nombre de résultats antérieurs en particulier l'évolution de l'usure en fonction du débattement imposé (Figure 4-2).

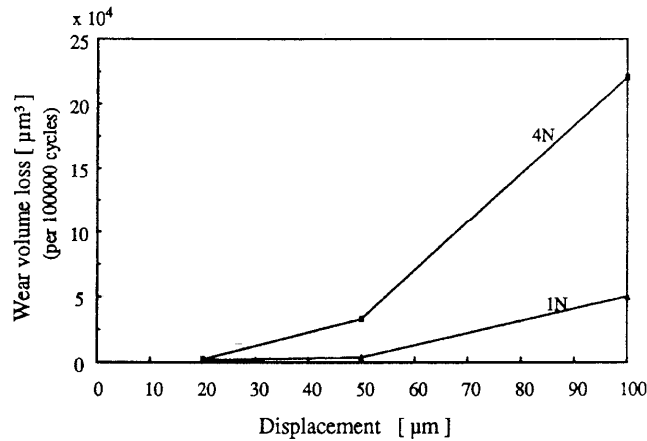


Figure 4-3 : Evolution du volume usé d'un alliage double mecano-allié (dMA) en fonction du débattement  $2.\delta_{*m}$ , (dMA Al-8 wt. %Fe /100C6 ( $R=5\text{mm}$ ),  $f=8\text{ Hz}$ ), NIU X.P. et al. (1996).

Différentes études montrent qu'au dessous d'un certain seuil de déplacement, l'usure diminue très fortement de façon non linéaire. Par contre, au dessus de cette limite, l'usure, beaucoup plus rapide, est proportionnelle à l'augmentation du débattement (Martin B. et al., 1996). Ces auteurs ont cherché à quantifier cette discontinuité obtenant des valeurs variant en fonction des essais. Ils montrent que la transition se situe pour des amplitudes inférieures à  $35\ \mu\text{m}$ .

Colombié C. (1986) reprenant les observations de Stowers I.F. et Rabinowicz E. (1973) conclut que cette perte de linéarité pour les faibles amplitudes est un artefact de l'accommodation des déplacements par le système. Il suppose que pour des amplitudes faibles la plus grande partie de l'accommodation du déplacement est absorbée par la déformation du système expérimental. D'après cette hypothèse la singularité devrait correspondre à la transition de glissement. En effet, lorsque l'on atteint la condition de glissement total, l'amplitude de l'effort tangentiel atteint un palier constant. L'accommodation tangentielle du système étant proportionnelle à cette dernière, elle restera constante quelle que soit l'augmentation de l'amplitude une fois la transition passée. L'ordre de grandeur de l'amplitude de ce seuil correspond effectivement assez bien aux valeurs des transitions de glissement mesurées.

Il est certain que l'accommodation du système intervient dans la cinématique du contact et qu'il importe d'en tenir compte, cependant nous avons montré que la composante accommodée par le système dépasse rarement 30% de la valeur imposée. Par conséquent cette hypothèse ne permet pas d'expliquer à elle seule la forte différence entre les deux cinétiques d'usure.

Si on observe l'évolution de l'usure en fonction du débattement imposé (Figure 4-2, 4-3) on est surpris de constater la similitude qu'elle présente avec l'évolution normalisée de l'énergie dissipée (Figure 2-9).

Pour illustrer cette association on peut comparer les résultats d'usure à la courbe normalisée de l'énergie dissipée (Figure 4-4).

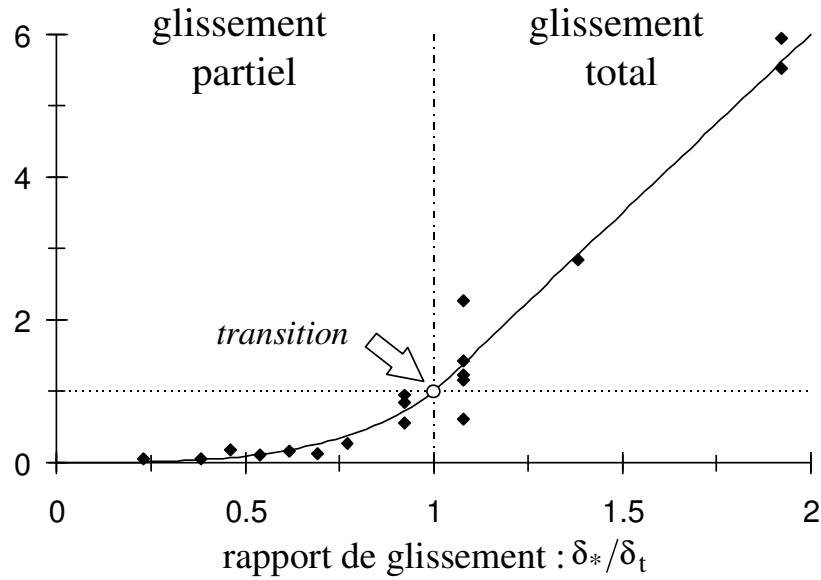


Figure 4-4 : Comparaison de la courbe traçant l'évolution normalisée de l'énergie dissipée durant le cycle de fretting ( — :  $E_d/E_{dt}$ , Figure 2-9) et des volumes d'usure issus de la Figure 4-2 ( ♦ :  $V/V_t$  ). ( $V_t = 10 \cdot 10^{-5} \text{ mm}^3$  et  $\delta_t = 1.3 \cdot 10^{-3} / 2 \text{ in.}$ )

On rappelle la formulation de l'énergie dissipée durant un cycle en glissement partiel et glissement total.

En glissement partiel nous avons pour  $\delta_* \leq \delta_t$  (2.2.1-14) :

$$\frac{E_d}{E_{dt}} = 6 \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{5/2} \right) - 5 \cdot \left( 2 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right) \cdot \left( 1 - \left( 1 - \frac{\delta_*}{\delta_t} \right)^{3/2} \right).$$

En glissement total nous obtenons pour  $\delta_t \geq \delta_*$  (2.2.2-4) :

$$\frac{E_d}{E_{dt}} = 5 \cdot \frac{\delta_*}{\delta_t} - 4,$$

avec  $\delta_t = \frac{K_1 \cdot \mu \cdot P}{a}$  l'amplitude à la transition et  $E_{dt} = \frac{4 \cdot (\mu \cdot P)^2 \cdot K_1}{5 \cdot a} = \frac{4 \cdot \delta_t \cdot \mu \cdot P}{5}$

l'énergie dissipée à la transition.

La correspondance avec les résultats expérimentaux est saisissante, les évolutions se superposent parfaitement indiquant qu'il existe bien une corrélation entre l'énergie dissipée et l'usure.

***Nous pouvons interpréter la discontinuité de la cinétique d'usure en fonction du débattement en considérant que l'usure n'est pas proportionnelle à l'amplitude du débattement mais à l'énergie dissipée.***

En glissement partiel, une partie importante du déplacement est accommodée par déformation élastique de la zone collée, l'énergie dissipée n'est pas proportionnelle au débattement. L'énergie interfaciale est non nulle uniquement dans l'anneau externe de glissement, domaine où justement est observé l'usure du matériau.

Pour les plus grandes amplitudes, en glissement total, la relation illustrée par la Figure 2-9,

montre qu'une augmentation de l'amplitude de déplacement se traduit par un accroissement proportionnel de l'énergie dissipée. On retrouve ainsi la relation de linéarité entre usure et amplitude du débattement.

Ces différents résultats nous conduisent à supposer que dans nos conditions, pour tout système tribologique soumis à un déplacement relatif :

***Il existe une relation de proportionnalité entre le volume de matière dégradé et l'énergie cumulée associée au travail de la contrainte de cisaillement dans l'interface.***

La relation de proportionnalité, caractéristique d'un tribosystème pourra être exprimée au travers du coefficient énergétique d'usure  $\alpha_V$  tel que :  $V = \alpha_V \cdot \Sigma E_d$ , avec  $V$  la quantité de matière usée et  $\Sigma E_d$  la quantité d'énergie dissipée.

Finalement, on montre que par son caractère conservatif, l'approche énergétique permet de quantifier l'usure du matériau en regroupant en une seule variable les différents paramètres couramment employés pour évaluer l'usure tels que le cisaillement (pression et coefficient de frottement), la durée de la sollicitation (nombre de cycles) ou la cinétique du contact (amplitude du débattement).

## **4.2 INTRODUCTION A L'APPROCHE LOCALE : DEFINITION DES PARAMETRES**

L'approche locale consiste à déterminer l'énergie locale dissipée dans la surface frottée du plan. Nous verrons que l'analyse analytique dépend fortement de la dynamique du contact ce qui nous amènera à établir une nouvelle carte de sollicitation locale qui, en plus des conditions de fretting, intégrera la condition de glissement alterné.

En premier lieu nous définissons les quantités caractérisant la dégradation.

### **4.2.1 DEFINITION DU DOMAINE SOLLICITE**

Nous conservons les définitions du repère caractérisant la surface frottée. Par commodité de notation, nous choisirons un déplacement uniaxial colinéaire avec l'axe médian  $X$  que nous appellerons axe « Axial ». Perpendiculaire à ce dernier, passant par l'origine  $O(0,0)$  au centre de la surface, l'axe  $Y$  est appelé axe « Latéral » (Figure 4-6).

### **4.2.2 QUANTIFICATION DE LA DEGRADATION**

La mesure du volume usé ( $V$ ) s'obtient à l'aide de profils tridimensionnels (Figure 4-5) ou par une pesée très précise après élimination totale des débris restants.

Nous choisissons arbitrairement de quantifier l'usure à partir du volume usé ( $V$ ), variable qui représente la quantité de matière dégradée. Il est clair que le troisième corps, produit et acteur de cette dégradation, devra être considéré pour mieux expliquer les mécanismes d'usure. Le caractère dynamique de son évolution « formation - action - éjection », rend cependant difficile sa prise en compte dans notre démarche quantitative : nous éliminons donc les débris de l'évaluation de la dégradation.

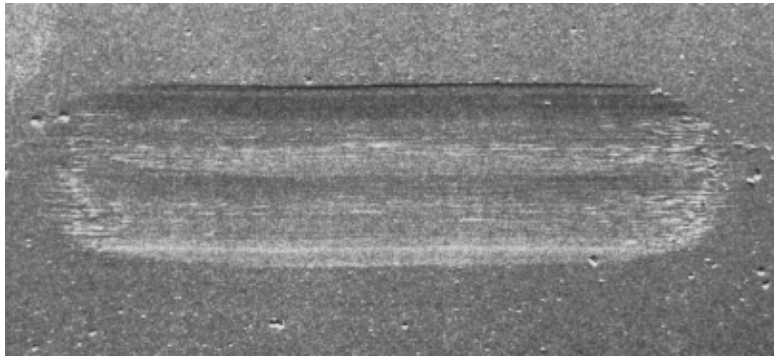


Figure 4-5 : Observation au MEB d'une trace d'usure en glissement alternatif (amplitude de glissement  $500 \mu\text{m}$ ,  $P=4 \text{ N}$ ) ( $1\text{cm}=125 \mu\text{m}$ ).

Très précise, cette méthode utilisant des profils 3D est néanmoins coûteuse en temps. Nous proposerons donc une méthode simplifiée déterminant le volume usé à partir des deux profils axial et orthogonal.

Dans la plupart des analyses tribologiques, le volume usé est utilisé pour quantifier la dégradation. Ceci est tout à fait cohérent pour l'étude d'un matériau homogène. Néanmoins pour l'étude d'un revêtement nous avons montré que le maintien uniforme de la couche protectrice est le paramètre essentiel. Lorsque le substrat est atteint, l'interface est complètement modifiée et très rapidement le contact évolue vers un système non revêtu. Pour quantifier la durée de vie d'un revêtement il est plus judicieux d'étudier l'évolution de la profondeur maximale d'usure « h ».

Ces grandeurs sont des variables globales établies sur l'ensemble du contact, elles ne permettent pas de rendre compte de la morphologie de la dégradation. Compte tenu de l'orientation suivant X du glissement relatif, il existe une orientation préférentielle de dégradation. Pour quantifier cette différence on détermine respectivement le profil axial obtenu suivant X et le profil latéral, suivant Y.

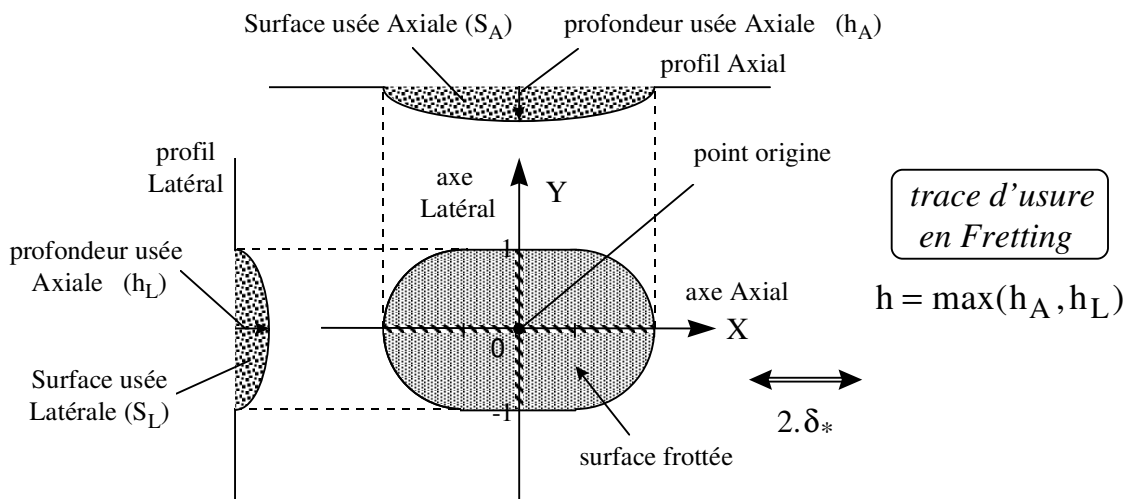


Figure 4-6 : Schématisation de la détermination des variables Axiales et Latérales.

Suivant la direction X nous calculons la surface usée  $S_A$  [ $\mu\text{m}^2$ ] et la profondeur maximale correspondante  $h_A$  [ $\mu\text{m}$ ]. De même pour la composante latérale, nous déterminons respectivement la surface usée  $S_L$  [ $\mu\text{m}^2$ ] et la profondeur usée  $h_L$  [ $\mu\text{m}$ ] (Figure 4-6).

Pour chaque trace, la dégradation du contact est donc quantifiée par les variables suivantes :  
« V, h,  $S_A$ ,  $h_A$ ,  $S_L$ ,  $h_L$  ».

#### 4.2.3 DEFINITION DES PARAMETRES ENERGETIQUES

Notre objectif est d'associer les variables quantifiant la dégradation aux variables énergétiques correspondantes indépendamment de la condition de glissement imposée (Fretting, Glissement Alterné) :

$$\langle V, h, S_A, h_A, S_L, h_L \rangle \Leftrightarrow \langle \Sigma E_d, \Sigma E_{dh}, \Sigma E_{dSA}, \Sigma E_{dhA}, \Sigma E_{dSL}, \Sigma E_{dhL} \rangle.$$

Avec :

$E_d, \Sigma E_d$ [J]	: énergie dissipée durant le cycle, valeur cumulée (sur l'essai),
$E_{dh}, \Sigma E_{dh}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ]	: énergie locale maximale du contact, valeur cumulée,
$E_{dSA}, \Sigma E_{dSA}$ [ $\text{J}/\text{m}$ ]	: énergie intégrée suivant X, valeur cumulée,
$E_{dhA}, \Sigma E_{dhA}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ]	: énergie locale maximale suivant X, valeur cumulée,
$E_{dSL}, \Sigma E_{dSL}$ [ $\text{J}/\text{m}$ ]	: énergie intégrée suivant Y, valeur cumulée,
$E_{dhL}, \Sigma E_{dhL}$ [ $\text{J}/\text{m}^2$ ]	: énergie locale maximale suivant Y, valeur cumulée.

##### 4.2.3.1 ANALYSE GLOBALE : Volume - Energie dissipée

L'analyse globale de l'approche énergétique est la plus simple à mettre en œuvre. Pour déterminer l'énergie dissipée, il suffit d'intégrer numériquement la bûche de fretting, autrement dit de cumuler l'énergie dissipée de chaque cycle  $E_{di}(Q(t); \delta(t))$  (aire du cycle) sur l'ensemble du test de durée N cycles.

$$\Sigma E_d = \sum_{i=1}^N E_{di} \quad (4.2.3-1)$$

##### 4.2.3.2 ANALYSE LOCALE

La détermination des autres variables implique de définir localement l'énergie dissipée et d'intégrer suivant les axes considérés pour obtenir les énergies surfaciques correspondantes  $E_{dSA}$ ,  $E_{dSL}$ . L'analyse énergétique locale implique de différencier les conditions de glissement et surtout de correctement formaliser les déplacements et l'effort tangentiel.

###### 4.2.3.2.1 Condition de glissement partiel

Pour décrire l'approche en glissement partiel nous nous référons simplement au formalisme de Mindlin développé dans le Chapitre 2. Nous rappelons simplement les expressions de la frontière définissant son domaine d'application dans le plan P- $\delta_*$ ,

$$P_t = \left( \frac{\delta_*}{\mu} \right)^{3/2} \cdot \left( \frac{3.R^*}{4.E^* . K_1^3} \right)^{1/2} \quad \text{ou réciproquement} \quad \delta_t = \mu \cdot P^{2/3} \cdot K_1 \cdot \left( \frac{4.E^*}{3.R^*} \right)^{1/3}.$$

#### 4.2.3.2.2 Condition de glissement total

Nous supposons dans ce cas un glissement relatif homogène dans l'ensemble du contact. A la notion de déplacement relatif  $\delta_*$ , nous substituons la notion de glissement relatif  $D$ . Enfin, pour correctement estimer le travail interfacial, il est nécessaire d'expliciter une valeur moyenne de l'effort tangentiel.

##### Cinématique du contact en glissement total : définition du glissement relatif $D$ .

La Figure 4-7 illustre les différentes variables d'un cycle représentatif de fretting qui définissent la cinétique du contact. Les trois variables de glissement que nous choisissons d'étudier sont, l'amplitude de déplacement imposé  $\delta_{*m}$ , l'amplitude de glissement associé à la mise en glissement de tout le contact  $\delta_g$ , enfin l'ouverture du cycle  $\delta_0$ .

L'amplitude de glissement  $\delta_g$  bien qu'indépendante du montage, est difficile à mesurer expérimentalement.

L'amplitude de déplacement  $\delta_{*m}$  doit tenir compte de l'accommodation du système. En admettant que cela soit réalisé, nous observons que le débattement total  $\delta_*$ , n'est pas la variable la plus adéquate pour représenter le glissement relatif. Il existe un différentiel de  $2.\delta_t$  entre un point situé au centre du contact et un point localisé en bordure de contact.

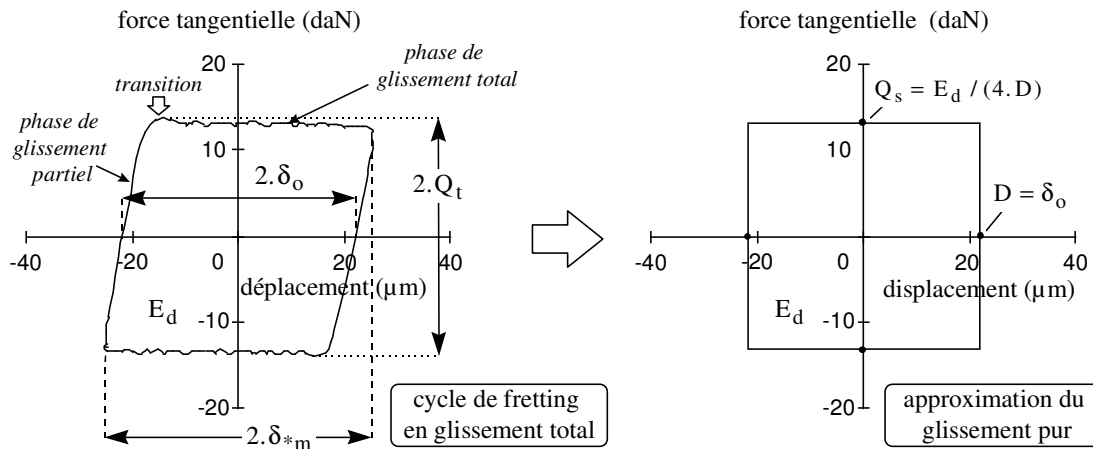


Figure 4-7 : Corrélation entre un cycle caractéristique de fretting en glissement total et l'approximation du glissement pur.

Les amplitudes  $\delta_g$  et  $\delta_*$  correspondent respectivement au minimum et au maximum du glissement relatif imposé dans le contact (Figure 4-7). Nous assimilons donc le glissement relatif à l'ouverture du cycle soit :  $D = \delta_0$  (4.2.3-2)

Le choix de cette variable est justifié si on considère les remarques suivantes :

- l'ouverture du cycle  $\delta_0$  est très facilement obtenue puisqu'elle est déterminée pour un effort tangentiel nul, sa mesure est donc précise et rapide,
- la valeur obtenue est indépendante de la compliance ainsi, quelque soit l'essai utilisé, les résultats sont directement comparables,

- elle permet une bonne évaluation du glissement moyen imposé à l'ensemble de l'interface.

Pour appuyer cette approximation nous évaluons la différence entre l'énergie dissipée calculée à partir du modèle de Mindlin et celles déduites des approximations impliquant le débattement  $\delta_*$ , le glissement  $\delta_g$  et l'ouverture  $\delta_o$ . On exprime les énergies en fonction des ouvertures de cycle  $\delta_o$  et  $\delta_{ot}$  soit :

$$E_d = 4.Q_t \cdot (\delta_o + (C_t - 1) \cdot \delta_{ot}) \text{ (modèle de Mindlin) ,}$$

$$E_d(\delta_o) = 4.Q_t \cdot \delta_o \text{ (approximation à partir de l'ouverture } \delta_o \text{),} \quad (4.2.3-3)$$

$$E_d(\delta_g) = 4.Q_t \cdot \delta_g \text{ (approximation à partir du glissement),} \quad (4.2.3-4)$$

$$E_d(\delta_*) = 4.Q_t \cdot \delta_* \text{ (approximation à partir du débattement).} \quad (4.2.3-5)$$

On définit les écarts relatifs des approximations vis à vis du modèle de Mindlin soit :

$$\frac{\Delta E_d(\delta_o)}{E_d} = \frac{E_d - E_d(\delta_o)}{E_d} = \frac{C_t - 1}{((C_t - 1) + \delta_o/\delta_{ot})} < 0, \quad (4.2.3-6)$$

$$\frac{\Delta E_d(\delta_*)}{E_d} = \frac{E_d - E_d(\delta_*)}{E_d} = \frac{(C_t - 1) - ((1 - B_t)/B_t)}{((C_t - 1) + \delta_o/\delta_{ot})} < 0, \quad (4.3.3-7)$$

$$\text{et } \frac{\Delta E_d(\delta_g)}{E_d} = \frac{E_d - E_d(\delta_g)}{E_d} = \frac{C_t}{((C_t - 1) + \delta_o/\delta_{ot})} > 0. \quad (4.2.3-8)$$

Les approximations associées au débattement et à l'ouverture sont supérieures aux valeurs données par le modèle. On trace l'évolution des valeurs absolues en fonction du paramètre  $\delta_o/\delta_{ot}$  (Figure 4-8).

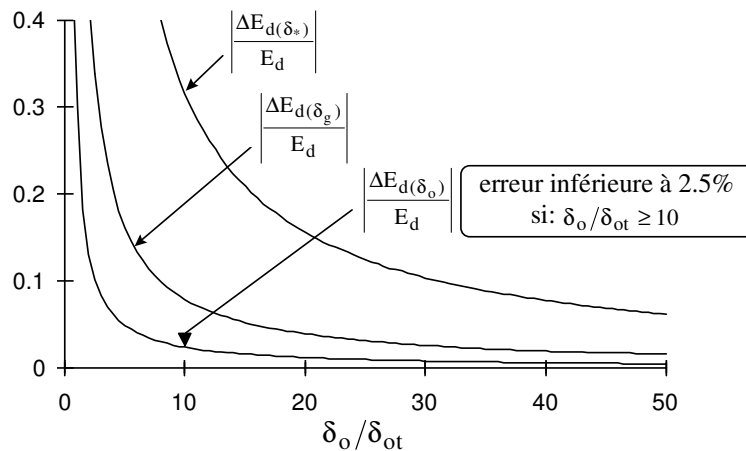


Figure 4-8 : Evolution des écarts dissipatifs entre les différentes approximations du glissement en comparaison du modèle de Mindlin.

On met en évidence le meilleur comportement de l'approximation issue de l'ouverture du cycle. Ainsi pour un ratio supérieur à 10, l'écart devient inférieur à 2.5 %. Ceci nous conduit à définir l'amplitude critique au delà de laquelle on peut appliquer l'approximation d'un glissement pur. Nous associons ce seuil à une différence d'énergie dissipée de  $\Delta E_d \%$ . En



considérant l'approximation issue de la variable  $\delta_o$ , et une limite  $\Delta E_d \%$  égale à 1%, nous déterminons le ratio :

$$\frac{\delta_o}{\delta_{ot}} = |C_t - 1| \cdot \left( \frac{1}{\Delta E_d \%} - 1 \right) \approx 23. \quad (4.2.3-9)$$

Cette limite définit le seuil d'application de l'approximation d'un glissement pur, que l'on peut aussi exprimer en fonction de l'amplitude à la transition :

$$\delta_o \geq 23.\delta_{ot} = 23.B_t.\delta_t \approx 6.\delta_t. \quad (4.2.3-10)$$

Remarque: Le glissement total durant le cycle alterné est égale à  $L=4.D$ . Par contre, pour un essai unidirectionnel (Pion Disque), le glissement relatif durant l'unique passage du cycle est égal à  $L=2.D$ .

Identification de l'effort tangentiel moyen représentatif du travail interfacial.

Contrairement au modèle théorique, l'effort tangentiel n'est pas complètement stable, nous observons un léger maximum au niveau de la transition entre les deux phases de glissement du cycle. Différentes études associent ce phénomène à la transition entre un glissement « statique » (phase de glissement partiel) et un glissement « dynamique » (phase de glissement total). Le terme de statique est quelque peu abusif puisque nous avons observé la présence de glissement relatif à l'interface en glissement partiel.

En glissement partiel, le glissement relatif est totalement hétérogène, maximum en bordure de contact, il est nul en bordure de la zone collée. D'autre part les amplitudes de glissement restent très faibles.

En glissement total, le contact subit un glissement homogène sur l'ensemble du contact et la cinétique est beaucoup plus importante.

La réponse de l'interface et du troisième corps est différente et traduit une discontinuité de l'effort tangentiel.

Le maximum, représentatif du niveau de sollicitation, permet une étude des mécanismes de la fissuration. Pour l'analyse « énergétique », il est préférable d'estimer la valeur moyenne représentative du travail interfacial dissipé dans le contact. On simplifie le cycle de fretting en une évolution purement dissipatrice égale à l'énergie dissipée (Figure 4-7).

On détermine l'effort tangentiel moyen de glissement

$$Q_s = \frac{E_d}{4.D} \text{ avec } D = \delta_o. \quad (4.2.3-11)$$

Pour un effort normal constant, nous déduisons l'équivalent d'un coefficient de frottement

$$\text{moyen } \mu_s : \mu_s = \frac{Q_s}{P} = \frac{E_d}{4.D.P} \quad (4.2.3-12)$$

Mohrbacher H. et al. (1995) utilise une définition similaire pour établir un glissement relatif et un coefficient de frottement moyen. Nous avons démontré que ces variables ( $Q_s, D$ ) étaient effectivement les plus représentatives du cycle de fretting pour quantifier l'usure. Nous avons aussi défini le seuil d'application de cette approximation ( $\delta_o \geq 23.\delta_{ot} \approx 6.\delta_t$ ).

### 4.2.3.3 RAPPORT DE GLISSEMENT

Il importe de relativiser l'amplitude du glissement relatif vis-à-vis de la dimension du contact. Pour le contact sphère plan nous utilisons le rayon de contact « a ».

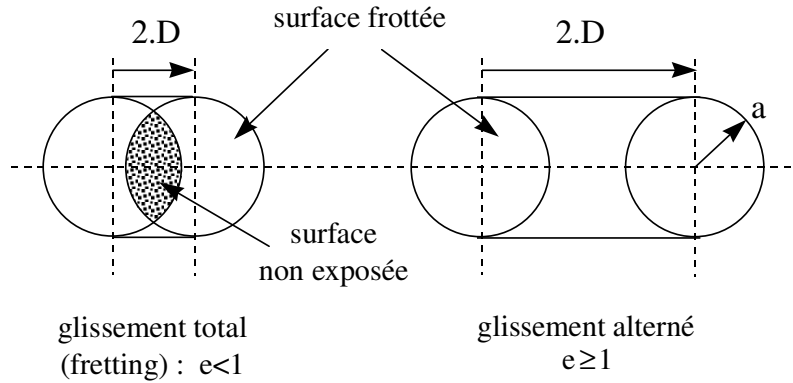


Figure 4-9 : Illustration du glissement total et du glissement alterné.

La Figure 4-9 montre que pour une amplitude du glissement relatif « D » supérieure au rayon du contact « a », l'ensemble de la surface frottée du plan est alors au moins une fois exposée à l'atmosphère ambiante. Cette aspect est fondamental pour expliquer des effets physico-chimiques. Nous justifions ainsi l'introduction d'une nouvelle variable appelée rapport de glissement soit «  $e=D/a$  » permettant de différencier la condition de glissement total (fretting) de la condition de glissement alterné (Figure 4-40).

**Le fretting correspond à  $e < 1$  alors que  $e \geq 1$  est caractéristique du glissement alterné.**

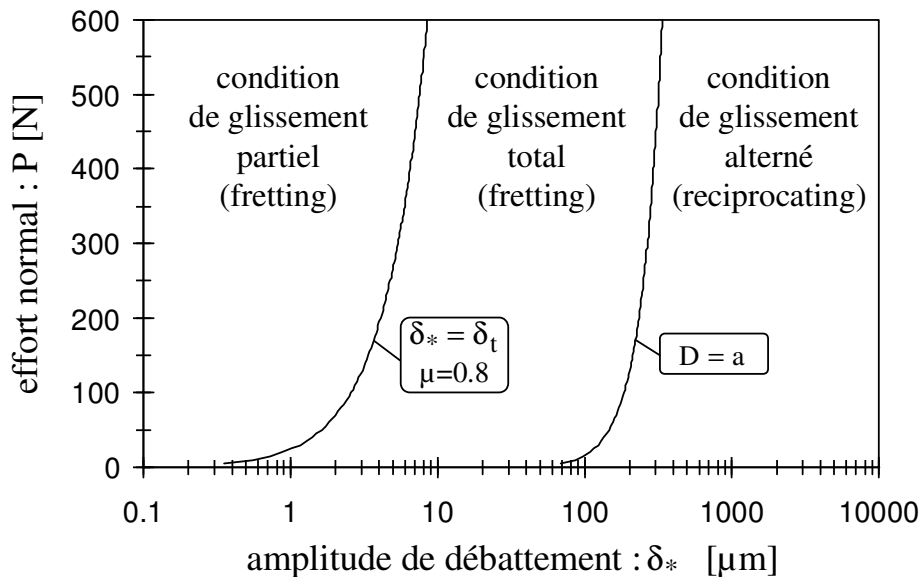


Figure 4-10 : Carte de sollicitation locale étendue (contact HSS/alumine( $R^*=12.7mm$ )).

### 4.3 ANALYSE LOCALE EN GLISSEMENT PARTIEL

#### 4.3.1 FORMULATION LOCALE DE L'ENERGIE DISSIPÉE

Pour déterminer l'énergie dissipée nous devons déterminer localement le travail du champ de cisaillement glissant soit :

$$E_d(x, y) = \int q(x, y) \cdot ds(x, y) \quad (4.3.1-1)$$

En effet la zone collée caractérisée par un glissement relatif nul est non dissipative. Le seul domaine où effectivement il y a dissipation est le domaine externe de glissement. Nous appliquons le principe de Mindlin qui considère que le champ de cisaillement associé au front de glissement balayant la zone externe est défini par une distribution Hertzienne.

$$\text{Nous déduisons donc : } E_d(x, y) = q(x, y) \cdot \int ds(x, y) \quad (4.3.1-2)$$

$$\text{avec : } q(x, y) = q_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{1/2} \quad \text{où } r = (x^2 + y^2)^{1/2}.$$

Il nous suffit donc de calculer le glissement relatif cumulé durant le cycle au point considéré du contact soit :  $s(x, y) = \int ds(x, y)$ .

Johnson K.L. (1955) exprime cette variable dans le cas d'un contact homogène pour le glissement unidirectionnel tel que  $\delta(t) : 0 \Rightarrow \delta_*$  ;  $Q(t) : 0 \Rightarrow Q_*$  et  $c : a \Rightarrow c$  :

$$s_x(r) = \frac{\delta_t}{2} \cdot \frac{r^2}{a^2} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \sin^{-1} \frac{c}{r}\right) \left(1 - 2 \cdot \frac{c^2}{r^2}\right) + \frac{2}{\pi} \frac{c}{r} \left(1 - \frac{c^2}{r^2}\right)^{1/2} \right\} \quad \text{et } s_y(r) \approx 0 \quad (c \leq r \leq a)$$

$$\text{avec } \frac{\delta_t}{2} = \frac{3 \cdot \mu \cdot P}{16 \cdot G \cdot a} \cdot (2 - \nu) \quad (\delta_t : \text{amplitude à la transition de glissement}) \quad (4.3.1-3)$$

Si nous considérons le cycle de fretting dans sa totalité nous montrons que la dynamique du contact est caractérisé par la séquence suivante :  $+\delta_* \Rightarrow 0 \Rightarrow -\delta_* \Rightarrow 0 \Rightarrow +\delta_*$ , aussi le glissement relatif cumulé est quatre fois supérieur à celui établi pour le glissement unidirectionnel.

La distribution du glissement relatif cumulé durant le cycle de fretting est alors exprimée par :

$$s(r) = s_x(r) = 2 \cdot \delta_t \cdot \frac{r^2}{a^2} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \sin^{-1} \frac{c}{r}\right) \left(1 - 2 \cdot \frac{c^2}{r^2}\right) + \frac{2}{\pi} \frac{c}{r} \left(1 - \frac{c^2}{r^2}\right)^{1/2} \right\}. \quad (4.3.1-4)$$

Nous exprimons la distribution radiale de l'énergie dissipée durant le cycle telle que ( $c \leq r \leq a$ ) :

$$E_d(r) = s(r) \cdot q(r) = 2 \cdot \delta_t \cdot q_0 \cdot \frac{r^2}{a^2} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \sin^{-1} \frac{c}{r}\right) \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{c^2}{r^2}\right) + \frac{2}{\pi} \frac{c}{r} \left(1 - \frac{c^2}{r^2}\right)^{1/2} \right\} \cdot \left(1 - \frac{r^2}{a^2}\right)^{1/2} \quad (4.3.1-5).$$

Avec la notation normalisée soit :  $X = \frac{x}{a}$ ,  $Y = \frac{y}{a}$ ,  $R = \frac{r}{a}$ ,  $k = \frac{c}{a}$ , l'expression précédente devient ( $k \leq R \leq 1$ ):

$$E_d(R) = 2 \cdot \delta_t \cdot q_0 \cdot R^2 \cdot \left(1 - R^2\right)^{1/2} \cdot \left\{ \left(1 - \frac{2}{\pi} \cdot \sin^{-1} \frac{k}{R}\right) \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{k^2}{R^2}\right) + \frac{2}{\pi} \frac{k}{R} \left(1 - \frac{k^2}{R^2}\right)^{1/2} \right\}. \quad (4.3.1-6).$$

L'expression avancée conduit bien à une distribution radiale homogène, uniquement dépendante du rayon « R ». La distribution d'énergie dissipée sera par conséquent identique pour tout axe passant par l'origine « O(0,0) ». De cette symétrie nous déduisons les relations d'égalité suivantes :

$$E_{dS} = E_{dSA} = E_{dSL} \text{ et } E_{dh} = E_{dhA} = E_{dhL}.$$

A la transition (k=0) nous obtenons l'expression locale :

$$E_d(R) = 2 \cdot \delta_t \cdot q_0 \cdot R^2 \cdot (1 - R^2)^{1/2}. \quad (4.3.1-7)$$

En intégrant sur l'ensemble de la surface du contact nous calculons :

$$\int_S E_d(R) \cdot dS = 4 \cdot \pi \cdot a^2 \cdot q_0 \cdot \delta_t \cdot \int_0^1 R^3 \cdot (1 - R^2)^{1/2} dR = \frac{8 \cdot \pi}{15} \cdot q_0 \cdot a^2 \cdot \delta_t = \frac{4}{5} \cdot Q_t \cdot \delta_t = E_{dt}, \quad (4.3.1-8)$$

on retrouve bien la valeur limite, définie à la transition, calculée à partir de l'hystérésis du cycle de Mindlin.

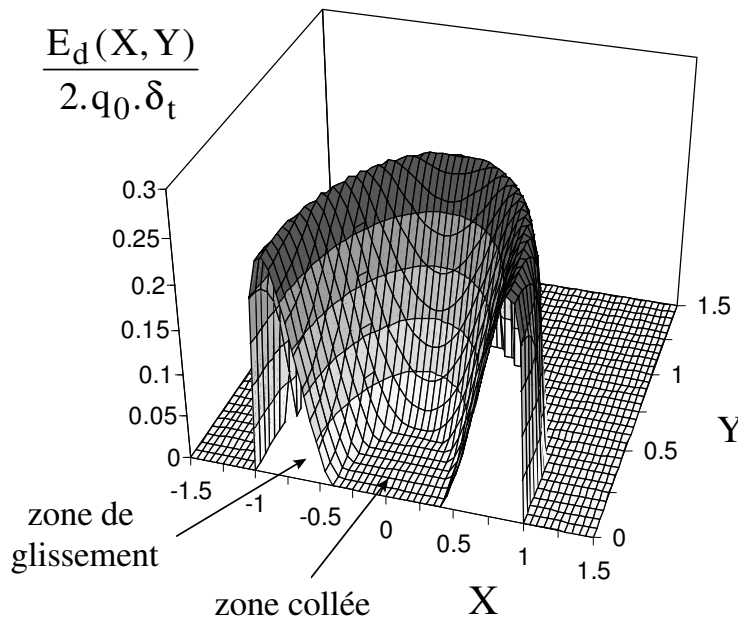


Figure 4-11 : Distribution de l'énergie dissipée dans le plan XY durant un cycle de Fretting en glissement partiel (k=c/a=0.5)

La Figure 4-11 présente la distribution dans le plan XY de l'énergie dissipée durant le cycle pour un rapport de glissement k=c/a=0.4 .

#### 4.3.2 DEFINITION DES VARIABLES ENERGETIQUES

La Figure 4-12 montre les distributions du glissement relatif pour différentes conditions en glissement partiel « k » ainsi que les évolutions des énergies locales correspondantes.

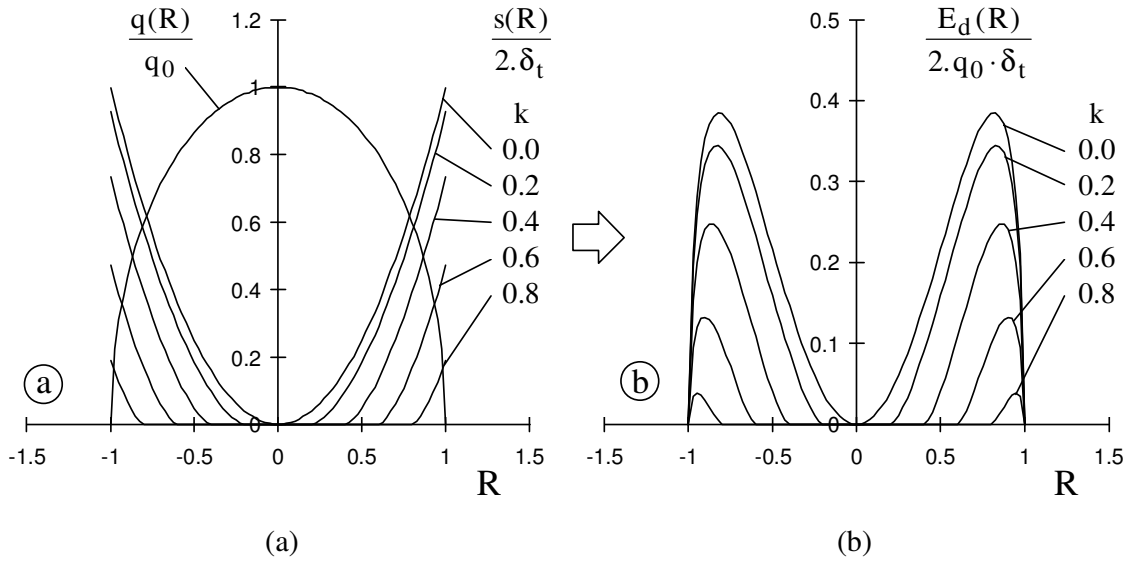


Figure 4-12 : Distributions normalisées suivant la position radiale  $R=r/a$  pour différentes conditions de glissement partiel ( $k$ ): (a): Glissement relatif ; (b): Energie locale dissipée.

On remarque que l'intensité du maximum évolue fortement avec la condition de glissement et sa position tend à se déplacer vers le centre du contact.

Nous nous intéressons au cas particulier de la condition la plus dissipatrice du cycle à la transition. En dérivant l'expression locale de la distribution locale de l'énergie à la transition ( $k=0$ ), nous montrons que le maximum de l'énergie dissipée se situe en :

$$|R(E_{dht})| = \sqrt{\frac{2}{3}}. \tag{4.3.2-1}$$

On déduit la valeur maximale de la densité d'énergie dissipée en ce point durant un cycle en glissement partiel soit :

$$E_{dht} = \frac{4}{3\sqrt{3}} \cdot \delta_t \cdot q_0 \quad [J/m^2] \tag{4.3.2-2}$$

Enfin en intégrant cette même distribution suivant l'axe considéré, nous déduisons l'énergie linéaire dissipée à la transition soit :

$$E_{dSt} = a \int_{-1}^1 E_d(R) dR = 4 \cdot \delta_t \cdot q_0 \cdot a \cdot \int_0^1 R^2 \cdot (1 - R^2)^{1/2} dR \quad \text{ou} \quad E_{dSt} = \frac{\pi}{4} \cdot \delta_t \cdot q_0 \cdot a \quad [J/m] \tag{4.3.2-3}$$

Les diverses « normalisations » permettent finalement de synthétiser en une seule représentation, l'ensemble des variables énergétiques locales et globales nécessaires à l'étude en glissement partiel.

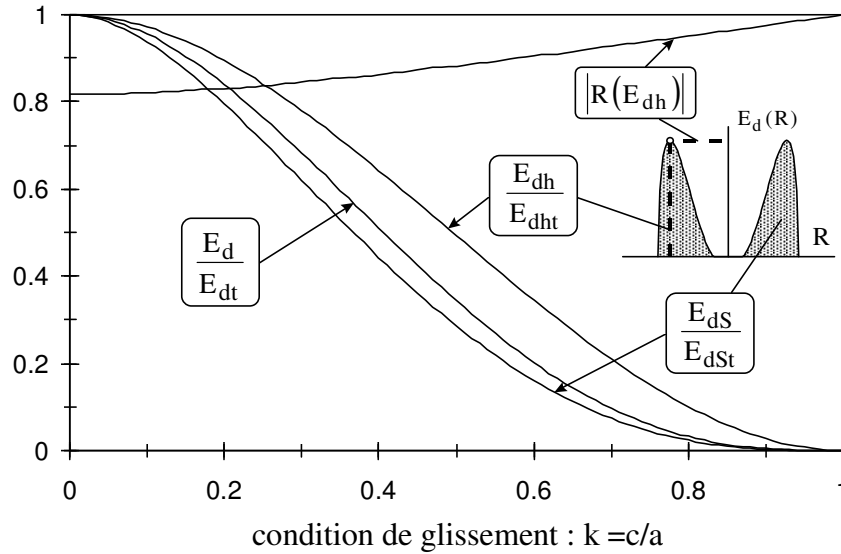


Figure 4-13 : Evolution du maximum de l'énergie locale ( $E_{dh}$ ), de sa position relative dans le contact  $|R(E_{dh})|$ , de l'énergie totale ( $E_d$ ), de l'énergie intégrée suivant l'axe radial ( $E_{dS}$ ) en fonction de la condition de glissement ( $k$ ).

On choisit de tracer l'évolution des différentes variables en fonction du ratio «  $k$  » (Figure 4-13), mais la relation de passage  $\frac{\delta_*}{\delta_t} = 1 - \left(1 - \frac{Q_*}{Q_t}\right)^{2/3} = (1 - k^2)$  permet tout aussi simplement de représenter les évolutions en fonction de l'effort tangentiel  $Q_*$  ou du rapport  $\delta_*/\delta_t$  (Figure 4-14).

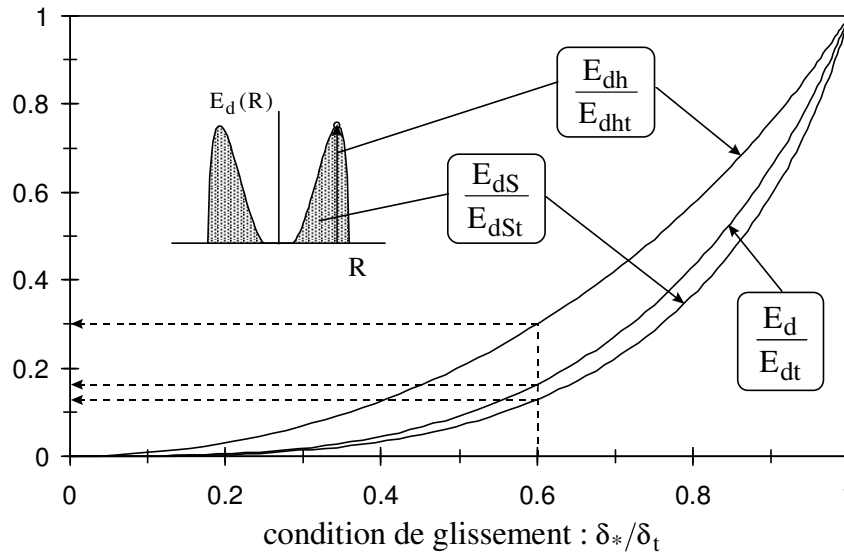


Figure 4-14 : Evolution du maximum de l'énergie locale ( $E_{dh}$ ), de l'énergie intégrée suivant l'axe radiale ( $E_{dS}$ ), de l'énergie totale ( $E_d$ ), en fonction de la condition de glissement ( $\delta_*/\delta_t$ ) :

Application :  $\delta_*/\delta_t = 0.6 \Rightarrow k = 0.63$ ,  $E_{dh} = 0.3 E_{dht}$ ,  $E_{dS} = 0.13 E_{dSt}$ ,  $E_d = 0.16 E_{dt}$ .

Nous pouvons alors donner un équivalent local de la représentation normalisée de l'énergie totale dissipée en fonction du débattement rappelé en introduction.

On peut quantifier l'usure à partir du volume de matière éliminé ( $V = f_V(E_d)$ ) ou en associant l'énergie linéaire à la surface usée déduite de simple profils ( $S = f_S(E_{dS})$ ). Enfin, en supposant que la profondeur maximale d'usure peut être associée au maximum de l'énergie locale ( $h = f_h(E_{dh})$ ), on peut plus facilement formaliser la durée de vie du revêtement.

#### 4.3.3 SYNTHÈSE

Grâce à ce formalisme nous disposons des outils nécessaires à notre approche locale de la quantification de la dégradation, capables d'établir la corrélation "énergie dissipée - usure" en glissement partiel.

$$\ll V, h, S \gg \Leftrightarrow \ll E_d, E_{dh}, E_{dS} \gg$$

La comparaison avec un profil d'usure vérifiant les conditions de compatibilité (élasticité et homogénéité du contact) confirme qualitativement l'intérêt de l'approche locale (Figure 4-15). On note que l'usure est uniquement observée dans la zone glissante et présente une profondeur maximale située sur les bords du contact ce qui correspond bien à la localisation du maximum de l'énergie locale à 0.8.a du centre du contact (Figure 4-15).

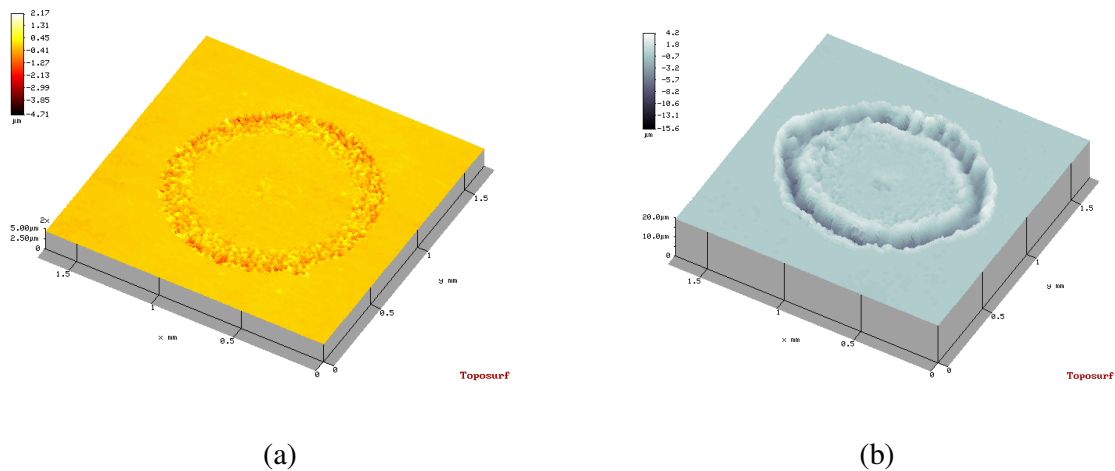


Figure 4-15 : Trace de fretting du contact 30NCD16/100C6 ( $R=50\text{mm}$ ) après  $10^6$  cycles; (a): Régime glissement partiel  $P=500$ ,  $\delta_{sm}=16\mu\text{m}$ ; (b): Régime glissement mixte  $P=500$ ,  $\delta_{sm}=25\mu\text{m}$ .

Néanmoins le formalisme utilisé indique une isotropie de la dégradation qui n'est pas complètement vérifiée expérimentalement en particulier à la transition.

Un calcul plus abouti (Munisamy R., Hills D.A et Nowell D., 1993) montre que contrairement à ce qui est supposé par Johnson K.L. (1955), le glissement relatif  $s_y(r)$  n'est pas négligeable. Réalisant le calcul complet, les auteurs montrent que la distribution de l'énergie dissipée n'est pas purement symétrique mais dépend de l'orientation suivant l'axe de glissement. Pour un coefficient de poisson nul, les deux expressions sont identiques. Pour un coefficient non nul, l'énergie dissipée suivant l'axe de déplacement (X) est supérieure à celle dissipée suivant l'axe latéral (Y).

Intégrée sur l'ensemble du contact la distribution locale redonne la même quantité d'énergie dissipée. La différence avec le modèle simplifié de Johnson K.L. tend à augmenter avec le coefficient de poisson, sans dépasser 15% pour un coefficient de Poisson de 0.3.

Mise à part l'étude du comportement des revêtements (paragraphe 3.4.2.8), l'usure en glissement partiel apparaît comme un processus de dégradation très secondaire surtout vis-à-vis de la fissuration. Les volumes dégradés sont incommensurablement plus faibles qu'en glissement total (Figure 4-8). Il nous est donc apparu important d'étendre l'approche locale pour les conditions de glissement total où la quantification plus facile à mettre en œuvre présente un réel intérêt.

#### 4.4 FORMULATION LOCALE DU CONTACT EN GLISSEMENT TOTAL

Nous considérons un glissement relatif homogène dans l'ensemble du contact et faisons abstraction de la composante «glissement partiel» qui apparaît en chaque extrémité d'un cycle. Nous réduisons la dynamique du contact à un glissement pur caractérisé par l'amplitude de glissement « D ».

##### 4.4.1 FORMULATION GENERALE.

Dans ce paragraphe nous étudions le cas général de la distribution locale dissipée par le travail d'un champ de cisaillement quelconque durant un glissement linéaire d'une longueur totale « L ». On considère pour cette analyse théorique un seul et unique passage.

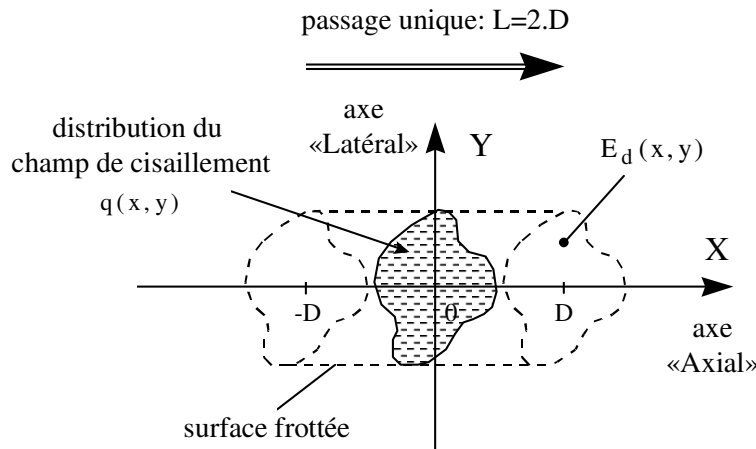


Figure 4-16 : Configuration du contact quelconque en glissement pur.

Le déplacement total « L » est symétrique par rapport à l'origine et nous déterminons la valeur de l'amplitude « D » telle que « L=2.D ». La distribution du champ de cisaillement  $q(x,y)$  est supposée constante durant le glissement. Nous utilisons le repère défini au paragraphe 4.2.1 et nous illustrons la cinématique du contact par la Figure 4-16.



#### 4.4.1.1 DEFINITION DE L'ENERGIE LOCALE

Comme l'illustre la Figure 4-16, l'énergie dissipée associée au travail du cisaillement équivaut à l'expression (la direction de glissement  $s$  est colinéaire à la direction de  $X$ ) :

$$E_d(x,y) = \int_{-D}^{+D} q(x,y,s) \cdot ds = \int_{x-D}^{x+D} q(x,y) \cdot dx \quad [\text{en J/m}^2] \quad (4.4.1-1)$$

Avec  $q(x,y)$  la valeur absolue de la distribution du champ de cisaillement dans le repère (XOY).

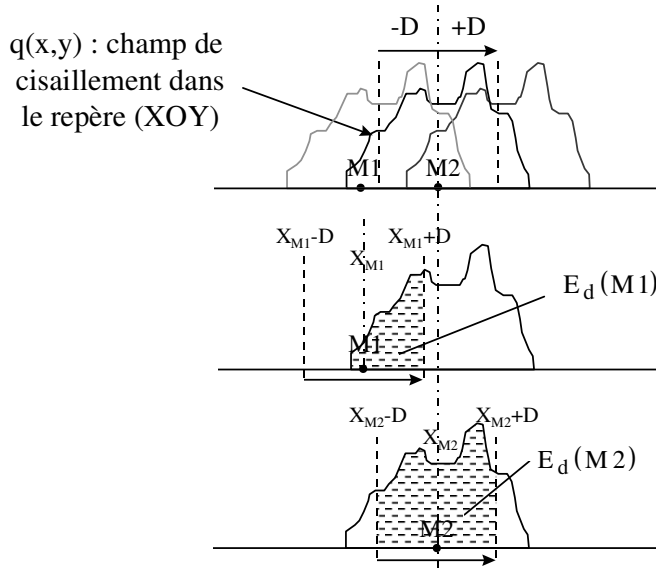


Figure 4-17 : Illustration du calcul de l'énergie dissipée locale, les surfaces grisées correspondent aux énergies dissipées respectivement aux point M1 et M2.

Cette description locale peut être étendue à l'ensemble du contact puisque si on intègre sur toute la surface, on retrouve l'expression macroscopique de l'énergie totale dissipée au cours

du glissement unidirectionnel :  $E_d = \int_S \int_{x-D}^{x+D} q(x,y) \cdot dx \cdot dS = Q_s \cdot (2 \cdot D) \quad [\text{en J}]. \quad (4.4.1-2)$

#### 4.4.1.2 ENERGIES LINEAIRES INTEGREES

L'intégration peut aussi être réalisée suivant un axe parallèle ou perpendiculaire à la direction de glissement. Nous définissons ainsi l'équivalent d'une énergie intégrée linéaire associée à un axe défini par une ordonnée  $y$  ou une abscisse  $x$ . Ces valeurs seront donc exprimées en Joule par mètre [J/m] (Newtons).

Par exemple, l'énergie dissipée le long d'une droite parallèle à la direction  $X$ , à l'ordonnée  $y$

est exprimée par la relation :  $E_{dSA}(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{x-D}^{x+D} q(x,y) \cdot dx \cdot dx. \quad (4.4.1-3).$

Pour un champ de cisaillement constant durant le glissement considéré, cette relation est

simplifiée par :  $E_{dSA}(y) = q_A(y).2.D$  avec  $q_A(y) = \int_{-\infty}^{+\infty} q(x,y).dx$  . (4.4.1-4)

L'intégration de l'énergie dissipée suivant un axe orthogonal d'abscisse x est exprimée par le

relation :  $E_{dSL}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{x-D}^{x+D} q(x,y).dx.dy$  . (4.4.1-5)

Cette énergie correspond au « volume » du champ de cisaillement qui a balayé l'axe considéré durant le glissement ainsi que l'illustre la Figure 4-18.

On peut aussi examiner le cas particulier de l'axe latéral tel que x=0 et pour lequel la relation

précédente se trouve simplifiée :  $E_{dSL} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-D}^{+D} q(x,y).dx.dy$  . (4.4.1-6)

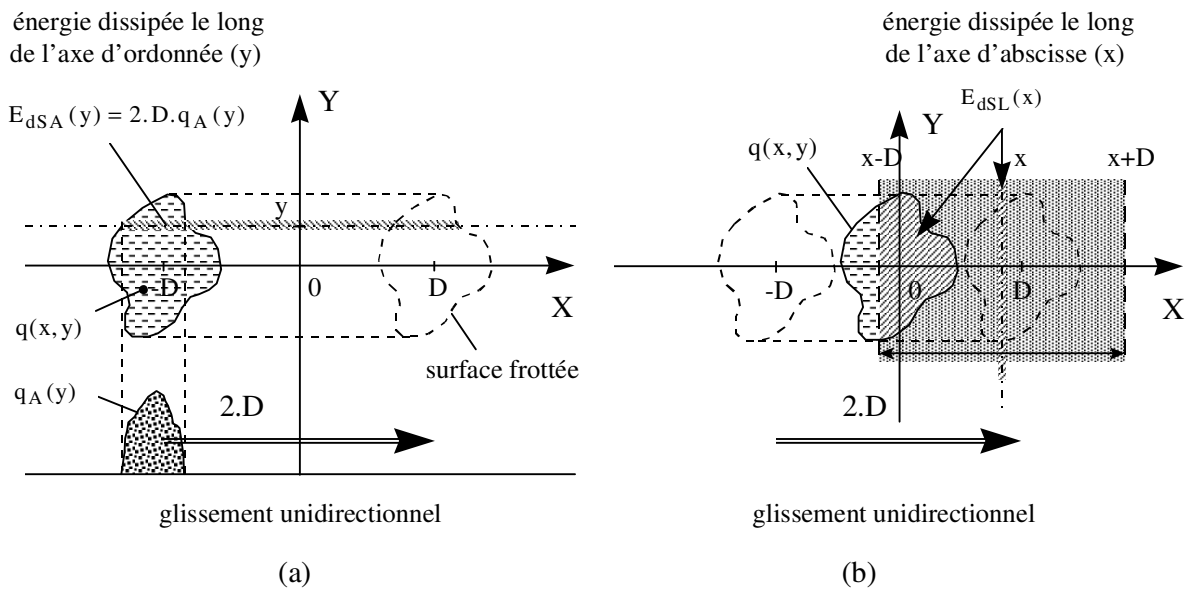


Figure 4-18 : Illustration du calcul de l'énergie linéaire intégrée;(a): Suivant un axe parallèle à la direction de glissement ( $E_{dSA}(y)$ ); (b): Suivant un axe orthogonal ( $E_{dSL}(x)$ ).

Si l'amplitude est suffisamment grande pour que tout le champ de cisaillement balaye l'axe Y, alors la relation précédente se trouve simplifiée puisque :

$$E_{dSL} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} q(x,y).dx.dy = \int_S q(x,y) ds = Q_s . \quad (4.4.1-7)$$

#### 4.4.1.3 SYNTHÈSE

Connaissant la distribution du champ de cisaillement et la cinétique du glissement relatif entre les surfaces, on peut exprimer sous une forme simple l'énergie interfaciale dissipée durant le glissement. La formulation générale qui est proposée considère les trois niveaux de description respectivement l'énergie locale ponctuelle ( $E_d(x,y)$  [J/m<sup>2</sup>]), l'énergie linéaire intégrée suivant un axe défini ( $E_{dSA}(y), E_{dSL}(x)$  [J/m]), et l'énergie globale dissipée sur

toute la surface ( $E_d$ , [J]).

Ces trois niveaux d'analyse pourront être associés aux trois grandeurs caractérisant la dégradation que sont respectivement la profondeur usée maximale, la surface intégrée des profils d'usure et les relevés tridimensionnels avec le calcul du volume d'usure. Pour des configurations simples, la résolution des différentes intégrales permet d'explicitier ces différentes grandeurs sous une forme analytique simple. Nous traitons le cas du contact Hertzien sphère plan, les contacts cylindre plan sont directement déduits de la formulation axiale donnée pour le contact sphère-plan.

#### 4.4.2 CONTACT SPHERE PLAN EN GLISSEMENT ALTERNE

Nous considérons un contact Hertzien avec toutes les hypothèses que celui-ci suppose. On suppose aussi une loi de frottement constant vérifiant le principe de Coulomb-Amontou. Enfin nous considérons le cycle alterné dans sa totalité (aller-retour), l'analyse conduite ici a pour objectif de décrire la distribution énergétique pour des sollicitations telles que le glissement total (Fretting) et le glissement alterné (Reciprocating). La longueur de glissement pour un cycle est égale à :  $L = 4.D$ .

Nous rappelons la notation normalisée soit :

$$X = x / a, \quad Y = y / a, \quad R = \sqrt{X^2 + Y^2}, \quad e = D / a, \quad q_0 = \mu \cdot p_0.$$

Comme pour l'étude en glissement partiel, nous définissons le champ Hertzien

$$\text{Si } R \leq 1 \quad q(X, Y) = q(R) = q_0 \cdot (1 - R^2)^{1/2} = q_0 (1 - Y^2 - X^2)^{1/2}$$

$$\text{Si } R > 1 \quad q(X, Y) = q(R) = 0 \tag{4.4.2-1}$$

Considérant le glissement « e » suivant l'axe X, l'énergie locale dissipée au point  $M(X, Y)$  durant le cycle est exprimée par la relation :

$$E_d(X, Y) = 2 \cdot q_0 \cdot a \cdot \int_{X-e}^{X+e} [1 - Y^2 - X^2]^{1/2} dX \quad \text{Pour tout X tel que } R < 1. \tag{4.4.2-2}$$

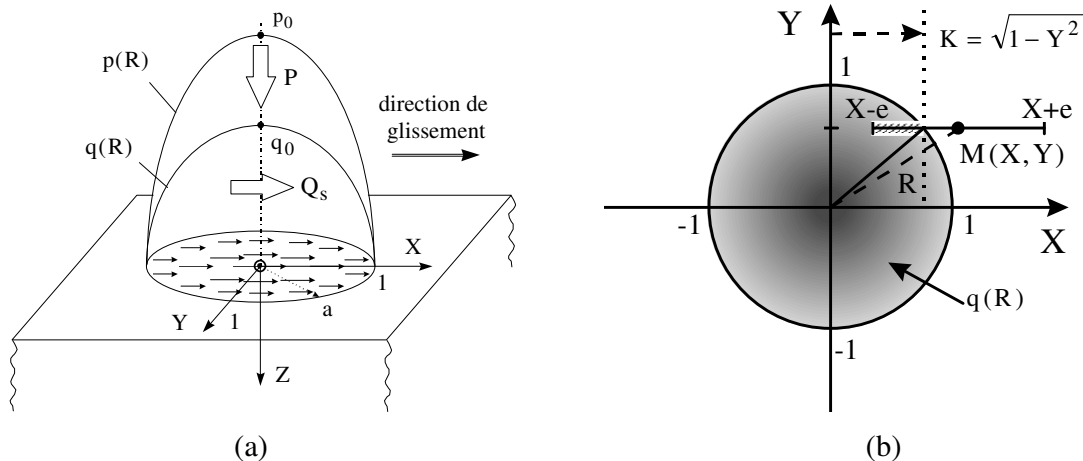


Figure 4-19 : (a): Représentation des champs de pression et de cisaillement du contact glissant; (b): Détermination de l'énergie dissipée localement.

L'intégration se faisant uniquement suivant X, nous introduisons la variable K telle que :

$$K = (1 - Y^2)^{1/2} \quad \text{soit} \quad E_d(X, Y) = 2 \cdot q_0 \cdot a \cdot \int_{X-e}^{X+e} [K^2 - X^2]^{1/2} dX. \quad (4.4.2-3)$$

Nous distinguons le cas du glissement total en fretting pour lequel « e » reste inférieur à 1 du contact soumis à un glissement alternatif tel que « e ≥ 1 ».

#### 4.4.2.1 CONTACT EN GLISSEMENT TOTAL (e < 1)

##### 4.4.2.1.1 Distribution de l'énergie locale

L'analyse du contact pour cette condition montre qu'il existe dans la zone frottée trois domaines différents qui sont présentés Figure 4-20.

Le premier domaine (I), qui n'est jamais directement exposé à l'atmosphère ambiante, peut être formalisé par la relation :

$$I \quad \left[ |Y| \leq (1 - e^2)^{1/2} \text{ et } |X| \leq -e + K \right]$$

On résout dans ce domaine l'intégrale (4.4.2-2) ce qui nous permet d'explicitier l'énergie locale dissipée durant le cycle considéré.

$$E_d(X, Y) = q_0 \cdot a \cdot \left( K^2 \cdot \left( \text{Arcsin} \left( \frac{|X| + e}{K} \right) - \text{Arcsin} \left( \frac{|X| - e}{K} \right) \right) + (|X| + e) \cdot \sqrt{K^2 - (|X| + e)^2} - (|X| - e) \cdot \sqrt{K^2 - (|X| - e)^2} \right) \quad (4.4.2-4)$$

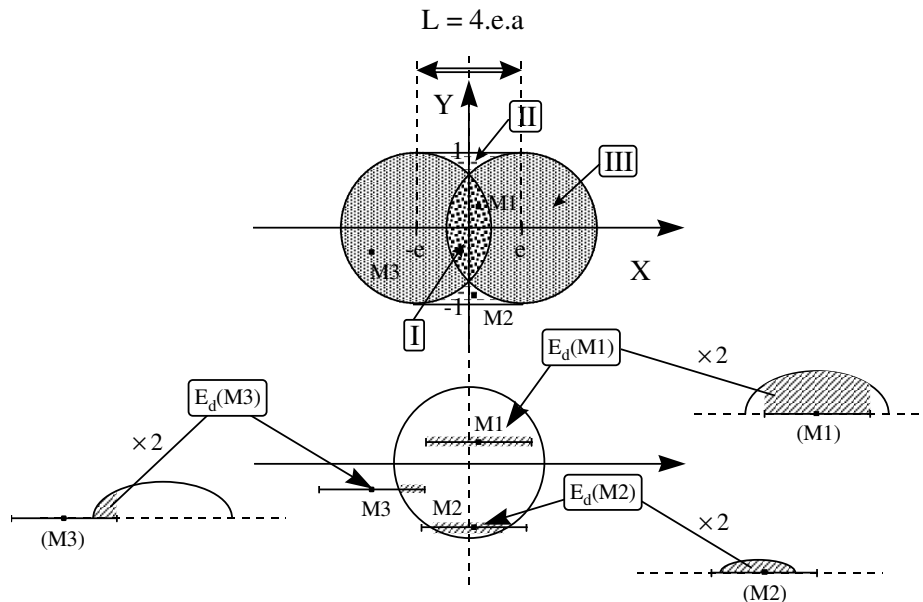


Figure 4-20 : Représentation des différents domaines et illustration du calcul des énergies locales durant un cycle de Fretting en glissement total.

Le second domaine est défini par :

$$\text{II} \quad \left[ (1-e^2)^{1/2} \leq |Y| \leq 1 \text{ et } |X| \leq e-K \right. ,$$

L'énergie locale, indépendante de la position X est alors exprimée par :

$$E_d(X, Y) = q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot K^2 = q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot (1-Y^2) \quad , \quad (4.4.2-5)$$

Le troisième domaine observé sur la Figure 3-20 est formulé par :

$$\begin{aligned} & \left[ (1-e^2)^{1/2} \leq |Y| \leq 1 \text{ et } e-K \leq |X| \leq e+K \right. \\ \text{III} \quad & \text{ou} \\ & \left. \left[ |Y| \leq (1-e^2)^{1/2} \text{ et } K-e \leq |X| \leq e+K \right. \right. \end{aligned} ,$$

L'énergie dissipée localement durant le cycle est exprimée par la relation :

$$E_d(X, Y) = q_0 \cdot a \cdot \left( K^2 \cdot \left( \frac{\pi}{2} - \text{Arcsin} \left( \frac{|X|-e}{K} \right) \right) - (|X|-e) \cdot \sqrt{K^2 - (|X|-e)^2} \right) . \quad (4.4.2-6)$$

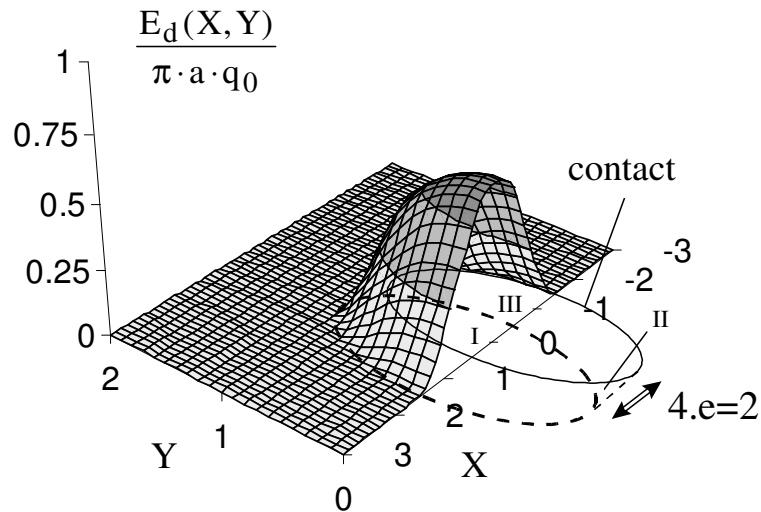


Figure 4-21 : Distribution pour un contact sphère/plan de l'énergie dissipée durant un cycle de Fretting en glissement total  $e < 1$  ( rapport de glissement :  $e=0.5$ ,  $L=4.e=2$ )

La Figure 4-21 représente la distribution de l'énergie locale en surface au cours d'un cycle de fretting en glissement total tel que «  $e=0.5$  ». Nous remarquons que la forme Gaussienne obtenue présente un maximum au centre du contact. Ainsi quelle que soit l'amplitude de

glissement telle que  $e < 1$ , le maximum de l'énergie dissipée est observé au point origine  $O(0,0)$  ce qui nous conduit aux égalités suivantes :

$$E_{dh} = E_{dhA} = E_{dhL} = E_d(O) \quad (4.4.2-7)$$

La valeur de ce maximum local est exprimé par :

$$E_{dh} = 2 \cdot q_0 \cdot a \cdot \left( e(1 - e^2)^{1/2} + \arcsin(e) \right) \quad (4.4.2-8)$$

#### 4.4.2.1.2 Energie locale dissipée suivant les axes principaux

Nous explicitons la formulation locale de l'énergie locale Axiale ( $Y=0$ ) et Latérale ( $X=0$ ). Comme pour l'analyse générale, on définit les énergies en fonction des différents domaines (Figure 4-22):

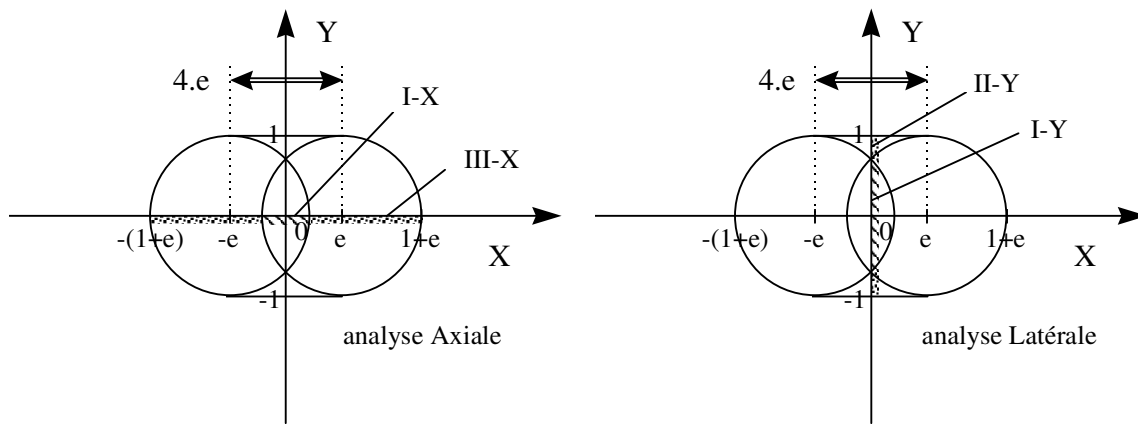


Figure 4-22 : Représentation des différents domaines distribués suivant les axes principaux pour un cycle de Fretting en glissement total.

##### Energie locale Axiale :

Nous explicitons l'expression locale de l'énergie dissipée suivant l'axe X.

L'énergie locale dissipée dans le domaine (I) suivant l'axe X définie par le domaine (I-X)  $|X| \leq 1 - e$  et  $Y = 0$ , est exprimée par :

$$E_d(X) = q_0 \cdot a \cdot \left( \left( \text{Arc sin} (|X| + e) - \text{Arc sin} (|X| - e) + (|X| + e) \cdot \sqrt{1 - (|X| + e)^2} - (|X| - e) \cdot \sqrt{1 - (|X| - e)^2} \right) \right) \quad (4.4.2-9)$$

Dans le domaine externe (III), décrit suivant l'axe X par :

(III-X)  $1 - e \leq |X| \leq 1 + e$  et  $Y = 0$ , on explicite l'énergie locale soit :

$$E_d(X) = q_0 \cdot a \cdot \left( \frac{\pi}{2} - \left( \text{Arcsin}(|X| - e) + (|X| - e) \sqrt{1 - (|X| - e)^2} \right) \right) \quad (4.4.2-10)$$

##### Energie locale Latérale :

On exprime séparément les énergies locales suivant l'axe Y des domaines non exposés (I-Y) et exposés (II-Y).

Ainsi le domaine dans le domaine caché (I-Y) défini tel que  $0 \leq |Y| \leq (1 - e^2)^{1/2}$ , l'énergie locale est donnée par :

$$E_d(Y) = 2.a \cdot q_0 \cdot \left[ e \cdot (K^2 - e^2)^{1/2} + K^2 \cdot \arcsin(e/K) \right] \quad (4.4.2-11)$$

Dans le domaine exposé (II-Y), tel que  $(1 - e^2)^{1/2} \leq |Y| \leq 1$ , l'énergie locale de cisaillement dissipée durant le cycle en glissement total est exprimée par :

$$E_d(Y) = q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot (1 - Y^2) \quad (4.4.2-12)$$

La Figure 4-23 représente l'évolution de la distribution de l'énergie suivant les axes principaux en fonction de la condition de glissement « e ». On observe que suivant les deux directions, la quantité d'énergie augmente avec l'accroissement du paramètre « e ». Cette augmentation est bien associée à une extension du domaine frotté suivant l'axe X.

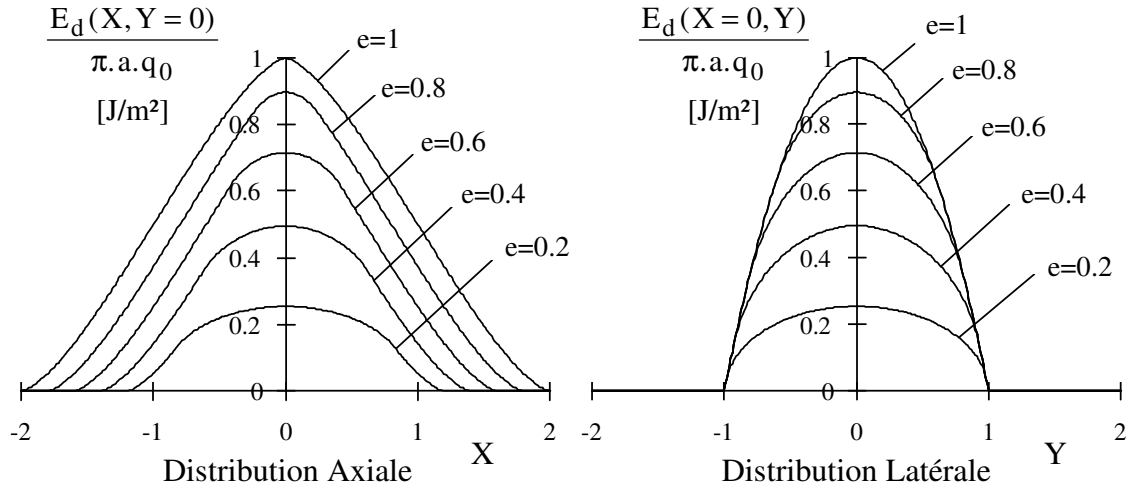


Figure 4-23: Distribution Axiale et Latérale de l'énergie dissipée durant un cycle de fretting pour différents rapports de glissement « e ».

#### 4.4.2.1.3 Distribution de l'énergie linéaire

L'analyse locale définie en glissement total telle que « e < 1 » peut aussi être transposée à l'énergie intégrée dissipée suivant un axe, et permettre une comparaison avec des profils d'usure. Nous considérons en premier lieu le cas général avant d'explicitier le cas particulier des axes principaux Axial (Y=0) et Latéral (X=0).

##### Analyse suivant la direction X : (E<sub>dSA</sub>)

Si on transpose la formulation générale (4.4.1-3) pour le contact sphère plan, on montre que l'énergie intégrée suivant un axe parallèle à X à l'ordonnée Y (Figure 4-24a) est exprimée pour  $|Y| \leq 1$  par :

$$E_{dSA}(Y) = 4.e.a.q_A(Y) = 4.e.a \cdot \left( \frac{\pi}{2} \cdot q_0 \cdot (1 - Y^2)^{1/2} \cdot a \cdot (1 - Y^2)^{1/2} \right) = 2.q_0.a^2 \cdot \pi \cdot e \cdot (1 - Y^2)$$

(4.4.2-13)

Suivant l'axe X, tel que Y=0, cette relation se simplifie et nous déduisons l'énergie Axiale :

$$E_{dSA} = 4 \cdot \int_0^{e+1} E_d(X) dX = 2 \cdot q_0 \cdot a^2 \cdot \pi \cdot e = 2 \cdot q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot D \quad (4.4.2-14)$$

que l'on peut aussi exprimer par :  $E_{dSA} = \frac{Q_s \cdot e}{3}$ . (4.4.2-15)

A partir de cette partition des distributions, on distingue l'énergie dissipée dans le domaine non exposé (I-X) de celle dissipée dans le domaine exposé (III-X).

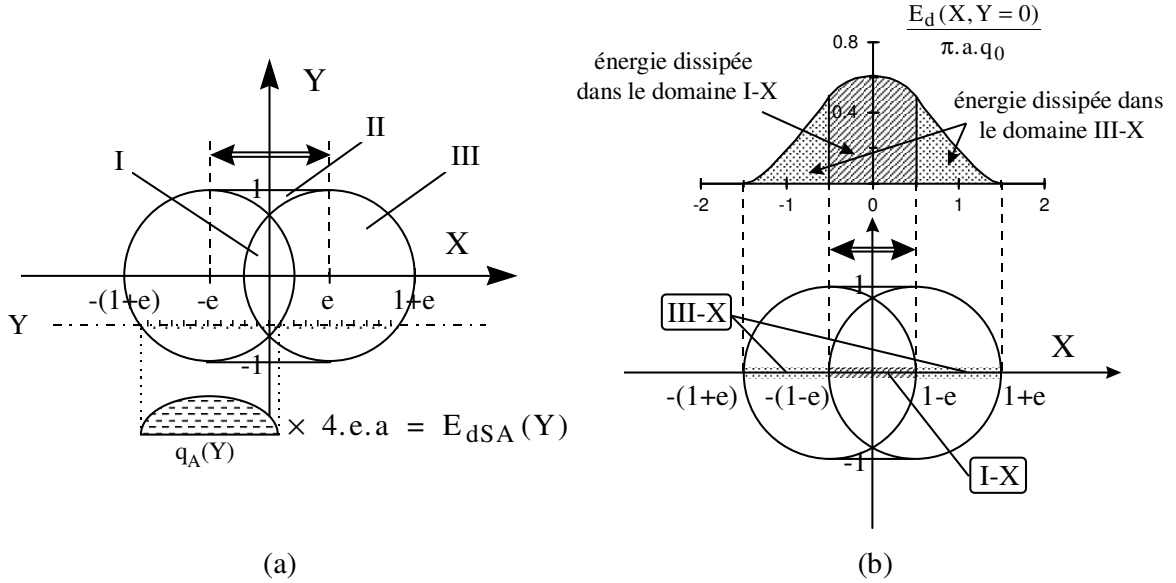


Figure 4-24 : (a): Détermination de l'énergie intégrée suivant l'axe parallèle à X à l'ordonnée Y ;(b): Représentation des énergies intégrées Axiale (Y=0) dissipée dans les domaines I et III.

En intégrant les relations 4.4.2-9 et 4.4.2-10 dans leurs intervalles de définition, on obtient l'énergie intégrée dissipée dans le domaine I-X (Figure 4-24b),

$$E_{dSA}(|X| \leq 1-e) = 2 \cdot a^2 \cdot q_0 \cdot \left[ \frac{\cos^3(\text{Arcsin}(1-2e))}{3} + \frac{\pi}{2} - (1-2e) \cdot \text{Arcsin}(1-2e) - 2 \sqrt{e(1-e)} \right] \quad (4.4.2-16)$$

et l'énergie intégrée dissipée dans le domaine III-X (Figure 4-24b):

$$E_{dSA}(1-e \leq |X| \leq e+1) = 2 \cdot a^2 \cdot q_0 \cdot \left[ - \frac{\cos^3(\text{Arcsin}(1-2e))}{3} - \frac{\pi}{2} + (1-2e) \cdot \text{Arcsin}(1-2e) + 2 \sqrt{e(1-e)} + \pi e \right] \quad (4.4.2-17)$$

En sommant ces deux énergies linéiques, nous retrouvons la quantité totale donnée par la relation précédente (K=1) :

$$E_{dSA}(Y) = 2 \cdot q_0 \cdot K^2 \cdot a^2 \cdot \pi \cdot e = 2 \cdot q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot D \quad (4.4.2-18)$$



Analyse suivant la direction Y : ( $E_{dSL}$ )

L'analyse linéaire est transposée selon la direction orthogonale Y. Cette description est intéressante dans le sens où la plupart des profils d'usure sont réalisés suivant la direction orthogonale (Latérale). La comparaison avec les très nombreux résultats rencontrés dans la littérature se trouve facilitée. Contrairement à l'analyse dans la direction X, l'énergie intégrée suivant l'axe Y présente différentes expressions en fonction de l'abscisse considérée.

Comme le montre la Figure 4-25, l'énergie Latérale intégrée à l'abscisse X tel que  $|X| \leq 1 - e$  est

$$\text{égale à : } E_{dSL}(X) = \frac{2 \cdot \pi \cdot q_0 \cdot a^2}{3} \cdot \left( e \cdot (3 - e^2 - 3 \cdot X^2) \right), \quad (4.4.2-19)$$

par contre pour une abscisse telle que  $1 - e \leq |X| \leq 1 + e$ , l'énergie Latérale intégrée est

$$\text{exprimée par : } E_{dSL}(X) = \frac{\pi \cdot q_0 \cdot a^2}{3} \cdot (1 + e - X^2)^2 \cdot (2 - e + |X|). \quad (4.4.2-20)$$

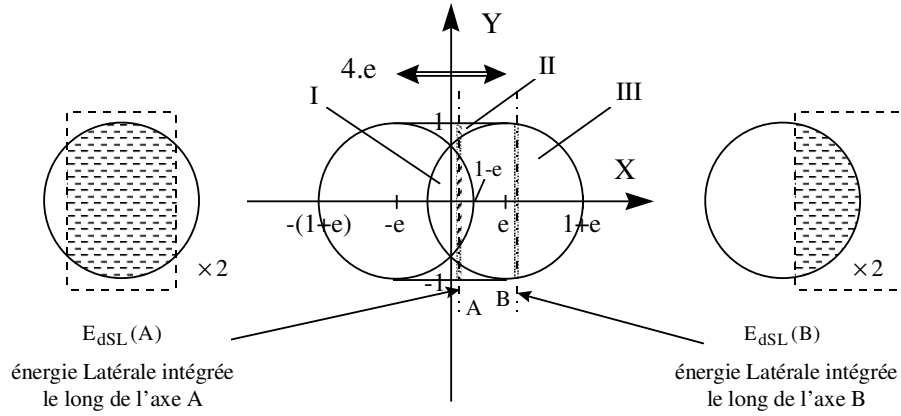


Figure 4-25 : Illustration du calcul de l'énergie intégrée suivant la direction orthogonale pour deux abscisses différentes durant un cycle de glissement total ( $e < 1$ ).

**Analyse suivant l'axe Y (Latéral) ( $X=0$ )**

Pour le cas particulier de l'axe Latéral ( $X=0$ ), les énergies intégrées respectivement dans le domaine caché (I-Y) et le domaine exposé (II-Y) sont successivement exprimées par :

$$(I-Y) \quad E_{dSL}(|Y| \leq (1 - e)^{1/2}) = \frac{2 \cdot \pi \cdot q_0 \cdot a^2}{3} \cdot \left( \sqrt{1 - e^2} \cdot (2 + e^2) + e(3 - e^2) - 2 \right), \quad (4.4.2-21)$$

$$(II-Y) \quad E_{dSL}((1 - e)^{1/2} \leq |Y| \leq 1) = \frac{2 \cdot \pi \cdot q_0 \cdot a^2}{3} \cdot \left( 2 - \sqrt{1 - e^2} \cdot (2 + e^2) \right). \quad (4.4.2-22)$$

La somme de ces deux énergies donne l'expression pour  $X=0$  :

$$E_{dSL} = \frac{2 \cdot \pi \cdot a^2 \cdot q_0}{3} \cdot \left( e(3 - e^2) \right), \quad (4.4.2-23)$$

que l'on peut aussi exprimer en fonction de la force tangentielle de glissement puisque :

$$Ed_{SL} = Q_s \cdot (e(3 - e^2)) . \quad (4.4.2-24)$$

L'analyse locale et l'intégration suivant l'axe Axial ou Latéral nous ont permis de séparer la quantité d'énergie dissipée dans le domaine caché (I) de la quantité dissipée dans les zones du contact ayant été exposées à l'air durant le glissement (II&III).

Cet aspect apparaît intéressant pour mesurer par exemple l'effet de l'environnement sur les mécanismes d'oxydation, de dégradation, ou même sur la structure du troisième corps.

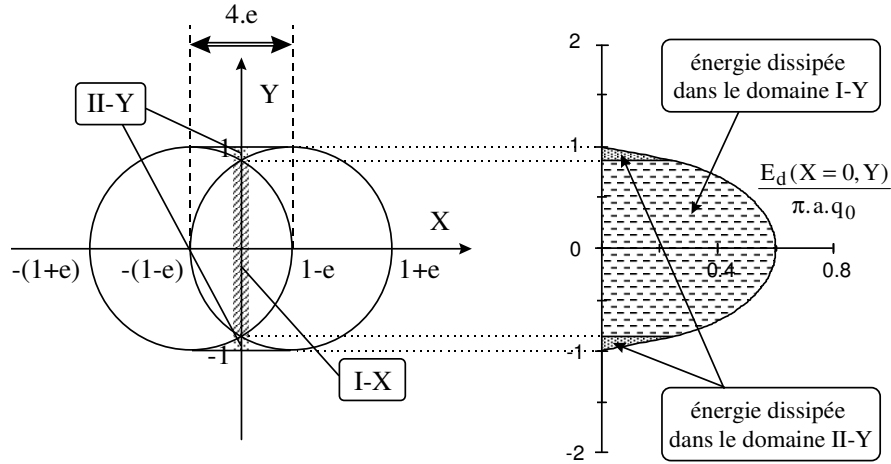


Figure 4-26 : Représentation des énergies Latérales (Y) dissipées dans le domaine I et II.

#### 4.4.2.1.4 Distribution de l'énergie totale

Nous étendons l'intégration de la formulation locale à l'ensemble du contact en faisant la dichotomie entre la quantité d'énergie dissipée dans la zone non exposée (I) et celle dissipée dans les domaines exposés à l'air (II&III).

Indépendamment de la situation (glissement total ou glissement alterné), l'énergie totale dissipée durant un cycle est égale à :  $E_d = \frac{8}{3} \cdot q_0 \cdot \pi \cdot a^3 \cdot e = \frac{8}{3} \cdot q_0 \cdot \pi \cdot a^2 \cdot D$  . (4.4.2-25)

On exprime aussi cette quantité en fonction de la force tangentielle en glissement et de l'amplitude de glissement relatif D. On remarque aussi qu'elle peut être associée à l'énergie Axiale :

$$E_d = 4 \cdot Q_s \cdot D = \frac{4}{3} \cdot a \cdot E_{dSA} . \quad (4.4.2-26)$$

L'énergie dissipée dans le domaine non exposé (I), est définie par la double intégrale :

$$E_d(I) = 4 \cdot \int_0^{(1-e^2)^{1/2}} \int_0^{-e+(1-Y^2)^{1/2}} E_d(X, Y) dX \cdot dY . \quad (4.4.2-27)$$

qui se simplifie et donne la relation fonction de K soit :

$$E_d(I) = 4 \cdot q_0 \cdot a^3 \cdot \int_e^1 \frac{K^4}{(1-K^2)^{1/2}} \left[ \frac{\pi}{2} - \left( \frac{K-2 \cdot e}{K} \right) \cdot \text{Arcsin} \left( \frac{K-2 \cdot e}{K} \right) - \left( 1 - \left( \frac{K-2 \cdot e}{K} \right)^2 \right)^{1/2} \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \cdot \left( 1 - \left( \frac{K-2 \cdot e}{K} \right)^2 \right)^{3/2} \right] \cdot dK \quad (4.4.2-28).$$

L'énergie complémentaire dissipée dans les domaines exposés (II&III) est tout simplement déduite de la différence :  $E_{di}(II\&III) = E_d - E_d(I)$ . (4.4.2-29)

Grâce à ces formulations nous pouvons quantifier les effets de l'environnement en découplant les énergies dissipées en fonction de l'exposition ou non à l'atmosphère. Ces aspects permettent de mesurer l'influence de l'énergie interfaciale comme activateur de la dégradation ainsi que des processus d'oxydation. Il est probable que des effets de couplage apparaissent auquel cas, une étude paramétrique permettrait d'en mesurer l'importance.

#### 4.4.2.2 CONTACT EN GLISSEMENT ALTERNE ( $e > 1$ )

La différence entre les domaines non exposés et ceux exposés à l'atmosphère durant le glissement disparaît lorsque l'amplitude imposée devient suffisamment grande pour que toute la surface soit présentée à l'atmosphère durant le déplacement. Comme pour le cas du glissement total en fretting, nous allons expliciter les différentes formulations des énergies dissipées locales, linéiques et surfaciques. Le domaine caché I disparaît, seuls restent les domaines II et III.

##### 4.4.2.2.1 Distribution de l'énergie locale

La Figure 4-27a représente les deux domaines étudiés alors que la Figure 4-27b schématise la détermination de l'énergie locale dissipée durant le cycle.

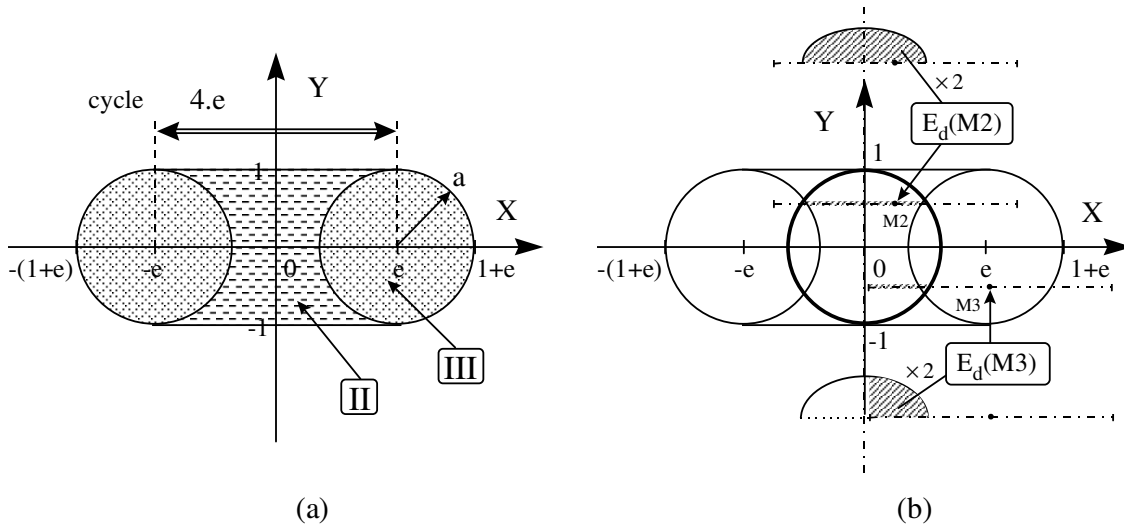


Figure 4-27: (a): Représentation des différents domaines en glissement alternatif ( $e \geq 1$ ); (b): Illustration du calcul de l'énergie locale dissipée durant un cycle en glissement alternatif.

Nous déduisons que les expressions des énergies de chacun des domaines respectifs sont identiques à celles explicitées durant l'analyse en fretting en glissement total. Seule la définition des domaines est modifiée :

- pour le domaine (II) explicité par la relation : ( $|Y| \leq 1$  et  $|X| \leq e - K$ ) l'expression de l'énergie de cisaillement dissipée localement est donnée par la relation (4.4.2-5),

$$E_d(X, Y) = q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot K^2 = q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot (1 - Y^2).$$

- pour l'énergie dissipée dans le domaine (III) tel que ( $|Y| \leq 1$  et  $e - k \leq |X| \leq e + K$ ), la relation (4.4.2-6) donne,

$$E_d(X, Y) = q_0 \cdot a \cdot \left( K^2 \cdot \left( \frac{\pi}{2} - \text{Arcsin} \left( \frac{|X| - e}{K} \right) \right) - (|X| - e) \cdot \sqrt{K^2 - (|X| - e)^2} \right).$$

On montre donc que les expressions des énergies locales dans les domaines II et III sont rigoureusement identiques pour les deux conditions de glissement en Fretting et en glissement alterné, seule la définition des domaines est modifiée. La Figure 4-28 montre la distribution de l'énergie locale dissipée durant un cycle de glissement alterné pour un rapport de glissement  $e=1.5$ . Comme pour la condition de glissement total en fretting, le maximum de l'énergie locale est toujours observé au centre du contact, au point origine.

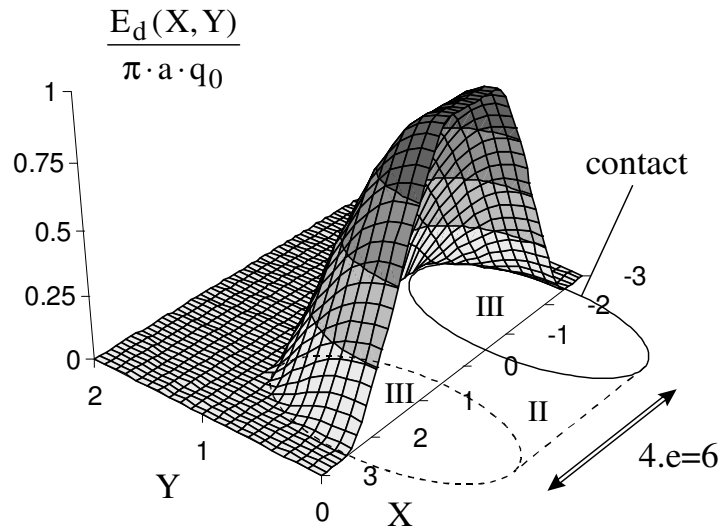


Figure 4-28 : Distribution pour un contact sphère/plan de l'énergie dissipée durant un passage en Glissement Alternatif,  $e > 1$  ( rapport de glissement :  $e=1.5$ ,  $L=4.e.a=6.a$ ).

Ainsi pour  $e > 1$  la valeur maximale  $E_{dh}$  est constante et égale à :  $E_{dh}(O) = q_0 \cdot a \cdot \pi$  (4.4.2-30).

Néanmoins ce maximum n'est plus ponctuel, mais s'étend suivant l'axe médian X dans tout le domaine II. Pour affiner cette observation, nous restreignons notre analyse locale aux axes principaux.

#### 4.4.2.2.2 Description de l'énergie locale suivant les axes principaux

L'analyse de l'énergie locale suivant les axes principaux est directement déduite de l'analyse en glissement total. On retrouve les deux domaines (II-X et III-X) de l'axe X (Figure 4-29a) où pour (II-X)  $|X| \leq 1 - e$  et  $Y = 0$ , l'énergie locale est constante, égale au maximum  $E_{dh}(X) = q_0 \cdot a \cdot \pi$ .

On montre donc que le maximum de l'énergie dissipée, constant quelle que soit l'amplitude imposée, est distribué suivant l'axe X dans un domaine centré sur l'origine tel que  $|X| \leq 1 - e$ . Dans le domaine complémentaire défini par (III-X)  $1 - e \leq |X| \leq 1 + e$  et  $Y = 0$  on retrouve la relation précédente (4.4.2-10) :

$$E_d(X) = q_0 \cdot a \cdot \left( \frac{\pi}{2} - \left( \text{Arc sin}(|X| - e) + (|X| - e) \sqrt{1 - (|X| - e)^2} \right) \right).$$

L'analyse suivant l'axe orthogonal Y est indépendante de la valeur de l'amplitude ( $e > 1$ ). Le travail interfacial est caractérisé par le double balayage dans sa totalité de la demi ellipsoïde du cisaillement Hertzien. Seul le domaine (II) est considéré, nous obtenons la relation (4.4.2-12)

$$(II-Y) \quad |Y| \leq 1 \text{ et } X = 0 \text{ avec } E_d(Y) = q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot (1 - Y^2).$$

La Figure 4-29b représente l'évolution de la distribution de l'énergie locale suivant l'axe axial et orthogonal en fonction du rapport de glissement « e ». La distribution Latérale reste totalement inchangée alors que l'on confirme l'extension globale de la distribution Axiale ainsi que celle du domaine où agit le maximum (II-X).

Nous confirmons donc que pour une condition de glissement alternatif telle que  $e > 1$ , le maximum de l'énergie locale dissipée est constant, seul son domaine d'application le long de l'axe X augmente avec la valeur du rapport de glissement « e ».

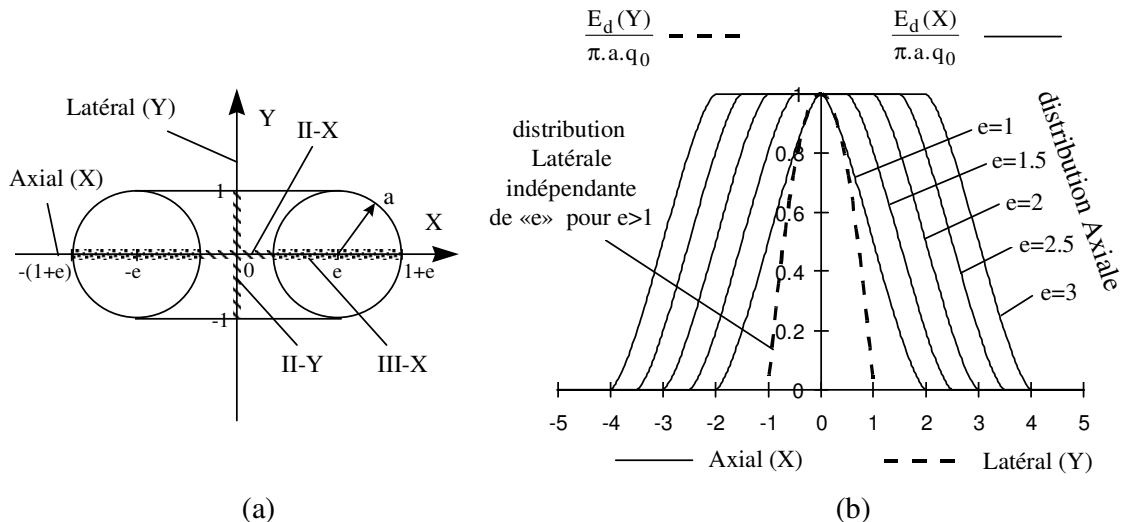


Figure 4-29 : (a): Représentation des différents domaines des axes principaux Axial et Latéral; (b): Distributions de l'énergie locale durant un cycle de glissement alterné le long des axes Axial (X) et Latéral (Y) pour différentes valeurs du rapport de glissement « e ».

#### 4.4.2.2.3 Distribution de l'énergie linéaire

A partir de l'analyse locale, on détermine les différentes énergies intégrées suivant les directions principales.

##### Analyse suivant la direction X : ( $E_{dSA}$ )

L'expression de l'énergie intégrée suivant un axe parallèle à X situé à l'ordonnée Y est identique à la relation obtenue en condition de Fretting en glissement total (4.4.2-13) :

$$E_{dSA}(Y) = 2 \cdot q_0 \cdot K^2 \cdot a \cdot \pi \cdot e = 2 \cdot q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot e \cdot (1 - Y^2) \text{ tant que } Y < 1.$$

Pour le cas particulier de l'axe axial, on sépare l'énergie dissipée dans le domaine I-X du domaine III-X soit respectivement :

$$E_{dSA}(|X| \leq e - 1) = 2 \cdot a^2 \cdot q_0 \cdot \pi \cdot (e - 1) \quad \text{et} \quad E_{dSA}(e - 1 \leq |X| \leq e + 1) = 2 \cdot a^2 \cdot q_0 \cdot \pi.$$

On retrouve bien l'énergie Axiale totale soit :  $E_{dSA} = 2 \cdot q_0 \cdot a \cdot \pi \cdot D$ .

##### Analyse suivant la direction Y : ( $E_{dSL}$ )

L'énergie intégrée suivant la direction Y à l'abscisse X sera différente dans les deux domaines puisque pour tout X du domaine I-X tel que  $|X| \leq e - 1$  on détermine une énergie intégrée constante :

$$E_{dSL} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot a^2 \cdot q_0 = 2 \cdot Q_s \quad (4.4.2-31)$$

Alors que pour tout X défini dans le domaine II-X soit  $e - 1 \leq |X| \leq e + 1$ , l'énergie correspondante sera exprimée par la relation correspondante (4.4.2-20):

$$E_{dSL}(X) = \frac{\pi \cdot q_0 \cdot a^2}{3} \cdot (1 + e - X^2)^2 \cdot (2 - e + |X|),$$

l'énergie dissipée intégrée suivant l'axe Axial ( $Y=0$ )  $E_{dSL}$ , est identique à la relation (4.4.2-31)

#### 4.4.2.2.4 Distribution de l'énergie totale

En glissement alternatif toute la surface est exposée aussi nous ne différencions pas la distribution en fonction des domaines. On retrouve l'expression générale (4.4.2-26).

$$E_d = \frac{8}{3} \cdot q_0 \cdot \pi \cdot a^3 \cdot e = \frac{8}{3} \cdot q_0 \cdot \pi \cdot a^2 \cdot D = 4 \cdot Q_s \cdot D$$

#### 4.4.3 EVOLUTION DES PARAMETRES EN FONCTION DU RAPPORT DE GLISSEMENT.

Nous étudions l'évolution des différentes variables énergétiques en fonction du rapport de glissement « e » pour les deux conditions de glissement total et alternatif.

La Figure 4-30 montre que l'énergie totale ( $E_d$ ) et l'énergie intégrée Axiale ( $E_{dSA}$ ) augmentent continûment avec l'amplitude du glissement quelle que soit la condition de glissement. Cette linéarité est par ailleurs démontrée par la relation (4.4.2-26) qui relie ces deux variables.

Par contre, l'énergie intégrée latérale ( $E_{dSL}$ ) et le maximum de densité d'énergie ( $E_{dh}$ ), présentent une évolution asymptotique qui tend vers un maximum à la transition lorsque « e=1 ». En supposant une relation de proportionnalité entre l'énergie interfaciale dissipée et la dégradation du matériau, ces évolutions indiquent que le volume usé ainsi que l'aire déduite

du profil Axial de la trace d'usure augmentent proportionnellement avec l'augmentation de l'amplitude du glissement. Par contre, la profondeur maximale ainsi que la surface usée déduite du profil latéral progressent tant que le rapport de glissement est inférieur à 1 mais restent constantes dès que la condition de glissement alternatif est atteinte ( $e \geq 1$ ).

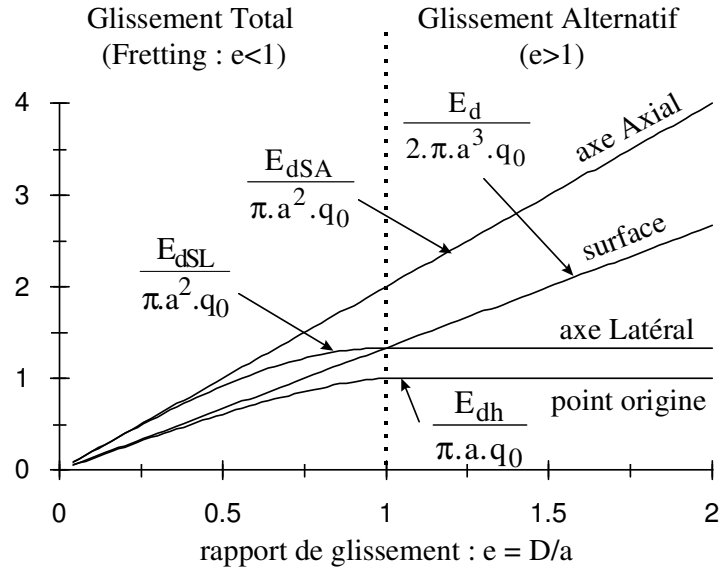


Figure 4-30 : Evolution des différentes grandeurs énergétiques durant un cycle en fonction du rapport de glissement « e ».

Ces résultats pourront être discutés face aux résultats expérimentaux présentés dans ce travail, nous disposons désormais des outils permettant cette comparaison quantitative.

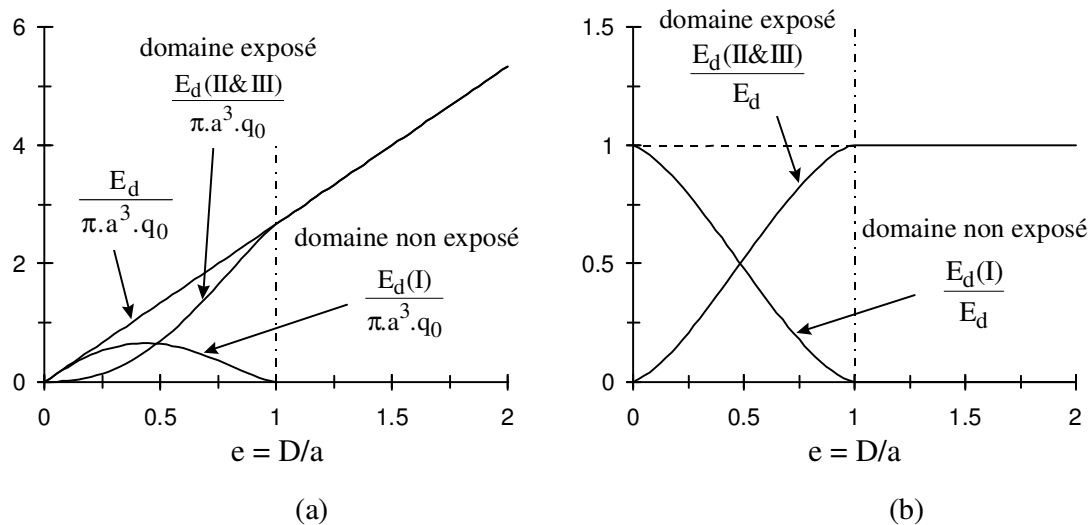


Figure 4-31 : Evolutions de l'énergie dissipée dans le domaine non exposé (I) et les domaines exposés (II et III) ; (a): Variations absolues ; (b): Variations relatives.

Nous ne considérons jusqu'à présent que l'aspect énergétique global pour quantifier la dégradation. Cependant, le découplage entre les énergies dissipées dans les zones non exposées (I,II) ou exposées (III), permet d'envisager une étude plus approfondie des effets de l'atmosphère.

Nous exploitons les différentes relations de façon à visualiser l'évolution de la partition des énergies dans chacun des domaines en fonction du paramètre de glissement « e ».

La Figure 4-31 montre la distribution absolue et relative des énergies dissipées dans la surface exposée et non exposée de la surface frottée. Nous notons que la proportion dissipée dans le domaine non exposé est d'autant plus importante que le rapport de glissement « e » est faible.

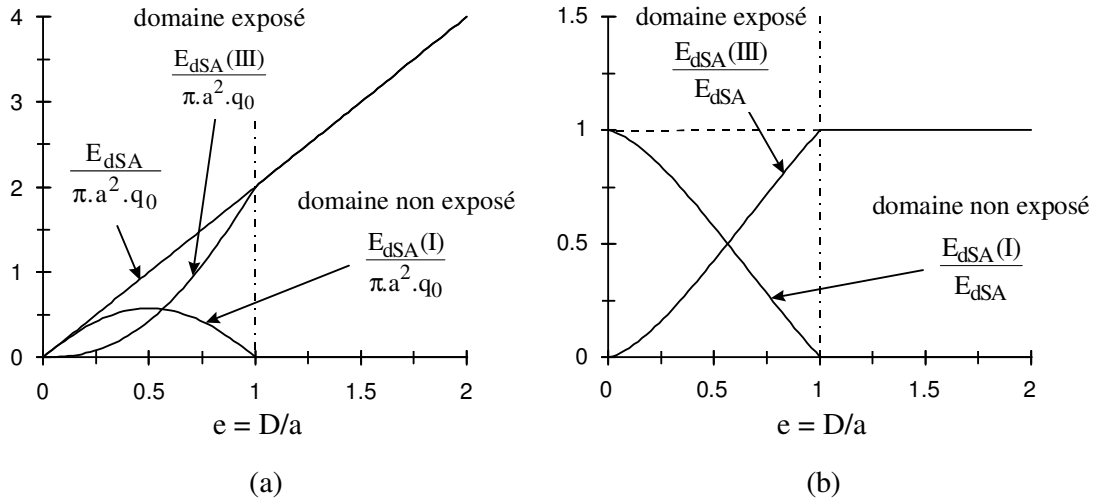


Figure 4-32 : Evolutions des énergies Axiales dissipées dans le domaine non exposé (I-X) et le domaine exposé (III-X); (a): Variations absolues; (b): Variations relatives.

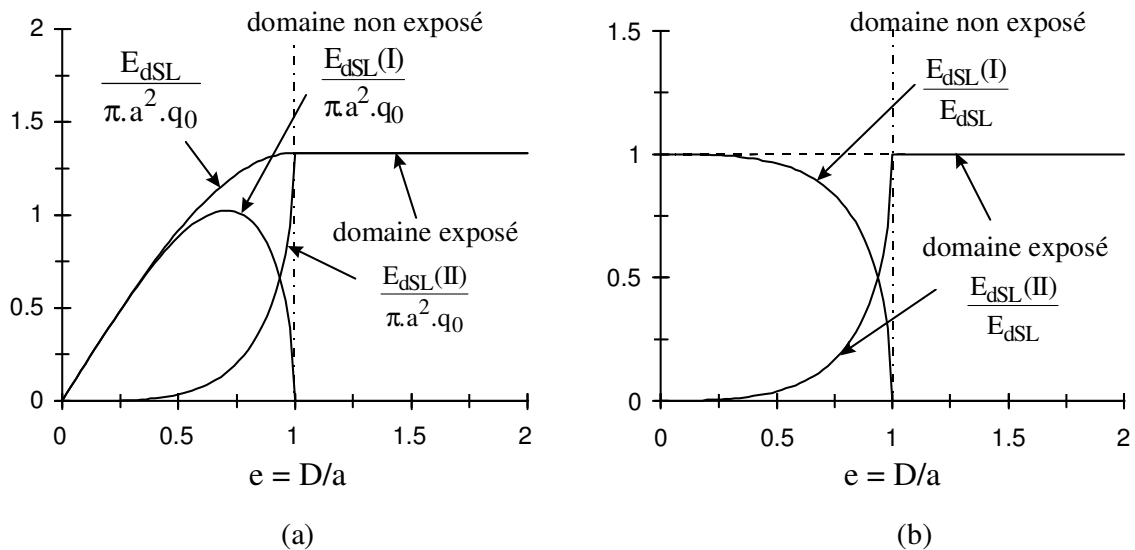


Figure 4-33 : Evolutions des énergies Latérales dissipées dans le domaine non exposé (I-Y) et le domaine exposé (III-Y) ; (a): Variations absolues ; (b): Variations relatives.



Il apparaît que la quantité d'énergie dissipée dans les domaines exposés ne dépasse celle introduite dans le domaine caché que lorsque le rapport de glissement «  $e$  » devient supérieur à 0.48. Nous remarquons enfin une continuité de l'évolution notamment à la transition de glissement relatif ( $e=1$ ).

Cette dichotomie peut tout aussi bien être transposée au deux autres variables que sont l'énergie intégrée Axiale et Latérale.

Les Figures 4-32 et 4-33 montrent l'évolution absolue et relative des quantités d'énergies intégrées suivant l'axe X dans les domaines respectifs (I-X) et (III-X) et la distribution Latérale des énergies dissipées dans les domaines (I-Y) et (II-Y) correspondants.

Nous confirmons les tendances précédemment observées pour l'approche énergétique globale; en particulier la quantité d'énergie intégrée dans le domaine non exposé sera supérieure à celle introduite dans le domaine externe exposé tant que «  $e$  » restera inférieur à 0.57 et 0.93 respectivement pour la distribution Axiale et Latérale. Ces limites sont sensiblement supérieures à celles établies pour l'énergie totale. Ainsi, s'il existe un couplage synergique entre l'énergie dissipée mécanique et des interactions physico-chimiques contrôlées par l'atmosphère ambiante, cet effet sera maximal pour les grands débattements, proches de la transition. Plus l'amplitude imposée sera faible et plus l'effet induit par l'atmosphère sera diminué. Bien sûr, cette constatation part du principe que la surface maintenue cachée ne soit jamais atteinte par les effets de l'atmosphère. Même si cette hypothèse est loin d'être vérifiée, on peut supposer que les mécanismes de physisorption et chimisorption y seront diminués.

#### 4.4.4 SYNTHÈSE

Nous avons explicité sous une forme analytique simple les énergies associées au travail du cisaillement interfacial au cours du glissement. La formulation générale, définie sur trois niveaux d'observation que sont l'aspect ponctuel, linéique et surfacique, a été transposée au cas du contact sphère plan glissant. En fonction de la condition de glissement relatif caractérisée par le rapport de glissement «  $e$  », nous avons pu établir des paramètres énergétiques capables d'être associés aux grandeurs définissant la dégradation exposées précédemment (maximum de profondeur usée, surface intégrée du profil, volume d'usure). Cette approche énergétique est complétée par une étude séparant l'énergie introduite dans le domaine non exposé de celle dissipée dans les domaines externes exposés à l'atmosphère environnante. Alors, il devient possible d'évaluer l'influence des processus physico-chimiques dans la dégradation des surfaces et de mettre en évidence des effets de couplage entre ces facteurs.

**4.5 ANALYSE EXPERIMENTALE DE L'USURE PAR FORMATION DE DEBRIS EN GRANDS DEBATTEMENTS**

Nous étudions la dégradation engendrée par des amplitudes de débattement très importantes. Contrairement au régime de glissement partiel, le processus dominant de dégradation est habituellement associé à une usure par enlèvement de matière, générée par la dégradation progressive du matériau. Parallèlement à l'évaluation des différents développements théoriques que nous avons exposés, l'étude a pour objectif de comparer le comportement de l'acier à outil SC 6-5-2 et du revêtement TiN.

**4.5.1 CARACTERISTIQUES DES MATERIAUX TESTES**

Les matériaux étudiés sont les mêmes que ceux étudiés lors de l'amorçage en glissement partiel (paragraphe 3.4.2, annexe A1). Comme pour l'étude en glissement partiel, le contre-corps est une bille d'alumine ( $R^*=12.7\text{mm}$ ) (annexe 1 (A1.2.2)). Nous rappelons les motivations de ce choix, en premier lieu une usure beaucoup plus faible qu'une bille d'acier, et surtout aucune présence de transferts adhérents dans la zone frottée. Ce dernier point est particulièrement important puisque l'approche quantitative que nous cherchons à développer consiste à évaluer le volume de matière dégradé à partir du volume d'usure. La présence de transferts métalliques adhérents dans le contact métal-métal empêche cette détermination et limite notre analyse. Pour vérifier la condition de glissement pur nous appliquons des amplitudes de débattement supérieures à  $\pm 25 \mu\text{m}$  jusqu'à  $\pm 200 \mu\text{m}$  pour une fréquence de 5 Hz. On considère quatre niveaux de débattement  $\delta_{*m}(\mu\text{m}) = 25, 50, 75, 100$  et pour chacun d'eux, nous appliquons quatre efforts normaux différents  $P(N) = 50, 100, 150, 200$ .

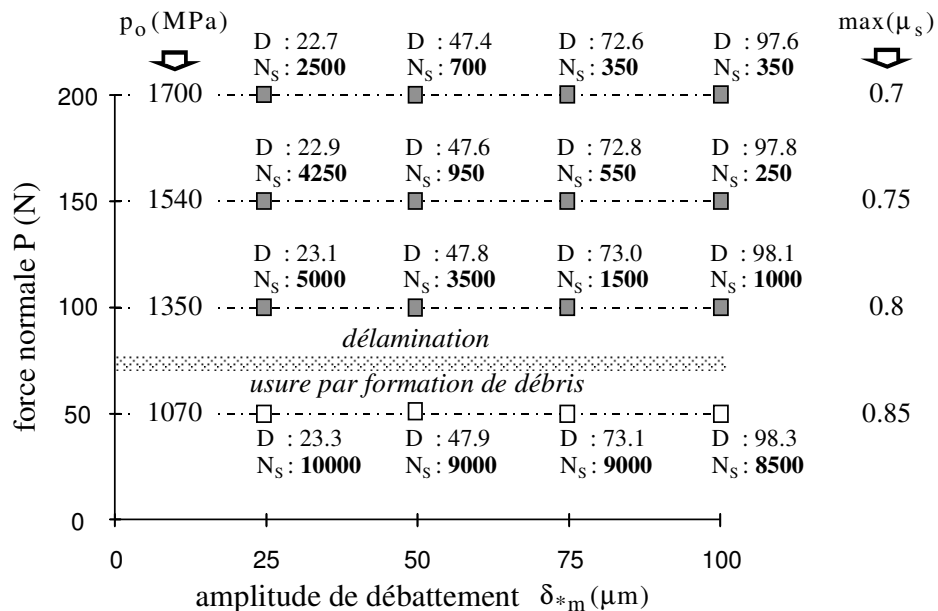


Figure 4-34 : Conditions de sollicitation ( $N_s$  : nombre de cycles avant percement du substrat ;  $D$  : amplitude du glissement relatif;  $\max(\mu_s)$  : valeur maximale du coefficient de frottement moyen mesuré avant la rupture.

Nous disposons donc d'une matrice de 16 conditions différentes. Pour chacune de ces conditions nous appliquons un nombre progressif de 100 à 10000 cycles (Figure 4-34). Tous les essais ont été réalisés en atmosphère ambiante avec une humidité relative mesurée comprise entre 30 et 40%. La condition d'arrêt de l'essai et surtout celle définissant la délimitation du nombre de cycles appliqués pour notre étude est le temps de maintien du revêtement. En effet, dès lors que le substrat est atteint, le comportement tribologique du contact est totalement modifié et aucune comparaison entre les systèmes revêtu et non revêtu n'est plus possible.

Nous étudions donc en premier lieu le comportement du système revêtu. Nous résumons les conditions de sollicitation dans le graphe et reportons aussi le nombre de cycles avant percement du substrat. En fonction de l'effort normal appliqué, on fait apparaître deux mécanismes de dégradation. Pour les faibles chargements, le substrat est atteint par usure progressive avec formation et élimination de débris essentiellement des oxydes de titane (Singer I.L. et al., 1991), (Mohrbacker, H. et al., 1995). Ce mécanisme correspond assez bien à notre approche énergétique impliquant des processus mécano-tribo-chimiques où le concept de l'énergie dissipée trouve sa justification en tant que facteur d'activation du processus. Le substrat est généralement atteint après un nombre de cycles supérieur à 5000.

Pour les efforts normaux plus élevés, on observe un écaillage catastrophique du dépôt que nous appellerons délamination. Nous étudions en premier lieu ce phénomène avant de plus amplement décrire le processus d'usure par formation de débris.

#### 4.5.2 ANALYSE DU PROCESSUS DE DELAMINATION DU REVETEMENT TiN

##### 4.5.2.1 ANALYSE EXPERIMENTALE

L'écaillage du dépôt (délamination) correspond à une rupture brutale au niveau de l'interface entre le substrat et le dépôt. Il s'agit d'un processus rapide et cependant très reproductible. Les essais réalisés nous permettent d'encadrer assez précisément pour chaque condition le nombre critique de cycles correspondants à la délamination.

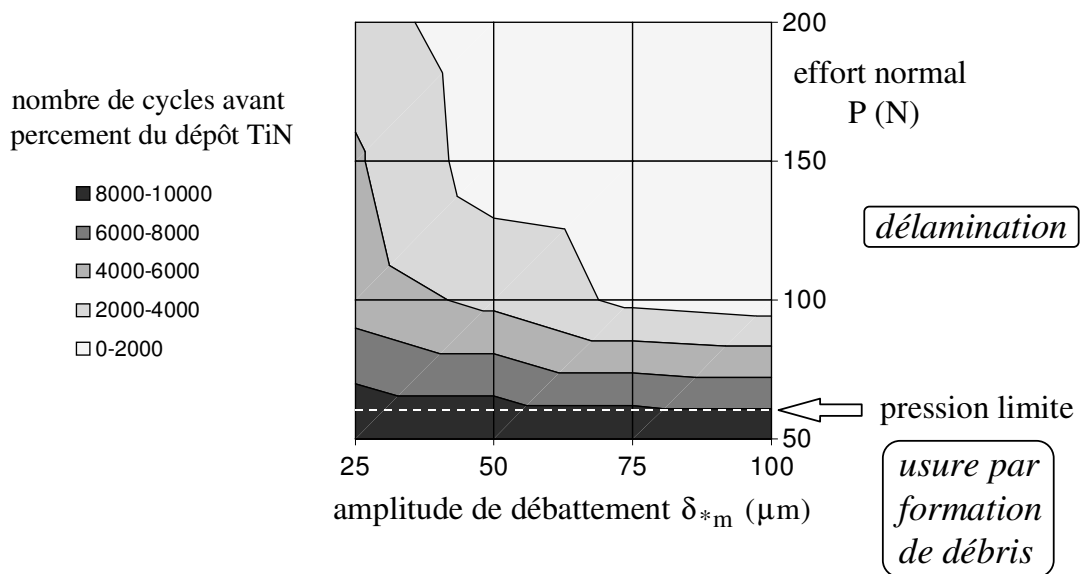


Figure 4-35 : Evolution des iso-nombres de cycles avant percement du dépôt en fonction de l'effort normal et du débattement imposé.

Les Figures 4-35 et 4-36 tracent l'évolution des iso-nombres de cycles de délamination en fonction du glissement relatif et de l'effort normal appliqué. Nous mettons très clairement en évidence une évolution asymptotique qui tend vers un seuil : en dessous d'une pression limite on n'observe plus de délamination. L'apparition de la délamination est d'autant plus rapide que l'effort normal est élevé. L'augmentation du débattement accélère encore ce processus. Nous illustrons l'influence combinée des deux paramètres en traçant l'équivalent de courbes de Wöhler en fonction de l'effort normal et du débattement.

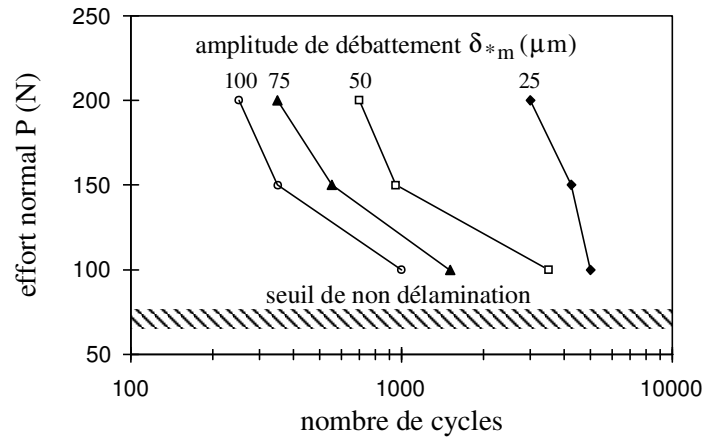


Figure 4-36 : Evolution du nombre de cycles correspondant à la délamination du dépôt en fonction de l'effort normal et du débattement imposé.

La Figure 4-37 où sont représentés les profils et le cliché de la surface après délamination, indiquent que les premiers dommages sont observés au centre du contact et non sur les bords comme ce fut le cas pour l'amorçage en glissement partiel. Le substrat mis à jour fait apparaître une déformation plastique importante illustrant l'aspect catastrophique du phénomène.

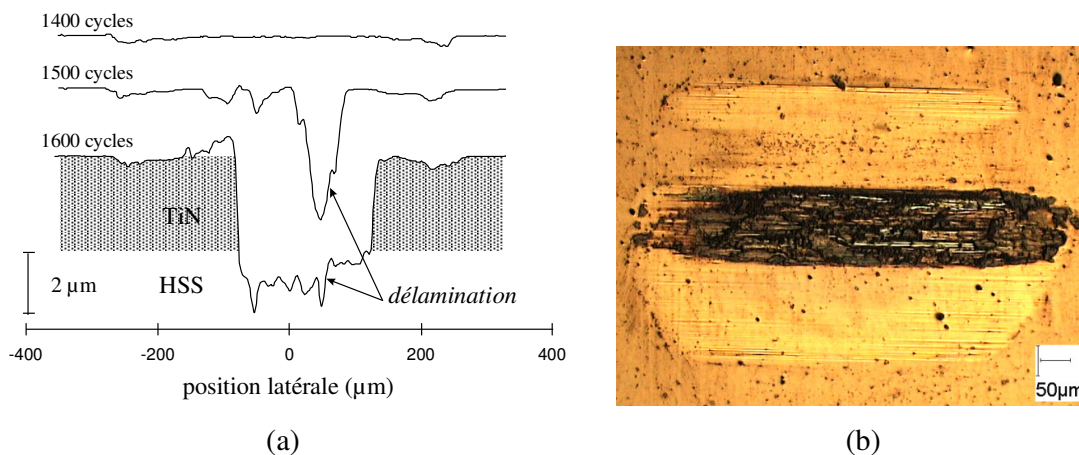


Figure 4-37 : (a): Evolution du contact en fonction du nombre de cycles ( $P=100\text{ N}$ ,  $\delta_{*m} = 75\mu\text{m}$ ), apparition soudaine de la délamination vers 1500 cycles; (b): Observation en surface du contact après délamination ( $P=150\text{ N}$ ,  $\delta_{*m} = 100\mu\text{m}$ , 300 cycles).

La dégradation apparaît après un nombre restreint de cycles, nous sommes en présence d'un mécanisme de type oligocyclique. On justifie ainsi une approche fatigue de type Manson-Coffin où le processus de dégradation peut être associé à une déformation plastique cumulée. La dégradation apparaît en sous-couche, les essais interrompus juste avant la décohésion du revêtement ne laissant apparaître aucune dégradation perceptible en surface.

Nous résumons les différents aspects de ce processus :

- les premiers dommages apparaissent au centre du contact en sous couche au niveau de l'interface entre le dépôt et le substrat. Ils correspondent à une déformation plastique importante du substrat.
- l'apparition du phénomène est accélérée par l'augmentation de la pression Hertzienne et du glissement relatif,
- nous mettons en évidence un seuil de pression au dessous duquel, quel que soit le débattement imposé, le mécanisme de délamination n'apparaît pas.

#### 4.5.2.2. *SYNTHESE ET DISCUSSION*

Pour mieux appréhender ce mécanisme nous nous référons à différents résultats bibliographiques couplant l'analyse élastique et élastoplastique du contact cylindre/plan glissant avec un indenteur rigide. Nous considérons les remarques précédemment introduites sur l'effet d'un dépôt rigide très mince comme celui que nous testons. Trois critères ont été proposés pour quantifier l'initiation d'une fissuration à l'interface substrat-interface, un critère énergétique, un critère de déformation local et un critère associé aux contraintes locales. Parmi ces trois, Tian H. et Saka N. (1991) considèrent que la déformation locale semble la mieux adaptée. Toujours suivant ces auteurs, lorsque la déformation à l'interface est supérieure à un certain seuil, des mécanismes de décohésion apparaissent. Ils montrent que la déformation de cisaillement est la plus représentative. C'est en effet aux déformations par cisaillement que les mécanismes de plastification sont le plus souvent associés. Mervin J.E. et Johnson K.L. (1963) montrent que l'apparition du dommage est fonction du nombre de cycles et qu'il est préférable de considérer la notion de déformation plastique cumulée. On retrouve indirectement le principe de Manson Coffin largement appliqué pour la fatigue à faible nombre de cycles. Enfin Komvopoulos K et al. (1987) indiquent, que si le déplacement relatif modifie relativement peu la distribution Hertzienne du chargement, il augmente très fortement le domaine plastifié du contact.

A partir de ces remarques nous pouvons expliquer les différents résultats expérimentaux obtenus. La délamination apparaît lorsque la déformation plastique cumulée due au cisaillement au niveau de l'interface est supérieure à un certain seuil. On comprend qu'en dessous d'une certaine valeur de pression Hertzienne, le comportement reste élastique, la déformation résiduelle est nulle, et par conséquent on n'observe pas de délamination.

Nous expliquons l'influence de l'effort normal qui engendre une extension du domaine plastifié et augmente l'intensité des déformations. L'accroissement du débattement engendre l'augmentation de la valeur cumulée de la déformation plastique mais surtout l'extension en sous couche du domaine altéré.

Pour correctement quantifier un tel mécanisme, une modélisation élastoplastique du contact s'impose. Elle peut être réalisée en modélisant le contact par éléments finis ou en utilisant les développements analytiques récents tels que les éléments de frontière. Il est cependant facile de vérifier si le seuil de délamination peut être associé à la limite de plasticité. Pour chaque niveau de chargement on calcule la pression Hertzienne et la mesure du coefficient de

frottement moyen nous permet d'estimer les valeurs maximales du Von Mises et du cisaillement.

P(N)	p <sub>0</sub> (Mpa)	max (μ <sub>s</sub> )	σ <sub>e max</sub> (MPa)	τ <sub>max</sub> (MPa)	σ <sub>e max</sub> /σ <sub>Y</sub>	τ <sub>max</sub> /τ <sub>Y</sub>
50	1070	0.85	1620	935	0.9	1.05
100	1350	0.8	1940	1110	1.1	1.25
150	1535	0.75	2090	1190	1.15	1.35
200	1700	0.7	2180	1235	1.2	1.4

$\sigma_Y = 1800 \text{ MPa}$  et  $\tau_Y = 900 \text{ MPa}$ , (annexe 1 : A1.1.3).

Tableau 4-1 : Approximation élastique des chargements imposés aux contacts.

Les résultats du tableau 4-1 confirment que le seuil de non délaminé est indirectement associé à la limite de plasticité du substrat. On montre par ce test de fretting, qu'il est nécessaire d'utiliser un substrat dur pour pleinement bénéficier des avantages d'un revêtement dur type TiN.

4.5.3 ASPECTS QUALITATIFS DE L'USURE PAR FORMATION DE DEBRIS

4.5.3.1 DEFINITION DES CONDITIONS ETUDIEES

Nous limitons notre étude aux conditions ne conduisant ni à la délaminé du dépôt ni au percement du dépôt. On distingue l'évolution de la dégradation induite par une augmentation du glissement (conditions A,B,C,D,E,F,G,H), de l'évolution engendrée par une augmentation de l'effort normal (conditions A,I,J,K) (Figure 4-38).

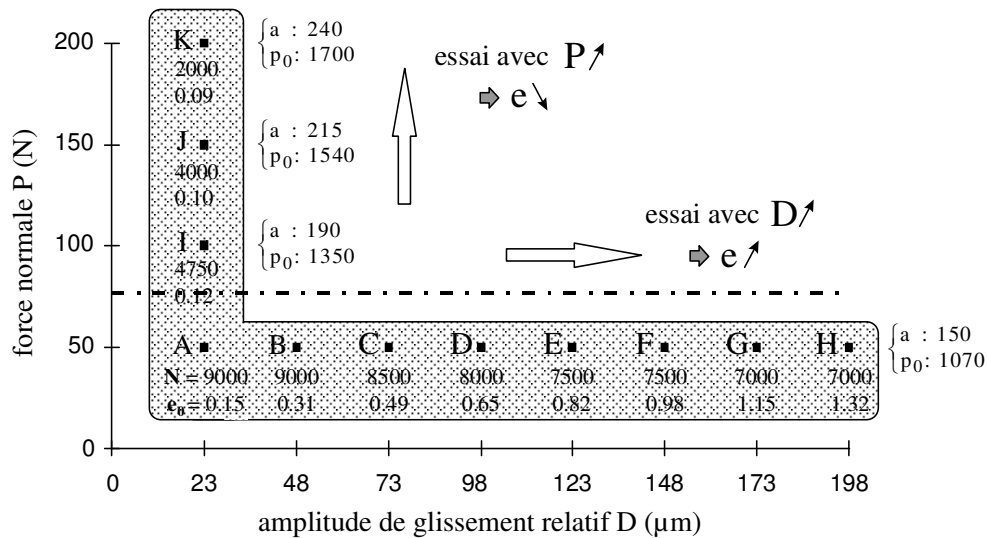


Figure 4-38 : Domaine d'analyse de l'usure par formation de débris : pour chaque point les valeurs correspondent au nombre maximum de cycles des essais réalisés « N », au rapport de glissement initial « e<sub>0</sub> », à la pression « p<sub>0</sub> » (MPa), au rayon du contact « a » (μm).

Ce dernier aspect est moins bien appréhendé en raison de la limitation induite par le processus de délaminé. Pour comparer la condition de glissement total en fretting (D < a) et en

glissement alterné ( $D > a$ ) nous augmentons l'amplitude de débattement au delà de 200  $\mu\text{m}$ . Le substrat et le dépôt TiN sont comparés pour des sollicitations similaires.

#### 4.5.3.2 COMPORTEMENT TRIBOLOGIQUE DES CONTACTS

La Figure 4-39 trace l'évolution du coefficient de frottement moyen  $\mu_s$  sur les 2000 premiers cycles pour les conditions extrêmes K,A et H.

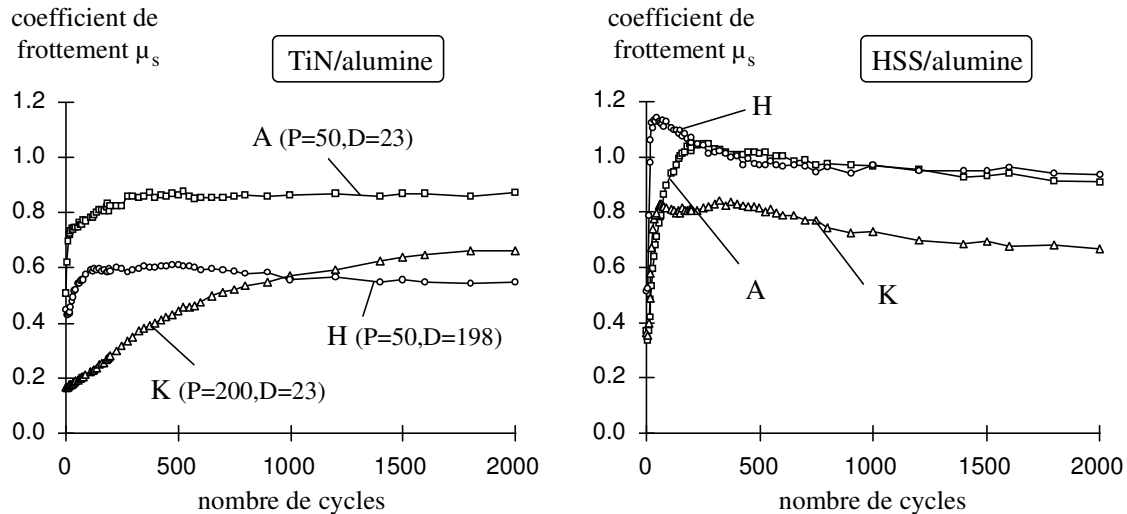


Figure 4-39: Evolutions du coefficient de frottement moyen  $\mu_s$  en fonction des conditions de sollicitation ( $P$  : Newtons,  $D$  : Microns)

Les deux tribosystèmes présentent des coefficients de frottement relativement élevés supérieurs à 0.5. Ils se caractérisent aussi par des évolutions différentes. Pour le contact TiN/alumine, nous enregistrons une augmentation progressive jusqu'à une valeur seuil, la période de transition est d'autant plus courte que l'effort normal est élevé. On remarque que le coefficient de frottement est d'autant plus faible si le débattement imposé est important.

Le contact impliquant le substrat (SC 6-5-2/alumine) montre un coefficient initial minimal identique pour les trois conditions K-A-H de l'ordre de 0.3, similaire à celui mis en évidence lors de l'identification du domaine de régime de glissement partiel (Figure 3-68).

Très rapidement celui-ci progresse pour atteindre un maximum parfois supérieur à 1 en seulement quelques dizaines de cycles. Ensuite, nous observons une décroissance progressive de la valeur qui se stabilise après 1500 cycles. La valeur stabilisée du coefficient de frottement est d'autant plus faible si l'effort normal imposé est élevé.

On retrouve l'évolution caractéristique du contact en glissement total décrite lors de l'analyse du glissement total. Les transferts initiaux augmentent très fortement les interactions entre les surfaces. Un lit de débris plus accommodant s'établit rapidement dans le contact et engendre une diminution du coefficient de frottement. On note que plus l'amplitude sera importante, plus les interactions seront intenses et par conséquent le contact : métal/troisième corps/transferts /alumine rapidement établi.

Nous confirmons qu'une augmentation de l'effort normal engendre une diminution du coefficient de frottement avec des valeurs pratiquement similaires pour  $P=200$  N (A-K).

Par contre, si l'augmentation du débattement réduit le coefficient du contact revêtu (A-H), cela n'est pas le cas pour le substrat où les coefficients sont pratiquement identiques.

Pour mesurer l'état stabilisé du coefficient de frottement  $\mu_s$ , on détermine la valeur moyenne sur les 500 derniers cycles  $\bar{\mu}_s$ . L'augmentation de l'effort normal réduit de façon similaire les coefficients de frottement des deux tribosystèmes, le dépôt pouvant même présenter une valeur légèrement supérieure. En outre, en comparant l'évolution du différentiel de coefficient de frottement  $\bar{\mu}_s(\text{HSS}) - \bar{\mu}_s(\text{TiN})$ , nous montrons que :

***Dans le domaine de sollicitation étudié, l'effet bénéfique du revêtement TiN sur l'abaissement du coefficient de frottement n'est réellement observé que pour des grandes amplitudes de glissement .***

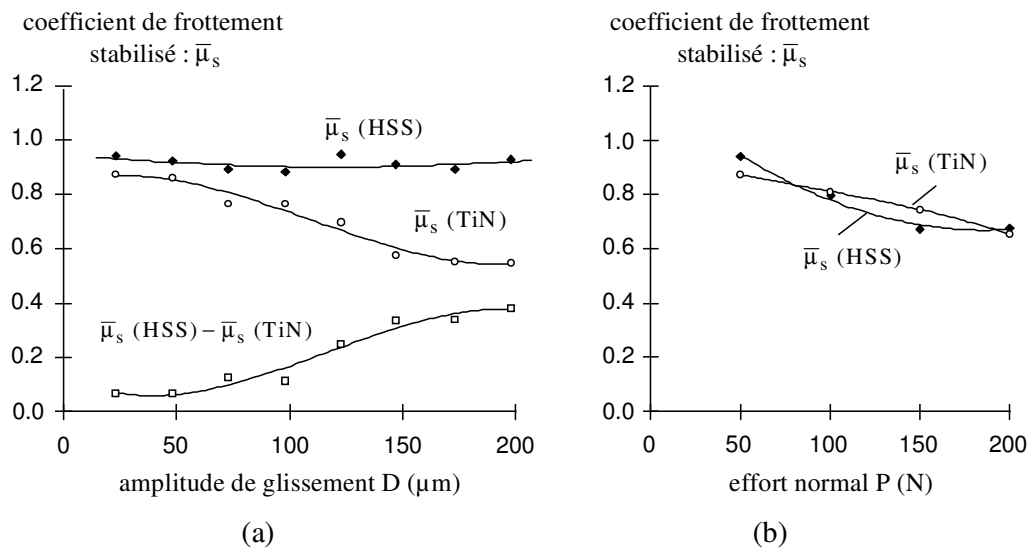


Figure 4-40 : Evolution du coefficient de frottement stabilisé (cycles 1500-2000); (a): En fonction du glissement relatif ( $P=50$  N) ; (b): En fonction de l'effort normal ( $D=23\mu\text{m}$ ).

### 4.5.3.3 MORPHOLOGIE DES DEGRADATIONS

#### 4.5.3.3.1 CONTACT TiN / alumine

Préalablement à la quantification de l'usure, il importe de décrire l'évolution de la structure du contact. La Figure 4-41 présente la superposition de différents profils d'usure du dépôt TiN pour les trois conditions extrêmes K-A-H.

En dépit du fait que le contact est soumis à des conditions de glissement total et pour certaines en glissement alterné, nous observons des faciès d'usure en « W ». Contrairement à ce que laisse supposer l'analyse énergétique locale, le maximum de l'usure n'est pas observé au centre du contact mais en périphérie. En comparant les différentes traces avec le rayon Hertzien initial nous remarquons que l'usure augmentant avec le nombre de cycles, engendre une extension de l'aire de contact. Cette extension est maximale pour les plus grandes amplitudes (condition H). Les profondeurs usées restent inférieures à l'épaisseur du



revêtement (3-4  $\mu\text{m}$ ) et sont de l'ordre de grandeur de l'indentation Hertzienne comprise entre 2 et 4.5  $\mu\text{m}$  (relation 2.1.1-4).

Dans le cas de fortes pressions et de faibles glissements (K), la zone usée localisée en bordure de contact progresse essentiellement vers l'extérieur du contact et laisse la zone centrale inchangée. Nous notons en particulier que le domaine non usé est équivalent au rayon Hertzien initial. L'étude reste cependant limitée en raison de l'apparition rapide de la délamination vers 2250 cycles.

Pour les plus faibles pressions (A) on retrouve un maximum d'usure en bordure de contact. L'analyse sur un plus grand nombre de cycles indique que la profondeur usée, tout en progressant dans le revêtement avec le nombre de cycles, se décale vers l'extérieur conjointement à l'extension de l'aire de contact. Le domaine central non usé, équivalent au domaine Hertzien initial, reste constant en largeur avec seulement une très légère dégradation en surface.

Pour les grandes amplitudes (H), le faciès présente initialement une structure en « U » caractéristique du contact en glissement alterné. Cependant, avec l'augmentation du nombre de cycles et l'extension du contact, la morphologie évolue légèrement vers une structure de type « W ». On met alors en évidence une différence de cinétique d'usure entre le centre du contact et le domaine périphérique extérieur au domaine Hertzien où se situe le maximum de la dégradation.

L'examen des conditions intermédiaires B-G indique que la transition d'une structure U en W n'est observée que pour les glissements relatifs, supérieurs à 150  $\mu\text{m}$  soit le rayon de contact Hertzien  $e_0 \geq 1$ .

Pour tenir compte de l'extension de l'aire de contact, nous introduisons la valeur moyennée du rapport de glissement :

$$\bar{e} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N e_i \quad \text{avec } e_i = \frac{D_i}{a_i} \text{ et } a_i = k_L \cdot i + a \quad \text{où } k_L = \frac{r_L - a}{N} \quad (4.5.3-1)$$

a : rayon Hertzien,

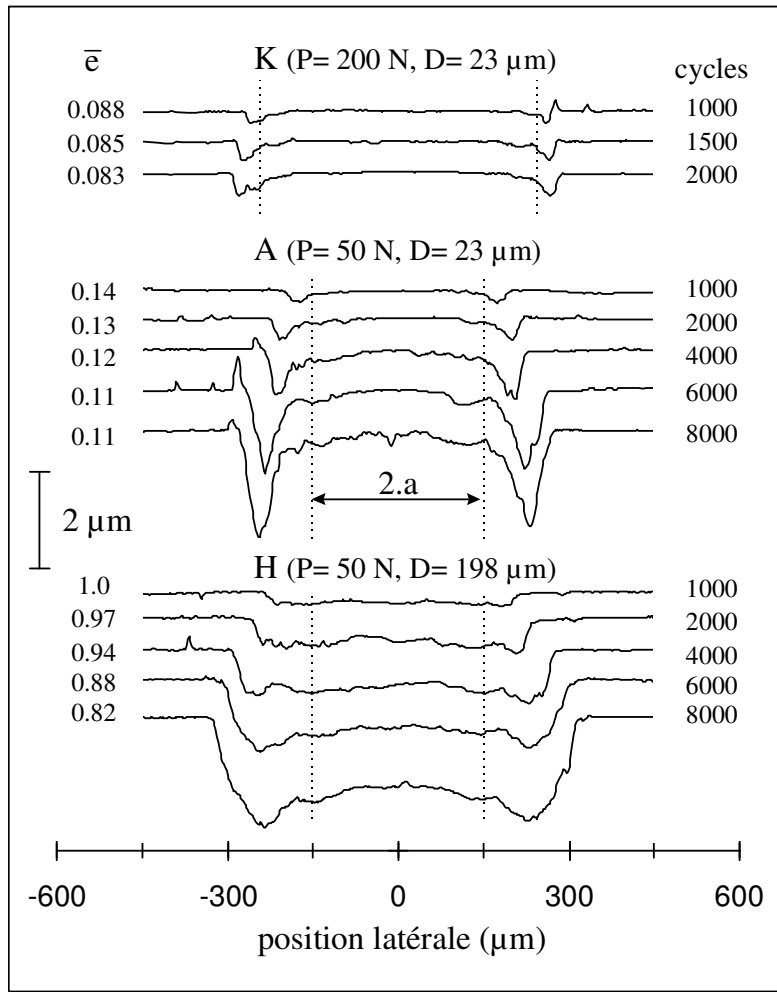
$r_L$  : rayon Latéral de la trace d'usure après ouverture du contact.

La comparaison des profils montre qu'il est possible de corréler la morphologie du contact à cette valeur moyenne  $\bar{e}$  :

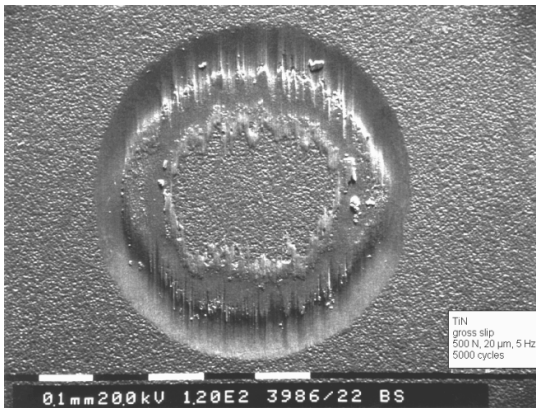
si  $\bar{e} > e_1$  on tend vers une structure en « U » caractéristique du glissement alterné,

si  $\bar{e} < e_1$  on tend vers une structure en « W ».

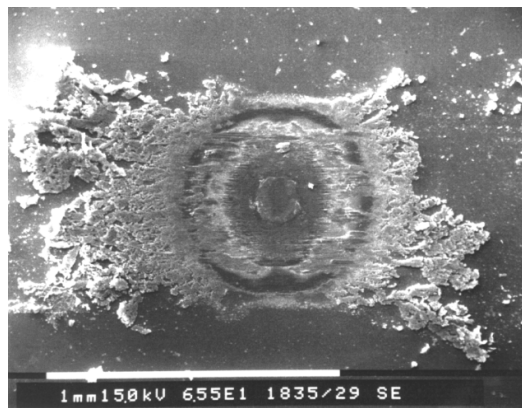
La valeur limite  $e_1$  étant établie approximativement vers 1.



(a)



(b)



(c)

Figure 4-41 : (a): Profils latéraux du contact TiN/alumine pour les trois conditions K-A-H; (b): Illustration de la structure annulaire du contact en glissement total (TiN(Balzer) /100C6); (c): Structure annulaire du contact SC6-5-2/alumine en glissement total.

L'augmentation du glissement augmente cette valeur et favorise la structure en « U ».  
 L'augmentation de l'effort normal diminue la valeur moyenne  $\bar{e}$  et favorise la structure en « W ».

Nous confirmons cette observation en comparant les profils d'usure après 2000 cycles pour l'ensemble des conditions étudiées (A-K) (Figure 4-42).

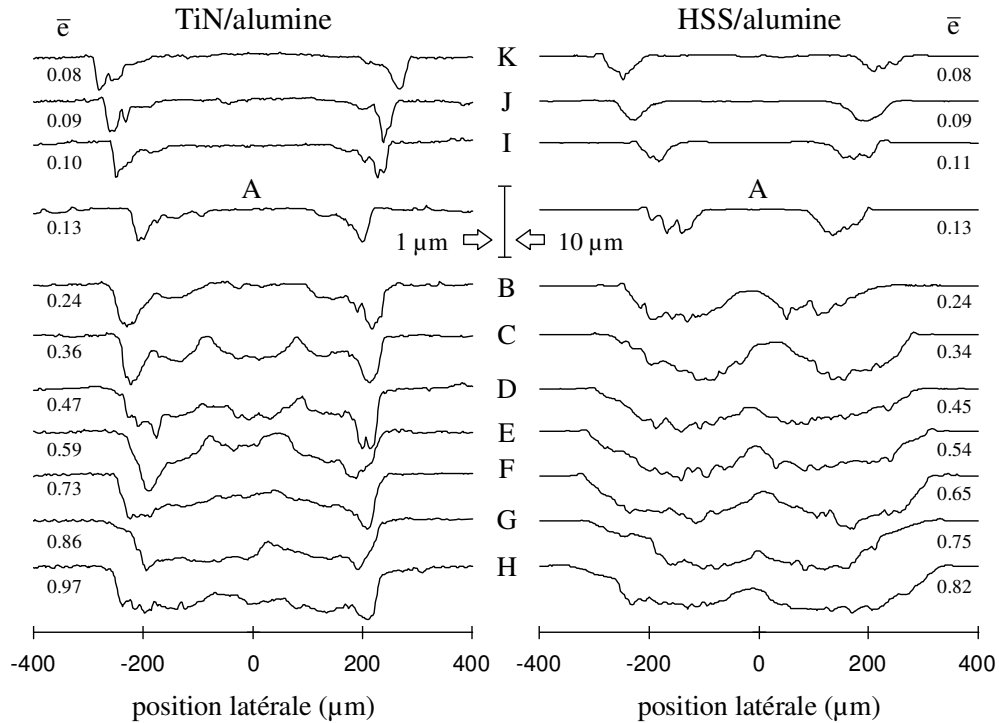


Figure 4-42: Comparaison des profils d'usure latéraux des deux tribosystèmes après 2000 cycles en fonction des conditions de sollicitations.

#### 4.5.3.3.2 CONTACT HSS/alumine

Sur la Figure 4-42 nous comparons l'évolution des profils latéraux du contact HSS/alumine avec ceux obtenus sur le dépôt TiN. Tenant compte des différences d'échelle nous remarquons que l'usure est considérablement plus importante pour le substrat d'acier avec un facteur de l'ordre de 10.

On retrouve la structure en « W » mise en évidence lors de l'étude du revêtement, cependant on note que l'usure progresse symétriquement vers l'extérieur mais aussi vers l'intérieur du contact. Le domaine central est plus rapidement éliminé (Figure 4-43). Nous montrons en particulier que le maximum d'usure est situé dans le domaine Hertzien et tend à se rapprocher vers le centre du contact au fur et à mesure de la dégradation.

La différence de comportement du revêtement est confirmée par l'analyse de l'évolution des faciès en fonction du nombre de cycles.

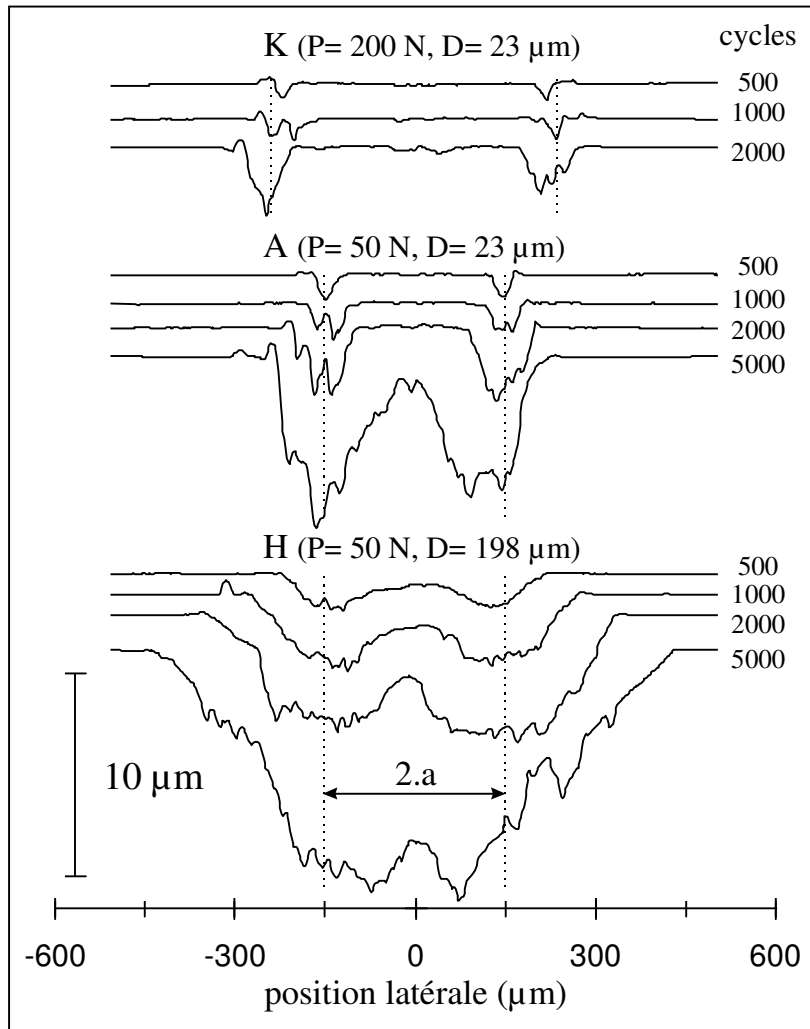


Figure 4-43 : Profils latéraux du contact HSS/alumine pour des trois conditions K-A-H.

Même pour les faibles débattements, le domaine central est progressivement éliminé (condition A) (Figure 43). Enfin l'extension de l'aire de contact pour les grands débattements ne favorise pas le maintien du domaine central. La corrélation obtenue à partir du rapport de glissement moyen  $\bar{e}$  n'est pas applicable dans le cas du substrat.

#### 4.5.3.4 ASPECTS QUANTITATIFS DE L'ANALYSE MORPHOLOGIQUE

Pour quantifier et comparer l'évolution de la morphologie du contact, nous complétons la description qualitative en tenant compte de la présence d'un domaine non utilisé au centre de la trace.

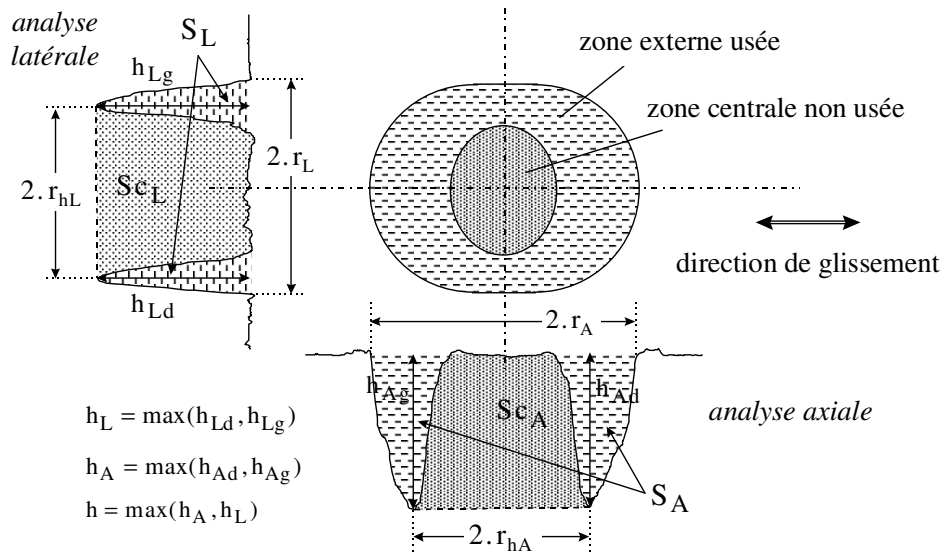


Figure 4-44 : Détermination des variables caractérisant la morphologie de la trace d'usure

A partir des profils axial et latéral nous déduisons respectivement :

- les rayons de la surface frottée :  $r_A$  ,  $r_L$
- les rayons associés aux maximums d'usure :  $r_{hA}$  ,  $r_{hL}$
- les profondeurs maximales usées :  $h_A$  ,  $h_L$  ,  $h$
- la profondeur usée au centre du contact :  $h_0$
- les surfaces usées :  $S_L$  ,  $S_A$
- les surfaces complémentaires associées au domaine non usé central :  $S_{cL}$  ,  $S_{cA}$  .

En combinant ces variables nous pouvons par exemple quantifier l'évolution de la structure du contact par l'extension des rayons de contact normalisés vis-à-vis du rayon Hertzien « a ». On observe que l'évolution du rayon de contact n'est pas linéaire avec le nombre de cycles mais présente plutôt une évolution logarithmique (Figure 4-45).

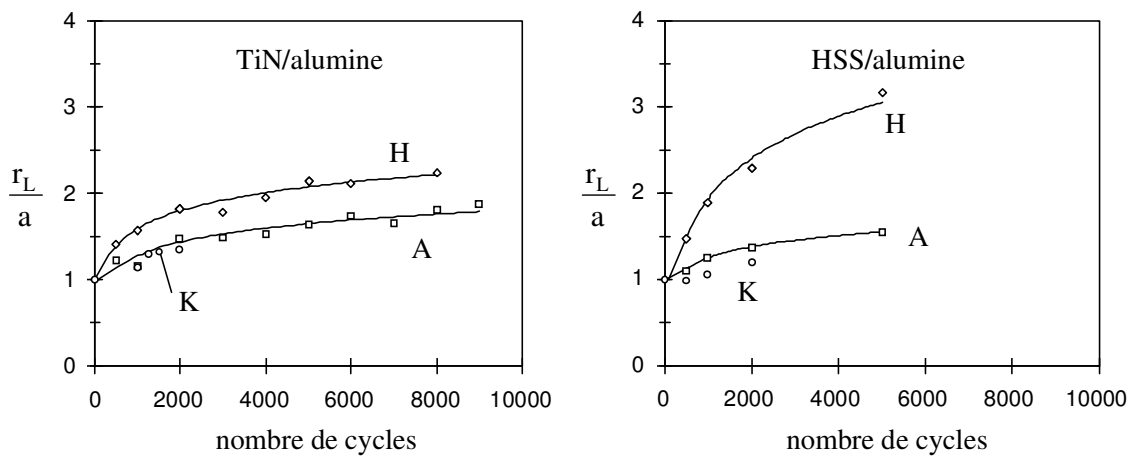


Figure 4-45 : Evolution du rayon de contact en fonction du nombre de cycles pour les trois conditions  $K(P= 200N, D= 23\mu m)$ ,  $A(P= 50N, D= 23\mu m)$ ,  $H(P= 50N, D= 198)$ .

On vérifie par exemple que l'extension du contact est beaucoup plus importante pour les grands débattements (condition H) et similaire quel que soit l'effort normal appliqué (condition K et A).

On compare l'extension du rayon de contact en fonction du glissement relatif « D » (Figure 4-46).

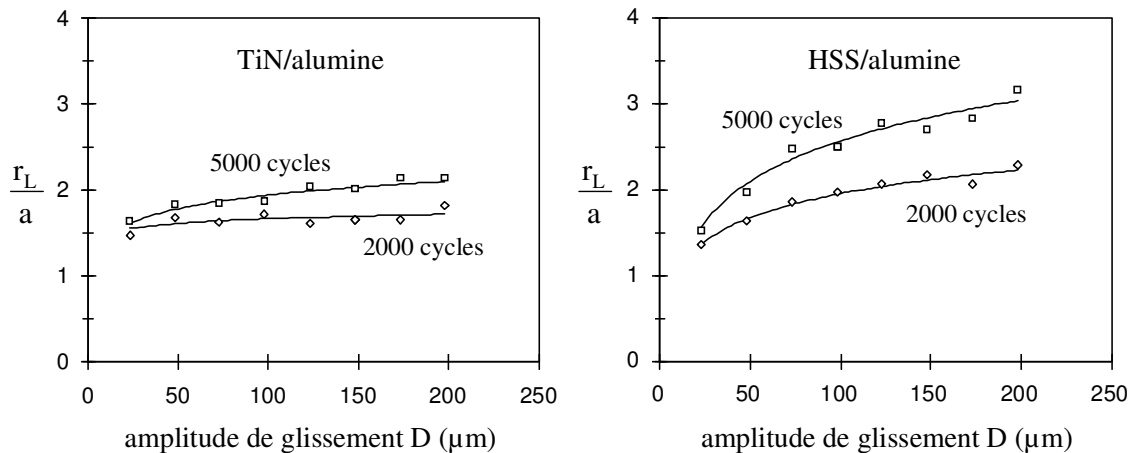


Figure 4-46 : Evolution du rayon de contact en fonction du glissement relatif D.

L'extension du contact est caractérisée par une progression logarithmique qui est plus rapide pour le contact métallique.

L'évolution de la morphologie du contact est définie à partir de différents ratios établis soit sur la différence de profondeur entre la valeur au centre et la valeur maximale, soit sur la surface complémentaire de la surface usée :

$$h_W = \frac{h_L - h_0}{h_L}, \quad S_W = \frac{S_{cL}}{S_{cL} + S_L} \quad (4.5.3-2)$$

- si  $S_W, h_W \Rightarrow 1$  la morphologie du contact tend vers une structure en « W »,
- si  $S_W, h_W \Rightarrow 0$  la morphologie du contact tend vers une structure en « U ».

Comme pour l'aire de contact, nous traçons l'évolution du ratio  $S_W$  en fonction de la durée de l'essai et des conditions de glissement (Figure 4-46, 4-47). La variable  $h_W$  donne rigoureusement les mêmes tendances.

On montre que la structure en « W » est prédominante pour les faibles amplitudes et la structure en « U » observée pour les grandes amplitudes. Quelle que soit l'évolution de la dégradation, la morphologie du contact TiN reste constante pour une condition donnée (Figure 4-47).

Par contre, on met en évidence une importante évolution de la morphologie du contact acier avec le temps. Très rapidement la structure évolue du « W » au « U ». Cette transition est observée quelle que soit la condition, en particulier pour les faibles amplitudes et faibles chargements (A). Elle est de plus accélérée avec l'augmentation du glissement D.

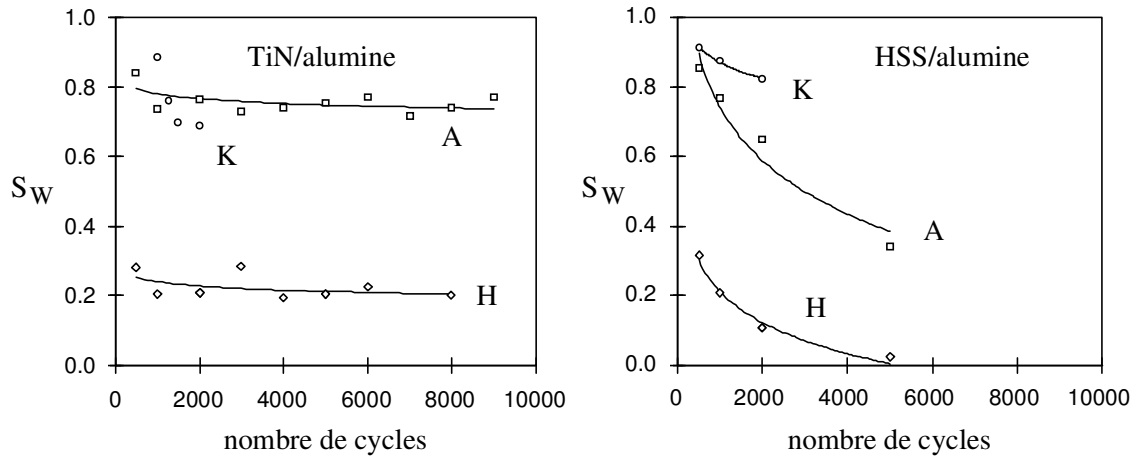


Figure 4-47 : Evolution du coefficient de morphologie en fonction du nombre de cycles pour les trois conditions  $K(P=200N, D=23\mu m)$ ,  $A(P=50N, D=23\mu m)$ ,  $H(P=50N, D=198\mu m)$ .

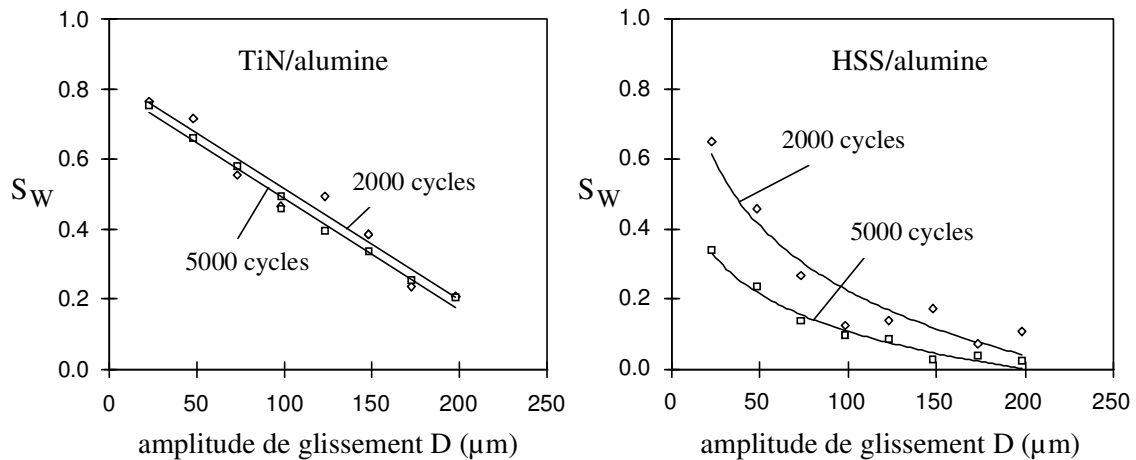


Figure 4-48 : Evolution du coefficient de morphologie en fonction du glissement relatif  $D$ .

La non influence de la durée de l'essai sur l'évolution de la structure du contact TiN est confirmée par la Figure 4-48, où l'évolution la variable  $S_W$  est identique pour les deux durées considérées. La transition vers la structure « U », induite par l'augmentation du glissement est continue et pratiquement linéaire alors que celle associée au substrat métallique est plus brutale, de type logarithmique.

L'étude quantifiée de l'évolution de la morphologie du contact met en évidence deux structures. L'une observée pour les faibles débattements présente un domaine central non usé avec une forme « W », l'autre caractéristique du glissement relatif en forme de « U » est observée pour les grandes amplitudes.

L'évolution de la morphologie de la dégradation dépend des contre corps et indirectement de la nature et de la structure du troisième corps qui en est issu.

#### 4.5.3.5 HYPOTHESES SUR LA PRESENCE DE LA STRUCTURE EN « W »

La présence d'une structure « W » surprenante pour ces conditions de glissement total nous conduit à considérer différentes hypothèses. Mohrbacker H. (1995) explique ce phénomène pour le contact TiN/100C6 ( $R^*=5\text{mm}$ ) mais pas lorsque la bille est en alumine. L'hypothèse avancée consiste à dire que ce sont les transferts métalliques de la bille 100C6 sur le dépôt qui protègent de l'usure la zone centrale.

Selon l'auteur, l'emploi d'une bille d'alumine ne permet pas l'apparition de ces transferts et favorise l'apparition d'une morphologie de type « U », nous venons de montrer qu'il n'en est rien.

Pour expliquer la structure « W » obtenue pour ces conditions, nous devons envisager d'autres hypothèses.

##### 4.5.3.5.1 Influence du temps d'exposition.

L'apparition de la structure en « W » pour le revêtement TiN peut être associée à la valeur moyenne du rapport de glissement  $\bar{e}$ . On peut donc supposer que la dégradation n'est pas seulement fonction de l'énergie dissipée mais que l'exposition du contact à l'atmosphère est à considérer.

Plus l'exposition sera longue, plus l'oxydation de surface sera favorisée créant ainsi une différence de cinétique d'usure entre le domaine central caché et le domaine périphérique exposé. Nous expliquons ainsi la transition entre les structures « W » et « U » lorsque l'ensemble du contact est exposé, c'est-à-dire pour une valeur de rapport de glissement  $\bar{e}$  de l'ordre de 1.

On explicite le temps d'exposition  $t_e(X, Y)$  en chaque point de la surface frottée en appliquant le formalisme introduit lors de l'identification de l'énergie locale dissipée.

Pour cela les trois zones du contact sont étudiées (I,II,III) et pour chacune d'elles on détermine le temps d'exposition à l'atmosphère durant un cycle de période T (K : relation 4.4.2-3).

- dans le domaine I ( $e < 1$ ) (4.4.2-4), la surface reste cachée aussi :  $t_e(X, Y) = 0$ , (4.5.3-3)

- dans le domaine II (4.4.2-5) on calcule :  $t_e(X, Y) = T \cdot \left(1 - \frac{K}{e}\right)$ , (4.5.3-4)

- dans le domaine III (4.4.2-6) on détermine :  $t_e(X, Y) = T \cdot \left(1 - \frac{e + K - |X|}{2 \cdot e}\right)$ . (4.5.3-5)

En dehors de la surface frottée, la surface est toujours exposée,  $t_e(X, Y) = T$ . (4.5.3-6)

Nous appliquons cette formulation générale au cas spécifique de l'analyse axiale et latérale en distinguant la condition de glissement total de fretting ( $e < 1$ ) et le glissement alterné ( $e > 1$ ). Ainsi suivant l'axe axial X ( $Y=0$ ), nous obtenons successivement :

- pour les faibles amplitudes ( $e < 1$ )

I-X,  $|X| < 1 - e \Rightarrow t_e(X) = 0$ , (4.5.3-7)

III-X  $1 - e \leq |X| < 1 + e \Rightarrow t_e(X) = T \cdot \left(1 - \frac{e + 1 - |X|}{2 \cdot e}\right)$  (4.5.3-8)

On détermine la valeur minimale au centre du contact et maximale en bordure de contact :  $t_{e_{\min}} = 0$ ,  $t_{e_{\max}} = T$ . (4.5.3-9)



- pour les grandes amplitudes ( $e \geq 1$ ),

$$\text{II-X} \quad |X| < e - 1 \quad \Rightarrow \quad te(X) = T \cdot \left(1 - \frac{1}{e}\right) \quad (\text{indépendant de } X), \quad (4.5.3-10)$$

$$\text{III-X} \quad e - 1 \leq |X| < 1 + e \quad \Rightarrow \quad te(X) = T \cdot \left(1 - \frac{e + 1 - |X|}{2 \cdot e}\right). \quad (4.5.3-11)$$

La valeur minimale n'est plus nulle mais reste indépendante de X dans tout le domaine II-X soit,  $te_{\min} = T \cdot (1 - 1/e)$ . (4.5.3-12)

L'expression analytique nous permet d'étendre l'analyse dans tout le contact et en particulier suivant l'axe Latéral Y ( $X=0$ ).

- pour les faibles amplitude ( $e < 1$ ) nous déduisons,

$$\text{I-Y} \quad |Y| < (1 - e^2)^{1/2} \quad \Rightarrow \quad te(Y) = 0, \quad (4.5.3-13)$$

$$\text{II-Y} \quad (1 - e^2)^{1/2} \leq |Y| < 1 \quad \Rightarrow \quad te(Y) = T \cdot \left(1 - \frac{(1 - Y^2)^{1/2}}{e}\right) \quad (4.5.3-14)$$

- pour les grandes amplitudes ( $e \geq 1$ ), seule l'expression du domaine II-Y est applicable, nous retrouvons bien la valeur minimale sur l'axe X à l'origine  $te_{\min} = T \cdot (1 - 1/e)$ .

Pour illustrer une possible corrélation entre l'énergie dissipée et les mécanismes d'oxydation de surface nous traçons la distribution du produit entre l'énergie locale dissipée et la racine carrée du temps d'exposition  $te(X, Y)$  au cours d'un cycle de période T.

$$\sqrt{te(X, Y)} \times E_d(X, Y) \quad (4.5.3-15)$$

En effet, on admet en général que l'épaisseur de l'oxyde formé est approximativement proportionnelle à la racine carrée du temps d'exposition.

Dans ce modèle rudimentaire on considère donc que la dégradation est fonction de la quantité d'oxyde formé et de l'énergie dissipée au cours d'un cycle.

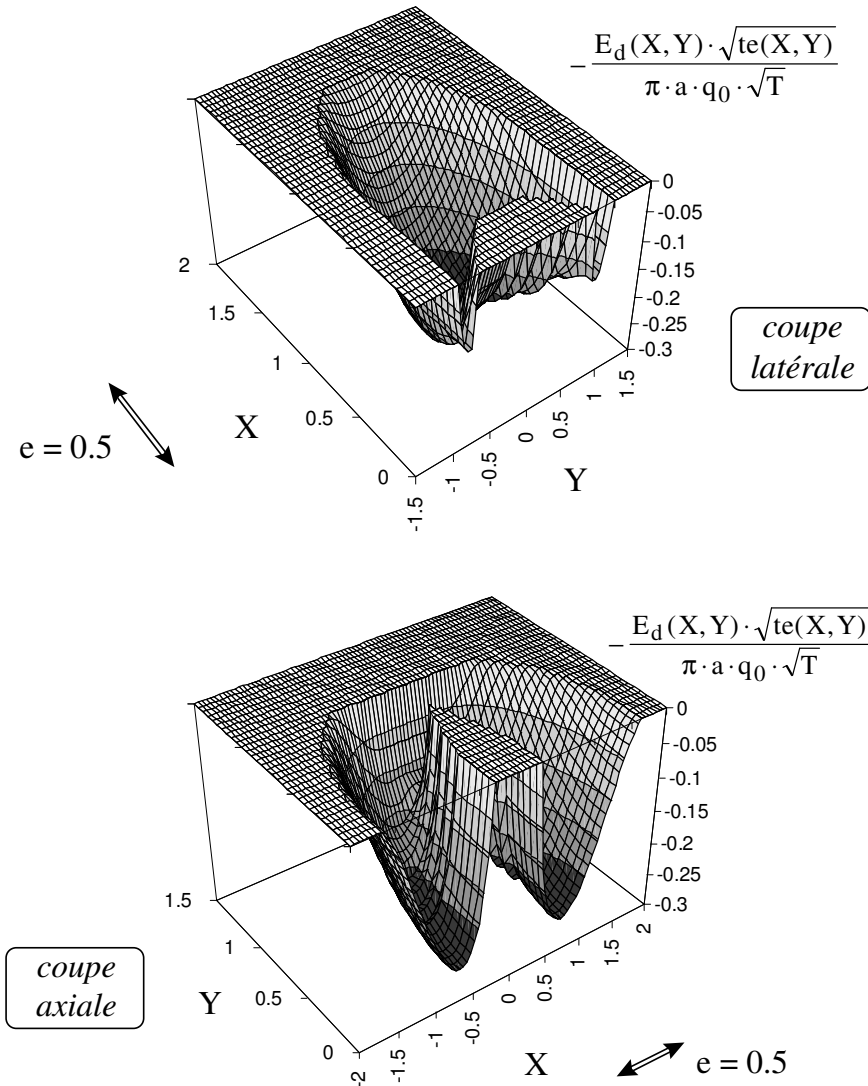


Figure 4-49: Distribution du produit de l'énergie locale dissipée et de la racine carrée du temps d'exposition pour un rapport de glissement « e » de 0.5 .

La comparaison de ces distributions avec celles des profils d'usure est évidente (Figure 4-49). On met clairement en évidence la présence d'un domaine central non dégradé et un maximum d'usure situé sur la périphérie du contact. On observe d'autre part que le maximum de la variable est localisée suivant la direction axiale.

Nous complétons notre description en superposant les profils de la variable *temps d'exposition - énergie dissipée* suivant les directions axiale et latérale pour des conditions de glissement « e » proches de celles de l'étude expérimentale (Figure 4-50).

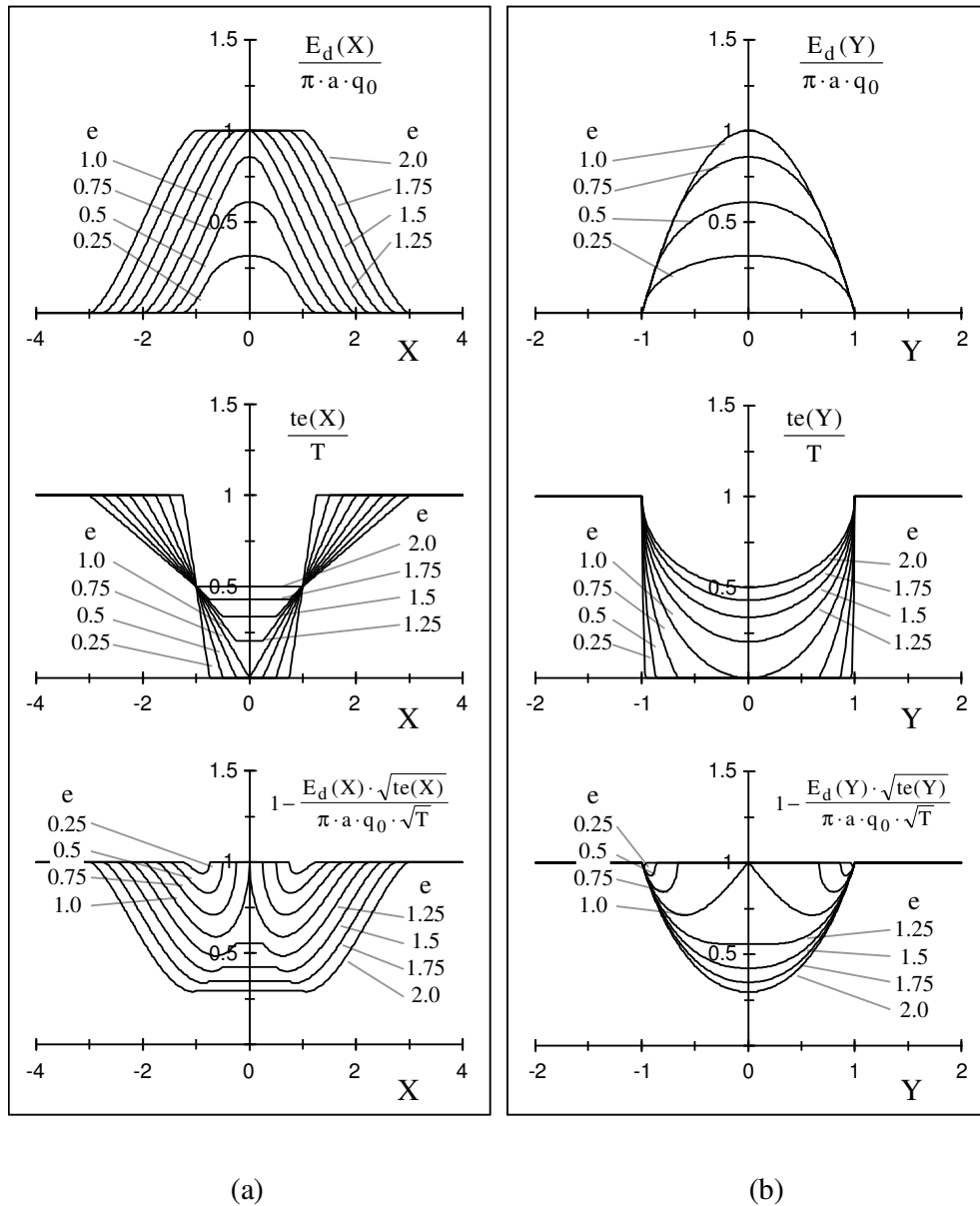


Figure 4-50 : Distribution de l'énergie dissipée locale, du temps d'exposition et du facteur temps-énergie ( $\sqrt{te} \times E_d$ ) suivant : (a): Direction axiale; (b): Direction latérale.

Cette représentation montre l'existence et l'évolution en fonction de la condition de glissement de la zone centrale non exposée du contact. Si on admet une corrélation entre l'énergie dissipée locale et la présence d'un gradient d'oxydation sur la surface, on peut dès lors expliquer l'apparition de la structure en « W » pour les faibles amplitudes.

En comparant les distributions obtenues suivant les directions axiale et latérale de la variable  $\sqrt{te} \times E_d$ , on relève que le passage de la structure en « W » à la structure en « U » survient pour un rapport de glissement « e » légèrement supérieur à 1. On note en particulier que cette transition est plus rapide suivant l'axe latéral.

Le comportement du revêtement TiN semble correspondre aux principes de cette approche

mais le substrat présente une évolution différente : même pour les très faibles amplitudes on met en évidence une usure du domaine central.

Ces incohérences sont confirmées par la comparaison présentée Figure 4-51.

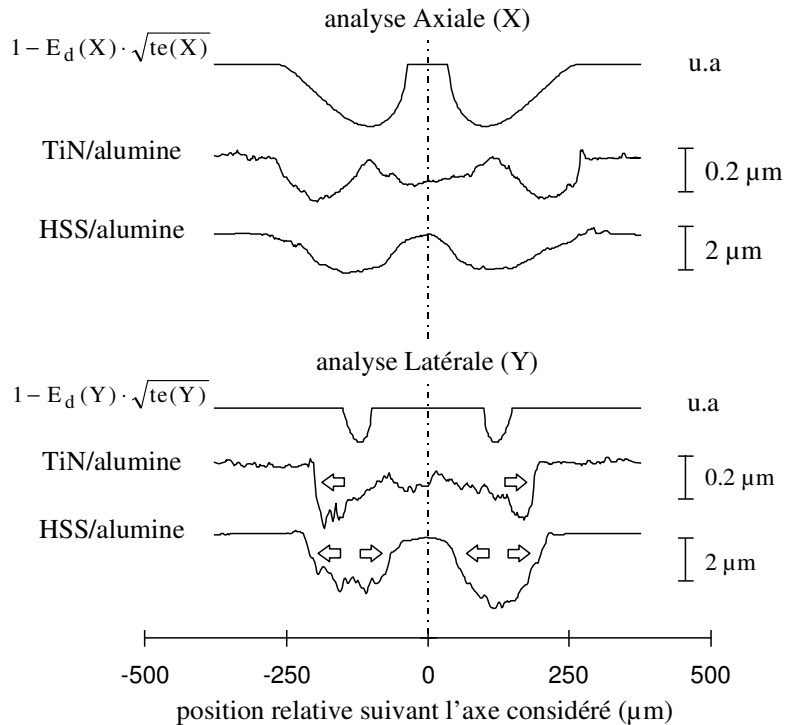


Figure 4-51 : Comparaison entre les profils d'usure obtenus pour la condition C ( $P=50\text{ N}$ ,  $D=73\text{ }\mu\text{m}$ ,  $e\approx 0.48$ , 1000 cycles) et la distribution de la variable  $\sqrt{te} \times E_d$  ( $e=0.5$ ).

On confirme la différence entre le substrat et le revêtement TiN, ce dernier présente une extension de la dégradation orientée vers l'extérieur du contact alors que pour le substrat l'usure est symétrique. Cette analyse fait donc clairement apparaître une anisotropie de la dégradation ainsi qu'une sous estimation du modèle de la dégradation suivant la direction latérale.

On peut considérer l'introduction du facteur  $\sqrt{te} \times E_d$  comme une base d'analyse visant à coupler des aspects énergétiques aux approches tribochimiques. Cette approche pourra être améliorée en intégrant d'autres paramètres mais surtout en combinant plus finement les deux variables *énergie - temps*. En effet l'oxydation de la surface dépend du temps mais aussi de l'énergie d'activation. Pour mieux rendre compte de la réalité du processus il faudrait tenir compte des différents effets de couplage et considérer l'énergie dissipée en terme d'activateur des processus de dégradation.

La formulation proposée est d'autre part uniquement valide pour un contact vérifiant les hypothèses de Hertz ce qui limite l'analyse aux tous premiers dommages.

Pour une usure plus avancée il importe d'examiner la nature et la morphologie de l'interface et surtout de tenir compte du troisième corps.

#### 4.5.3.5.2 Influence du troisième corps

L'observation après ouverture du contact du plan et de la trace sur la bille fait apparaître la présence de débris résultant de la dégradation des premiers corps.

Pour le contact TiN/alumine il s'agit essentiellement de débris d'oxyde de titane, pour le contact HSS/alumine des débris d'oxyde de fer provenant du substrat. L'usure de la bille après élimination des transferts est remarquablement faible, localisée au centre de la trace.

Nous montrons que la distribution des débris à l'interface n'est pas uniforme mais présente un maximum de distribution sur les bords du contact, agglomérés suivant une structure annulaire qui correspond assez bien à la trace d'usure observée sur le plan (Figure 4-52).

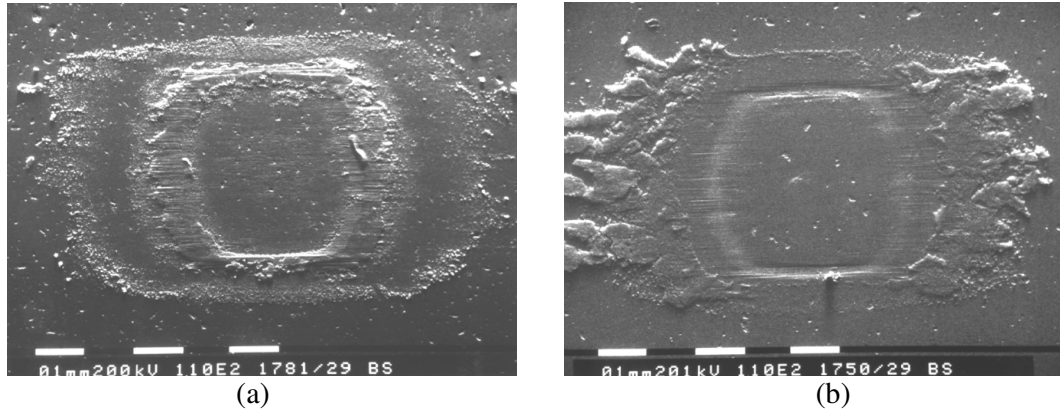


Figure 4-52 : Observation MEB de la trace de Fretting après ouverture du contact  $P = 100$  N,  $D=23 \mu\text{m}$ , 4000 cycles : a - surface de la bille d'alumine ; b - surface du dépôt TiN.

Les profils réalisés sur la trace de la sphère montrent que l'anneau de débris agglomérés sur la bille est égale à de la profondeur usée du plan, on met ainsi en évidence l'effet de portance.

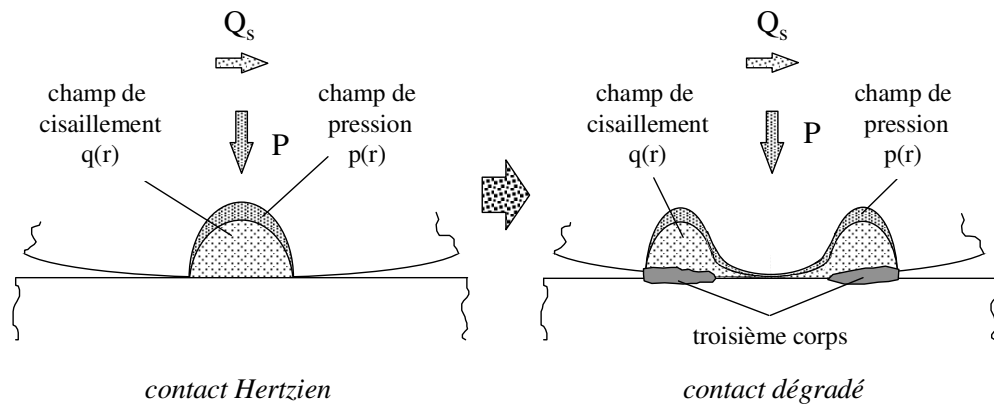
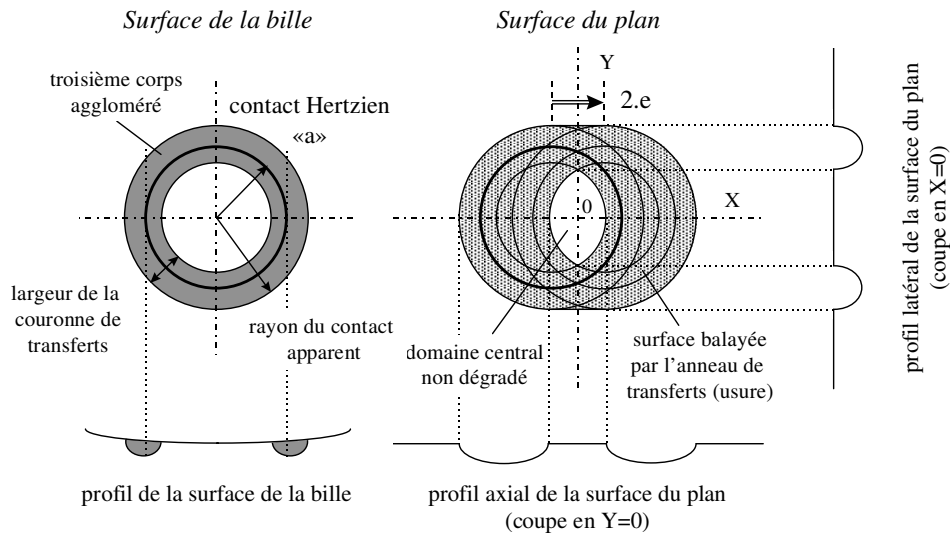


Figure 4-53 : Illustration de l'évolution de la distribution des chargements induite par l'usure progressive du contact et l'agrégation du troisième corps sur les bords du contact.

Ceci suppose que les transferts de chargements entre les premiers corps ne se font plus au centre du contact mais par l'intermédiaire du troisième corps sur la périphérie. La Figure 4-53 illustre l'évolution du contact passant progressivement du modèle Hertzien avec un maximum de chargement au centre du contact vers une distribution annulaire où les chargements sont transmis via la couronne de débris agglomérés en bordure du contact.

*Le maximum du cisaillement se situant sur l'extérieur du contact, la distribution de l'énergie dissipée sur le plan est modifiée et présente à son tour un maximum dans le domaine externe.*

En admettant une distribution annulaire, on explique graphiquement la disparition progressive du domaine central engendrée par l'augmentation du glissement relatif (Figure 4-54). La prise en compte du troisième corps et de la modification du contact nous permet d'expliquer la structure en « W » observé en glissement total pour les faibles amplitudes.



*Figure 4-54 : Illustration du mécanisme d'usure prenant en compte la distribution annulaire du troisième corps .*

On admet ainsi que la transition de la structure en « W » vers la structure en « U » est obtenue lorsque toute la surface du plan est balayée par la distribution annulaire des débris. Cette limite correspond approximativement à un rapport de glissement de l'ordre de 1.

Les débris d'oxyde de titane sont relativement pulvérulents, peu adhérents ils tendent à s'agglomérer à l'extérieur du contact (Figure 4-52). On explique alors la progression vers l'extérieur de l'usure ainsi que la non dégradation du domaine central.

Les transferts métalliques sont beaucoup plus adhérents et tendent à s'agglomérer sur l'ensemble du contact de la bille. L'anneau de transfert présente un rayon interne qui se réduit au fur et à mesure que la quantité de débris augmente. On comprend alors l'élimination plus rapide du domaine central.

Ce type de distribution du troisième corps est aussi observé pour d'autres contacts et dans d'autres configurations de glissement. On peut se référer aux travaux de Maillet B. et al. (1991) qui met en évidence une modification de la structure du contact TiN/100C6 (R=5 mm) induisant ainsi une morphologie « W » pour un glissement pion - disque.

#### 4.5.3.5.3 Synthèse

La prise en compte d'une modification de la distribution des chargements, induite par une redistribution du troisième corps au sein de l'interface permet d'expliquer les différentes incohérences issues du modèle Hertzien, en particulier, la structure en « W » pour les faibles amplitudes ainsi que l'évolution de la morphologie du contact en fonction des sollicitations et de la durée de l'essai.

Il s'agit d'une description qualitative, qui dépend en outre de la nature même du troisième corps. En plus de la nécessité de formaliser ce concept, il importe d'expliquer la raison de cette redistribution annulaire des débris. On peut avancer l'hypothèse d'une migration induite par la dynamique des interfaces ou plus simplement initiée par les hautes pressions observées au centre du contact au début de l'essai. La solution d'un tel problème n'est pas simple, il semble cependant que des avancées dans le domaine de la mécanique granulaire pourraient à moyen terme apporter des éléments de réponse.

Cette analyse qualitative nous a permis de souligner les deux aspects fondamentaux que sont respectivement, les mécanismes d'oxydation au travers d'une formalisation du temps d'exposition et la prise en compte du troisième corps comme intermédiaire de la transmission des chargements.

Plutôt que d'opposer ces deux approches, il nous semble plus cohérent de les considérer globalement. Il est probable que les deux mécanismes soient opérants simultanément: l'oxydation différentielle contrôlée par le temps d'exposition local intervient dans la dynamique de la dégradation du matériau, tandis que la redistribution du troisième corps et l'introduction d'une distribution annulaire du cisaillement modifient celle de l'énergie interfaciale.

Leurs effets respectifs peuvent se succéder, s'additionner ou s'opposer, mais pour véritablement en mesurer l'influence il faudrait complètement formaliser chacun de ces concepts, ce qui n'est pas fait.

Nous constatons l'importance de ces principes et nous en tiendrons compte pour expliquer certains résultats quantitatifs.

### 4.5.4 ASPECTS QUANTITATIFS DE L'USURE PAR FORMATION DE DEBRIS

Pour quantifier l'usure nous appliquons la description analytique de l'énergie dissipée inspirée du modèle Hertzien. Nous verrons dans quelle mesure l'approche globale mais aussi la description locale sont affectées par des aspects tels que : le temps d'exposition ou la modification de l'interface. La comparaison des variables d'énergie dissipée avec la cinétique de l'enlèvement de matière nous permettra d'extraire différents coefficients énergétiques d'usure et de comparer le comportement des tribosystèmes étudiés.

#### 4.5.4.1 APPROCHES VOLUMIQUES DE LA DEGRADATION

##### 4.5.4.1.1 Analyse du volume d'usure (profilométries 3D)

L'analyse globale basée sur la quantification du volume d'usure présente l'avantage d'être indépendante de l'évolution du contact. La quantité de matière dégradée est mesurée dans son intégralité ( $V$ ). L'énergie dissipée est simplement obtenue en intégrant le volume de la bûche de fretting ( $\Sigma E_d$ ).

Nous distinguons l'évolution de l'usure induite par l'augmentation de l'amplitude de glissement « D » (conditions A,B,C,D,E,F ,G ,H) de l'usure induite par l'augmentation de l'effort normal « P » (conditions A,I,J,K). Pour chacune des évolutions on détermine le coefficient de proportionnalité  $\alpha_V$  qui caractérise la relation entre le volume de matière dégradé et l'énergie totale dissipée dans le contact. On estime le degré de linéarité en déterminant le coefficient de régression  $R^2$ .

Comportement du revêtement TiN

La Figure 4-55 présente une évolution quasi linéaire entre les volumes mesurés par profilométrie 3D et les énergies dissipées.

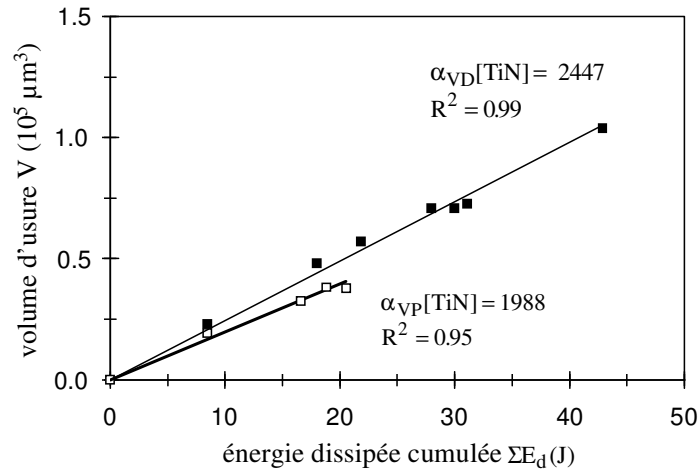


Figure 4-55 : Evolution du volume usé du dépôt TiN (contact TiN/alumine) en fonction de l'énergie dissipée après 2000 cycles: ■ conditions (A-H) associées à l'augmentation du glissement « D »; □ conditions (A-K) associées à l'augmentation de l'effort normal « P ».

Nous observons une légère différence entre l'évolution de l'usure induite par une augmentation du débattement et celle générée par l'augmentation de l'effort normal. Pour une quantité d'énergie dissipée équivalente il apparaît que le volume d'usure sera plus important si cette augmentation est associée à celle du glissement et indirectement du ratio «  $\bar{e}$  ». Cette différence est quantifiée au travers des coefficients énergétiques d'usure définis par l'analyse volumique soit respectivement :  $\alpha_{VD}[\text{TiN}] = 2447 \mu m^3 / J$  et  $\alpha_{VP}[\text{TiN}] = 1988 \mu m^3 / J$ .

La différence est toutefois limitée et pourrait correspondre à l'intervalle d'incertitude des mesures. Elle peut aussi être attribuée à l'influence de chacun de ces paramètres sur le rapport de glissement moyen  $\bar{e}$  (Figure 4-38).

Cette différence semble toutefois marquer une sensibilité particulière du dépôt à l'exposition et indirectement aux mécanismes d'oxydation dans la mesure où l'analyse s'affranchit totalement d'une modification de la distribution du cisaillement.

En regroupant l'ensemble des données nous extrapolons l'équivalent d'un coefficient énergétique d'usure représentatif du comportement du dépôt étudié soit :



$$\alpha_V[\text{TiN}] = 2360 \mu\text{m}^3 / \text{J} \text{ avec } R^2 = 0.96 .$$

Comportement du substrat SC 6-5-2

Les résultats obtenus pour le substrat (Figure 4-56) ne permettent pas de dissocier l'influence du rapport de glissement, nous calculons directement une pente moyenne intégrant l'ensemble des résultats, égale à :  $\alpha_V[\text{HSS}] = 23380 \mu\text{m}^3 / \text{J}$  avec  $R^2 = 0.95$  .

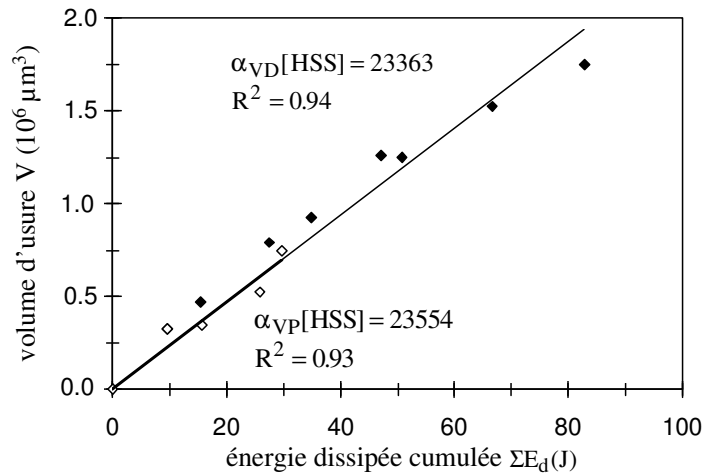


Figure 4-56 : Evolution du volume usé du substrat (contact HSS/alumine) en fonction de l'énergie dissipée après 2000 cycles: ◆ conditions (A-H) associées à l'augmentation du glissement « D »; ◇ conditions (A-K) associées à l'augmentation de l'effort normal « P ».

La valeur obtenue est très supérieure à celle déduite pour le dépôt. Ainsi on met en évidence un rapport voisin de 10 entre les deux matériaux. En d'autres termes pour une quantité d'énergie dissipée donnée, le volume d'usure du substrat sera de 9 à 10 fois supérieur à celui du revêtement TiN étudié.

L'analyse énergétique nous permet d'établir un coefficient de performance ( $\alpha_V[\text{HSS}]/\alpha_V[\text{TiN}]$ ) capable de mesurer l'amélioration apportée par l'emploi d'un dépôt anti - usure (TiN).

**4.5.4.1.2 Méthode simplifiée de la détermination du volume d'usure.**

La détermination du volume implique l'utilisation d'une profilométrie 3D de la trace, ceci est long, coûteux, et bien souvent un laboratoire non spécialisé ne dispose pas d'un tel matériel. Pour estimer le volume d'une trace en glissement alternatif, Klaffke D. (1993) propose une formulation simplifiée ne nécessitant de connaître que la largeur de la trace, la surface latérale et l'amplitude de glissement (D). La détermination du volume d'usure se limite donc à un seul profil Latéral (Figure 4-57).

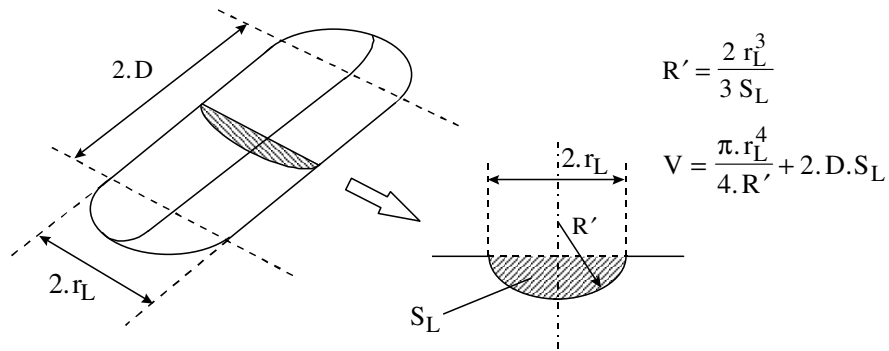


Figure 4-57: Méthode simplifiée du calcul du volume d'après Klaffke D. ( 1994).

Cette méthode est parfaitement adaptée pour les grandes amplitudes lorsque la trace présente une morphologie homogène. Pour tenir compte de la zone centrale non usée, nous proposons une autre formulation qui consiste à approcher le volume usé par la différence de deux demi ellipsoïdes ( $V_{app.}$ ) (Figure 4-58).

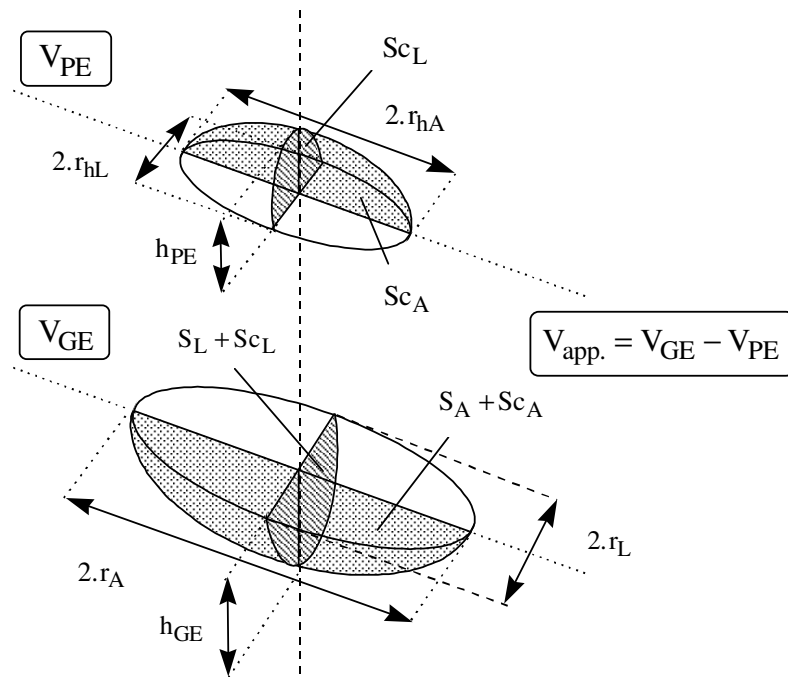


Figure 4-58 : Principe du calcul du volume approché de la trace de Fretting en « W »

La plus grande des demi-ellipsoïdes ( $V_{GE}$ ) intègre le volume usé mais aussi le volume central non usé. La petite ellipsoïde ( $V_{PE}$ ) est uniquement déterminée à partir du volume « complémentaire » central non usé.

Les différentes variables nécessaires au calcul sont explicitées au paragraphe 4.5.3.4 . On associe les surfaces axiales et latérale du domaine central à des demi-ellipses ayant pour surface respective  $S_{CA}$  et  $S_{CL}$ . On mesure les grands axes égaux respectivement à  $r_{hA}$  et  $r_{hL}$ .

Finalement, pour chacune des ellipses les petits axes sont déterminés tels que :

$$h_{APE} = \frac{2.Sc_A}{\pi.r_{hA}} \quad \text{et} \quad h_{LPE} = \frac{2.Sc_L}{\pi.r_{hL}}. \quad (4.5.4-1)$$

Ces deux valeurs nous permettent d'estimer la hauteur de la petite demi-ellipsoïde représentative du volume de la zone centrale soit :

$$h_{PE} = \frac{h_{APE} + h_{LPE}}{2}. \quad (4.5.4-2)$$

On calcule le volume de la petite demi - ellipsoïde soit :

$$V_{PE} = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot h_{PE} \cdot r_{hA} \cdot r_{hL}. \quad (4.5.4-3)$$

On opère de façon similaire pour estimer le volume de la grande demi ellipsoïde. Les surfaces des demi ellipses intègrent cette fois la surface usée et celle du domaine non usé, respectivement  $S_A + Sc_A$  et  $S_L + Sc_L$ . Les grands axes correspondent respectivement aux rayons de la trace d'usure :  $r_A$  et  $r_L$ . On détermine donc les petits axes correspondants :

$$h_{AGE} = \frac{2.(Sc_A + S_A)}{\pi.r_A} \quad \text{et} \quad h_{LGE} = \frac{2.(Sc_L + S_L)}{\pi.r_L}. \quad (4.5.4-4)$$

On calcule alors la hauteur de la grande demi - ellipsoïde soit :

$$h_{GE} = \frac{h_{AGE} + h_{LGE}}{2}. \quad (4.5.4-5)$$

Ce qui nous permet de calculer le volume de la grande demi - ellipsoïde tel que :

$$V_{GE} = \frac{2}{3} \cdot \pi \cdot h_{GE} \cdot r_A \cdot r_L \quad (4.5.4-6)$$

Finalement on estime le volume approché de la trace d'usure en soustrayant le volume de la petite demi-ellipsoïde du volume de la grande demi - ellipsoïde soit :

$$V_{app.} = V_{GE} - V_{PE} \quad (4.5.4-7)$$

La détermination du volume se limite à la réalisation des deux profils suivant les directions principales axiale et latérale.

Celle formulation implique que la trace d'usure présente une forme elliptique avec un domaine central non usé. Ces conditions correspondent bien aux situations étudiées et permettent la comparaison entre les valeurs approchées  $V_{app.}$  et les valeurs obtenues par profilométrie 3D.

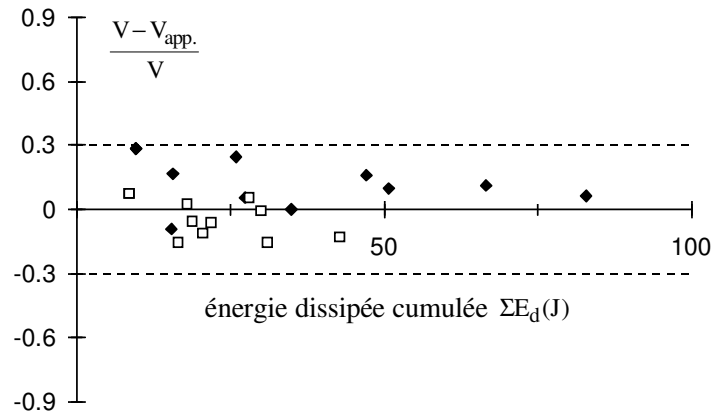


Figure 4-59 : Erreur relative entre le volume approché ( $V_{app.}$ ) et le volume mesuré par profilométrie 3D ;  $\square$  : contact TiN/alumine (3-55) ;  $\blacklozenge$  : contact HSS/alumine(3-56).

Nous observons que l'erreur relative par rapport à la valeur donnée par la profilométrie 3D est faible (Figure 4-59) inférieure à 30%. Pour les deux tribosystèmes on calcule un écart type de l'ordre de 0.14. On note au demeurant que l'approximation surestime légèrement le volume pour le revêtement alors qu'elle le sous estime pour le substrat. Mais l'écart entre les valeurs moyennes reste inférieur à 10%.

#### 4.5.4.1.3 Analyse du volume d'usure (valeur approchée)

Nous appliquons la méthode rapide de détermination des volumes d'usure à l'ensemble des résultats obtenus lors de l'étude.

##### Comportement du revêtement TiN

On observe les mêmes tendances, les coefficients d'usure calculés du dépôt TiN étant légèrement supérieurs, de l'ordre de 10% aux valeurs obtenues à partir de l'analyse des profilométries 3D. On différencie également le comportement associé au glissement D de l'effort normal (P) :

$$\alpha_{V_{app,D}[TiN]} = 2643 \mu\text{m}^3 / \text{J} \text{ et } \alpha_{V_{app,P}[TiN]} = 2153 \mu\text{m}^3 / \text{J},$$

Les distributions présentent une très bonne linéarité en dépit de l'incertitude sur l'estimation du volume.

On détermine un coefficient énergétique capable de quantifier le comportement du dépôt TiN et d'en mesurer la performance vis à vis d'autres solutions. En intégrant l'ensemble des données soit plus de 100 essais, on détermine un coefficient énergétique d'usure égale à :

$$\alpha_{V_{app}[TiN]} = 2600 \mu\text{m}^3 / \text{J} \text{ avec } R^2 = 0.94$$

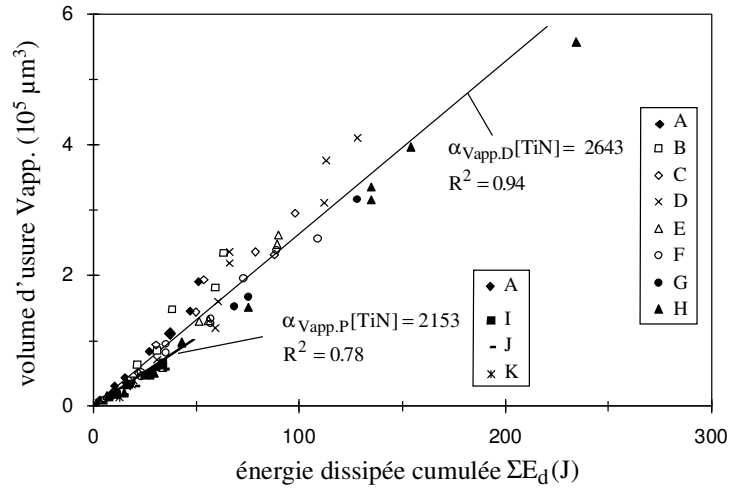


Figure 4-60 : Evolution du volume d'usure ( $V_{app}$ ) du dépôt TiN en fonction de l'énergie dissipée sur l'ensemble des essais : conditions (A-H) associées à l'augmentation du glissement « D »; conditions (A-K) associées à l'augmentation de l'effort normal « P ».

Comportement du substrat SC 6-5-2(HSS)

On applique la formulation simplifiée pour l'étude du substrat HSS. Contrairement aux résultats précédents, l'intégration de l'ensemble des résultats expérimentaux indique une légère déviation entre la cinétique d'usure induite par une augmentation de l'effort normal et celle contrôlée par l'augmentation du débattement.

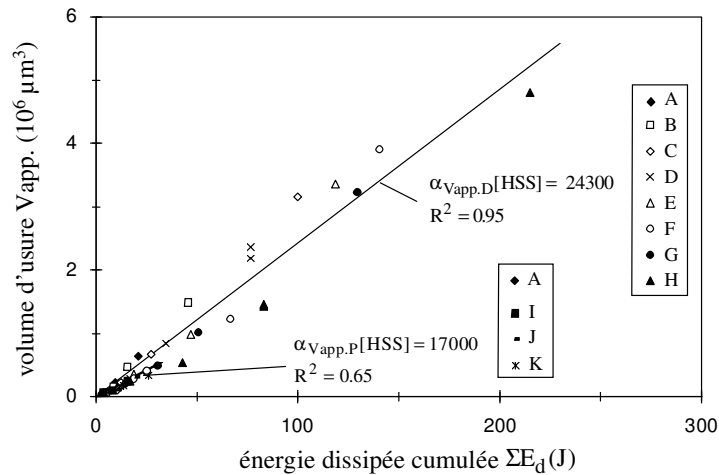


Figure 4-61 : Evolution du volume d'usure du substrat SC 6-5-2 en fonction de l'énergie dissipée: conditions (A-H) associées à l'augmentation du glissement « D »; conditions (A-K) associées à l'augmentation de l'effort normal « P ».

Comme pour le TiN la cinétique d'usure de l'acier serait influencée par le temps d'exposition. L'observation des résultats montre cependant une évolution très linéaire qui nous permet

d'extrapoler un coefficient moyen caractérisant le comportement du contact HSS/alumine.

$$\alpha_{V_{app}}[HSS] = 24000 \mu\text{m}^3 / \text{J} \text{ avec } R^2 = 0,94$$

La valeur obtenue est très proche de celle déduite par l'étude limitée à partir des profilométries 3D. Elle confirme sur une plus grande échelle la validité de l'approche énergétique et démontre l'opportunité de l'application de la méthode rapide pour l'extraction du volume usé.

Le coefficient énergétique d'usure est très supérieur à celui défini pour le dépôt, on détermine un coefficient de performance pour le TiN ( $\alpha_{V_{app}}[HSS] / \alpha_{V_{app}}[TiN]$ ) identique au ratio obtenu à partir de l'analyse tridimensionnelle de l'ordre de 9.

#### 4.5.4.1.4 Synthèse

Pour faciliter l'évaluation du volume nous introduisons une méthode rapide adaptée à la structure en « W » qui nécessite un appareillage plus simple et réduit le temps d'acquisition d'un facteur 50 par rapport aux profilométries 3D .

La comparaison des résultats sur une base expérimentale plus large confirme la validité du concept *énergie dissipée / quantité de matière dégradée*.

Nous mettons en évidence des différences en fonction de l'augmentation du débattement ou de l'effort normal. Nous les associons au rapport de glissement moyen  $\bar{e}$  et indirectement au temps d'exposition.

L'ordre de grandeur de l'influence de ce dernier paramètre est cependant bien inférieur à celui observé entre la quantité d'énergie dissipée et l'usure des matériaux.

Nous pouvons par conséquent limiter notre investigation à la simple analyse en terme d'énergie et permettre une rapide et fiable quantification en estimant les coefficients énergétiques d'usure. On montre que le dépôt présente une résistance de 9 à 10 fois supérieure à celle du substrat SC 6-5-2.

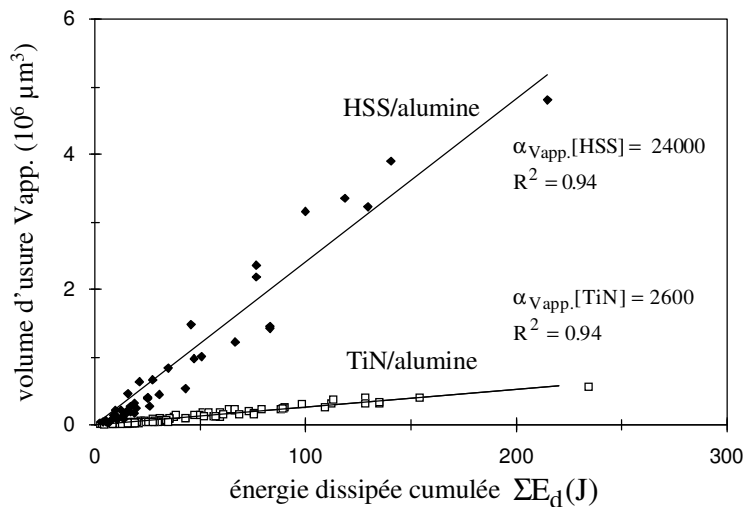


Figure 4-62: Comparaison entre le comportement du substrat SC 6-5-2 et le dépôt TiN .

#### 4.5.4.2 APPROCHES LOCALES DE LA DEGRADATION

L'approche locale, fondée sur une description Hertzienne, est très dépendante de la structure du contact et de ses dimensions. Nous évaluons comment la structure en « W » peut perturber la détermination des différents paramètres locaux.

##### 4.5.4.2.1 Analyse de la surface axiale

On compare l'évolution de la surface d'usure déduite des profils axiaux ( $S_A$ ) avec l'énergie axiale intégrée sur l'ensemble de l'essai (relation 4.4.2-15):

$$\Sigma E_{dSA} = \sum_{i=1}^N 2\pi q_0 a_i^2 e_i = \sum_{i=1}^N \frac{Q_{si} e_i}{3}. \quad (4.5.4-8)$$

(i : cycle de l'essai de frottement ayant pour durée totale N cycles)

Comme pour le rapport de glissement moyen, nous choisissons une approximation linéaire de l'extension du contact (4.5.3-1):

$$e_i = \frac{D_i}{a_i} \quad \text{et} \quad a_i = k_L \cdot i + a \quad \text{où} \quad k_L = \frac{r_L - a}{N}.$$

##### Comportement du revêtement TiN

La Figure 4-63 présente l'évolution de la surface axiale du contact TiN/alumine en fonction du paramètre énergétique associé.

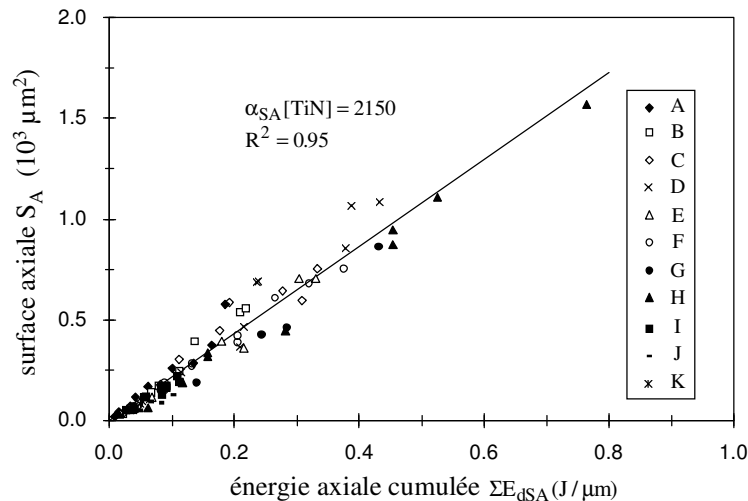


Figure 4-63 : Evolution de la surface axiale ( $S_A$ ) du dépôt TiN (TiN/alumine) en fonction de l'énergie axiale cumulée.

En distinguant l'évolution en fonction du glissement ou de l'effort normal, nous retrouvons une légère différence entre les coefficients énergétiques soit :

$$\alpha_{SA,D}[\text{TiN}] = 2157 \mu\text{m}^3 / \text{J} \quad \text{et} \quad \alpha_{SA,P}[\text{TiN}] = 1940 \mu\text{m}^3 / \text{J}.$$

Ce faible écart nous permet d'extraire le coefficient énergétique d'usure moyen de la surface axiale :

$$\alpha_{SA}[\text{TiN}] = 2150 \mu\text{m}^3 / \text{J} \text{ avec } R^2 = 0.95.$$

On note que la valeur obtenue bien que légèrement inférieure reste très proche de celle déduite de l'analyse volumique.

Comportement du substrat SC 6-5-2(HSS)

On complète l'analyse en reportant les résultats obtenus pour le substrat métallique (Figure 4-64).

Nous en déduisons un coefficient d'usure moyen

$$\alpha_{SA}[\text{HSS}] = 15600 \mu\text{m}^3 / \text{J} \text{ avec } R^2 = 0.95.$$

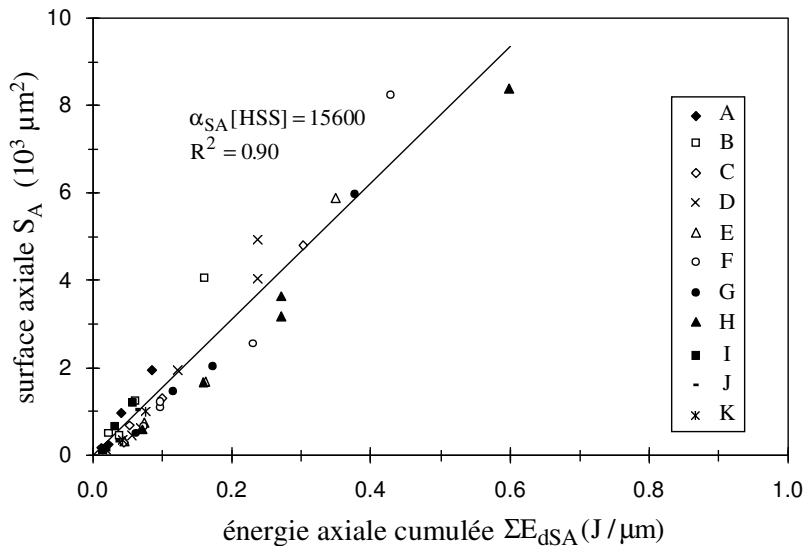


Figure 4-64: Evolution de la surface axiale (SA) du substrat (HSS/alumine) en fonction de l'énergie axiale cumulée.

Synthèse

On confirme le meilleur comportement du revêtement TiN, cependant le ratio mesurant la performance du dépôt est sensiblement plus faible puisqu'il est réduit à 7.5 .

Malgré une modification importante de l'interface induisant une structure en « W » contraire aux hypothèses de Hertz, on obtient une corrélation pratiquement linéaire entre la surface axiale usée SA et le paramètre ΣEdSA .

De même, les coefficients énergétiques déduits de l'analyse sont très proches de ceux calculés à partir de l'analyse volumique en particulier pour le dépôt TiN. Nous expliquons cette surprenante corrélation en considérant la quasi isotropie de la distribution annulaire des débris de la couronne (Figure 4-52).

Ainsi que le schématise la Figure 4-65, une répartition homogène du troisième corps suivant la couronne externe implique une distribution homogène et isotrope du champ de cisaillement.



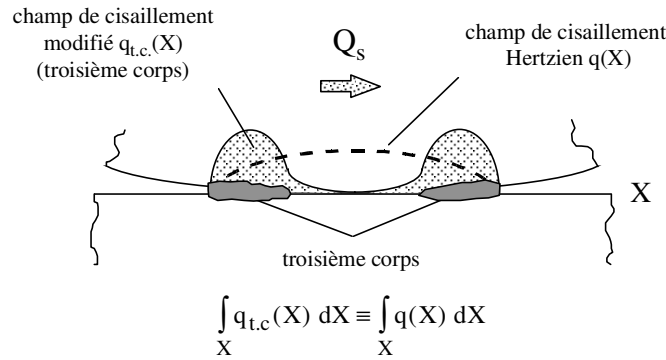


Figure 4-65 : Corrélation entre le travail interfacial déduit du modèle Hertz et la distribution modifiée du cisaillement.

Finalement l'énergie linéaire, associée à l'intégration du travail interfacial suivant l'axe X n'est pas trop éloignée sinon proportionnelle au travail calculé à partir des hypothèses de Hertz. Nous pouvons dès lors expliquer l'évolution linéaire entre la surface axiale et le paramètre énergétique  $\Sigma E_{dSA}$ .

#### 4.5.4.2.2 Analyse de la surface usée latérale

On compare l'évolution de la surface  $S_L$  déduite des profils latéraux avec l'énergie latérale cumulée calculée à partir des relations (4.4.2-24) et (4.4.2-31) soit :

$$\Sigma E_{dSL} = \sum_{i=1}^N E_{dSLi}$$

- si  $e_i \leq 1$  alors  $E_{dSLi} = Q_{si} \cdot (e_i (3 - e_i^2))$ ,

- si  $e_i > 1$  alors  $E_{dSLi} = 2 \cdot Q_{si}$ .

#### Comportement du revêtement TiN

La Figure 4-66 montre l'évolution de la surface latérale en fonction de l'énergie latérale cumulée ( $\Sigma E_{dSL}$ ).

On retrouve une évolution linéaire, cependant, une différence plus importante entre l'usure induite par une augmentation de l'amplitude de glissement et celle engendrée par un accroissement de l'effort normal est observée :

$$\alpha_{SL,D}[\text{TiN}] = 2070 \mu\text{m}^3 / \text{J} \text{ et } \alpha_{SL,P}[\text{TiN}] = 1470 \mu\text{m}^3 / \text{J}.$$

Le coefficient énergétique de l'usure issu de l'analyse latérale globale donne une valeur moyenne comparable aux valeurs précédentes  $\alpha_{SL}[\text{TiN}] = 2030 \mu\text{m}^3 / \text{J}$ .

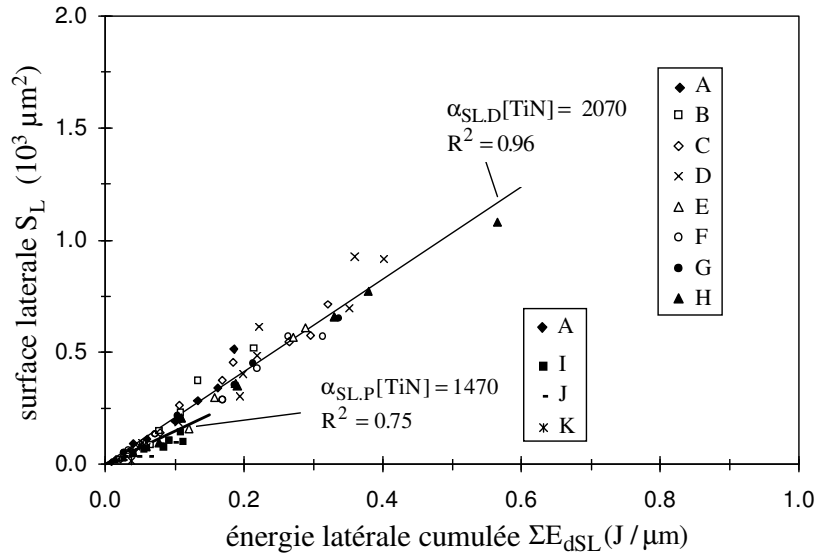


Figure 4-66 : Evolution de la surface usée déduite du profil latéral du dépôt TiN en fonction de l'énergie latérale cumulée.

Comportement du substrat SC 6-5-2 (HSS)

On transpose l'approche à l'étude du substrat SC 6-5-2 (Figure 4-67). On confirme la linéarité de l'évolution tout en soulignant les remarques observées pour le revêtement. Nous différencions les deux coefficients respectifs  $\alpha_{SL,D}[HSS] = 17650 \mu\text{m}^3 / \text{J}$  et  $\alpha_{SL,P}[HSS] = 8000 \mu\text{m}^3 / \text{J}$ .

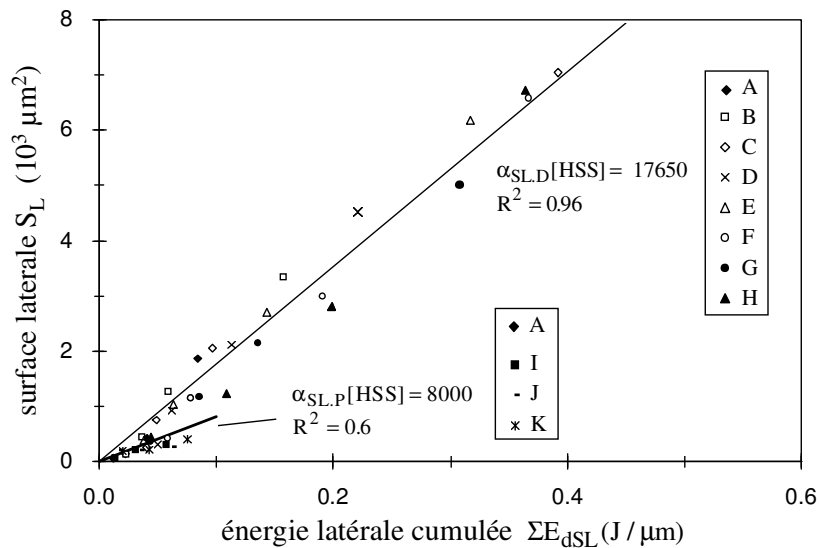


Figure 4-67 : Evolution de la surface usée déduite du profil latéral du substrat SC 6-5-2 en fonction de l'énergie latérale cumulée.

La valeur moyenne, représentative du comportement du substrat, est calculée :  
 $\alpha_{SL}[HSS] = 17400 \mu\text{m}^3 / \text{J}$ .

Synthèse

L'analyse latérale montre une évolution linéaire et permet d'extraire des coefficients énergétiques moyens proches des valeurs déduites de l'analyse volumique. Si on calcule le rapport entre les coefficients des matériaux ( $\alpha_{SL}[HSS]/\alpha_{SL}[TiN]$ ), on détermine un coefficient de performance pour le TiN de 8.5, très proche de la valeur obtenue par l'analyse volumique (Figure 4-68).

L'analyse latérale apparaît donc comme un moyen simple et efficace pour transposer une description énergétique, à l'identification de la dégradation, déduite à partir d'un simple profil orthogonal et pour comparer les matériaux (Figure 4-68).

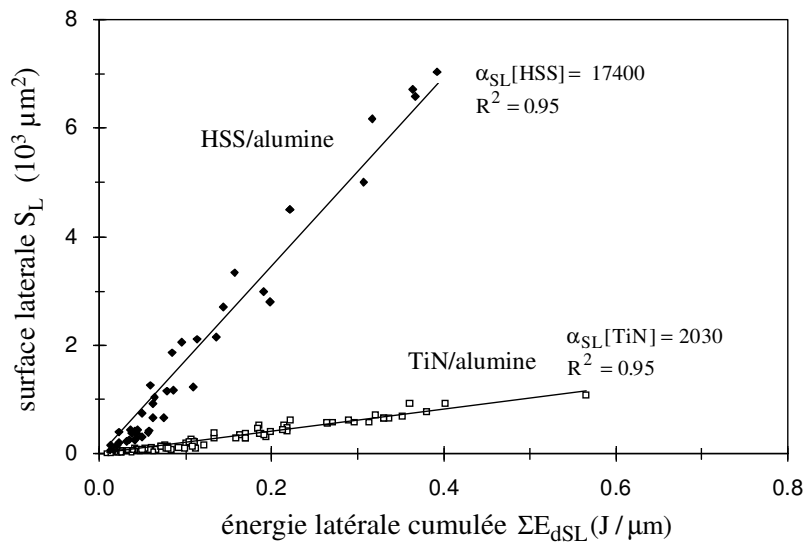


Figure 4-68 : Comparaison par analyse latérale entre le comportement du substrat HSS et du dépôt TiN (contact alumine).

L'analyse latérale correspond à une réelle nécessité dans la mesure où la plupart des profils sont réalisés suivant cette direction. On peut par exemple comparer les résultats expérimentaux répertoriés dans la littérature.

Pour expliquer la linéarité en dépit d'une importante modification de l'interface, on observe qu'une distribution homogène des débris engendre une relation de proportionnalité entre le travail interfacial intégré suivant l'axe Y et celui calculé à partir de l'approximation de Hertz.

En particulier pour  $e_i > 1$ , le travail intégré suivant l'axe Y est le même ( $E_{dSLi} = 2 \cdot Q_{si}$ ) quelle que soit la distribution du cisaillement dans le contact.

Ainsi plus le facteur moyen  $\bar{e}$  sera élevé, plus l'approximation Hertzienne du calcul de l'énergie latérale se rapprochera de la situation réelle.

Nous expliquons aussi la différence entre les évolutions associées au glissement D et à l'effort normal P. L'augmentation de l'énergie contrôlée par l'augmentation du glissement D et donc du ratio  $\bar{e}$  tend à vérifier le modèle Hertzien. Elle permet de définir des coefficients énergétiques d'usure très proches des valeurs déduites de l'analyse volumique.

L'augmentation de l'énergie induite par l'augmentation de l'effort normal se caractérise par une diminution du ratio moyen  $\bar{e}$ , on s'éloigne du modèle Hertzien comme en témoigne des plus faibles coefficients de régression. De même les coefficients énergétiques sont sensiblement plus faibles.

La distribution annulaire engendre une distribution moins centrale des cisaillements, une augmentation de l'effort normal se traduira par une augmentation plus limitée de la quantité de cisaillement balayant l'axe latéral Y (Figure 4-69).

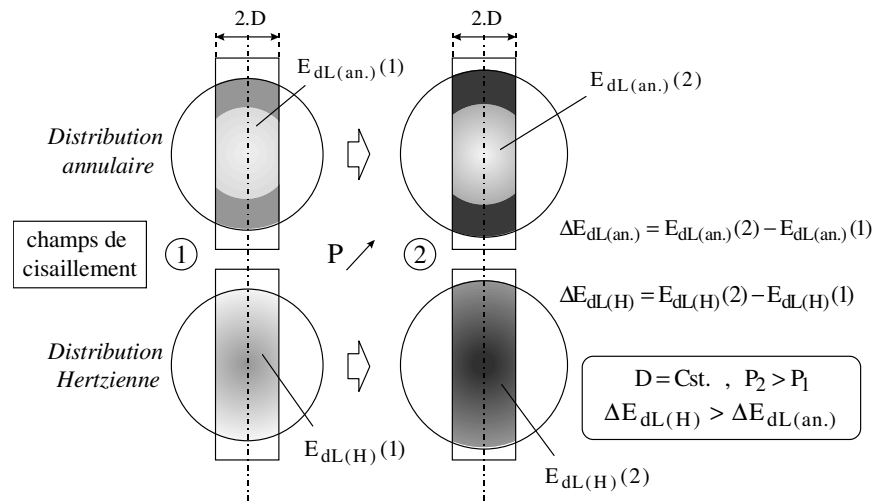


Figure 4-69: Influence de la distribution du champ de cisaillement sur le calcul de l'énergie latérale : effet réducteur de l'augmentation de l'effort normal sur la distribution annulaire.

On peut donc admettre que la quantité de travail réellement dissipée suivant l'axe Y pour de faibles amplitudes de glissement sera sensiblement plus faible que celle prévue par le calcul Hertzien. On comprend alors les plus faibles valeurs des coefficients d'usure  $\alpha_{SL,P}$ .

#### 4.5.4.2.3 Analyse de la profondeur usée maximale

Pour quantifier l'évolution de la profondeur maximale « h » on calcule la valeur cumulée du maximum de densité d'énergie dissipée. On utilise les formulations (4.4.2-8) et (4.4.2-31) telle que :

$$\Sigma E_{dh} = \sum_{i=1}^N E_{dhi} \quad (4.5.4-9)$$

- si  $e_i \leq 1$  alors

$$E_{dhi} = 2 \cdot q_{0i} \cdot a_i \cdot \left( e_i (1 - e_i^2)^{1/2} + \arcsin(e_i) \right) = \frac{3 \cdot Q_{si}}{\pi \cdot a_i} \cdot \left( e_i (1 - e_i^2)^{1/2} + \arcsin(e_i) \right),$$

- si  $e_i > 1$  alors  $E_{dhi} = q_{0i} \cdot a_i \cdot \pi = \frac{3 \cdot Q_{si}}{2 \cdot a_i}$ .

L'analyse théorique montre que pour les conditions de glissement total le maximum se situe au centre du contact. Ce résultat est en contradiction avec nos résultats expérimentaux puisque la structure en « W » se caractérise par une profondeur maximale située en bordure de contact.

Cependant dans de nombreux résultats issus de la bibliographie, on remarque qu'effectivement le maximum d'usure est observé au centre de la trace et dans ce cas le calcul proposé peut être appliqué.

Pour nos conditions il en va tout autrement. La Figure 4-70 montre qu'il n'existe pas de véritable corrélation entre le paramètre énergétique local  $\Sigma E_{dh}$  et la profondeur usée maximale mesurée.

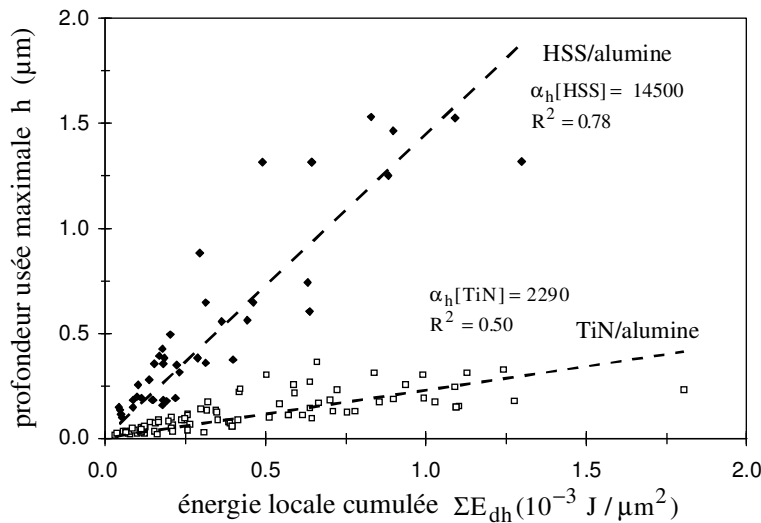


Figure 4-70 : Evolution de la profondeur maximale des contacts HSS/alumine et TiN/alumine en fonction du paramètre énergétique local  $\Sigma E_{dh}$ .

Dans la mesure où la dispersion aléatoire annule les tendances, l'approximation linéaire permet d'extraire des coefficients d'usure très proches des valeurs précédentes, en particulier pour le revêtement TiN :

$$\alpha_h[\text{HSS}] = 14500 \mu\text{m}^3 / \text{J} \text{ et } \alpha_h[\text{TiN}] = 2290 \mu\text{m}^3 / \text{J}.$$

On observe une dispersion beaucoup trop importante caractérisée par des coefficients de régression extrêmement bas.

Même si l'analyse statistique donne des coefficients représentatifs du comportement des matériaux, l'analyse énergétique ponctuelle proposée ne semble pas la plus adéquate pour quantifier la cinétique de l'usure des matériaux.

Contrairement aux analyses axiale et latérale pour lesquelles l'intégration linéaire gomme en partie la différence induite par une distribution modifiée des chargements, l'analyse

ponctuelle est fortement influencée. La structure annulaire du troisième corps modifie la distribution du champ de cisaillement, la valeur du maximum et surtout la dynamique du balayage.

Il apparaît donc que la formulation locale issue du modèle Hertzien n'est pas adaptée au cas particulier de la structure en « W » observée pour nos conditions.

#### 4.5.4.3 SYNTHÈSE

L'analyse quantitative confirme l'évolution linéaire entre l'énergie dissipée et le volume d'usure ( $\Sigma E_d \Rightarrow V$ ). Cette corrélation est aussi vérifiée pour les grandeurs locales issues de l'analyse linéaire suivant l'axe axial X ( $\Sigma E_{dSA} \Rightarrow S_A$ ) et l'axe latéral Y ( $\Sigma E_{dSL} \Rightarrow S_L$ ). Par contre, l'analyse locale ne permet pas de corréler l'évolution de la profondeur maximale d'usure (h) à la quantité locale maximale d'énergie dissipée ( $\Sigma E_{dh}$ ).

On montre une légère déviation entre l'usure générée par l'augmentation de l'effort normal (P) et celle contrôlée par l'augmentation du glissement (D).

L'analyse globale sur le volume d'usure, indépendante de la distribution des chargements, laisse supposer que cette différence de cinétique est indirectement associée à l'évolution du rapport de glissement  $\bar{e}$  et donc du temps d'exposition moyen de la trace à l'atmosphère. Plus celui-ci est long et plus l'usure est importante.

Quelques essais réalisés pour des fréquences différentes (1 Hz, 0.5 Hz et 0.1 Hz) confirment ce résultat. Néanmoins, pour une fréquence donnée, l'écart est relativement faible. Aussi pouvons nous regrouper l'ensemble des données et identifier le comportement moyen de chaque tribosystème.

Les données issues de l'analyse quantitative sont résumées dans le tableau suivant :

	TiN/alumine	HSS/alumine	$\alpha[\text{HSS}] / \alpha[\text{TiN}]$
$\alpha_V [\mu\text{m}^3 / \text{J}] (\text{R}^2)$	2360 (0.96)	23380 (0.95)	10
$\alpha_{V_{\text{app}}} [\mu\text{m}^3 / \text{J}] (\text{R}^2)$	2600 (0.94)	24000 (0.94)	9
$\alpha_{SA} [\mu\text{m}^3 / \text{J}] (\text{R}^2)$	2150 (0.95)	15600 (0.95)	7.5
$\alpha_{SL} [\mu\text{m}^3 / \text{J}] (\text{R}^2)$	2030 (0.95)	17400 (0.95)	8.5
$\alpha_h [\mu\text{m}^3 / \text{J}] (\text{R}^2)$	2290 (0.50)	14500 (0.78)	6.5

Tableau 4-2 : Synthèse des coefficients énergétiques d'usure.

L'analyse quantitative conduite sur le volume ( $\alpha_V$ ) et qui sert de référence, indique un coefficient d'usure pour l'acier SC6-5-2 de l'ordre de  $23000 \mu\text{m}^3 / \text{J}$  contre  $2400 \mu\text{m}^3 / \text{J}$  pour le TiN étudié. On détermine une résistance à l'usure du dépôt de 9 à 10 fois supérieure à celle de l'acier à outil. Les coefficients établis à partir de l'analyse locale ( $\alpha_{SA}$ ,  $\alpha_{SL}$ ) sont légèrement plus faibles mais restent du même ordre de grandeur. On confirme ainsi la principe de conservation *énergie dissipée - matière dégradée* entre l'analyse globale et l'analyse locale.

L'évolution de l'interface et la répartition annulaire des débris dans le contact modifie la distribution des chargements. La corrélation entre l'analyse Hertzienne de distribution

d'énergie et la réalité du contact est alors moins bien vérifiée. On observe une très forte dispersion des résultats au niveau de l'analyse locale du maximum de profondeur d'usure.

Nous disposons cependant des outils qui permettent d'identifier le comportement en usure par formation de débris d'un contact et aussi le moyen de comparer les différents tribosystèmes. Les meilleures approximations des valeurs de références ( $\alpha_V$ ) sont obtenues par l'analyse volumique utilisant l'approximation elliptique ( $\alpha_{Vapp}$ ) et l'analyse sur le profil latéral ( $\alpha_{SL}$ ). Ces deux méthodes, beaucoup plus rapides que l'analyse tridimensionnelle, permettent d'extraire des coefficients d'usure similaires et donnent des comparaisons  $\alpha[HSS] / \alpha[TiN]$  très proches.

#### **4.6 CONCLUSION**

Pour étudier et comparer le comportement en usure sous faibles débattements d'un dépôt de TiN et d'un acier rapide SC6-5-2, nous avons adapté une méthodologie d'étude fondée sur l'approche « carte de fretting ». L'analyse quantitative consiste à transposer un concept énergétique simple associant la quantité de matière dégradée au travail cumulé de la contrainte de cisaillement. L'étude globale fondée sur la détermination du volume total est confirmée par l'analyse de données issues de la bibliographie et par l'expertise des contacts étudiés.

L'originalité de ce travail est d'avoir étendu l'approche énergétique au niveau local en étudiant les distributions d'énergie pour le contact Hertzien sphère plan en glissement partiel et en glissement total. A partir des expressions analytiques locales on intègre les énergies linéaires suivant les axes principaux de glissement et orthogonal de façon à permettre la comparaison avec les surfaces usées déduites des profils; l'analyse énergétique se trouve simplifiée.

Enfin on détermine les maxima d'énergie locale ainsi que leurs positions dans le contact. Nous disposons dès lors d'un arsenal de variables capables de mesurer le comportement de l'usure des contacts et d'extraire rapidement des tendances.

##### *Régime de glissement partiel :*

L'analyse expérimentale en glissement partiel vérifie qualitativement cette description énergétique de la dégradation. Cependant les volumes usés sont trop faibles pour permettre une analyse quantitative fiable.

##### *Régime de glissement total :*

En régime de glissement total et glissement alterné, délimités à l'aide du rapport de glissement « e », nous observons différentes évolutions :

- Au dessus d'une pression seuil le processus d'usure par formation de débris du dépôt TiN est doublé d'un processus de délamination catastrophique beaucoup plus rapide. On montre que la cinétique de ce phénomène peut être associée à la quantité de déformation plastique cumulée au niveau de l'interface entre le dépôt et le substrat. Celle-ci est fonction du glissement relatif « D » et de la pression imposée. La pression seuil de non délamination correspond à la limite de plasticité apparente du substrat.

- Au dessous de cette pression seuil et avant que ce phénomène ne se produise, l'usure par formation de débris est le mécanisme prépondérant.

Pour ces amplitudes de glissement, l'usure des surfaces modifie fortement la morphologie du contact et favorise une distribution annulaire des débris qui change la distribution des chargements. Contrairement à ce qui est prévu par l'analyse Hertzienne, on observe un faciès de dégradation en « W » pour les conditions de glissement total en fretting ( $e < 1$ ).

L'analyse morphologique nous a permis de formaliser certaines variables capables de quantifier l'évolution de la morphologie entre la structure en « U » et la structure en « W ». Il est possible de mesurer l'action du troisième corps comme interface de transfert des chargements.

L'analyse quantitative permet l'identification de coefficients énergétiques ( $\alpha$ ) approximations linéaires de l'usure :

- volumique ( $\Sigma E_d \Rightarrow V$ )  $\rightarrow \alpha_V$  (détermination tridimensionnelle des volumes)  
 $\rightarrow \alpha_{V_{app}}$  (détermination elliptique approchée des volumes),
- axial ( $\Sigma E_{dSA} \Rightarrow S_A$ )  $\rightarrow \alpha_{SA}$  (détermination de la surface usée du profil axial),
- latéral ( $\Sigma E_{dSL} \Rightarrow S_L$ )  $\rightarrow \alpha_{SL}$  (détermination de la surface usée du profil latéral),
- ponctuel ( $\Sigma E_{dh} \Rightarrow h$ )  $\rightarrow \alpha_h$  (détermination de la profondeur usée maximale).

Sauf pour l'analyse ponctuelle très sensible à la redistribution annulaire des chargements, on conserve une corrélation linéaire et les variables énergétiques ( $\alpha$ ) déduites sont très proches.

On confirme le principe de conservation de la relation *énergie dissipée - quantité de matière dégradée* même au niveau local.

La meilleure approximation de l'analyse volumique tridimensionnelle  $\alpha_V$  est obtenue par le calcul approché  $\alpha_{V_{app}}$  et l'analyse latérale  $\alpha_{SL}$ . Ces simplifications sont beaucoup plus rapides et faciles à mettre en œuvre.

On détermine un coefficient énergétique d'usure pour l'acier SC6-5-2 de  $23000 \mu\text{m}^3 / \text{J}$  contre  $2400 \mu\text{m}^3 / \text{J}$  pour le TiN étudié. On montre que le revêtement TiN présente une résistance de 9 à 10 fois supérieure à celle de l'acier à outil.

La diminution du coefficient de frottement observée pour le dépôt pour les plus grandes amplitudes améliore encore le comportement du revêtement vis-à-vis du substrat.

A partir des différentes variables que nous avons explicitées il est désormais possible pour un même contact, d'évaluer le comportement des matériaux, de mesurer l'évolution morphologique de la trace, celui du coefficient de frottement, tout en estimant l'influence du troisième corps.

L'énergie dissipée associée au travail interfacial peut être définie comme une variable globale



qui initie, stimule et active les différents processus de dégradation dans le contact (Figure 4-71).

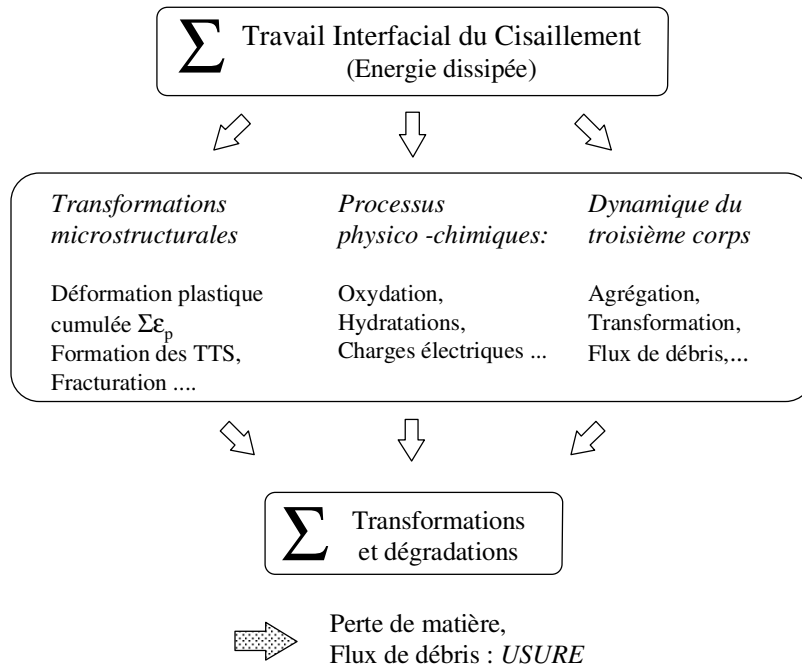


Figure 4-71 : Energie dissipée : facteur d'activation de l'usure.

Elle participe à la transformation plastique en grandes déformations des matériaux métalliques et peut indirectement être associée aux concepts de déformation plastique cumulée largement développés pour étudier l'usure des matériaux métalliques (Johnson K.L. (1995)).

Elle active les mécanismes d'oxydation, d'abrasion ou de fracturation là où les phénomènes de plastification ne peuvent apparaître en l'occurrence pour les dépôts TiN, DLC et les céramiques (Quinn T.F.J., 1983; Singer I.L. et al., 1991; Mohrbacher H. et al., 1995).

Elle participe aussi à la création, la transformation et à l'éjection du troisième corps dont le flux est un facteur représentatif de l'usure (Colombié C. 1986).

Tout mécanisme dégradant donc irréversible est associé à une énergie dissipée. La notion de travail interfacial que nous avons explicitée au niveau macroscopique et local intègre l'ensemble de ces aspects et permet une vision globale de la dégradation.

Les objectifs présents et futurs seront d'analyser localement dans le contact mais aussi au niveau de chacun des mécanismes activés comment et dans quelle mesure cette énergie est distribuée. Fondée sur l'approche globale, une analyse plus locale et plus physique des processus dégradants devra désormais être explorée.

# ***CONCLUSION GENERALE***

## CONCLUSION GENERALE

Au cours de cette étude, nous avons étudié les différents aspects qui caractérisent les dégradations induites par le fretting. Ceci nous a amené à expliciter des variables capables de quantifier la condition de glissement, l'amorçage de fissures en glissement partiel et l'usure par formation de débris en régime de glissement total.

La nécessaire complémentarité des approches théorique et expérimentale permet une vision globale du problème associant l'intérêt d'une critique constructive de l'expérience sur l'évaluation du modèle et inversement l'aide de la théorie pour construire une stratégie expérimentale plus rigoureuse. Associée aux hypothèses élastiques du contact Hertzien, cette recherche est schématisée ci-dessous :

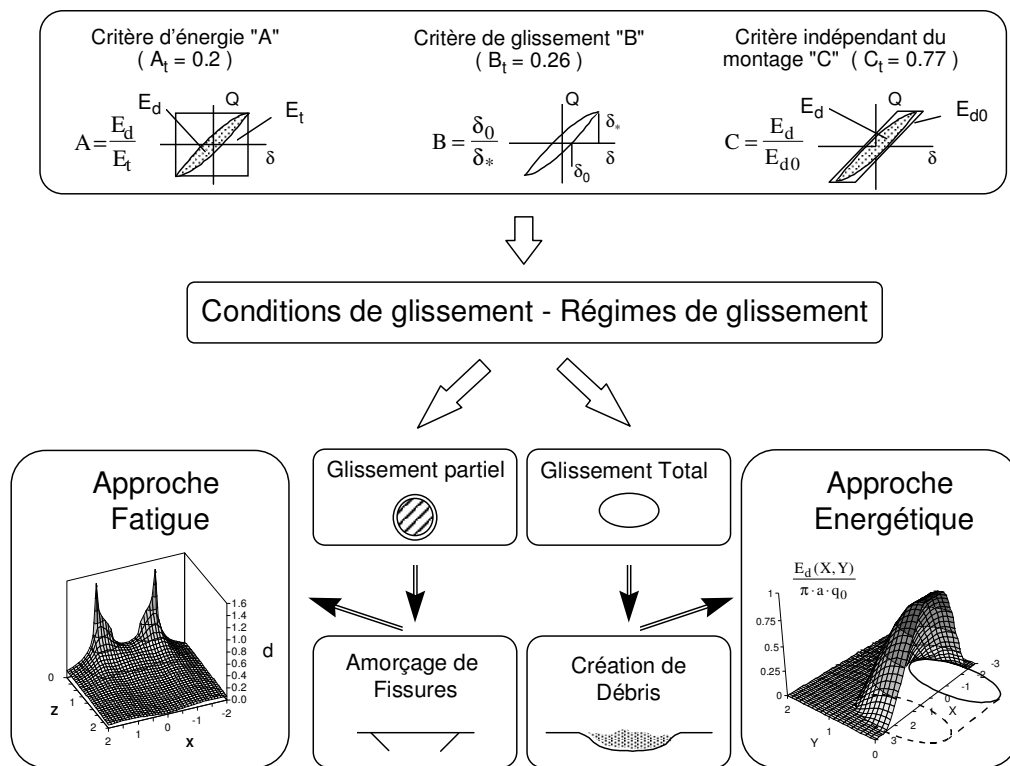


Figure 5-1 : Principe de l'analyse des dégradations en Fretting.

## QUANTIFICATION DE LA CONDITION DE GLISSEMENT

Trois critères A-B-C déduits de l'analyse du cycle de fretting par l'approche de Mindlin sont explicités et permettent de quantifier la condition de glissement. La transition entre glissement partiel et glissement total est définie par les trois constantes  $A_t - B_t - C_t$  qui sont indépendantes des caractéristiques du matériau, du rayon de courbure de la sphère ou du coefficient de frottement. Les paramètres A et B dépendent de la mesure du débattement et sont donc fonctions de la raideur du montage. Pour évaluer correctement la condition de glissement, il importe de déterminer la compléance tangentielle du montage et de l'intégrer dans le calcul des critères. Seul le critère C est indépendant du montage, mais sa

détermination implique une très bonne résolution de la mesure du cycle de fretting.

L'évolution de ces variables en fonction du temps permet de quantifier le concept de régime de glissement jusqu'à présent uniquement observé au travers des bûches de fretting.

On montre que la transition d'une condition de glissement vers une autre dépend essentiellement de l'évolution du coefficient de frottement. On peut donc définir les frontières des régimes en caractérisant le comportement du coefficient de frottement et indirectement celui de l'interface (transferts, troisième corps). L'analyse combinée des critères et de l'effort tangentiel permet de remonter à l'évolution du coefficient de frottement local dans la zone de glissement et de suivre l'évolution de la frontière de la zone « collée » après la transition vers le glissement partiel.

Nous disposons de moyens capables de quantifier la condition de glissement à tout instant de l'essai et de prédire un comportement en fonction des sollicitations imposées.

L'association de ces variables améliore la connaissance de l'histoire du chargement imposé au matériau et rend possible l'analyse mécanique de l'amorçage et l'approche énergétique de l'usure.

#### ANALYSE DE L'AMORCAGE EN CONDITION DE GLISSEMENT PARTIEL

L'analyse de l'amorçage à grand nombre de cycles en glissement partiel montre qu'il est nécessaire de tenir compte du comportement et de la nature du matériau pour appliquer un critère d'amorçage et quantifier le risque de fissuration en fretting. L'analyse mécanique permettant la prévision à partir des grandeurs conventionnelles de fatigue est possible si on tient compte de l'évolution du coefficient de frottement local et surtout si le calcul des contraintes dans le contact prend en compte les effets d'échelle, en moyennant la sollicitation sur un volume élémentaire.

- Pour les aciers bas carbone de structure martensitique revenue, présentant un comportement en traction de type ductile et admettant une loi d'écrouissage isotrope (30NCD16, 35NCD16) ( $\sigma_d/\tau_d < \sqrt{3}$ ), la condition de premier amorçage est très bien quantifiée par l'approche de Dang Van. Le critère prévoit un premier amorçage en bordure de contact Hertzien qui est observé pour les conditions de très faibles débattements. Le critère permet aussi de formaliser le phénomène de multi-fissuration lorsque la zone de glissement est importante. L'analyse quantitative est vérifiée et permet une prévision d'amorçage avec une erreur inférieure de 5% si les contraintes imposées dans le volume sont établies sur un volume élémentaire de 5  $\mu\text{m}$  de côté. On montre que le site d'amorçage associé au micro-volume défini par la théorie ne correspond pas au grain de la sous structure austénitique (15-20  $\mu\text{m}$  de diamètre) mais correspond plutôt à l'échelle d'une aiguille de martensite ou à l'interface entre plusieurs aiguilles.

- Pour les aciers fortement alliés caractérisés par un comportement fragile (SC6-5-2), le mécanisme de fissuration dépend des carbures présents dans la microstructure. La contrainte principale maximale apparaît alors comme la grandeur mécanique la mieux adaptée pour quantifier le risque de fissuration dans le contact. La condition de non fissuration du contact en glissement partiel à grand nombre de cycles peut être associée à la contrainte maximale d'endurance établie pour un essai de flexion répétée si les sollicitations calculées dans le contact sont définies sur un volume élémentaire de l'ordre de 13  $\mu\text{m}$  de côté.

La définition de la condition de glissement, l'analyse mécanique du contact et la comparaison

de plusieurs critères d'amorçage soulignent les aspects fondamentaux nécessaires à l'étude de l'amorçage en fretting :

- comportement du matériau (ductile/fragile),
- évolution du coefficient de frottement (coefficient de frottement local),
- facteurs d'échelle (volume élémentaire).

Nous avons établi des variables permettant de quantifier chacun de ces aspects et proposé une méthodologie pour aider à la résolution de problèmes de fretting de structures industrielles.

Nos résultats indiquent qu'une évolution vers une résolution par éléments finis du problème permettrait d'affiner notre démarche en combinant des lois de coefficient de frottement non constantes et en facilitant la résolution élasto-plastique du problème. Ainsi, il sera plus facile d'étudier l'autre domaine de la fissuration, celui de l'amorçage à faible nombre de cycles ou fatigue oligocyclique, essentiellement gouverné par les aspects de déformation plastique cumulée.

#### USURE INDUITE PAR FORMATION DE DEBRIS

Essentiellement analysée en grands débattements, la dégradation associée à la formation de débris est quantifiée à partir d'une approche énergétique. L'analyse conduite sur l'ensemble de la trace qui relie le volume de matière dégradée à la quantité d'énergie dissipée est transposée au niveau local à partir d'une description Hertzienne du contact. Nous associons la morphologie de la dégradation à la distribution locale de l'énergie. Cette analyse nous permet d'extraire et de comparer des coefficients énergétiques d'usure locaux plus faciles à déterminer.

Nous étudions le comportement d'un acier SC6-5-2 pour des conditions de glissement total et en glissement alterné en faisant varier le débattement et l'effort normal. Pour ces conditions, on montre que l'approche énergétique volumique permet une bonne quantification de la dégradation. L'étude des variables locales souligne que c'est l'analyse fondée sur la quantification de la surface latérale qui fournit les meilleurs éléments de comparaison.

L'analyse énergétique considère une globalisation du phénomène et suppose une relation de proportionnalité entre le travail interfacial et l'activation des processus de dégradation des premiers corps.

L'analyse locale montre cependant qu'il est nécessaire de prendre en compte l'effet du troisième corps pour expliquer l'évolution du faciès du contact caractérisée par une structure en "W" pour les faibles glissements et une structure en "U" pour les grandes amplitudes. Une distribution annulaire des débris modifie très fortement la répartition des chargements de telle sorte que le maximum de la profondeur d'usure ne se trouve pas au centre du contact comme le prédit le modèle Hertzien mais sur la périphérie.

L'analyse locale de l'évolution de la profondeur maximale d'usure, essentielle à la quantification de la durée de vie des revêtements implique des améliorations du modèle afin de tenir compte de l'évolution de la morphologie du contact et de la présence du troisième corps.

## APPLICATION

Nous avons évalué expérimentalement les effets d'un revêtement dur et mince de TiN sur l'amélioration du comportement du contact vis-à-vis des sollicitations de fretting.

Nos résultats mettent en évidence plusieurs points :

- Un dépôt mince de TiN abaisse le coefficient de frottement et l'introduction de contraintes de compression stables protège de l'amorçage en régime de glissement mixte et partiel. Cependant, l'effet bénéfique du revêtement est conditionné à son maintien dans le contact : dès que celui-ci est percé on retrouve le comportement en fissuration du substrat (SC6-5-2). Ce type de revêtement ne permet pas une protection pour des sollicitations à grand nombre de cycles.

- L'étude de l'usure en grands débattements montre qu'au dessus d'un seuil de pression, ce sont les mécanismes de délamination qui contrôlent la durée de vie du dépôt. Ce seuil est associé à la limite de plasticité du substrat. En dessous de ce seuil de chargement, l'usure par formation de débris est le phénomène prépondérant. Pour les conditions étudiées, l'analyse énergétique indique une cinétique d'usure du dépôt TiN de 9 à 10 fois inférieure à celle de l'acier SC6-5-2.

## SYNTHESE

Notre méthodologie est fondée sur l'approche de type carte et s'appuie sur une démarche expérimentale rigoureuse qui consiste à solliciter en fretting des aciers revêtus ou non.

Elle permet aujourd'hui de quantifier le comportement tribologique des couples de matériaux et une meilleure connaissance de l'évolution du coefficient de frottement, des conditions d'amorçage en glissement partiel et de l'usure en glissement total.

Ces informations quantifiées aux travers de variables adaptées aux modélisations de type éléments finis (comportement du matériau, lois de coefficient de frottement, volume élémentaire caractérisant la taille du maillage) permettent une résolution des problèmes de l'amorçage en fretting pour des situations industrielles. Des développements restent nécessaires pour formaliser les phénomènes d'usure.

# ***NOMENCLATURE***

## NOMENCLATURE

### *Propriétés des matériaux*

$E, G, \nu$	: Module élastique de Young, module de cisaillement, coefficient de poisson,
$E^*$	: Module élastique équivalent,
$K_I$	: Constante matériau définie par la relation,
$\sigma_Y, \tau_Y$	: Limite de plasticité en traction, limite de plasticité en cisaillement,
$\sigma_d, \tau_d$	: Limite d'endurance en flexion alternée, Limite d'endurance en torsion alternée,
$\sigma_{d,Fp(0.1) \max}$	: Valeur maximale de la limite d'endurance en flexion plane pour un rapport de sollicitation tel que ( $\sigma_{\max} / \sigma_{\min} = 0.1$ ).
$\kappa$	: Sensibilité du matériau à la triaxialité du chargement (critère de Froustey-Lasserre),
Rm	: Limite en tension,

### *Chargements du contact*

$P, P_t$	: Effort normal, effort normal associé à la transition G.P / G.T,
$p_0$	: Pression Hertzienne maximale,
$p_{0t}$	: Pression Hertzienne associée à la transition G.P/G.T,
$Q, Q^*, Q_t$	: Effort tangentiel, amplitude de l'effort tangentiel, amplitude associée à la transition G.P / G.T,
$\bar{Q}^*$	: Amplitude moyenne de l'effort tangentiel calculée pour une condition de glissement partiel stabilisé,
$Q_s$	: Effort tangentiel associé au glissement pur (glissement total, alterné),
$\delta, \delta^*, \delta_t$	: Débattement relatif au niveau du contact, amplitude du débattement, amplitude du débattement associée à la transition G.P/G.T,
$\delta_m, \delta^*_m$	: Débattement mesuré, amplitude mesurée,
$\delta_0, \delta_{0t}$	: Amplitude de l'ouverture du cycle définie lorsque $Q=0$ , valeur associée au cycle à la transition G.P/G.T.
$\delta_g$	: Amplitude de la composante de glissement du cycle de fretting,
$D$	: Amplitude associée au glissement relatif ( G.T/ glissement alterné),
$e$	: Rapport de glissement ( $e=D/a$ ) (G.T/glissement alterné)
$\bar{e}$	: Rapport de glissement moyen calculé sur l'ensemble de l'essai (prise en compte de l'extension de l'aire de contact),
$\mu, \mu_t$	: Coefficient de frottement, coefficient de frottement associé à la transition,
$\mu_L$	: Coefficient de frottement local effectif dans l'anneau de glissement en glissement partiel,
$\mu_s, \bar{\mu}_s$	: Coefficient de frottement moyen associé à la condition de glissement pur, valeur moyenne calculée sur les 500 derniers cycles,



$\mu_{\min}, \mu_{\max}$	: Valeurs maximale et minimale du coefficient de frottement dans le contact,
$R^*$	: Rayon de la bille,
$a$	: Rayon du contact Hertzien,
$c$	: Rayon de la zone collée,
$c'$	: Rayon du front de glissement balayant l'anneau externe au cours du cycle de fretting en glissement partiel,
$k$	: Paramètre de glissement ( $k= c/a$ );
$E_d, E_{dt}$	: Energie dissipée du cycle de fretting, énergie associée à la transition,
$E_t$	: Energie totale associée au cycle de fretting ( $E_t=4. Q_* \cdot \delta_*$ ),
$E_{d0}$	: Energie associé à l'ouverture du cycle de fretting ( $E_0 = 4. Q_* \cdot \delta_0$ ),
$C_C$	: Compliance du contact,
$C_m$	: Compliance du contact mesurée,
$C_S$	: Compliance tangentielle du système (montage et échantillons),
$t$	: Temps,
$f$	: Fréquence du cycle de fretting,
$T$	: Période du cycle de fretting,

***Caractérisation des conditions de glissement en fretting***

G.P, G.T	: Glissement partiel, Glissement total,
R.G.P, R.G.T	: Régime de glissement partiel, Régime de glissement total,
R.G.M	: Régime de glissement mixte,
$A, A_t$	: Critère d'énergie "A", constante définissant la transition G.P/G.T ( $A_t = 0.2$ ),
$B, B_t$	: Critère d'ouverture de cycle "B", constante définissant la transition G.P/G.T ( $B_t \approx 0.26$ ),
$C, C_t$	: Critère indépendant du montage, constante définissant la transition G.P/G.T ( $C_t \approx 0.26$ ),

***Paramètres caractérisant les sollicitations imposées au plan du contact***

$\Sigma^P, \Sigma_{PS}^Q$	: Tenseur associé à l'effort normal statique, tenseur associé au chargement tangentiel alterné en glissement partiel,
$\Sigma_{PS}^{Q*}$	: Amplitude du chargement tangentiel,
$\Sigma_{PS}$	: Tenseur de la sollicitation totale en glissement partiel,
$\bar{\Sigma}$	: Tenseur des contraintes moyennes calculées sur le volume élémentaire $V(l)$ ,
$\sigma_{1\max}$	: Contrainte principale maximale (analyse ponctuelle),
$\sigma_{1\max}(V)$	: Contrainte principale maximale établie sur le volume élémentaire $V(l)$ ,
$\text{Max}(\sigma_{1\max})$	: Valeur maximale de la contrainte principale dans le contact,
$X(\text{Max}(\sigma_{1\max}))$	: Position relative suivant X du maximum de la contrainte principale,

$\sigma_{e \max}$	: Contrainte équivalente de Von Mises,
$\text{Max}(\sigma_{e \max})$	: Valeur maximale de la contrainte équivalente de Von Mises,
$X(\text{Max}(\sigma_{e \max}))$	: Position relative suivant X du maximum de la contrainte de Von Mises,
$\tau_{\max}$	: Contrainte de cisaillement maximal,
$\text{Max}(\tau_{\max})$	: Valeur maximale de la contrainte de cisaillement maximal,
$X(\text{Max}(\tau_{\max}))$	: Position relative suivant X du maximum du cisaillement,
$p(x,y), q(x,y)$	: Distribution Hertzienne de la pression et du cisaillement,
$p_{0y}$	: Pression maximale associée à la première plastification en sous couche en indentation normale ( $Q=0$ ) ( $p_{0y} \approx 1.6 \cdot \sigma_Y$ ),
$q_0$	: Cisaillement Hertzien maximal ( $q_0 = \mu \cdot p_0$ ),
$P_{V.ML}$	: Force normale limite de première plastification à la transition,
$P_{0V.M}$	: Pression Hertzienne définissant la condition de première plastification (Von Mises) en bordure de contact ( $ x  = a, y = z = 0$ ) et en glissement partiel.
$V(l)$	: Volume élémentaire sur lequel le chargement du contact est calculé afin de tenir compte de l'effet d'échelle,
$l$	: Dimension du paramètre de maille cubique caractérisant le volume élémentaire,
$L$	: Dimension relative du paramètre de maille ( $L = l/a$ ),

***Variables associées au critère de fatigue de Dang Van***

$V(M), v(m)$	: Volume associé au chargement macroscopique, volume microscopique associé au chargement microscopique,
$d_{DV}, d_{DVc}$	: Critère de Dang Van, Critère de Dang Van associé au contact sphère-plan et défini en bordure de contact,
$\Sigma(t)$	: Trajet de chargement macroscopique,
$\xi(\bar{n}, t), p(t)$	: Cission macroscopique, pression hydrostatique macroscopique,
$\hat{\sigma}(t)$	: Trajet du chargement microscopique,
$\hat{\tau}(t), \hat{p}(t)$	: Cission microscopique, pression hydrostatique microscopique,
$\hat{\tau}_{\max}, \hat{p}_{\max}$	: Valeurs maximales de la cission et de la pression hydrostatique microscopique,
$\hat{\tau}_c, \hat{p}_c$	: Valeurs critiques de la cission et de la pression hydrostatique microscopique,
$\alpha, \beta$	: Variables définissant le domaine de sécurité du critère de Dang Van,
$q_{0DV}$	: Cisaillement Hertzien maximal associé à la condition d'amorçage du critère de Dang Van (défini en bordure de contact : $ x  = a, y = z = 0$ ),
$q_{0DVL}$	: Cisaillement limite définissant la condition d'amorçage à la transition de glissement G.P/G.T ( $Q_* = Q_t$ ) en bordure de contact ( $ x  = a, y = z = 0$ ),
$p_{0DVL}$	: Pression limite définissant la condition d'amorçage à la transition de glissement G.P/G.T ( $Q_* = Q_t$ ) en bordure de contact ( $ x  = a, y = z = 0$ ),

***Variables associées au critère de fatigue de Froustey - Lasserre***

$W_{1m}$	: Energie (élastique) sphérique du tenseur moyen,
$W_{2m}$	: Energie (élastique) de distorsion du tenseur moyen,
$W_m$	: Energie totale du tenseur moyen,
$d_{Tm}^{\circ}$	: Degré de triaxialité du chargement moyen,
$W_{1a}$	: Energie (élastique) sphérique du tenseur alterné,
$W_{2a}$	: Energie (élastique) de distorsion du tenseur alterné,
$W_a$	: Energie totale du tenseur alterné,
$d_{Ta}^{\circ}$	: Degré de triaxialité du chargement alterné,
$W_{2al}$	: Energie de distorsion admissible associé au tenseur alterné,
$d_{FL}$	: Critère de Froustey-Lasserre,
$p_{OFL}$	: Pression seuil définissant la condition d'amorçage en glissement partiel,
$p_{OFL L}$	: Pression limite définissant la condition d'amorçage à la transition de glissement ( $Q_t$ ),
$X(d_{FL} = 1)$	: Position relative suivant l'axe X du maximum du risque du critère Froustey-Lasserre,

***Variables associées aux critères uni-axiaux***

$\sigma_{aGD}$	: Amplitude admissible associée à l'approximation de Goodman,
$d_{GD}$	: Critère d'amorçage issu de l'approximation de Goodman,
$\sigma_{aG}$	: Amplitude admissible associée à l'approximation de Gerber,
$d_G$	: Critère d'amorçage issu de l'approximation de Gerber,
$\sigma_{aD}$	: Amplitude admissible associée à l'approximation de Dietman,
$d_G$	: Critère d'amorçage issu de l'approximation de Dietman,
$\sigma_{aVDI}$	: Amplitude admissible associée à l'approximation de VDI,
$d_G$	: Critère d'amorçage issu de l'approximation du VDI,
$p_{OG}$	: Pression seuil définissant la condition d'amorçage en glissement partiel définie à partir de à l'approximation de Gerber,

***Variables associées aux dégradations dans la trace de fretting***

$h_A, h_L,$	: Profondeurs maximales d'usure suivant les directions axiale et latérale,
$h, h_0$	: Profondeurs maximales d'usure sur l'ensemble de la trace et au centre de la trace,
$h_W, S_W$	: Paramètres de forme de la trace de fretting,
$r, R$	: Position radiale absolue en surface, position radiale relative ( $R=r/a$ ),
$r_f$	: Rayon de la position absolue du site d'amorçage,
$r_A$	: Rayon de la trace suivant la direction axiale (X),

$r_L$	: Rayon de la trace suivant la direction latérale (Y),
$r_a$	: Rayon apparent de la trace de fretting ( $r_a = (r_A + r_L)/2$ ),
$S_A, S_L$	: Surfaces usées déduites des profils d'usures obtenus suivant les axes axial (X) et latéral (Y) de la trace,
$Sc_A, Sc_L$	: Surfaces complémentaires non usées déduites des profils d'usures obtenus suivant les axes axial (X) et latéral (Y) de la trace,
$V$	: Volume d'usure,
$V_{app.}$	: Volume d'usure approché obtenu à partir de l'approximation du volume de la trace,

***Paramètres associés à l'usure par formation de débris***

$E_d, \Sigma E_d$	: Energie dissipée durant un cycle, valeur cumulée sur l'essai,
$E_d(X, Y)$	: Distribution en surface de l'énergie dissipée durant le cycle de fretting,
$E_d(R)$	: Distribution suivant l'axe radial de l'énergie dissipée durant le cycle,
$E_d(X)$	: Distribution suivant l'axe axial (X) de l'énergie dissipée durant le cycle,
$E_d(Y)$	: Distribution suivant l'axe latéral (Y) de l'énergie dissipée durant le cycle,
$E_{dSA}, \Sigma E_{dSA}$	: Energie intégrée suivant l'axe axial (X), valeur cumulée sur l'essai,
$E_{dSL}, \Sigma E_{dSL}$	: Energie intégrée suivant l'axe latéral (Y), valeur cumulée sur l'essai,
$E_{dh}, \Sigma E_{dh}$	: Energie locale maximale (centre du contact), valeur cumulée sur l'essai,
$te(X, Y)$	: Distribution du temps d'exposition au cours d'un cycle de fretting,
$E_d \cdot \sqrt{te}$	: Facteur temps d'exposition-énergie dissipée,
$\alpha_V$	: Coefficient énergétique d'usure déterminé sur le volume (profilométries 3D),
$\alpha_{VP}$	: Coefficient énergétique d'usure (volume 3D) associé à la variation de l'effort normal (P),
$\alpha_{VD}$	: Coefficient énergétique d'usure (volume 3D) associé à la variation du glissement (D),
$\alpha_{Vapp.}$	: Coefficient énergétique d'usure déterminé sur le volume approché,
$\alpha_{Vapp.P}$	: Coefficient énergétique d'usure (volume approché) associé à la variation de l'effort normal (P),
$\alpha_{Vapp.D}$	: Coefficient énergétique d'usure (volume approché) associé à la variation du glissement (D),
$\alpha_{SA}$	: Coefficient énergétique d'usure déterminé à partir de la surface axiale,
$\alpha_{SA.P}$	: Coefficient énergétique d'usure (surface axiale) associé à la variation de l'effort normal (P),
$\alpha_{SA.D}$	: Coefficient énergétique d'usure (surface axiale) associé à la variation du glissement (D),
$\alpha_{SL}$	: Coefficient énergétique d'usure déterminé à partir de la surface latérale,
$\alpha_{SL.P}$	: Coefficient énergétique d'usure (surface latérale) associé à la variation de l'effort normal (P),
$\alpha_{SL.D}$	: Coefficient énergétique d'usure (surface latérale) associé à la variation du glissement (D),
$\alpha_h$	: Coefficient énergétique d'usure déterminé à partir de la profondeur maximale,

# ***BIBLIOGRAPHIE***

**BIBLIOGRAPHIE**

- Archard J.F.**, *Contact and rubbing of flat surfaces*, J. Appl. Phys., 24, (1953), p. 981-988.
- Berthier Y., Vincent L., Godet M.**, *Velocity accommodation in fretting*, Wear, 125, (1988), p. 25-38.
- Bill R.C.**, *Fretting of AISI 9310 Steel and selected fretting-resistance surface treatments*, ASLE transactions, Vol. 21, 3, (1977), p.236-242.
- Blanpain B., Celis J.P., Roos J.R., Ebberink J., Smeets J.**, *A comparative study of the fretting wear of hard carbon coating*, Thin solid films, 223, (1993), p. 65-71.
- Blanchard P., Colombier C., Pellerin V., Fayeulle S., Vincent L.**, *Material effect in fretting wear : application to iron, titanium and aluminium alloys*, Metallurgica transaction, volume 22A, (1991), p.1535-1544.
- Blanchard P.**, *Usure induite en petit débattements : transformation tribologique superficielle d'alliages de titane*, Thèse ECL, (1991), N° 91-32.
- Bleuzen C.**, *Evaluation de la susceptibilité au fretting d'alliages aéronautiques, le fretting corrosion*, Senlis, (1988), p. 39-57.
- Brand A.**, *Calcul des pièces à la fatigue : Méthode du gradient*, CETIM informations N°68, (1980).
- Brand A.**, *Fatigue des alliages ferreux, Approche classique*, techniques de l'ingénieur, B 5 050.
- Buckley D.**, *Surface effects in adhesion, friction, wear and lubrication*, Trib. Ser. 05, Elsevier, Amsterdam, (1985).
- Büfler H.**, *Zur Theorie der rollenden Reibung*, Ing. Arch., 27,137, (1959), p. 141-377.
- Cattaneo C.**, *Sul contatto di due corpi elastici : distribuzione locale degli sforzi*, Rendiconti dell'Accademia dei lincei, 6, 27,(1938), p. 343-348, 434-436 and 474-478.
- Chivers T.C., Gordelier S.C.**, *Fretting fatigue and contact conditions : a rational explanation of paliative behaviour*, Proc. Inst. Mech. Ing., Vol. 199 N°C4, (1985), 325-337.
- Colombié C.**, *Usure induite par petit débattements*, Thèse ECL, (1986), N°86-11.
- Colombié C., Berthier Y., Floquet A., Vincent L. and Godet M.**, *Fretting : Load carrying of wear debris*, ASME Trans., 106, (1984).
- Colombié C., Berthier Y., Vincent L. and Godet M.**, *How to choose coatings in fretting*, Conference : advances in surface treatments, technology applications, effects, Pergamon Press, UK, (1986), p. 321-334.

**Cowan R. S., Winer W.O.**, *Thermomechanical wear modelling*, Tribotest journal 1-2, (1994), p. 111-123.

**Dai D.N., Hills D.A, Nowell D.**, *Stress Intensity Factors for Three-Dimensional Fretting Cracks*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 59-71.

**Dang Van K.**, *Sur la résistance à la fatigue des métaux*, Science et Techniques de l'Armement, Mémoires de l'Artillerie Française, 3<sup>ème</sup> fascicule, (1973).

**Dang Van K., Griveau B., Message O.**, *On a new multiaxial fatigue limit criterion : theory and applications*, Biaxial and Multiaxial fatigue, EGF Publication 3, M.W. Brown and K. Miller, Eds., (1982), p. 479-496.

**Dang Van K.**, *Macro-Micro Approach in High-Cycle Multiaxial Fatigue*, Advances in Multiaxial Fatigue, ASTM STP 1191, D.L. McDowell and R. Ellis, Eds., American Society for Testing and Materials, Philadelphia, (1993), p. 120-130.

**Dang Van K., Maitournam M.H.**, *Elastoplastic calculation of the mechanical state in moving contacts : Application to fretting fatigue*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 161-168.

**Dang Van K., Maitournam M.H.**, *Steady-state flow in classical elastoplasticity : applications to repeated rolling and sliding contact*, Jour. Mech. Phys. Solids, Vol.41, N°11, (1993), p. 1691-1710.

**Del Puglia A., Pratesi F., Zonfrillo G.**, *Experimental procedure and involved parameters in fretting -fatigue tests*, ESIS 18, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p.219-238.

**Dubar L.**, *Fatigue multiaxiale des aciers, passage de l'endurance à l'endurance limitée, prise en compte des accidents géométriques*, Thèse ENSAM (Talence), (1992), N°92-18.

**Dubourg M.C., Lamacq V.**, *A theoretical Model for the prediction of Crack Field Evolution*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 135-347.

**Dundurs L.**, *Properties of elastic bodies in contact*, In Mechanics of Contact Between Deformable Bodies (ed. A.D. de Pater and J.J. Kalker), Delft University Press.

**Eden E.M., Rose W.N, Cunningham F.L.**, *The endurance of metals*, Proc. Instn mech. Engrs, 875, (1911).

**Edwards P.R., Ryman R.J., Cook R.**, *Fracture mechanics prediction of fretting fatigue*, Proc. Ninth ICAF Symposium, Darmstadt, (1977).

**Edwards P.R.**, *The application of fracture mechanics to predicting fretting fatigue*, Fretting Fatigue, Edited by Waterhouse R.B., Applied Science, London, (1981), p. 67-97

**Endo. K.**, *Practical observation of initiation and propagation of fretting fatigue cracks*,

- Fretting Fatigue, Edited by Waterhouse R.B., Applied Science, London, (1981), p. 127-141.
- Endo. K.**, *Initiation and propagation of fretting-fatigue cracks*, Wear, 38,(1976), p. 311-324.
- Etsuo M., Masatoshi H., Shinobu K., Wataru K.**, *Dissipation of kinematic energy by slip at the interface of mating surfaces*, Wear, 159, (1992), p. 141-150.
- Fernando U.S., Farrahi G. H., Brown M. W.**, *Fretting fatigue crack growth behaviour of BS L65 4 copper aluminium alloy under constant normal load*, ESIS 18, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 183-195.
- Field J.E., Waters D.M.**, D.E.M.N.E.L, East Kilbride, Report N°120, (1963).
- Forsyth P.J.E.**, *A two stage fatigue fracture mechanism*, Proceedings Cranfield Symposium on Fatigue. Crack propagation 1, (1961), p. 76.
- Foulquier J., Journet B. Alliaga D., Pineau A.**, *Comportement en fretting-fatigue d'un acier 30NCD16 utilisé sur hélicoptères*, le fretting corrosion, (1988), p. 25-37.
- Fouvry S., Kapsa P., Vincent L., Dang Van K.**, *Theoretical analysis of fatigue cracking under dry friction for fretting loading conditions*, Wear 195, (1996), p. 21-34.
- Fouvry S., Kapsa P., Vincent L.**, *Stress and Fatigue analysis of fretting on a stressed specimen under partial slip conditions*, Tribotest journal 3-1, September 1996, p. 23-44.
- Fouvry S., Kapsa P., Vincent L.**, *Analysis of sliding behaviour for fretting loadings: determination of transition criteria*, Wear 185 ,(1995), p. 35 -46 .
- Fouvry S., Kapsa P., Vincent L.**, *Fretting behaviour of hard coating under high normal load*", Surface and Coating Technology, 68/69, (1994), p. 494-499.
- Fouvry S., Kapsa P., Vincent L.**, *Détermination de la transition entre glissement partiel et glissement total*, C.R. Acad. Sci. Paris, t. 318, série II, (mars 1994), p. 1015-1018.
- Fouvry S., Kapsa P., Vincent L.**, *Wear phenomena quantification of Hard coating under Fretting situation*, International Tribology Conference ITC - Yokohama, Oct. 29 - Nov. 2 (1995), p. 277-282.
- Fouvry S., Kapsa P., Vincent L.**, *Amorçage de fissures en fretting, influence d'un dépôt de nitrure de titane*, Journée de printemps de la SF2M PARIS, 30 et 31 mai 1995, Fatigue et Traitements de Surface, (1995), Revue de Métallurgie, N° 9, p. 234 - 245.
- Froustey C.**, *Fatigue multiaxiale en endurance de l'acier 30NCD16*, Thèse ENSAM (Talence), (1987), N° 87-10.
- Froustey C., Lasserre S., Dubar L.**, *Essais de fatigue multiaxiaux et par blocs, validation d'un critère pour les matériaux métalliques*, MAT-TEC 92, Fatigue et contrainte, (1992).
- Galtier A.**, *Contribution à l'étude de l'endommagement des aciers sous sollicitations Uni ou Multi-axiales*, Thèse ENSAM (Talence), (1993), N°93-8.



- Georges J.M., Tonck A., Mazuyer D.**, *Interfacial friction of wetted monolayers*, Wear, Vol. 175, N°1, (1994), p. 59-62.
- Gerdes C., Bartsch H., Härkegard G.**, *Two-dimensional modelling of fretting-fatigue*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 111-124.
- Godet M.**, *The third body approach, a mechanical view of Wear*, Wear, 100, (1984), p. 437-452.
- Godet M.**, *Third body in tribology*, Wear, 136, (1986), p. 29-45.
- Godet M., Berthier Y., Lancaster J.**, *Wear modelling : using fundamental understanding or practical experience ?*, Wear, 149, (1991), p. 325-340.
- Gupta P.K., Walowit, J.A.**, Contact stresses between an elastic cylinder and a layered elastic solid, ASME Trans., J. Lubr. Technol., Vol. 96, (1974), p. 250-257.
- Hamilton G.M., Goodman L.E.**, *The stress field created by a circular sliding contact*, .Appl. Mech., 33, (1966), p. 371-376.
- Hamilton G.M.**, *Explicit equations for the stresses beneath a sliding spherical contact*, Proc. Inst. Mech. Eng., Vol. 197c, (1983), p. 53-59.
- Harris W.J.**, *Metallic Fatigue*, Pergamon Press, New York, (1961), p. 166-204.
- Hattori T., Nakamura M.**, *Fretting fatigue evaluation using stress singularity parameters at contact edges*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 453-460.
- Hertz H.**, *Über die Berührung fester elastischer Körper. J. reine und angewandte Mathematik.*, 92, (1882), 156-171.
- Hills D.A., Nowell D.**, *The development of a fretting fatigue experiment with well-defined characteristics*, Standardization of fretting test methods and equipment, ASTM STP 1159, M. Helmi Attia and R.B. Waterhouse, Eds., American Society for Testing and Materials, Philadelphia, (1992), p. 69-84.
- Hills D.A., Nowell D.**, *A critical analysis of fretting fatigue experiments*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 171-182.
- Hills D.A., Nowell D., Sackfield A.**, *Mechanics of elastic contacts*, Butterworth-Heinemann Ltd (1993), OXFORD.
- Hills D.A., Nowell D.**, *Mechanics of fretting fatigue*, Kluwer Academic Publishers, (1994).

**Hirakawa K., Toyama K.**, *Influence of surface residual stresses on the fatigue crack initiation of press fitted axle assemblies*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 461-473.

**Hoepfner D. W.**, *Mechanisms of fretting fatigue*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 3-19.

**Johnson K.L.**, *Surface interaction between elastically loaded bodies under tangential forces*, Proc. R. Soc., Ser. A230, (1955), 531-548.

**Johnson K.L.**, *Contact mechanics and wear of metals*, Wear, vol. 190, (1995), p. 162-170.

**Johnson K.L.**, *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge, (1985).

**Kharrat M., Chateauinois A., Krichen A., Vincent L.**, *Fretting behaviour of thermoset polymers against glass counterfaces*, International Tribology Conference ITC - Yokohama, Oct. 29 - Nov. 2 (1995), p. 283 - 286.

**King R.B., O'Sullivan T.C.**, *Sliding contact stresses in a two-dimensionnal layered elastic half-space*, Int. J. Solids Structures, Vol.23, N°5, (1987), 581-597.

**Klaffke D.**, *Tribological behavior of Me:CH Coatings on steel against steel in the case of oscillating sliding motion at room temperature*, Diamond Films and Technology, Vol. 3, N° 3, (1994) MYU Tokyo, p. 149-165.

**Koenen A., Inglebert G., Gras R., Dewulf J.M., De Monicault J.M.**, *Proposition de modelisation du fretting-fatigue*, Journée de printemps de la SF2M PARIS, 30 et 31 mai 1995, Fatigue et Traitements de Surface, (1995), Revue de Métallurgie, N° 9, p. 270-281.

**Komvopoulos K., Saka N., Suh. N.P.**, *The role of Hard layers in lubricated and dry sliding*, Journal of Tribology, Vol. 109, (1987), p. 223-231.

**Kuno M., Waterhouse R.B., Nowell D., Hills, D. A.**, *Initiation and Growth of Fretting Fatigue Cracks in the partial Slip Regime*, Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct., Vol. 12, (1992), p. 387-398.

**Lemaitre J., Chaboche J.L.**, *Mécanique des matériaux solides*, Dunod 1988.

**Lévêque R.**, *Aciers à outils*, Techniques de l'ingénieur, M 330 - 333.

**Lim S.C., Ashby M. F.**, *Overview N° 55 : Wear-mechanism maps*, Acta. Metall., Vol. 35, N°1,(1987), p. 1-24.

**Lindley T.C., Nix K.J.**, *The role of fretting in the initiation and early growth of fatigue cracks in turbo-generator materials*, Conference : multiaxial fatigue, ASTM, Philadelphia, USA, (1985), p. 340-360.

**Lindley T.C., Nix K.J.**, *An appraisal of the factors which influence the initiation of cracking by fretting in power plant*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 239-256.

**Malliet B., Celis J.P., Roos J.R., Stals L.M., Van Stappen M.**, *Wear phenomena in the system TiN-coated high speed steel disk against a chromium steel pin*, *Wear*, 142, (1991), p. 151-170.

**Martin B, Vincent L., Wright C.S., Eagles A.E., Wronski A.S.**, *Wear and cracking of sintered high speed steel matrix composites under fretting conditions*, *Proceeding of the 1996 world conference on Powder Metallurgy and Particulate Materials*, (1996), Ed. MPIF (to be published).

**McDowell O.J.**, *Fretting corrosion tendencies of several combinations of materials*, *Symposium on fretting corrosion*, ASTM, Philadelphia, USA, (1953), p. 40-53.

**Meng H.C., Ludema K.C.**, *Wear models and predictive equations : their form and content*, *Wear* 181 - 183, (1995), p. 443-457.

**Merwin J.E., Johnson K.L.**, *An analysis of plastic deformation in rolling contact*, *Proc. I. Mech. E.*, 177, (1963), p. 676-685.

**M'Ewan E.**, *Stresses in elastic cylinders in contact along a generatrix*, *Phil. Mag.*, 40,(1949), p. 454-459.

**Mindlin R.D., Deresiewicz H.**, *Elastic spheres in contact under varying oblique forces*, *ASME Trans, Serie E, Journal of Applied Mechanics*, 20, (1953), p. 327-344.

**Mindlin R.D.**, *Compliance of elastic bodies in contact*. *Trans. ASME, Series E, Journal of Applied Mechanics*, 16, (1949), p. 259-268.

**Mohrbacher H., Blanpain B., Celis, J.P., Roos J.R.**, *The influence of humidity on the fretting behaviour of PVD TiN coatings*, *Wear*, 180, (1995), p. 43-52.

**Mohrbacher H., Blanpain B., Celis, J.P., Roos J.R., Stals L., Van Stappen M.**, *Oxidational wear of TiN coating on tool steel and nitrided tool steel in unlubricated fretting*, *Wear*, 188, (1995), p. 130-137.

**Mohrbacher H.**, *The tribological performance of advanced hard coatings under fretting conditions*, *Thèse de Katholieke Universiteit Leuven*, (1995).

**Munisamy R., Hills D.A., Nowell D.**, *Brief note on the tractive rolling of dissimilar elastic cylinders*, *Int. J. Mech. Sci.*, 33 (3), (1991), p. 225-228.

**Murakami Y., T. Toriyama, Coudert E.M.**, *Instructions for a new method of inclusion rating and correlation with fatigue limit*, *JTEVA (ASTM)*, Vol. 22, N°4, (1994), p. 318-326.

**Murakami Y., Endo M.**, *Effects of defects, inclusions and inhomogeneities on fatigue strength*, *Fatigue*, Vol. 16, (1994), p. 163-182.

**Mutoch Y., Satoh T.**, *High temperature fretting fatigue*, *ESIS 18*, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, *Mechanical Engineering Publication*, London, (1994), p. 389 - 404.

**Nakasawa K., Sumita M., Maruyaman N.**, *Effect of contact pressure on fretting fatigue high strength steel and titanium alloy*, Standardization of fretting fatigue test methods and equipment, ASTM STP 1159, M. Helmi Attia and R.B. Waterhouse Eds., ASTM, Philadelphia (1992).

**Nishioka K., Hirakawa K.**, *Fundamental investigation of fretting fatigue (part.1-5)*, Bull. JSME, 12, (1969).

**Nishioka K., Hirakawa K.**, Bull. JSME, 15, (1972), p. 135-42 .

**Niu X.P., Froyen L., Delaey L., Peytour C.**, *Fretting wear of mechanically alloyed Al-Fe and Al-Fe-Mn alloys*, Wear 193, (1996), p. 78-90.

**Nix K.J., Lindley T.C.**, *The initiation and propagation of small defects in fretting fatigue, life assessments of dynamically loaded materials and structures*, Engineering Materials Advisory Services Limited, U.K., (1985), p. 89-98.

**Nix K.J., Lindley T.C.**, *The influence of relative slip range and contact material on the fretting properties of 3.5NiCrMoV rotor steel*, Wear, 125, (1988), p. 147-162.

**Nowell D., Hills D.A.**, *Crack initiation criteria in fretting fatigue*, Wear, 136, (1990), p. 329 - 343.

**Nowell D., Hills D.A.**, *Mechanics of fretting fatigue tests*, international journal of Mechanical Sciences, Vol. Vol. 29, N° 5, (1987), p. 355-365.

**Papadopoulos I. V.**, *Fatigue polycyclique des métaux une nouvelle approche*, (1987).

**Pellerin V.**, *Etude du comportement en usure induite sous petits débattements d'alliages d'aluminium et de titane*, Thèse ECL (1990), N°90-01.

**Petiot C.**, *Développement d'une méthodologie prévisionnelle du comportement en fretting-fatigue couplant les approches expérimentales et théoriques*, Thèse ECL, (1994), N°94-43.

**Petiot C., Vincent L., Dang Van K., Maouche N., Foulquier J., Journet B.**, *An analysis of fretting-fatigue failure combined with numerical calculations to predict crack nucleation*, Wear, 185, (1995), p. 101-111.

**Quinn T.F.J.**, *Review of oxidation wear, Part I : The origins of oxidational wear*, Tribology International, Vol. 16, N°5, (1983), p. 257-271.

**Quinn T.F.J.**, *Review of oxidation wear, Part II : Recent developments and future trends in oxidational wear research*, Tribology International, Vol. 16, N°6, (1983), p. 305-315.

**Reybet-Degat P., Vincent L.**, *Cracking of aluminium alloys under fretting*, Proc. 6<sup>th</sup> Nordic Symp. on Tribology Nordtrib' 94, Vol. I, (1994), p. 121-128.

**Rooke D.P.**, *The development of stress intensity factors*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 23-58.

- Ruiz C., Boddington P.H.B., Chen K.C.**, *An investigation of fatigue and fretting in dovetail joint*, Exp. Mech., Vol. 24 (3), (1984), p. 208-217.
- Sackfield A., Hills D.A.**, *Some useful results in the tangentially loaded Hertzian contact problem*. J. Strain Anal., 18(3), (1983), p. 299-306.
- Sato K., Fuji H., Kodoma S.**, *Crack propagation behavior in fretting fatigue*, Wear 110, (1986), p. 19-34.
- Sato K.**, *Damage formation during fretting-fatigue*, Wear, 125, (1988), p. 163-174.
- Sato K., Kodoma S.**, *Effect of TiN coating by the CVD and PVD processes on fretting fatigue characteristics in steel*, ESIS 18, Edited by R.B. Waterhouse and T.C. Lindley, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 513-526.
- Singer I.L., Fayeulle S., Ehni P.D.**, *Friction and wear of TiN in air : the chemistry of transfer films and debris formation*, Wear, 149, (1991), p. 375-394.
- Stowers I.F., Rabinowicz E.**, *The mechanism of fretting wear*, ASME J. Lub. Techni., (1973 juin), 65-69.
- Tian H., Saka N.**, *Finite element analysis of an elastic-plastic two-layer half-space : sliding contact*, Wear, 148, (1991), p. 261-285.
- Tomlinson G.A.**, *The rusting of steel surfaces in contact*, Proc. Roy. Soc. London Ser. A., 115, (1927), p. 472-483.
- Tonck A., Kapsa P., Sabot J.**, *Mechanical behaviour of tribochemical films under a cyclic tangential load in a ball/flat contact*, ASME Trans., Vol. 108, (1986), p. 117-122.
- Vincent L., Berthier Y., Dubourg M.C.**, *Mechanics and materials in fretting*, Wear , 153, (1992), p. 135-148.
- Vincent L., Berthier Y., Godet M.**, *Testing methods in fretting fatigue : a critical appraisal, standardization of fretting fatigue test methods and equipment*, ASTM, STP 1159, M. Helmi Attia and R.B. Waterhouse Eds., ASTM, Philadelphia, (1992), p. 33-48.
- Vincent L.**, *Material and fretting*, ESIS 18, Mechanical Engineering Publication, London, (1994), p. 323-337.
- Voisin J.M.**, *Méthodologie pour l'étude de l'endommagement d'un contact tube-grille*, Thèse ECL, (1992).
- Vingsbo O., Soderberg S.**, *On fretting maps*, Wear, 126, (1988), p. 131-147.
- Vingsbo O., Schön J.**, *Gross slip criteria in fretting*, Wear, 162-164, (1993), p. 347-356.
- Waterhouse R.B.**, *Fretting Fatigue*, Edited by Waterhouse, Applied Science Publishers, UK, (1981).

**Waterhouse R.B.**, *The problem of fretting fatigue testing, Standardization of fretting fatigue test methods and equipment*, ASTM STP 1159, Edited by M.H. Attia and R.B. Waterhouse, ASTM, philadelphia, USA, (1992), p. 13-22.

**Xiangjun Qiu, Plesha M.E.**, *A theory for dry wear*, ASME Trans., VoL. 113, (1991), p. 442-451.

**Zhou Z.R.**, *Fissuration induite en petits débattements : application au cas d'alliages d'aluminium aeronautiques*, Thèse ECL (1992), N° 92-50.

**Zhou Z.R., Vincent L.**, *Cracking behaviour of various aluminium alloys during fretting wear*, Wear, 155, (1992), p. 317-330.

**Zhou Z.R., Vincent L.**, *Effect of external loading on wear maps of aluminium alloys*, Wear, 162-164, (1993), p. 619-623.

# ***ANNEXES***

## ANNEXE 1 : PROPRIETES DES MATERIAUX ETUDIES

### A1.1 LES SUBSTRATS

#### A1.1.1 ACIER 30NCD16

L'acier 30NCD16 est un acier de classe aéronautique, l'alliage étudié est de nuance classique, austénité à 850 °C pendant 30 minutes, trempé à l'huile puis revenu à 585 °C durant 1 heure et refroidi à l'huile. La composition chimique donnée par la fonderie (AUBERT&DUVAL) est la suivante :

C	Si	Mn	S	P	Ni	Cr	Mo
0.31	0.25	0.49	0.004	0.008	4.08	1.39	0.5

Tableau A1-1 : Composition chimique du 30NCD16 (% en masse)

La structure de cet acier est du type martensitique revenu.

Cet acier provient d'éprouvettes vierges de fatigue issues du même lot que celui testé par Dubar L. (1992). Plus de 300 essais de fatigue uni et multi axiaux ont été réalisés pour différentes sollicitations de fatigue. On résume ses caractéristiques dans le tableau suivant :

E *	$\nu$	Re **	Re <sub>0.02</sub> **	Re <sub>0.2</sub> **	Rm **	$\sigma_d$ **	$\tau_d$ **	$\kappa$
200	0.3	745	895	1080	1200	690	428	1.4

\* en GPa, \*\* en MPa,

- E : Module d'Young,
- $\nu$  : Coefficient de Poisson,
- Re : Limite apparente de linéarité,
- Rm : Contrainte maximale,
- Re<sub>0.02</sub> : Limite élastique pour 0.02% de l'allongement permanent,
- Re<sub>0.2</sub> : Limite élastique pour 0.2% de l'allongement permanent,
- $\sigma_d$  : Limite d'endurance en flexion plane alternée ( $\sigma_{\max}/\sigma_{\min} = -1$ ) à  $10^6$  cycles,
- $\tau_d$  : Limite d'endurance en torsion alternée à  $10^6$  cycles.
- $\kappa$  : Facteur de triaxialité (paragraphe 3.2.2)

Tableau A1-2 : Récapitulatif des caractéristiques du 30NCD16, Dubar L. (1992)

#### A1.1.2 ACIER 35NCD16

Il s'agit aussi d'un acier de classe aéronautique. Les éprouvettes de fretting sous contraintes déjà usinées ont subi un traitement classique suivant la norme NF A 35-552 .

La composition chimique donnée par le fournisseur (AUBERT&DUVAL) est conforme à la norme NF A 35-552.

C	Si	Mn	S	P	Ni	Cr	Mo
0.33	0.3	0.5	0.025	0.015	3.6	1.6	0.4

Tableau A1-3 : Composition chimique du 35NCD16 (% en masse)

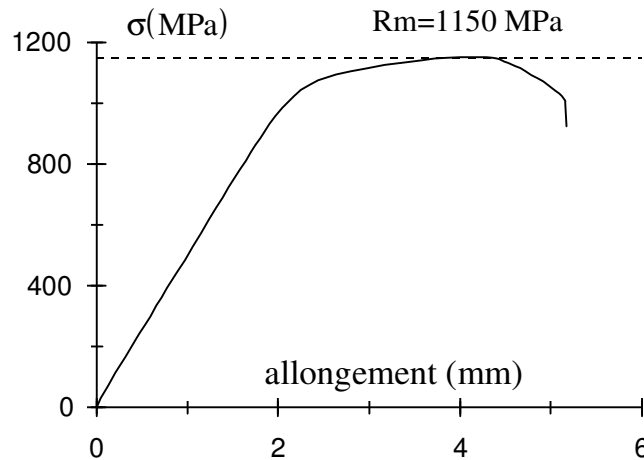
Le tableau ci-dessous résume les différentes caractéristiques attendues :



Nuance	Traitement thermique	Re <sub>0.2</sub> (MPa)	Rm (MPa)	A%	Dureté HRC
35NCD16	865 à 885°C A+ R 550-650°C	880	1000 à 1200	10	39-40

Tableau A1-4 : *Traitement thermique du 35NCD16*

Le revenu fixé à 585°C donne une dureté de 39HRC, alors qu'un essai de traction réalisé sur une des éprouvettes de fretting sous contrainte donne une limite maximale Rm de 1150 MPa validant ainsi la qualité du traitement.

Figure A1-1 : *Essai de traction du 35NCD16 ( éprouvette de fretting sous contrainte).*

Nous estimons les limites d'endurance à partir de valeurs obtenues sur différents 30NCD16 qui par sa composition, sa microstructure et le traitement thermique appliqué est très similaire. La comparaison se fait à partir de la contrainte maximale de traction (Rm), considérée comme le paramètre le plus fiable pour permettre cette approximation (Brand A.).

	Rm (MPa)	$\sigma_d$ (MPa)	$\tau_d$ (MPa)
30NCD16 Dubar L. (1992)	1200 <sup>m</sup>	690 <sup>m</sup>	428 <sup>m</sup>
30NCD16 Froustey C. (1987)	1160 <sup>m</sup>	610 <sup>m</sup>	405 <sup>m</sup>
35NCD16 (étudié)	1150 <sup>m</sup>	590 <sup>e</sup>	400 <sup>e</sup>

<sup>m</sup> : valeur mesurée, <sup>e</sup> : valeur estimée. (\* en GPa, \*\* en MPa)

E (GPa)	$\nu$	Rm (MPa)	HV <sub>500</sub>	$\sigma_{de}$ (MPa)	$\tau_{de}$ (MPa)
210	0.3	1150	400	590	399

Tableau A1-5 : *Caractéristiques mécaniques du 35NCD16.*

### A1.1.3 ACIER A OUTIL (HSS) SC 6-5-2

L'acier à outil étudié est aussi utilisé comme matériau du substrat des revêtements TiN est fourni par le BAM.

Il s'agit d'un acier DIN SC 6-5-2 (AFNOR : Z 95 WDC 06 05 02 ; AISI : M2 0.96%). Les échantillons testé en fretting consiste en de petits cylindres polis mécanique jusqu'à l'obtention d'une rugosité très faible ( $Ra < 0.01$ ).

La composition chimique donnée par le fournisseur TYSSSEN (GIGANT M 5 H) est :

C	Cr	Mo	V	W
0.96	4.25	5.0	1.85	6.35

Tableau A1-6 : Composition chimique de l'acier à outil HSS (SC 6-5-2) (% masse) .

Le traitement thermique a été réalisé par l'entreprise Universal-Harterei :

L'acier est austénitisé à 1230 °C, suivi de 3 revenus successifs de 2 heures à 540°C dans un four sous vide.

Sa microstructure est martensitique avec la présence de très nombreux carbures MC et MC<sub>6</sub>.

Cependant il existe des carbures MC<sub>2</sub> qui présentent une dureté intermédiaire, mais de forme aciculaire ils sont beaucoup plus fragiles. L'ajout de vanadium et de silicium permet d'éviter sa formation.

L'analyse métallurgique indique pour augmenter les caractéristiques d'usure la quantité maximale de carbure MC est à rechercher (Lévêque R.).

Nous ne connaissons pas les proportions exactes en carbure de cet acier, cependant la comparaison avec le Z85WDCV06-05-04-02 pour un traitement similaire (température d'austénitisation (1220°C)) (Lévêque R.). laisse supposer une proportion majoritaire de carbure MC de l'ordre de 90% et minoritaire de gros carbures MC<sub>6</sub>. Une très forte proportion de petit carbures MC est effectivement observée sur les micrographies.

Pour acquérir certaines informations mécaniques et d'endurance nécessaires à l'étude fatigue, nous nous sommes procurés des barres du même matériau et fait réaliser un traitement similaire chez la même entreprise.

Après découpe par électro-érosion et élimination par polissages successifs sur 300 µm de la couche altérée, nous obtenons des éprouvettes de flexion avec sur la surface en tension une rugosité  $Ra = 0.01$  µm équivalente à celle des échantillons de Fretting. La Figure A1-2 schématise l'éprouvette de flexion et les conditions de l'essai de flexion.

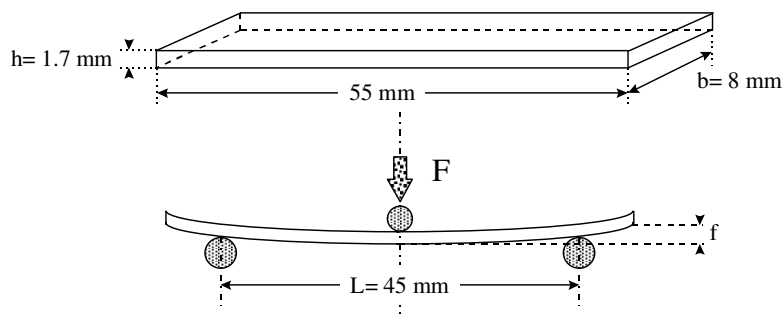


Figure A1-2 : Caractéristiques de l'éprouvette de flexion et de l'essai de flexion 3 points.

On résume les différentes formulations nécessaires à l'identification des sollicitations :

$$\text{la contrainte de tension maximale en surface : } \sigma_{Fp} = \frac{3}{2} \cdot \frac{F \cdot L}{b \cdot h^2},$$

$$\text{la déformation correspondante : } \varepsilon_{Fp} = \frac{\sigma_{Fp}}{E} = \frac{6 \cdot h}{L^2} \cdot f,$$

$$\text{le module d'élasticité : } E = \frac{1}{4} \cdot \frac{L^3}{b \cdot h^3} \cdot \frac{\Delta F}{\Delta f}.$$

Avec :

F : la force appliquée,

f : flèche de la déformation de l'éprouvette.

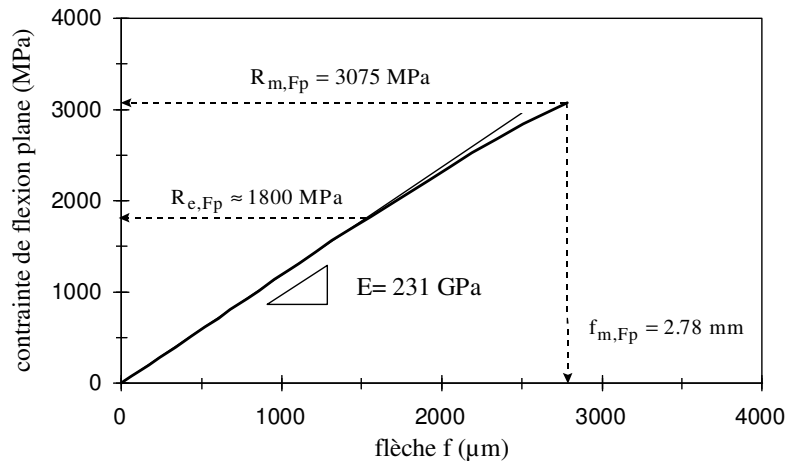


Figure A1-3 : Essai de flexion plane de l'acier à outil SC 6-5-2.

Trois essais monotones nous donnent une limite à rupture en flexion de :  $R_{m,Fp} = 3060$  MPa.

Cette valeur est légèrement inférieure à d'autres résultats obtenus pour un acier similaire ASP23 (HRC 64) qui montrent une limite à rupture de 4046 MPa.

On détermine la limite de linéarité apparente que l'on attribue à la limite de plasticité à environ  $\sigma_Y = R_e = 1800$  MPa.

On calcule dans la portion linéaire un module élastique « E » de l'ordre 230 MPa.

Cette valeur est très proche des données trouvées dans la littérature pour les aciers à outils similaires (Lévêque R).

Des différents essais en flexion plane avec un ratio de contrainte  $\sigma_{\min} / \sigma_{\max} = 0.1$  nous permettent de tracer l'équivalent d'une courbe de Whöler en flexion plane (Figure A1-4).

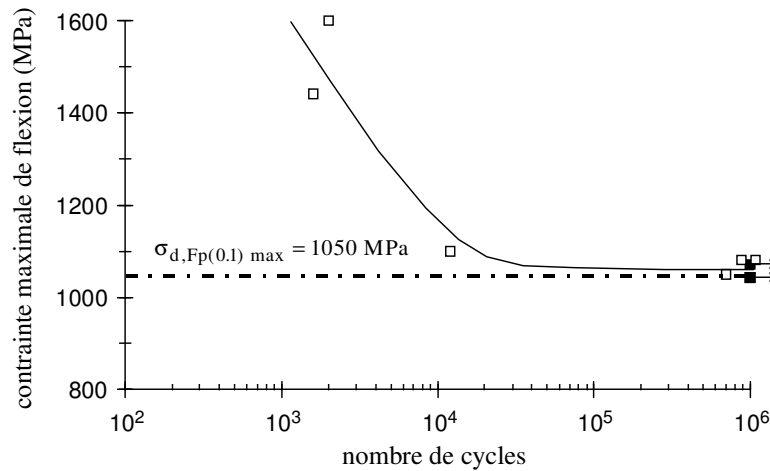


Figure A1-4 : Courbe de Wöhler de l'acier SC6-5-2 (Flexion Plane  $\sigma_{\min}/\sigma_{\max} = 0.1$ ) (essais réalisés par Martin B.).

On estime une limite d'endurance ayant pour valeur maximale  $\sigma_{d,Fp(0.1) \max} = 1050$  MPa.

On calcule alors pour la contrainte moyenne,

$$\sigma_{Fp \text{ moy}} = \frac{\sigma_{\min}/\sigma_{\max} + 1}{2} \cdot \sigma_{d,Fp(0.1) \max} = 580 \text{ MPa},$$

une amplitude limite admissible à  $10^6$  cycles égale à :

$$\sigma_{d,Fp A} = \frac{1 - \sigma_{\min}/\sigma_{\max}}{2} \cdot \sigma_{d,Fp(0.1) \max} = 470 \text{ MPa}.$$

Le calcul des critères multiaxiaux implique de connaître les limites d'endurance en flexion et en torsion. Très abusivement, nous utilisons l'approximation uni-axiale de Gerber afin de délimiter un domaine d'amorçage dans le diagramme de Haigh (paragraphe 3.2.3.2).

Nous estimons le limite alternée de flexion plane (Gerber).

$$\sigma_{de} = \frac{\sigma_{d,Fp A}}{1 - (\sigma_{Fp \text{ moy}}/R_{m,Fp})^2} = 490 \text{ MPa}$$

La formulation de Brand A. pour les aciers à haute résistance donne une limite d'endurance en flexion plane alternée égale à (Figure A1-5) :

$$\sigma_{de,Fp} = 1.05 \left( R_m \left( 0.56 - 1.4 \cdot 10^{-4} \cdot R_m \right) \right) = 430 \text{ MPa}.$$

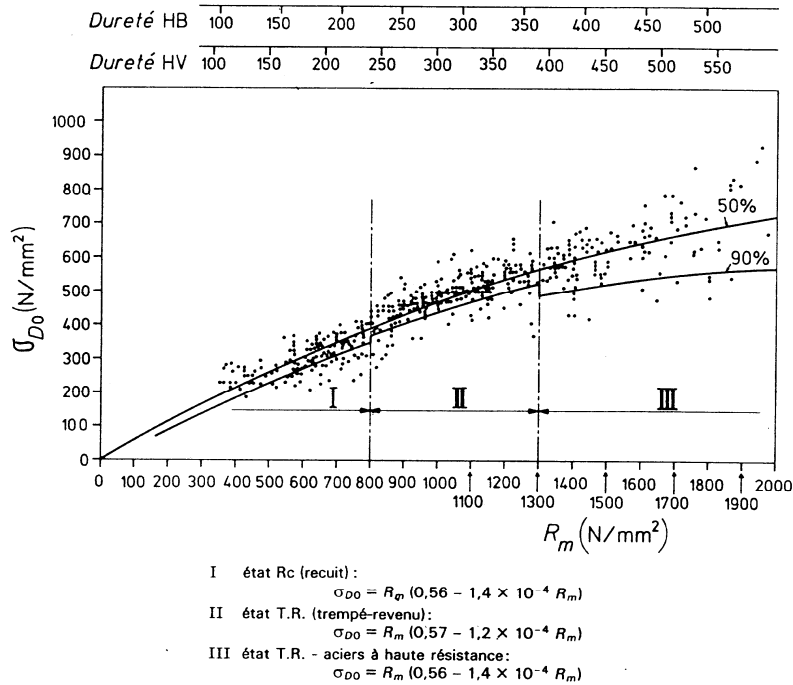


Figure A1-5 : Abaque permettant d'estimer la limite d'endurance en flexion rotative à partir de la résistance à la traction  $R_m$  (Brand A.) (notation :  $\sigma_{d,Fr0} = \sigma_{de,Fr}$ ).

La valeur déduite de l'approximation de Gerber est sensiblement supérieure à celle déduite de l'abaque à 90% A. Brand A.. Compte tenu de la dispersion des données dans l'intervalle considéré (Figure A1-4) et du coefficient de sécurité appliqué par l'auteur, la valeur obtenue  $\sigma_{de}$  apparaît suffisamment représentative.

Nous déduisons la limite d'endurance en torsion alternée en considérant un ratio  $\sigma_d/\tau_d = \sqrt{3}$  soit :  $\tau_{de} = 280$  MPa

(proche de la valeur déduite des relations du CETIM  $\tau_{de} = 0.57 \cdot \sigma_{d,Fp0} = 300$  MPa).

On résume les caractéristiques du matériau mesurées et estimées soit :

E *	$\nu$	HRC	$R_{m,Fp}$	$\sigma_Y^{**}$	$\tau_Y^{**}$	$\sigma_{d,Fp(0.1)}^{**}$	$\sigma_{de}^{**}$	$\tau_{de}^{**}$
230	0.28	64	3050	1800	900	1050	490	280

en GPa, \*\* en MPa

Tableau A1-7: Récapitulatif des caractéristiques de l'acier SC 6-5-2.

$R_{m,Fp}$  : limite maximale de rupture en flexion plane.

$\sigma_{d,Fp(0.1) \max}$  : valeur maximale de la limite d'endurance en flexion plane pour  $10^6$  cycles avec  $\sigma_{\max}/\sigma_{\min} = 0.1$  pour.

$\sigma_Y, \tau_Y$  : limites de plasticité mesurées à partir d'un essai de flexion (limite apparente de linéarité  $R_e$ ) ( $\tau_Y = \sigma_Y/2$ ).

$\sigma_{de}, \tau_{de}$  : limites d'endurance alternée estimées ( $\sigma_{\min}/\sigma_{\max} = -1$ ).

#### REMARQUE :

L'observation au MEB du site d'amorçage des éprouvettes de flexion montre que la

fissuration est initiée au niveau des carbures.

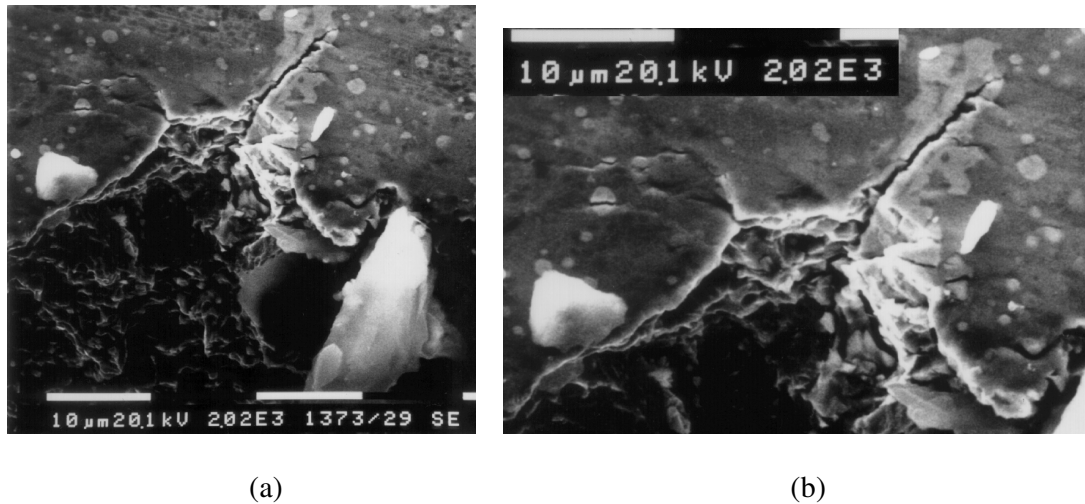


Figure A1-6 : (a): Observation au MEB du site d'amorçage après  $10^6$  cycles (flexion plane);  
(b): Détail au niveau du site d'amorçage (amorçage au niveau d'un carbure).

#### A1.1.4 DEPOT TiN (BAM)

Les dépôts de TiN sur des substrats de SC 6-5-2 (A1.1.3) nous sont fournis par le BAM. Le revêtement, obtenu par dépôt physique en phase vapeur (PVD : physical vapour deposition) utilise la technologie de « magnétron triode » (Hauzer HTS 625 ABS system). Le procédé comporte trois étapes :

- la surface du substrat est préchauffée,
- la surface de l'acier est activée par un bombardement ionique d'ion Ti (tension 1000V),
- la couche de TiN est déposée à l'aide d'un « unbalanced magnétron sputtering » (UBM mode). Les proportions d'ion Ti et d'azote sont contrôlées dans la chambre de façon à obtenir une couche stoechiométrique. L'épaisseur finale est comprise entre 3 et 4  $\mu\text{m}$ , la dureté de l'ordre de 1200 HV.

L'estimation des contraintes résiduelles de compression est plus difficile, les données bibliographiques sont contrastées. Les valeurs trouvées dépendent de la méthode et de l'épaisseur du revêtement. Elles sont en général supérieure à 1000 MPa.

E (GPa)	$\nu$	Hv	Ra	contr. résid. de compression (valeur minimale)
250	0.19	1200	0.05	1000 MPa

Tableau A1-8 : Caractéristiques du dépôt nitrure de titane (BAM).

## A1.2 MATERIAUX UTILISES POUR LES SPHERES

### A1.2.1 ACIER 100C6

L'acier 100C6 étudié correspond aux caractéristiques d'un acier de roulement. La composition correspond à la norme AIR 9160/C.

	C	Si	Mn	S	P	Cr	Ni	Mo	V
min	0.95	0.15	0.2	<	<	1.35	<	<	<
max	1.1	0.35	0.4	0.02	0.03	1.6	0.4	0.1	0.3

Tableau A1-9 : Composition chimique du 100C6.

Des mesures de dureté en surface donne une valeur de 62HRC soit 740 Hv<sub>50</sub>.

Les caractéristiques mécaniques données par la SNR sont résumées dans le tableau suivant :

E *	$\nu$	HRC	Hv <sub>50</sub>	Rm **	$\sigma_Y(R_{0.2})^{**}$	$\tau_Y^{**}$	$\sigma_{d,Fr}^{**}$
210	0.29	62	740	2000	1700	850	1000

en \*GPa, \*\* en MPa

Tableau A1-10 : Caractéristique du 100C6

$\sigma_Y$ ,  $\tau_Y$  : limites de plasticité en traction et en cisaillement à 0.2% de déformation résiduelle.

$\sigma_{d,Fr}$  : Limite d'endurance en flexion rotative alternée pour 10<sup>6</sup> cycles.

Les billes achetées à la société CIMAP sont de deux diamètres :

Des billes de moyenne dimension (R=12.7 mm) avec une rugosité de Ra=0.1  $\mu\text{m}$ , une erreur de sphéricité sur le diamètre de 20  $\mu\text{m}$ .

Des billes de grande dimension (R=50 mm), avec une rugosité Ra=0.1  $\mu\text{m}$  et une erreur de sphéricité inférieure à 50  $\mu\text{m}$ .

#### A1.2.2 ALUMINE

Les billes d'alumine ont été commandée à la société CIMAP, le tableau suivant résume les diverses caractéristiques du matériau :

Structure cristalline		Poly.
Formule chimique		Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>
Pureté	%	99.8
Masse volumique	kg/dm <sup>3</sup>	3.9
Dureté	HV	2300
Résistance à la compression	MPa	2500
Résistance à la traction	MPa	250
Résistance à la flexion	MPa	380
Module d'élasticité	GPa	310
Coefficient de Poisson		0.27

Le fabricant SWIP garantie sur les billes de 25.4 mm de diamètre une rugosité inférieure à Ra=0.01  $\mu\text{m}$  avec un erreur de sphéricité de l'ordre de 0.1 $\mu\text{m}$  sur le diamètre.

## ANNEXE 2 : NOTIONS DE MECANIQUE DU SOLIDE

### A2.1 DEFINITIONS

Une contrainte est définie comme étant une force ( $F$ ) par unité de surface ( $dS$ ) (Figure A2-1).

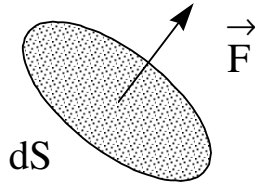


Figure A2-1

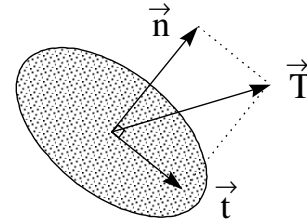


Figure A2-2

Si la direction  $\vec{t}$  est perpendiculaire à la surface considérée on parle de contrainte normale qui suivant son signe sera de compression (-) ou de tension (+). Dans le cas où la direction de la contrainte exercée est parallèle à la surface sollicitée, on parle de contrainte de cisaillement. Finalement, la contrainte ( $\vec{T}$ ) imposée à une facette peut se décomposer en deux termes : une contrainte normale ( $\vec{n}$ ) et une contrainte de cisaillement ( $\vec{t}$ ) (Figure A2-2).

Pour décrire un état de chargement, il faut considérer un espace à deux dimensions pour le cas simple d'un état plan (cas du contact cylindre-plan), et plus généralement un espace à trois dimensions. Si on considère un élément de volume cubique dans le repère orthonormé, chacune des facettes comporte 3 composantes (1 normale, 2 tangentielles (deux projetées de la contrainte tangentielle définie précédemment)).

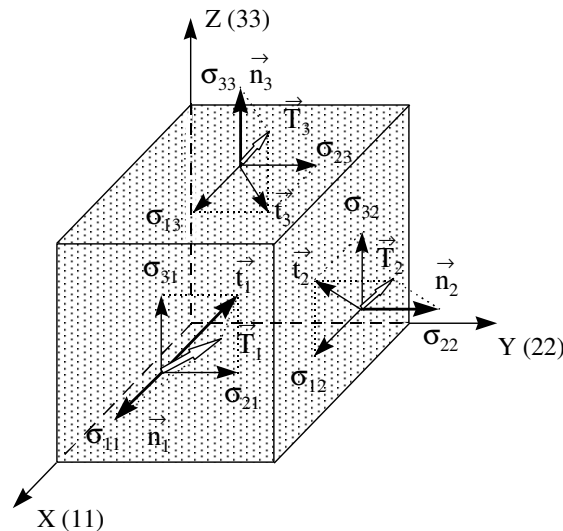


Figure A2-3 : Représentation spatiale des contraintes (Lemaitre J., Chaboche J.L. 1988)

L'état de contrainte est exprimé par 18 composantes. En considérant un matériau homogène et isotrope, le nombre de composantes est réduit à 9 (Figure A2-.3).



$$\Sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix}$$

De plus, toujours en raison de l'isotropie du matériau, la symétrie du tenseur permet d'écrire  $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ ,  $\sigma_{13} = \sigma_{31}$  et  $\sigma_{23} = \sigma_{32}$ . L'état de contrainte de l'élément de volume considéré est finalement caractérisé par six composantes.

Il est difficile d'appréhender un état de chargement uniquement au travers d'une approche tensorielle, celle-ci faisant intervenir une vision multiaxiale des sollicitations. De plus la description physique de l'endommagement (plastification, fracturation, fissuration,...) implique la définition de grandeurs unidimensionnelles plus faciles à manipuler.

A partir de la description générale de l'état de contrainte, on détermine les grandeurs caractéristiques suivantes.

### A2.2 CONTRAINTE PRINCIPALE MAXIMALE ( $\sigma_1$ ).

L'état de chargement est formulé dans le repère du contact, il comporte généralement des composantes tangentielle et normales, or il est possible par rotations multiples du référentiel d'obtenir un autre référentiel dans lequel toutes les composantes tangentielles sont éliminées. L'état de chargement initial est alors décrit uniquement par les trois composantes normales ( $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ ) (contraintes principales) orientées suivant les directions principales correspondantes (Figure A2-4).

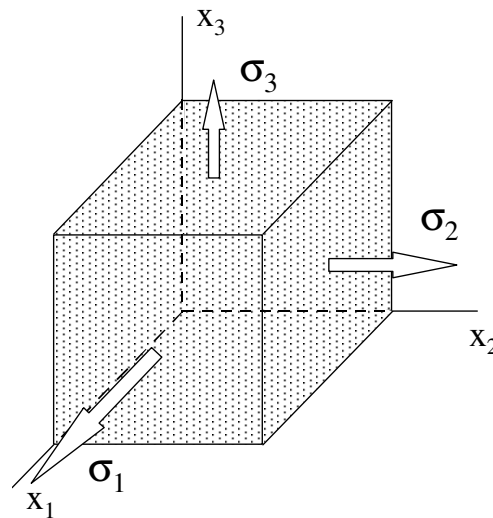


Figure A2-4 : Contraintes principales

La détermination des contraintes principales est obtenue à partir de la résolution du système d'équations issu de la relation  $\det|\Sigma - \lambda \underline{1}| = 0$

(ou  $\lambda$  sont les valeurs propres réelles cherchées et  $\underline{1}$  le tenseur unité avec  $c_{ii} = 1$  et  $c_{ij} = 0$  ( $i \neq j$ )).

Les trois valeurs  $\lambda_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) ainsi calculées correspondent aux trois valeurs principales respectivement ( $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$ ). Les directions associées sont déterminées par la résolution des

systèmes d'équation:  $(\Sigma - \sigma_{(i)} \cdot \underline{1}) \cdot \bar{n}^{(i)} = \bar{0}$ .

Les trois composantes du vecteur  $\bar{n}^{(i)}$  associé à la contrainte principale  $i$  correspondent en réalité aux cosinus directeurs de ce même vecteur dans l'ancien repère. On détermine la valeur et la direction associée du maximum de ces trois composantes, la contrainte principale maximale ( $\sigma_1$ ).

Différentes études ont montré que la propagation des fissures et la fracturation des matériaux fragiles étaient essentiellement gouvernées par cette sollicitation, la direction de propagation étant perpendiculaire à la direction de la contrainte principale maximale. En outre, on montre que la propagation sera possible uniquement pour un état en tension, autrement dit lorsque la contrainte principale maximale est positive.

La relation  $\det|\Sigma - \lambda \underline{1}| = 0$  permet aussi d'établir les invariants du tenseur caractérisant l'état de contrainte imposé au matériau ainsi pouvons nous écrire :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{11} - \lambda & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} - \lambda & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} - \lambda \end{bmatrix} = -\lambda^3 + I_1 \cdot \lambda^2 - I_2 \cdot \lambda + I_3 = 0$$

avec  $I_1, I_2, I_3$  les invariants de  $\Sigma$  que l'on définit par :

$$\begin{cases} I_1 = \sigma_{ii} = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 \\ I_2 = \frac{1}{2} \cdot (\sigma_{ii} \sigma_{jj} - \sigma_{ij} \sigma_{ij}) = \sigma_1 \sigma_2 + \sigma_2 \sigma_3 + \sigma_3 \sigma_1 \\ I_3 = \det(\sigma_{ij}) = \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \end{cases}$$

On décompose habituellement le tenseur des contraintes  $\Sigma$  ( $\sigma_{ij}$ ) partie sphérique  $p \cdot \delta_{ij}$  et en déviateur  $S$  ( $s_{ij}$ ) soit  $\sigma_{ij} = p \cdot \delta_{ij} + s_{ij}$ .

où  $p$  est la partie sphérique

$$p = \frac{1}{3} \cdot I_1 = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \text{ avec } I_1 = \text{trace}(\Sigma) = \Sigma_1 = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}$$

et où  $s_{ij}$  est le déviateur (celui-ci est caractérisé par une trace nulle  $s_{ii} = s_{11} + s_{22} + s_{33} = 0$ )

$$s_{ij} = \sigma_{ij} - \frac{1}{3} s_{kk} \cdot \delta_{ij} \text{ ou } S = \Sigma - \frac{1}{3} \text{trace}(\Sigma) \cdot \underline{1} \text{ ce qui permet d'écrire :}$$

$$s_{12} = \sigma_{12}, s_{13} = \sigma_{13}, s_{23} = \sigma_{23} \text{ et}$$

$$s_{11} = \frac{2 \sigma_{11} - \sigma_{22} - \sigma_{33}}{3}, s_{22} = \frac{2 \sigma_{22} - \sigma_{11} - \sigma_{33}}{3}, s_{33} = \frac{2 \sigma_{33} - \sigma_{11} - \sigma_{22}}{3}.$$

Le tenseur des contraintes et son déviateur ont même directions principales, les contraintes principales déviatoires  $s_1, s_2, s_3$  sont données par :

$$s_1 = \frac{2 \sigma_1 - \sigma_2 - \sigma_3}{3}, s_2 = \frac{2 \sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{3}, s_3 = \frac{2 \sigma_3 - \sigma_1 - \sigma_2}{3}$$

Comme pour le tenseur des contraintes  $\Sigma$  on détermine les invariants du tenseur déviatorique  $S$  :

$$\begin{cases} J_1 = \text{trace}(S) = s_{11} + s_{22} + s_{33} = 0 \\ J_2 = -\frac{1}{2}s_{ij}s_{ij} = s_1s_2 + s_2s_3 + s_3s_1 = -\frac{1}{2}(s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) = -\frac{1}{6}[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2] \\ J_3 = \det(s_{ij}) = s_1s_2s_3 \end{cases}$$

Ces différentes variables permettent d'exprimer d'autres grandeurs caractérisant l'état de contrainte comme l'énergie élastique du matériau, la contrainte équivalente de Von Mises.

La composante sphérique permet de caractériser l'état moyen de chargement de tension imposé de l'élément de volume.

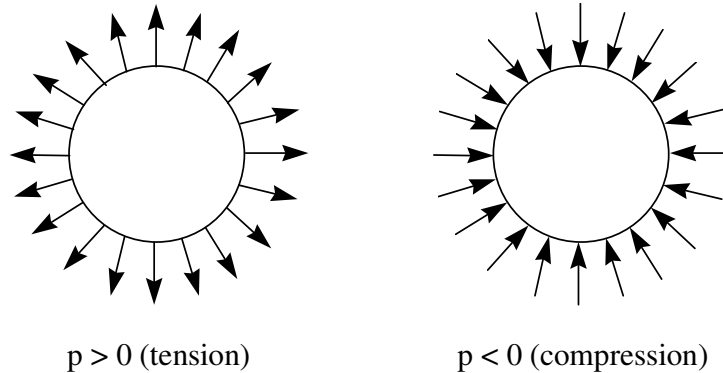


Figure A2-5 : Contrainte hydrostatique

Une partie sphérique positive correspond à un état moyen en tension. Par contre une valeur négative est associée à un état en compression. On associe cet état moyen de contrainte à la notion de « pression hydrostatique » (Figure A2-5).

### A2.3 CONTRAINTE DE CISAILLEMENT MAXIMAL ( $\tau_{\max}$ ).

L'amorçage de la fissuration est très fortement contrôlée par des mécanismes de cisaillement qui agissent en particulier sur le glissement irréversible des bandes cristallographiques. On détermine la contrainte de cisaillement maximale imposée au matériau en calculant la valeur du tresca,  $\text{tresca} = |\sigma_1 - \sigma_3|$ .

Le cisaillement maximal  $\tau_{\max}$  est égal à  $\tau_{\max} = \frac{1}{2} \cdot \text{tresca} = \frac{1}{2} \cdot |\sigma_1 - \sigma_3|$ .

Le sens de la contrainte de cisaillement n'ayant aucune importance, il importe uniquement de connaître sa direction. Celle-ci est définie par la bissectrice des deux directions principales ( $\sigma_1, \sigma_3$ ).

### A2.4 CONTRAINTE EQUIVALENTE DE VON MISES ( $\sigma_e$ ).

Nous avons posé comme hypothèse de calcul que le matériau répondait aux sollicitations par un comportement isotrope, linéaire, et élastique. Autrement dit les propriétés mécaniques sont identiques dans toutes les directions. D'autre part les déformations sont proportionnelles aux sollicitations et surtout elles sont réversibles. Ces hypothèses sont vérifiées pour la plupart des

matériaux métalliques, si les sollicitations restent en dessous d'un certain seuil, le seuil de plasticité. Pour des sollicitations supérieures à ce seuil on observera des déformations irréversibles caractérisant le comportement plastique. Aussi pour vérifier les hypothèses proposées il faut évaluer ce seuil, ceci ne peut se faire à priori mais peut l'être à posteriori à partir du calcul de l'état de contrainte.

- Le critère de plasticité formulé par VON MISES, issu d'une approche énergétique, réduit les différentes composantes du tenseur multiaxial en une contrainte équivalente comparable à celle imposée lors d'un essai simple de traction (Figure A2-6).

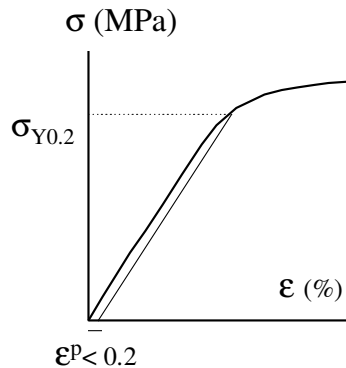


Figure A2-6 : Essai de traction

Le seuil de plastification est atteint lorsque cette contrainte équivalente est égale à la contrainte de plastification établie par l'essai  $\sigma_e = \sigma_y$ . La formulation de cette contrainte équivalente est exprimée par les deux relations suivantes,

$$\sigma_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( (\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{33} - \sigma_{11})^2 + 6 \cdot (\sigma_{12}^2 + \sigma_{23}^2 + \sigma_{13}^2) \right)^{1/2}$$

$$\text{ou } \sigma_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 \right)^{1/2}$$

Ce sont les équations d'un cylindre à base circulaire axé sur la trisectrice du repère  $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$  et de rayon  $R = \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \sigma_e$  (Figure A2.6).

- Le critère de TRESCA considère que le matériau se plastifie uniquement par cisaillement. Il postule qu'il y aura plastification lorsque la valeur du cisaillement maximal  $\tau_{\max}$  est supérieure ou égale à la contrainte seuil de plasticité déterminée par un essai en cisaillement pur - k -

$$(k = \frac{\sigma_y}{2}). \text{ Soit : } \text{Sup}_{i \neq j} (|\sigma_i - \sigma_j|) = \sigma_y$$

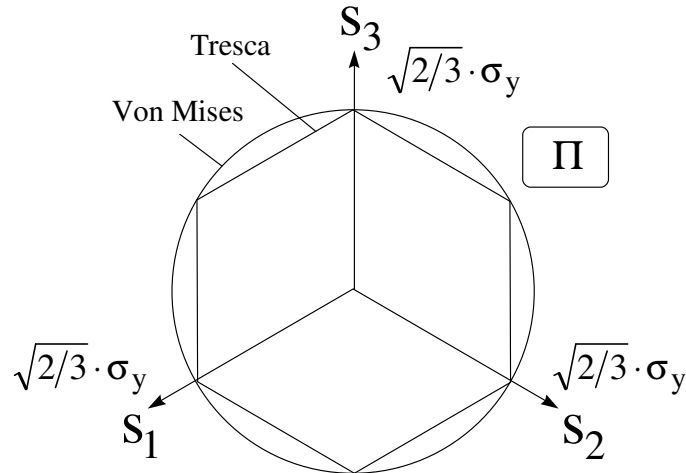


Figure A2-7 : Représentation du critère de TRESCA et de VON MISES dans le plan du déviateur  $\Pi$ . Le plan du déviateur est défini par les trois vecteurs  $(\sigma'_1, \sigma'_2, \sigma'_3)$  projections respectives des contraintes principales dans le plan déviateur.

Les différentes hypothèses matériaux nécessaires aux hypothèses de Hertz, ne sont pas suffisantes. Nous devons y associer les hypothèses de contact en particulier la continuité des surfaces avec une rugosité théorique nulle. Les deux corps étudiés aux mêmes caractéristiques élastiques sont supposés être semi-infinis. On considère que le rayon de contact est très petit par rapport au rayon de la sphère ou du cylindre. Pour le cas des conditions planes (cylindre-plan, plan-plan) on pose l'hypothèse de déformation plane, bien représentative des échantillons épais  $\sigma_{22} = \nu(\sigma_{11} + \sigma_{33})$ .

#### A2-5 NOTION DE TRAJET DE CHARGEMENT

Nous avons étudié l'état instantané du chargement, la sollicitation dynamique et l'analyse « fatigue » qui en découle implique de prendre en compte l'évolution du chargement en

$$\text{fonction du temps : } \Sigma(t) = \begin{bmatrix} \sigma_{11}(t) & \sigma_{12}(t) & \sigma_{13}(t) \\ \sigma_{21}(t) & \sigma_{22}(t) & \sigma_{23}(t) \\ \sigma_{31}(t) & \sigma_{32}(t) & \sigma_{33}(t) \end{bmatrix}$$

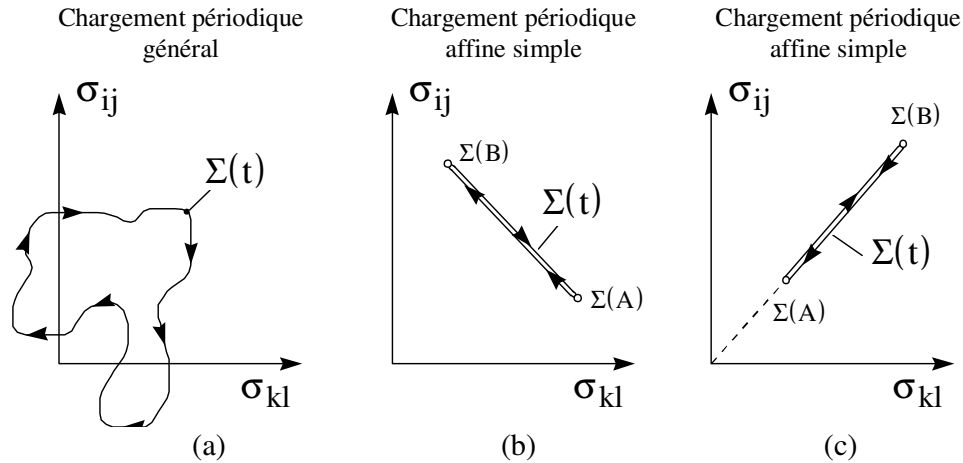


Figure A2-8 : Définition des chargements (d'après Papadopoulos I.V. (1987))

On considère les chargements périodiques où à un instant  $t$  l'état de chargement est représenté

dans l'espace des chargements par un point, qui au cours du cycle de sollicitation décrit une courbe fermée (Figure A2-8). Ce trajet de chargement est caractérisé par la période  $T$ , temps nécessaire pour que l'état de chargement décrive complètement la courbe, soit :

$$\Sigma(t + T) = \Sigma(t), \quad \forall t.$$

L'ensemble des valeurs prises par les composantes  $\Sigma(t)$  est appelé cycle des contraintes. Le trajet étant périodique, on décompose ce dernier en une composante moyenne et alternée telle que :

$$\Sigma(t) = \Sigma_a \cdot f(t) + \Sigma_m.$$

Avec

$$\Sigma_a = \frac{1}{2} \cdot \left( \max_{t \in T}(\Sigma(t)) - \min_{t \in T}(\Sigma(t)) \right) \text{ l'amplitude de la contrainte,}$$

$$\Sigma_m = \frac{1}{2} \cdot \left( \max_{t \in T}(\Sigma(t)) + \min_{t \in T}(\Sigma(t)) \right) \text{ la valeur moyenne de la sollicitation, et}$$

$$f(t) = \frac{\Sigma(t) - \Sigma_m}{\Sigma_a}.$$

Parmi les chargements, il existe le cas général des chargements quelconques (Figure A2-8a), et parmi cet ensemble le sous ensemble des chargements affines où la courbe représentative du trajet de chargement est définie par un segment de droite dans l'espace des contraintes (Figure A2-8b et 8c).

Si  $\Sigma(A)$  et  $\Sigma(B)$  sont les extrémités du cycle de chargement, alors la formulation précédente se simplifie de telle sorte que :

$$\Sigma_a = \frac{1}{2} \cdot |\Sigma(A) - \Sigma(B)| \quad \text{et} \quad \Sigma_m = \frac{1}{2} \cdot (\Sigma(A) + \Sigma(B)).$$

On introduit aussi alors le tenseur variation des contraintes  $\Delta\Sigma = \Sigma(A) - \Sigma(B)$  et le tenseur de l'état moyen des contraintes ( $\Sigma_m$ ). Ces deux grandeurs suffisent pour d'écrire complètement le cycle de sollicitation (Papadopoulos I.V., 1987).

Enfin, pour le cas particulier où le trajet de chargement est proportionnel simple (Papadopoulos I.V., 1987), c'est-à-dire dont le segment est porté par une droite passant par l'origine (Figure A2-8c), les directions principales du tenseur  $\Sigma(t)$  sont fixes. Elles coïncident avec les directions principales du tenseur variation ( $\Delta\Sigma$ ) et avec les directions principales du tenseur moyen ( $\Sigma_m$ ).

Cette analyse est particulièrement intéressante car elle permet la simplification de bon nombre de calculs. La plupart des critères sont au demeurant formulés pour ce type de sollicitation.

Pour le contact sphère plan en glissement partiel, l'état de chargement peut être dissocié en une composante constante (moyenne) associée à l'effort normal et une composante alternée associée au chargement tangentiel. Cependant l'évolution non affine des composantes ne permet pas la simplification du chargement proportionnel. Pour le calcul des critères nous devons donc considérer le chargement complexe.

Par contre, le contact cylindre plan utilisant l'approximation de la déformation plane présente, en glissement partiel, en bordure de contact, un chargement proportionnel alterné.

La composante de l'effort normal est nulle et la sollicitation tangentielle est telle que :  $\sigma_{22}^{Q*} = \nu \cdot \sigma_{11}^{Q*}$ . Une analyse analytique simplifiée permet facilement d'explicitier les critères d'amorçage.

## ANNEXE 3 : RUDIMENTS DE MECANIQUE DU CONTACT

### A3.1 CONTACT ELASTIQUE SOUMIS A UN EFFORT NORMAL

#### A3.1.1 HYPOTHESES

Ces formulations sont issues des approches Hertiennes du contact et impliquent par conséquent une sollicitation élastique linéaire. Cela suppose une géométrie semi-infinie et des surfaces sans aspérités (Paragraphe 2.1.1).

#### A3.1.2 CONTACT SPHERE PLAN

Hertz montre que lorsque deux solides de révolution sphérique sont mis en contact sous l'effet d'un effort normal, l'aire de contact est un cercle de rayon - a - (Figure A3-1).

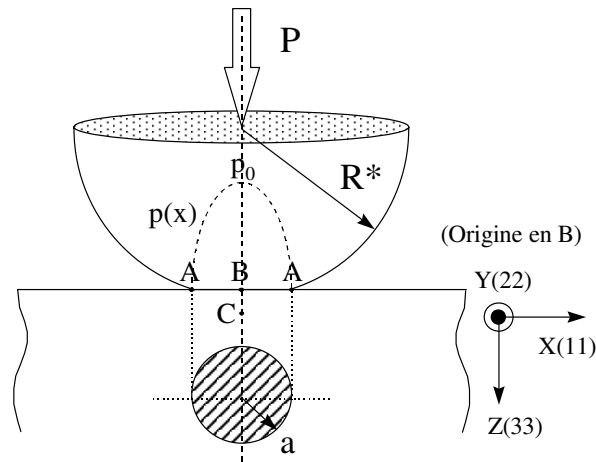


Figure A3-1 : Contact Hertzien sphère-plan.

La théorie de Hertz permet d'établir différentes relations en fonction de l'effort normal, des propriétés élastiques et de la géométrie de contact.

L'indice 1 et les valeurs sans indice (lorsque ceci n'est pas précisé), sont associés au plan, L'indice 2 correspond au matériau de la sphère.

$E_1$  ( $E$ ),  $E_2$  : modules élastiques (de Young) du plan et de la sphère.

$\nu_1$  ( $\nu$ ),  $\nu_2$  : coefficients de Poisson du plan et de la sphère.

On détermine

Le rayon équivalent  $R^*$  par  $\frac{1}{R^*} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$ . Pour le contact sphère plan on a  $R_1 = \infty$  et

donc  $R^* = R_2$ . Le module effectif est  $\frac{1}{E^*} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$ ,

Finalement le rayon de contact,  $a = \left( \frac{3 P R^*}{4 E^*} \right)^{1/3}$ ,



L'enfoncement des surfaces est égal à :

$$\delta_0 = \frac{a^2}{R^*} = \left( \frac{9 P^2}{16 R^* E^{*2}} \right)^{1/3}$$

Le maximum de la pression appliquée au centre de la surface  $p_0$  est égale à

$$p_0 = \frac{3 F_n}{2 \pi a^2} = \left( \frac{6 P E^{*2}}{\pi^3 R^2} \right)^{1/3} = \frac{3}{2} \cdot p_m \quad \text{et} \quad P = \frac{\pi^3 R^{*2}}{6 E^{*2}} \cdot p_0^3$$

ou  $p_m$  est la pression moyenne.

Compte tenue de la symétrie d'axe, il est commode d'utiliser une représentation polaire.

On évalue la distribution radiale de la pression  $p(r) = p_0 \cdot \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right)^{1/2}$  avec  $r^2 = x^2 + y^2$ .

Suivant l'axe des X nous aurons la relation  $p(x) = p_0 \cdot \left( 1 - \frac{x^2}{a^2} \right)^{1/2}$  (Figure A3-1).

Les expressions des contraintes à l'intérieur du plan, sont exprimées sous une forme analytiquement simple par (Hamilton G.M. (1983), annexe 5).

Dans le plan médian X, Z nous avons les relations simplifiées des composantes du tenseur associées à l'effort normal P ( $y=0$ ) :

$$\sigma_{11}^P = \frac{p_0}{a} \cdot \left[ (1+\nu)z\Phi + \frac{1}{x^2} \cdot \left\{ Mzav + \frac{1-2\nu}{3} \cdot (NS + 2AN + a^3) - (1-\nu)Nz^2 \right\} - N - \frac{Mza}{S} \right]$$

$$\sigma_{22}^P = \frac{p_0}{a} \cdot \left[ (1+\nu)z\Phi - \frac{1}{x^2} \cdot \left\{ Mzav + \frac{1-2\nu}{3} \cdot (NS + 2AN + a^3) - (1-\nu)Nz^2 \right\} - 2N\nu \right]$$

$$\sigma_{33}^P = \frac{p_0}{a} \cdot \left[ \frac{azM}{S} - N \right]$$

$$\sigma_{13}^P = \frac{p_0}{a} \cdot \left[ -z \left\{ \frac{xN}{S} - \frac{xzH}{G^2 + H^2} \right\} \right] \quad \text{et} \quad \sigma_{12}^P = \sigma_{23}^P = 0$$

$$\text{avec } A = x^2 + z^2 - a^2, \quad S = (A^2 + 4a^2z^2)^{1/2}, \quad M = \left( \frac{S+A}{2} \right)^{1/2}, \quad N = \left( \frac{S-A}{2} \right)^{1/2}$$

$$\Phi = \tan^{-1} \left( \frac{a}{M} \right), \quad G = M^2 - N^2 + zM - aN, \quad H = 2MN + aM + zN.$$

Pour le cas particulier ou  $x=0$ , le long de l'axe Z, les expressions précédentes ne sont plus valides et devront être remplacées par :

$$\sigma_{11}^P = \sigma_{22}^P = \frac{p_0}{a} \cdot \left[ (1+\nu) \cdot \left( z \tan^{-1} \left( \frac{a}{z} \right) - a \right) + \frac{a^3}{2(a^2 + z^2)} \right]$$

$$\sigma_{33}^P = -\frac{p_0}{a} \cdot \left[ \frac{a^3}{a^2 + z^2} \right] \quad \text{les autres composantes étant nulles.}$$

Nous retiendrons les points suivants :

- toutes les contraintes de surface sont en compression sauf en bordure de contact où elles sont en tension  $\sigma_{11}^P(A) = -\sigma_{22}^P(A) = \frac{(1-2\nu)}{3} \cdot p_0 = 0.13 p_0$  (suivant l'axe des X (point A)).

- au centre du contact, en surface (point B) nous aurons,

$$\sigma_{11}^P(B) = \sigma_{22}^P(B) = -\frac{(1+2\nu)}{2} \cdot p_0 \text{ et } \sigma_{33}^P(B) = -p_0$$

- enfin, c'est sur l'axe des Z ( $r=0$ ), en sous couche, à la profondeur  $z=0.48 a$  (point C), que la contrainte de cisaillement maximal et la contrainte équivalente de Von Mises sont maximales. Ainsi pour  $\nu=0.3$  la valeur du cisaillement maximal  $\tau_{\max}(C)$  en ce point est égale à :  $\tau_{\max}(C) = 0.31 p_0$ .

En comparaison ces grandeurs sont respectivement pour les points A et B de  $\tau_{\max}(A) = \frac{|1-2\nu|}{3} \cdot p_0 = 0.13 p_0$  et  $\tau_{\max}(B) = \frac{|1-2\nu|}{4} \cdot p_0 = 0.1 p_0$ .

On détermine la pression de première plastification, identique pour les deux critères de plasticité (Tresca, Von Mises) en (C) :  $p_{0Y} = \frac{k}{0.31} = 1.60 \sigma_Y$ .

De la même façon on déduit la force normale limite de première plastification en sous couche,

$$P_Y = \frac{\pi^3 R^{*2}}{6 E^{*2}} \cdot p_{0Y}^3 = 21 \cdot \frac{R^{*2} \cdot \sigma_Y^3}{E^{*2}}$$

### A3.1.3 CONTACT CYLINDRE PLAN

Une approche similaire aux contacts sphère-plan est donnée. On considère un chargement linéique sur un massif semi infini. Dans ce cas, le problème se résume à l'étude d'un contact bidimensionnel (Fig. 5.9).

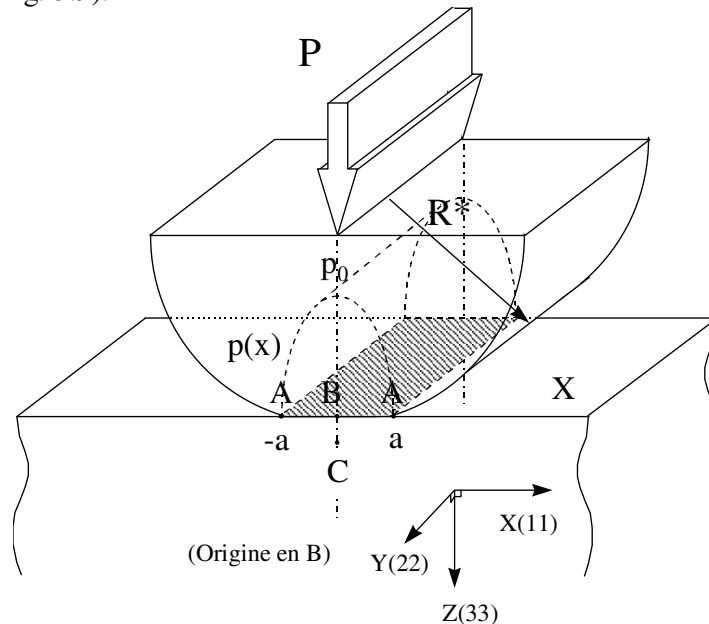


Figure A3-2 : Contact Hertzien cylindre plan

Nous obtenons,

$$a = 2 \cdot \left( \frac{P R^*}{\pi E^*} \right)^{1/2}, \quad p_0 = \frac{2P}{\pi a} = \frac{4}{\pi} p_m = \left( \frac{P E^*}{\pi R^*} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad P = \frac{\pi R^*}{E^*} \cdot p_0^2$$

P est défini comme la **charge normale par unité de longueur**. On déduit une distribution de pression elliptique,

$$p(x) = p_0 \left( 1 - \left( \frac{x}{a} \right)^2 \right)^{1/2}.$$

Différentes expressions sont données pour décrire l'état de contrainte dans le plan X, Z, on retiendra les expressions formulées par (McEvan, 1949) très complètement détaillées dans Johnson K.L., (1988) et Hills D.A, Nowell D. et Stackfield A. (1993). Nous utiliserons la formulation proposée par Hills et Nowell (1993) (composantes du tenseur associées à l'effort normal P) :

$$\sigma_{11}^P = p_0 \cdot \frac{z}{a} \cdot \left\{ 2 - \frac{s}{\sqrt{a^2 + s^2}} - \frac{\sqrt{a^2 + s^2}}{s} - \frac{x^2 s^3 a^2}{(a^2 + s^2)^{3/2} (s^4 + z^2 a^2)} \right\}$$

$$\sigma_{22}^P = \frac{-2zv p_0}{a} \cdot \left\{ \frac{\sqrt{a^2 + s^2}}{s} - 1 \right\}$$

$$\sigma_{33}^P = -p_0 \cdot \frac{z^3 a \sqrt{a^2 + s^2}}{s (s^4 + z^2 a^2)}$$

$$\sigma_{13}^P = -p_0 \frac{x z^2 s a}{\sqrt{a^2 + s^2} (s^4 + z^2 a^2)}$$

$$\sigma_{12}^P = \sigma_{23}^P = 0$$

$$\text{ou, } s^2 = 1/2 \cdot \left[ \left\{ (a^2 - x^2 - z^2)^2 + 4 a^2 z^2 \right\}^{1/2} - (a^2 - x^2 - z^2) \right]$$

En surface ( $z=0$ ),  $\sigma_{11}(x) = \sigma_{33}(x) = -p(x)$ , en dehors du contact toutes les composantes sont nulles. Le long de l'axe Z (direction 3),

$$\sigma_{11}^P(x) = \frac{-p_0}{a} \cdot \left\{ (a^2 + 2z^2) \cdot (a^2 + z^2)^{-1/2} - 2z \right\}, \quad \sigma_{33}^P(x) = -p_0 \cdot \frac{a}{(a^2 + z^2)^{1/2}}.$$

les autres composantes sont nulles.  $\sigma_{11}^P$  et  $\sigma_{33}^P$  étant les contraintes principales  $\sigma_1^P$  et  $\sigma_2^P$ ,

$$\text{nous obtenons dans ce cas } \tau_{\max}^P(z) = \frac{p_0}{a} \cdot \left\{ z - \frac{z^2}{(a^2 - z^2)^{1/2}} \right\}$$

La contrainte maximale de cisaillement en sous couche se situe à  $z = 0.78.a$  et est égale à  $\tau_{\max}^P = 0.3 p_0$ .

La pression et la force normale de première plastification sont exprimées par :

$$(\text{critère de Tresca}) \quad p_{0Y}(C) = \frac{k}{0.3} = 1.667 \sigma_Y \quad \text{et} \quad P_Y(C) = \frac{\pi R}{E^*} \cdot p_{0Y}^2 = 8.72 \cdot \frac{R \cdot \sigma_Y^2}{E^*}.$$

Le maximum du critère de Von Mises est toujours observé en sous couche mais en  $z = 0.7.a$  avec pour pression limite associée  $p_{0Y} = 1.79 \sigma_Y$ . On en déduit la force normale.

Les formulations présentées ne prennent pas en compte l'influence du frottement puisque de nature identique, aucune déformation relative n'apparaît à l'interface des deux solides. Cependant pour des matériaux différents, les déformations seront différentes créant une déformation relative susceptible d'intégrer une accommodation par frottement. On montre que l'influence des caractéristiques mécaniques sur le modèle de Hertz n'est observée que pour des différences significatives de propriétés élastiques.

#### A3.1.4 CONTACT PLAN PLAN

Nous avons étudié jusqu'à présent le cas d'un contact convexe très facile à mettre en oeuvre pour la sphère, plus difficile pour le cylindre compte tenu de la génératrice de contact. Cependant dans de nombreuses configurations industrielles et parfois pour des essais tribologiques, on utilise le contact plan-plan ou plus exactement le contact poinçon-plan. Différentes formulations peuvent être considérées. Dans le cas d'une distribution uniforme de la pression moyenne ( $p$ ), les expressions analytiques des contraintes imposées dans le plan du contact bi-dimensionnel plan-plan sont formulées par les relations suivantes (Figure A3-3):

Cas de l'indenteur **soUPLE** :

$$p = \frac{P}{S}.$$

$P$  : effort normal,

$S$  : surface du contact,

$p$  : pression moyenne.

$$\sigma_{11}^P = \frac{-P}{2\pi} \cdot \left\{ 2 \cdot (\theta_1 - \theta_2) - (\sin(2\theta_1) - \sin(2\theta_2)) \right\}$$

$$\sigma_{33}^P = \frac{-P}{2\pi} \cdot \left\{ 2 \cdot (\theta_1 - \theta_2) + (\sin(2\theta_1) - \sin(2\theta_2)) \right\}$$

$$\sigma_{13}^P = \frac{-P}{2\pi} \cdot (\cos(2\theta_1) - \cos(2\theta_2))$$

$$\text{avec } \theta_1 = \arctg\left(\frac{z}{x-a}\right) \quad \text{et} \quad \theta_2 = \arctg\left(\frac{z}{x+a}\right) \quad \text{ou} \quad \theta_{1,2} = \arctg\left(\frac{z}{x \mp a}\right)$$

$$\text{soit } \alpha = \theta_1 - \theta_2$$

$$\text{on calcule respectivement les valeurs principales } \sigma_{1,2}^P = -\frac{P}{\pi} \cdot (\alpha \mp \sin \alpha)$$

$$\text{et le cisaillement maximal } \tau_{\max}^P = \frac{P}{\pi} \cdot \sin \alpha.$$

On remarque que les iso-valeurs des contraintes principales  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  et du cisaillement maximal sont décrites par la famille de cercles passant par les deux points du contact  $O_1$  et  $O_2$  (Figure A3-3).

La valeur maximale est obtenue pour  $\alpha = \pi/2$  avec  $\tau_{\max}^n = p/\pi$ .

On calcule la pression limite de première plastification soit :  $p = \pi k$ .

On met en évidence une discontinuité de chargement en bordure de contact ( $O_1$  et  $O_2$ ) puisque les sollicitations en surface, nulles à l'extérieur du contact, passent par une valeur maximale au bord du contact.

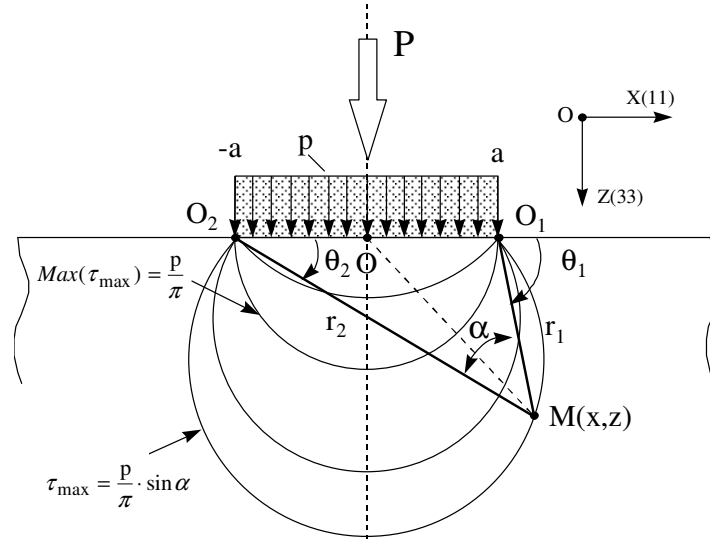


Figure A3-3 : Contact bidimensionnel du contact plan-plan (indenteur souple).

Pour une indentation par un massif **infiniment rigide**, avec l'hypothèse d'un contact sans frottement, la distribution de pression dans l'aire du contact bi-dimensionnel poinçon-plan est :

$$p(x) = \frac{P}{\pi (a^2 - x^2)^{1/2}} \text{ avec un enfoncement constant sous le contact (Figure A3-4).}$$

Lorsque  $|x| = a$ ,  $p(x)$  tend vers une valeur infinie.

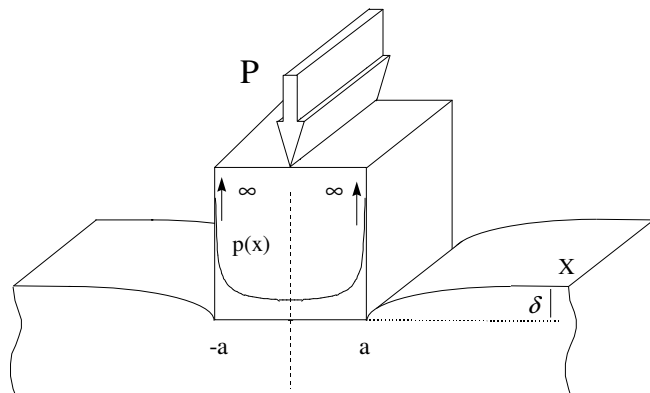


Figure A3-4 : Indenteur rigide.

Une contrainte infinie ne pouvant exister, le matériau va accommoder le chargement au travers d'une déformation non réversible. Cette accommodation dépend des propriétés

physiques du matériau. Pour un matériau très fragile, cela entraîne l'amorçage et la propagation de fissures, alors que l'accommodation se fait par déformation plastique pour un matériau plus ductile.

Il faut insister sur le fait que ce type de contact ne permet pas d'analyser convenablement les aspects tribologiques. En effet, quelque soit l'effort normal, aussi petit soit il, des surcontraintes conduisant dans certains cas à la plastification, apparaissent en bordure de contact. Cette remarque peut se généraliser à la conception des produits industriels pour lesquels il est préférable de limiter ce type de contact, ou tout du moins de limiter les effets de bord en réalisant des chanfreins. On confirme des notions de conception de systèmes mécaniques où tout effet de coin et plus généralement de discontinuité géométrique doit être évité.

### ***A3.2 : CONTACT ELASTIQUE SOUMIS A UN EFFORT TANGENTIEL***

#### *A3.2.1 HYPOTHESES*

Nous étudions le cas du glissement pour lequel au déplacement imposé est associé un effort tangentiel  $Q$  que l'on mesure.

La loi de frottement de Coulomb :  $\mu = \frac{Q}{P}$  est ici élargie à une approche locale par le principe d'Ammonton, pour lequel en tout point du contact, la contrainte de cisaillement est

proportionnelle à la pression.  $\mu = \frac{|q(x,y)|}{|p(x,y)|}$ .

On suppose que les distributions hertziennes de chargement ne sont pas modifiées par la sollicitation tangentielle. Ceci est vérifié lorsque les deux massifs ont des propriétés identiques. Dans le cas d'un contact sphère-plan associant des matériaux différents, l'influence des caractéristiques mécaniques peut être estimée à l'aide de la variable de Bufler (1959)  $\gamma$  et du paramètre mesurant la différence des propriétés élastiques entre les deux

solides donné par (Dundurs, 1975)  $\beta \equiv \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{\{(1-2\nu_1)/G_1\} - \{(1-2\nu_2)/G_2\}}{\{(1-\nu_1)/G_1\} + \{(1-\nu_2)/G_2\}} \right]$  avec

$G = E/(2(1+\nu))$  ( $G$  : le module élastique de cisaillement).

On a  $\gamma \approx -\beta\mu / \pi$ . Si  $|\gamma|$  reste inférieur à 0.06 la distribution de cisaillement reste inchangée. Différents calculs montrent que pour  $\beta$  inférieur à 0.21 et dans le cas général de coefficients de frottement inférieurs à 1, l'effet des différences de propriétés mécaniques est négligeable et la distribution hertzienne de la pression et du champ de cisaillement reste valide.

#### *A3.2.2 CONTACT SPHERE PLAN GLISSANT*

La distribution de cisaillement est identique au signe près à celle de la pression, la seule composante non nulle étant celle orientée suivant la direction de glissement associée à l'axe des  $X$ . Nous obtenons :

$$q(x,y) = \pm \mu p(x,y) = \pm \mu p_0 \left( 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right)^{1/2}$$

Le signe - est associé au sens positif de glissement puisque la force de frottement s'oppose toujours au sens du déplacement.

Pour les expressions des tenseurs des contraintes en tout point du plan, on utilise la formulation simplifiée de (Hamilton G.M., 1983).

Dans le plan X, Z (y=0) nous obtenons les relations suivantes (composantes du tenseur associé au chargement tangentiel Q):

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^Q &= \frac{\mu \cdot p_0}{a} \cdot \left\{ -x \left( 1 + \frac{v}{4} \right) \Phi - \frac{aM}{2x^3} (Sv - 2Av + z^2) + \frac{aM}{x} \left( 1 - 2v + \frac{z^2}{S} + \frac{7v}{4} \right) + \right. \\ &\quad \left. \frac{zN}{2x^3} \cdot \left( \left( \frac{S}{6} + \frac{A}{3} \right) (1 - 2v) + \frac{1}{2} (z^2 + 3a^2) \right) + \frac{zN}{x} \left( \frac{a^2}{S} - \frac{v+7}{4} \right) + \frac{2a^3z}{3x^3} (2v-1) \right\} \\ \sigma_{22}^Q &= \frac{\mu \cdot p_0}{a} \cdot \left\{ -\frac{3x\Phi v}{4} + \frac{aM}{2x^3} (v(S - 2A + x^2) + z^2) + \frac{3v aM}{4x} - \right. \\ &\quad \left. \frac{zN}{2x^3} \cdot \left( \left( \frac{S}{6} + \frac{A}{3} \right) (1 - 2v) + \frac{1}{2} (z^2 + 3a^2) \right) - \frac{zN}{4x} (1 + 3v) + \frac{2a^3z}{3x^3} (1 - 2v) \right\} \\ \sigma_{33}^Q &= \frac{\mu \cdot p_0}{a} \cdot \left\{ \frac{zN}{2x} \left( 1 - \frac{x^2 + z^2 + a^2}{S} \right) \right\}, \quad \sigma_{12}^Q = \sigma_{23}^Q = 0 \text{ et} \\ \sigma_{13}^Q &= \frac{\mu \cdot p_0}{a} \cdot \left\{ \frac{3z\Phi}{2} + \frac{azM}{x^2} \left( 2 - \frac{x^2}{S} \right) + \frac{N}{x^2} \left( z^2 - \frac{3}{4} (S + 2A + a^2) \right) - \frac{N}{4} \left( 1 + \frac{3z^2}{x^2} \right) \right\} \end{aligned}$$

Pour x=0 selon l'axe Z, toutes les composantes sont nulles sauf,

$$\sigma_{13}^Q = \frac{\mu \cdot p_0}{a} \cdot \left\{ -a + \frac{3}{2} z \tan^{-1} \left( \frac{a}{z} \right) - \frac{az^2}{2(a^2 + z^2)} \right\}$$

Ces relations permettent d'exprimer le tenseur associé à l'effort tangentiel en tout point du plan (X,Z) pour le contact sphère-plan  $\Sigma^Q(x, z)$ .

Aux composantes associées au chargement normal, on superpose celles induites par le chargement tangentiel pour obtenir l'état global de chargement  $\Sigma = \Sigma^Q + \Sigma^P$ .

Le calcul général des sollicitations montre que la première plastification, initialement observée en sous couche pour un contact sans frottement, remonte progressivement en surface, avec l'augmentation du coefficient de frottement (Johnson K.L., 1985).

Lorsque le coefficient de frottement est supérieur à 0.3 (v=0.3), la première plastification ( $\sigma_e$ ) sera observée en bordure à l'arrière du contact, en surface, sur l'axe médian de glissement (point A) (Figure A3-6a et 6b). On retrouve aussi en ce point le maximum de la contrainte principale ( $\sigma_1$ ). En revanche, le maximum de cisaillement est situé plus à l'intérieur du contact (Figure A3-6b).

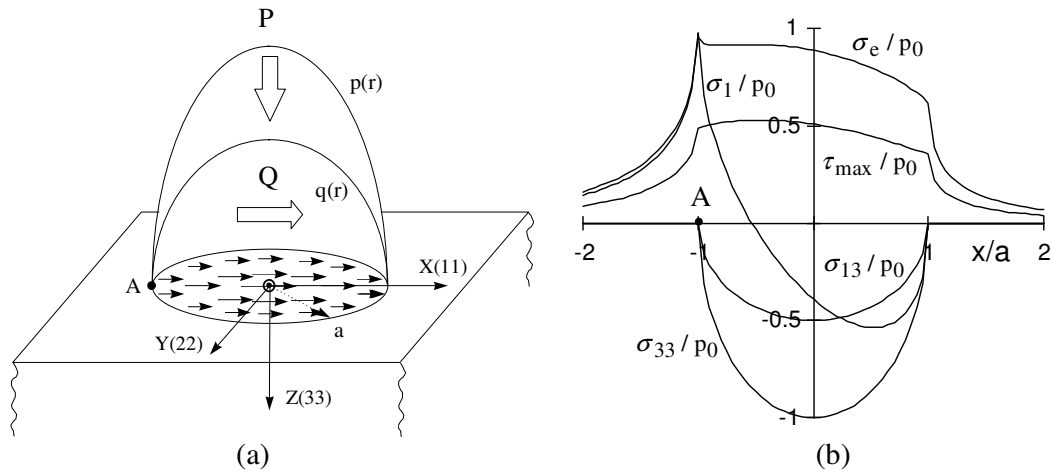


Figure A3-6 : Contact Sphère-Plan glissant ( $\mu = 0.5, \nu = 0.3$ ): a - Distribution en surface du champ de pression  $p(r)$  et du champ de cisaillement ( $q(r)$ ); b - Evolution en surface suivant l'axe médian du glissement (X) des grandeurs mécaniques  $\sigma_1(x)$ ,  $\sigma_e(x)$ ,  $\tau_{max}(x)$ ,  $\sigma_{33}(x) = -p(x)$  et  $\sigma_{13}(x) = -q(x)$  normalisées par la pression hertzienne maximale  $p_0$ .

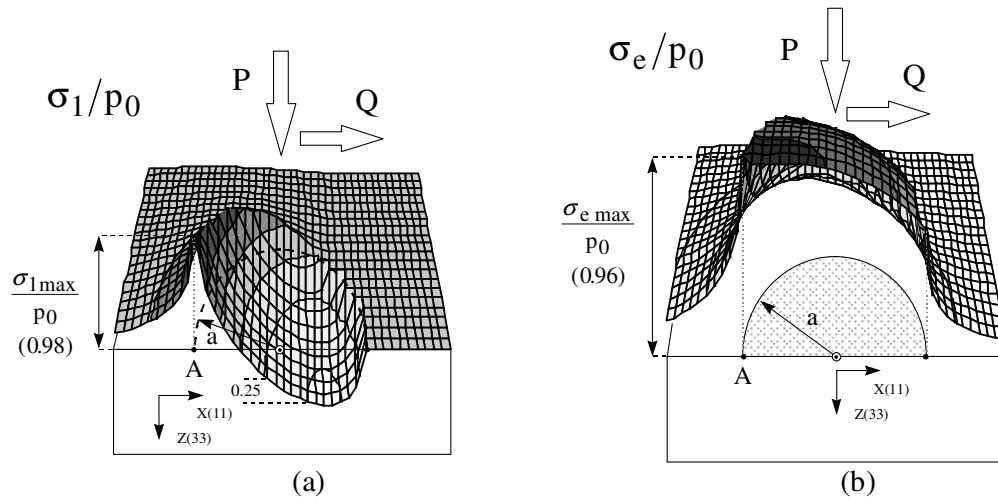


Figure A3-7 : Contact sphère-plan glissant ( $\mu = 0.5, \nu = 0.3$ ): a - Distribution en surface de la contrainte principale ( $\sigma_1$ ) et la contrainte équivalente de Von Mises ( $\sigma_e$ ). Les maxima de sollicitation sont observés dans le plan médian (X, Z), ce qui justifie le choix de ce domaine pour l'analyse mécanique.

$$\text{Au point A, } \Sigma_A \begin{cases} \sigma_{11} = \sigma_{11}^Q + \sigma_{11}^P = p_0 \left\{ \frac{4 + \nu}{8} \cdot \pi \mu + \frac{1 - 2\nu}{3} \right\} \\ \sigma_{22} = \sigma_{22}^Q + \sigma_{22}^P = p_0 \left\{ \frac{3 \nu}{8} \cdot \pi \mu - \frac{1 - 2\nu}{3} \right\} \end{cases}$$



Les autres composantes étant nulles, l'état de chargement induit par le chargement tangentiel se résume à un état bi-axial.

Puisque  $\sigma_{22} \leq 0$  tant que  $\mu \leq \pi \cdot \left( \frac{8(1-2\nu)}{9\nu} \right) = 3.72$  on montre que  $\sigma_1(A) = \sigma_{11}(A)$ ,

$$\sigma_2 = \sigma_{22}, \sigma_3 = \sigma_{33}.$$

Le cisaillement en (A) est :

$$\tau_{\max} = \frac{\sigma_{11}}{2} = \frac{p_0}{2} \cdot \left[ \left( \frac{4+\nu}{8} \right) \pi\mu + \frac{(1-2\nu)}{3} \right]$$

et la contrainte équivalente de Von Mises comme la contrainte principale est maximale en A :

$$\sigma_{\text{emax}} = \frac{p_0}{\sqrt{2}} \cdot \left[ (\pi\mu)^2 \left( \frac{7\nu^2 - 4\nu + 16}{32} \right) + (\pi\mu) \left( \frac{2\nu^2 - 5\nu + 2}{6} \right) + \frac{2(1-2\nu)^2}{3} \right]^{1/2}$$

Les pressions limites de plasticité sont respectivement :

$$\text{(Tresca)} \quad p_{0Y} = \frac{2k}{\left( \frac{4+\nu}{8} \right) \pi\mu + \frac{(1-2\nu)}{3}} \text{ et}$$

$$\text{(Von Mises)} \quad p_{0Y} = \frac{\sigma_Y \cdot \sqrt{2}}{\left[ (\pi\mu)^2 \left( \frac{7\nu^2 - 4\nu + 16}{32} \right) + (\pi\mu) \left( \frac{2\nu^2 - 5\nu + 2}{6} \right) + \frac{2(1-2\nu)^2}{3} \right]^{1/2}}$$

Les forces normales limites correspondantes sont définies par :  $P_Y = (\pi p_{0Y})^3 \cdot \frac{R^{*2}}{6 E^{*2}}$ .

### A3.2.3 CONTACT CYLINDRE PLAN GLISSANT

La largeur de contact est égale à  $2.a$ , la distribution Hertzienne de pression et de cisaillement

(Figure A3-8), permet d'écrire :  $q(x) = \pm \mu p_0 \left( 1 - \left( \frac{x}{a} \right)^2 \right)^{1/2}$ .

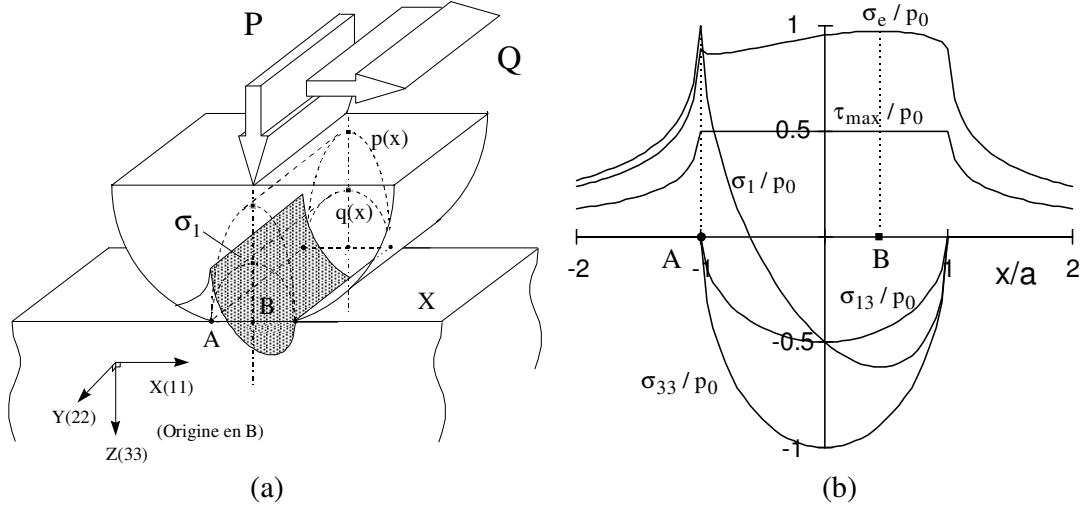


Figure A3-8 : Contact cylindre-plan glissant ( $\mu = 0.5$ ,  $\nu = 0.3$ ): (a) Vue de profil de la distribution surfacique du champ de pression  $p(x)$ , du champ de cisaillement  $q(x)$  ainsi que de la contrainte principale  $\sigma_1(x)$ ; (b) Evolution en surface suivant l'axe médian du glissement (X) des grandeurs mécaniques  $\sigma_1(x)$ ,  $\sigma_e(x)$ ,  $\tau_{\max}(x)$ ,  $\sigma_{33}(x) = -p(x)$  et  $\sigma_{13}(x) = -q(x)$  normalisées par  $p_0$  (A : maximum de  $\sigma_1$ , B : maximum de  $\sigma_e$ ).

La formulation analytique générale des contraintes imposées dans le plan, proposée par (McEvan, 1949) est présentée en reprenant les notations données dans le cas du chargement normal (contact cylindre-plan),

$$\sigma_{11}^Q = \mu \cdot p_0 \cdot \frac{-2x}{a} \cdot \left(1 - \frac{s}{\sqrt{a^2 + s^2}}\right) + \frac{x z^2 s a}{\sqrt{a^2 + s^2} (s^4 + z^2 a^2)}$$

$$\sigma_{22}^Q = \frac{-2\nu x}{a} \cdot \left(1 - \frac{s}{\sqrt{a^2 + s^2}}\right)$$

$$\sigma_{33}^Q = \mu \cdot \sigma_{13}^P, \quad \sigma_{13}^Q = \mu \cdot \sigma_{11}^P, \quad \sigma_{12}^Q = \sigma_{23}^Q = 0$$

L'état de chargement imposé par les deux sollicitations normale et tangentielle est donné par  $\Sigma = \Sigma^P + \Sigma^Q$ .

Le calcul montre que le maximum de cisaillement, d'abord en sous couche remonte vers la surface dès que  $\mu > 0.25$  pour se situer en surface à l'arrière du contact pour  $\mu > 0.44$  (Tresca,  $\nu = 0.3$ ). Le maximum du Von Mises suit une évolution quasiment similaire, la position en sous couche ( $z = 0.78a$ ) est quittée dès que  $\mu > 0.3$ .

L'état de chargement en surface le long de l'axe X dans l'aire de contact  $x \in [-a, a]$  est :

$$\sigma_{11} = -p_0 \left\{ \left(1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2\right)^{1/2} + 2\mu \frac{x}{a} \right\},$$

$$\sigma_{22} = -2\nu p_0 \left\{ \left(1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2\right)^{1/2} + \mu \frac{x}{a} \right\},$$

$$\sigma_{33} = -p_0 \left( 1 - \left( \frac{x}{a} \right)^2 \right)^{1/2},$$

$$\sigma_{13} = -\mu p_0 \left( 1 - \left( \frac{x}{a} \right)^2 \right)^{1/2},$$

Le cisaillement maximal suivant l'axe X est donné par

$$\tau_{\max}(x) = \frac{1}{2} \left( (\sigma_{11} - \sigma_{33})^2 + 4 \sigma_{13}^2 \right)^{1/2} = \mu p_0.$$

Seule la contrainte principale présente une discontinuité maximale en bordure à l'arrière du contact en (A) :  $\sigma_{1C} = \sigma_{11} = 2 \cdot \mu \cdot p_0$ , ( $\sigma_2 = \sigma_{22}$ ,  $\sigma_3 = \sigma_{33}$ ). Le Tresca  $\tau_{\max} = \mu p_0$  est constant dans tout le contact alors que le Von Mises présente un maximum à l'intérieur du contact ( $\sigma_{\text{emax}}$ ).

La pression de première plastification (Tresca) en fonction des limites élastiques et du coefficient de frottement est :  $p_{0Y} = k/\mu$ .

De la même façon la force normale correspondante est :  $P_Y = \left( \frac{\tau_Y}{\mu} \right)^2 \cdot \frac{\pi R}{E^*}$ .

La valeur du Von Mises en bordure de contact (A), inférieur au maximum (B) (Fig. 5.14.b) est égale à  $\sigma_{\text{emax}} = 2 \mu p_0 (v^2 - v + 1)^{1/2}$  avec  $\sigma_{\text{emax}} = 1.77 \mu p_0$  pour  $v = 0.3$ .

La pression Hertzienne limite correspondante est :  $p_{0Y} = \frac{\sigma_Y}{2\mu (v^2 - v + 1)^{1/2}}$  et la force

$$\text{normal limite : } P_Y = \left( \frac{\sigma_Y}{2\mu (v^2 - v + 1)^{1/2}} \right)^2 \frac{\pi R}{E^*}.$$

#### A3.2.4 CONTACT PLAN PLAN GLISSANT

Le maintien parallèle des surfaces lorsqu'un déplacement relatif est imposé est extrêmement difficile à obtenir. Un tiltage apparaît, conduisant inmanquablement à des effets de coin. L'introduction de l'effort tangentiel, outre le fait qu'il induit un mésalignement, accentue les discontinuités observées en bordure de contact pour un chargement normal simple.

Dans le cas idéal d'un alignement parfait, pour un poinçon souple conduisant à une distribution homogène du champ de cisaillement,

$$\sigma_{11}^Q = \frac{\mu \cdot p}{2\pi} \cdot \left\{ 4 \ln \left( r_1/r_2 \right) - \left( \cos(2\theta_1) - \cos(2\theta_2) \right) \right\}$$

$$\sigma_{33}^Q = \frac{\mu \cdot p}{2\pi} \cdot \left( \cos(2\theta_1) - \cos(2\theta_2) \right)$$

$$\sigma_{13}^Q = \frac{-\mu \cdot p}{2\pi} \cdot \left\{ 2 \cdot (\theta_1 - \theta_2) + \left( \sin(2\theta_1) - \sin(2\theta_2) \right) \right\}$$

$$\text{avec } r_{1,2} = \left\{ (x \mp a)^2 + z^2 \right\}^{1/2}$$

Comme précédemment l'état de contrainte générale est déterminé par la sommation des composantes  $\Sigma = \Sigma^P + \Sigma^Q$ . Contrairement au chargement purement normal qui présente

toujours des valeurs finies, l'introduction du chargement tangentiel introduit une discontinuité infinie par la composante  $\sigma_{11}^Q$  en bordures de contact ( $\ln(r_1/r_2) \in \{-\infty; \infty\}$ ).

Ainsi, aussi petite soit la valeur de la force tangentielle associée, cette surcontrainte ne pourra être adaptée que par une accommodation irréversible du matériau et donc par plastification ou fissuration. Nous retrouvons ainsi les conclusions faites à propos de l'indenteur rigide.

### A3.3 FORMULES DE HAMILTON POUR UN CONTACT SPHERE-PLAN

Explicitation des contraintes associées au contact sphère-plan (Hamilton G.M. (1983)).

Définition du tenseur associé à l'effort normal « P » du contact sphère-plan.

$$\Sigma^P(X, Y, Z, p_0, \nu) = \begin{bmatrix} \sigma_{11}^P & \sigma_{12}^P & \sigma_{13}^P \\ \sigma_{12}^P & \sigma_{22}^P & \sigma_{23}^P \\ \sigma_{13}^P & \sigma_{23}^P & \sigma_{33}^P \end{bmatrix} = p_0 \begin{bmatrix} f_{11}^P & f_{12}^P & f_{13}^P \\ f_{12}^P & f_{22}^P & f_{23}^P \\ f_{13}^P & f_{23}^P & f_{33}^P \end{bmatrix}$$

On définit les variables suivantes :

$$X=x/a, Y=y/a, Z=z/a$$

$$A = R^2 + Z^2 - 1$$

$$S = (A^2 + 4Z^2)^{1/2}$$

$$R^2 = X^2 + Y^2$$

$$M = \left(\frac{S+A}{2}\right)^{1/2}; N = \left(\frac{S-A}{2}\right)^{1/2}; \Phi = \tan^{-1}\left(\frac{1}{M}\right)$$

$$\text{avec } G = M^2 - N^2 + ZM - N; H = 2MN + M + ZN$$

#### A3.3.1 EFFORT NORMAL

$$f_{11}^P = \left[ (1+\nu)Z\Phi + \frac{1}{R^2} \left\{ \frac{Y^2 - X^2}{R^2} \left[ (1-\nu)NZ^2 - \frac{1-2\nu}{3}(NS + 2AN + 1) - \nu MZ \right] - N(X^2 + 2\nu Y^2) - \frac{MX^2Z}{S} \right\} \right]$$

$$f_{22}^P = \left[ (1+\nu)Z\Phi + \frac{1}{R^2} \left\{ \frac{X^2 - Y^2}{R^2} \left[ (1-\nu)NZ^2 - \frac{1-2\nu}{3}(NS + 2AN + 1) - \nu MZ \right] - N(Y^2 + 2\nu X^2) - \frac{MY^2Z}{S} \right\} \right]$$

$$f_{33}^P = \left[ -N + \frac{ZM}{S} \right],$$

$$f_{12}^P = \left[ \frac{XY(1-2\nu)}{R^4} \left\{ -NR^2 + \frac{2}{3}N(S+2A) - Z(ZN+M) + \frac{2}{3} \right\} + \frac{XYZ}{R^4} \left\{ -\frac{MR^2}{S} - ZN + M \right\} \right]$$

$$f_{23}^P = \left[ -Z \left\{ \frac{YN}{S} - \frac{YZH}{G^2+H^2} \right\} \right], \quad f_{13}^P = \left[ -Z \left\{ \frac{XN}{S} - \frac{XZH}{G^2+H^2} \right\} \right],$$

Suivant l'axe Z (R=0) les expressions précédentes ne sont plus valides et nous avons :

$$f_{11}^P = f_{22}^P = \left[ (1+\nu) \left( Z \tan^{-1}(1/Z) - 1 \right) + \frac{1}{2(1+Z^2)} \right],$$

$$f_{33}^P = \left[ \frac{-1}{1+Z^2} \right] \text{ et } f_{12}^P = f_{23}^P = f_{13}^P = 0.$$

En surface (Z=0) nous avons : pour  $R \geq 1$

$$f_{11}^P = \left[ \frac{(1-2\nu)(X^2 - Y^2)}{3R^4} \right], \quad f_{22}^P = \left[ \frac{(1-2\nu)(Y^2 - X^2)}{3R^4} \right], \quad f_{12}^P = \left[ \frac{2XY(1-2\nu)}{3R^4} \right], \quad \text{et}$$

$$f_{33}^P = f_{23}^P = f_{13}^P = 0.$$

Pour  $R \leq 1$  on déduit :

$$f_{11}^P = \left[ \frac{1}{R^2} \left\{ \frac{Y^2 - X^2}{R^2} \left[ \frac{1-2\nu}{3} \left\{ (1-R^2)^{3/2} - 1 \right\} \right] - (X^2 + 2\nu Y^2) (1-R^2)^{1/2} \right\} \right],$$

$$f_{22}^P = \left[ \frac{1}{R^2} \left\{ \frac{X^2 - Y^2}{R^2} \left[ \frac{1-2\nu}{3} \left\{ (1-R^2)^{3/2} - 1 \right\} \right] - (Y^2 + 2\nu X^2) (1-R^2)^{1/2} \right\} \right],$$

$$f_{33}^P = \left[ - (1-R^2)^{1/2} \right],$$

$$f_{12}^P = \left[ \frac{XY(1-2\nu)}{R^4} \left\{ (1-R^2)^{1/2} \left[ -R^2 - \frac{2}{3}(1-R^2) \right] + \frac{2}{3} \right\} \right],$$

$$\text{et } f_{23}^P = f_{13}^P = 0,$$

## A3.3.2 EFFORT TANGENTIEL

Définition du tenseur associé à l'effort tangentiel « Q » du contact sphère-plan en glissement.

$$\Sigma^Q(X, Y, Z, q_0, \nu) = \begin{bmatrix} \sigma_{11}^Q & \sigma_{12}^Q & \sigma_{13}^Q \\ \sigma_{12}^Q & \sigma_{22}^Q & \sigma_{23}^Q \\ \sigma_{13}^Q & \sigma_{23}^Q & \sigma_{33}^Q \end{bmatrix} = q_0 \begin{bmatrix} f_{11}^Q & f_{12}^Q & f_{13}^Q \\ f_{12}^Q & f_{22}^Q & f_{23}^Q \\ f_{13}^Q & f_{23}^Q & f_{33}^Q \end{bmatrix}$$

$$\begin{aligned} f_{11}^Q = & \left[ -X \left( \frac{\nu}{4} + 1 \right) \Phi + \frac{XM}{R^4} \left\{ \left( \frac{3}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) (S\nu - 2A\nu + Z^2) + \frac{X^2Z^2}{S} + \frac{7\nu R^2}{4} - 2\nu X^2 + R^2 \right\} \right. \\ & + \frac{XZN}{R^4} \left\{ \left( \frac{3}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) \left[ -\frac{S}{6}(1-2\nu) - \frac{A}{3}(1-2\nu) - \frac{1}{2}(Z^2+3) \right] + \frac{X^2}{S} - \frac{\nu R^2}{4} - \frac{7R^2}{4} \right\} \\ & \left. + \frac{4XZ}{3R^4} \left( \frac{3}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) (1-2\nu) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_{22}^Q = & \left[ -\frac{3\nu X}{4} \Phi + \frac{XM}{R^4} \left\{ \left( \frac{1}{2} - \frac{2Y^2}{R^2} \right) \left[ \nu(S-2A+R^2) + Z^2 \right] + \frac{Y^2Z^2}{S} + \frac{3}{4}\nu R^2 \right\} \right. \\ & + \frac{ZNX}{R^4} \left\{ \left( \frac{1}{2} - \frac{2Y^2}{R^2} \right) \left[ -\frac{S}{6}(1-2\nu) - \frac{A}{3}(1-2\nu) - \frac{Z^2}{2} - \frac{3}{2} \right] + \frac{Y^2}{S} - \frac{3\nu R^2}{4} - \frac{R^2}{4} \right\} \\ & \left. + \frac{4ZX}{3R^4} \left( \frac{1}{2} - \frac{2Y^2}{R^2} \right) (1-2\nu) \right] \end{aligned}$$

$$f_{33}^Q = \left[ \frac{ZNX}{2R^2} \left\{ 1 - \frac{R^2 + Z^2 + 1}{S} \right\} \right]$$

$$\begin{aligned} f_{12}^Q = & \left[ \frac{Y}{2} \left( \frac{\nu}{2} - 1 \right) \Phi + \frac{YM}{R^4} \left\{ \frac{X^2Z^2}{S} + \nu \left[ (S-2A) \left( \frac{1}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) - 2X^2 + \frac{R^2}{4} \right] + \frac{R^2}{2} + Z^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) \right\} \right. \\ & + \frac{YZN}{R^4} \left\{ \left( \frac{1}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) \left[ (2\nu-1) \left( \frac{S}{6} + \frac{A}{3} \right) - \frac{Z^2}{2} - \frac{3}{2} - \frac{R^2}{2} \right] + \frac{R^2\nu}{4} + \frac{X^2}{S} - \frac{Y^2}{2} - \frac{3X^2}{2} \right\} \\ & \left. + \frac{4YZ}{3R^4} \left( \frac{1}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) (1-2\nu) \right] \end{aligned}$$

$$f_{23}^Q = \frac{XYZ}{2R^4} \left[ M \left\{ \frac{1}{2} + \frac{1}{S} \left( \frac{Z^2}{2} - \frac{3}{2} - \frac{R^2}{2} \right) \right\} + \frac{ZN}{2} \left\{ -3 + \frac{1}{S} (5 + Z^2 + R^2) \right\} \right]$$

$$f_{13}^Q = \left[ \frac{3Z\Phi}{2} + \frac{ZM}{R^2} \left\{ 1 + \frac{X^2}{R^2} - \frac{X^2}{S} \right\} + \frac{N}{R^2} \left\{ -\frac{3}{4}(S+2A) + Z^2 - \frac{3}{4} - \frac{R^2}{4} + \frac{Z^2}{2} \left( \frac{1}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) \right\} \right]$$

Sur l'axe médian ( $R=0$ ) toutes les composantes sont nulles sauf :

$$f_{13}^Q = \left[ -1 + \frac{3}{2}Z \tan^{-1}\left(\frac{1}{Z}\right) - \frac{Z}{2(1+Z^2)} \right]$$

En surface ( $Z=0$ ) pour  $R>1$  :

$$f_{11}^Q = \left[ -X \left( 1 + \frac{v}{4} \right) \Phi + \frac{XM_0}{R^4} \left\{ -vM_0^2 \left( \frac{3}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) + \frac{7vR^2}{4} - 2vX^2 + R^2 \right\} \right]$$

$$f_{22}^Q = \left[ -\frac{3}{4}vX\Phi + \frac{XM_0}{R^4} \left\{ v \left( \frac{1}{2} - \frac{2Y^2}{R^2} \right) + \frac{3}{4}vR^2 \right\} \right]$$

$$f_{12}^Q = \left[ \frac{Y}{2} \left( \frac{v}{2} - 1 \right) \Phi + \frac{YM_0}{R^4} \left\{ -vM_0^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{2X^2}{R^2} \right) - 2vX^2 + \frac{vR^2}{4} + \frac{R^2}{2} \right\} \right]$$

où  $f_{33}^Q = f_{23}^Q = f_{31}^Q = 0$  and  $M_0 = (R^2 - 1)^{1/2}$ .

Lorsque  $R \leq 1$  toujours en surface,

$$f_{11}^Q = \left[ -\frac{\pi X}{2} \left( \frac{v}{4} + 1 \right) \right]; \quad f_{22}^Q = \left[ -\frac{3\pi v X}{8} \right]; \quad f_{12}^Q = \left[ \frac{\pi Y}{4} \left( \frac{v}{2} - 1 \right) \right]; \quad f_{13}^Q = -(1 - R^2)^{1/2};$$

$$f_{33}^Q = f_{23}^Q = 0.$$

## ANNEXE 4 : CRITERES D'AMORCAGE DE FATIGUE

### A4.1 CRITERE D'AMORCAGE DE DANG VAN

#### A4.1.1 PRINCIPE ET DEFINITIONS

Ce critère ne s'applique qu'à la fatigue à grand nombre de cycles (polycyclique) et plus spécifiquement à la limite d'endurance. En effet, la condition de fissuration apparaît essentiellement gouvernée par l'amorçage et la propagation n'est pas prise en compte.

Dang Van considère que l'amorçage est un processus local qui implique la fissuration d'un premier grain et que donc l'analyse mécanique doit être établie à cette échelle.

Le postulat de l'amorçage est défini ainsi :

« Le volume élémentaire qui est supposé amorcer, soumis à des sollicitations cycliques, va, dans un premier temps, subir un écrouissage local qui va augmenter les caractéristiques et permettre au matériau de s'adapter (tendre vers un comportement élastique). Cette adaptation est associée à l'introduction de contraintes résiduelles locales. Le chargement local qui est imposé au grain est donc la superposition de ces contraintes résiduelles et du chargement macroscopique.

Il y a amorçage si, au cours du cycle de sollicitation, le chargement local stabilisé dépasse une certaine limite. Si par contre le chargement local reste constamment en dessous de cette frontière, alors il n'y a pas d'amorçage ».

Ayant explicité le concept il importe d'en définir le formalisme et les différentes étapes de l'analyse.

Comme l'analyse se porte à l'échelle du grain, deux échelles peuvent être considérées (Figure A4-1) :

- on considère l'élément de volume macroscopique  $V(M)$  où  $M(x, y, z)$  représente le point du solide où l'analyse en fatigue est conduite. Cette échelle d'analyse est habituellement associée au volume d'une maille de code d'éléments finis pouvant aller d'une fraction de millimètre cube au mètre cube. L'évolution de l'état de contrainte macroscopique en fonction du temps défini au point  $M(x, y, z)$  est caractérisée par le trajet de chargement macroscopique  $\Sigma(M, t)$ .

- l'échelle microscopique au niveau de laquelle est réalisée l'analyse considère un volume  $v(m)$  de l'ordre de grandeur d'un grain ou d'une fraction de grain correspondant à un subdivision du volume  $V(M)$ . On associe à ce volume le trajet de chargement microscopique  $\hat{\sigma}(m, t)$  défini comme étant l'état de contrainte réellement supporté par le grain  $v(m)$  susceptible de gouverner les mécanismes d'amorçage.



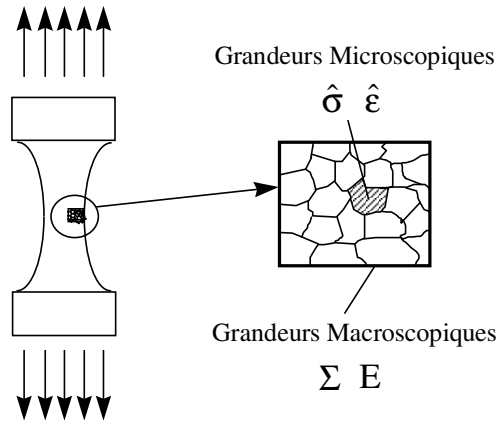


Figure. A4-1 : Les deux échelles considérées par Dang Van (d'après Dang Van et al. 1993)

Ainsi avant de définir la condition d'amorçage il est nécessaire de connaître le chargement local. La relation de passage Macro-Micro explicite le trajet de chargement local en fonction du trajet macroscopique connu au travers de la relation :

$$\hat{\sigma}(m, t) = A(M, m) : \Sigma(M, t) + \hat{\rho}(m, t) \quad \text{ce qui donne en formulation indicée,}$$

$$\hat{\sigma}_{ij}(m, t) = A_{ijhk}(M, m) : \sigma_{hk}(M, t) + \hat{\rho}_{ij}(m, t).$$

Où  $A_{ijhk}(M, m)$  est le tenseur de localisation (passage  $V(M) \Rightarrow v(m)$ ) et  $\hat{\rho}_{ij}(m, t)$  est le tenseur local des contraintes résiduelles.

#### A4.1.2 FORMULATION DE L'APPROCHE MICROSCOPIQUE

Le passage Macro-Micro implique donc de définir la relation de passage  $A_{ijhk}(M, m)$  ainsi que le tenseur local de contrainte résiduelle  $\hat{\rho}_{ij}(m, t)$ .

Le théorème de Melan montre que, si un état stabilisé est atteint, alors le tenseur de contrainte résiduelle se stabilise et devient indépendant du temps :  $\hat{\rho}_{ij}(m, t) \Rightarrow \hat{\rho}_{ij}^*(m)$ .

Les chargements macroscopiques sont faibles, bien inférieurs à la limite de plasticité puisque nous associons le seuil d'amorçage à la limite d'endurance (fatigue polycyclique).

La plasticité est locale et ne concerne pas le volume macroscopique  $V(M)$ . La modélisation du grain par une inclusion élastoplastique dans une matrice élastique est tout à fait justifiée (Figure A4-2).

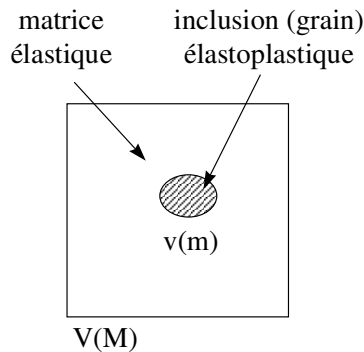


Figure. A4-2 : Inclusion élastoplastique dans une matrice élastique

On considère que le grain et la matrice élastique sont isotropes et possèdent des coefficients élastiques similaires.

Trois postulats sont alors avancés par l'auteur (Dang Van K. 1971,1990,1993) :

- il réalise le découplage entre les déformations élastiques et plastiques :  $\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}^e + \hat{\varepsilon}^p$ , et suppose l'incompressibilité plastique de l'inclusion  $\hat{\varepsilon}_{kk}^p = \hat{\varepsilon}_{11}^p + \hat{\varepsilon}_{22}^p + \hat{\varepsilon}_{33}^p = 0$ . Les déformations plastiques se font sans changement de volume.

- la matrice impose ses déformations à l'inclusion. Les déformations globales restent purement élastiques et sont uniformes :  $E^e = \hat{\varepsilon}^e + \hat{\varepsilon}^p$ .

- le grain et la matrice ont les mêmes caractéristiques élastiques.

Ces hypothèses permettent d'écrire que  $A_{ijhk}(M, m) = 1$

l'expression est alors réduite en :  $\hat{\sigma}(m, t) = \Sigma(M, t) + \hat{\rho}^*(m)$

Avec  $\hat{\rho}^*$  le tenseur des contraintes résiduelles de l'état stabilisé.

Cette analyse peut s'interpréter en considérant que l'inclusion étudiée obéit à un comportement d'écrouissage isotrope et cinématique (Figure A2-3).

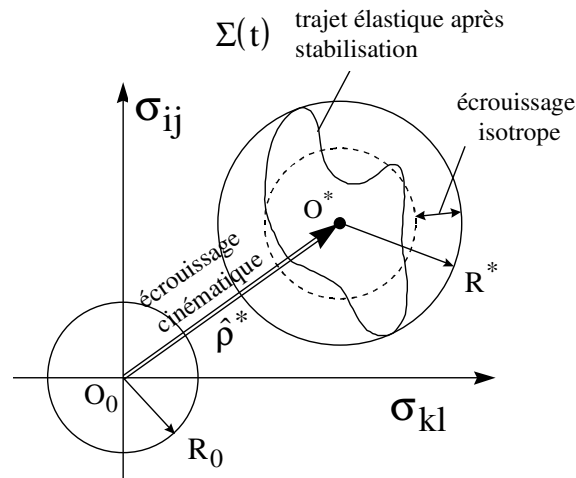


Figure A4-3 : Ecrouissage combiné du grain mal orienté qui tend vers l'état adapté.

Sous le chargement cyclique, la déformation du grain plastifié étant imposée par la matrice, il se produit comme le montre la Figure A4-3 une adaptation des contraintes dans le grain. Le domaine élastique initial du grain mal orienté caractérisé par le centre  $O_0$  et le rayon de l'hypersphère du domaine d'élasticité  $R_0$  évolue vers un domaine stabilisé caractérisé par le centre  $O^*$  et le rayon  $R^*$ . L'accroissement du rayon du domaine d'élasticité de  $R_0$  à  $R^*$  correspond à l'écrouissage isotrope de l'inclusion. La translation du centre de  $O_0$  en  $O^*$  est associée à l'écrouissage cinématique associé à la stabilisation. Elle correspond à l'apparition

d'un champ local de contraintes résiduelles stabilisé  $\hat{\rho}^*$  au niveau du grain.

On déduit que le tenseur local des contraintes résiduelles  $\hat{\rho}^*$  dépend des déformations plastiques du cristal  $\hat{\varepsilon}_{ij}^P$ . Il s'agit d'une déformation plastique sans changement de volume ce qui permet d'écrire :  $\hat{\rho}_{ij}^* = -2 \vartheta \hat{\varepsilon}_{ij}^P$ .

Avec ici «  $\vartheta$  » le coefficient de lamé .

Le tenseur local est finalement exprimé par :

$$\hat{\sigma}_{ij}(m,t) = \sigma_{hk}(M,t) - 2 \vartheta \hat{\varepsilon}_{ij}^P.$$

La corrélation avec les travaux de Mandel conduit aux remarques suivantes :

- le tenseur de localisation du passage Macro-Micro est le tenseur unité,
- le tenseur des contraintes résiduelles est un déviateur de trace nulle ,
- le calcul des contraintes microscopiques revient à évaluer les déformations plastiques au niveau du grain dans son état adapté  $\hat{\varepsilon}_{ij}^P$ .

#### A4.1.3 FORMULATION DU CRITERE

Le critère est finalement exprimé en fonction des deux grandeurs caractérisant la fatigue à savoir une amplitude alternée admissible en fonction d'un état moyen de sollicitation.

Ainsi à tout instant du cycle de chargement il y aura amorçage d'une microfissure de fatigue si le cristal sort de son état d'adaptation en fatigue autrement dit il est au delà du seuil de non fissuration. Le critère est exprimé par :

$$\max_{t \in T} [\hat{\tau}(t) + \alpha \cdot \hat{p}(t)] \leq \beta$$

$\hat{\tau}(t)$  : cisaillement local microscopique appliqué au grain et issu du tenseur local  $\hat{\sigma}(m,t)$ ,

$\hat{p}(t)$  : pression hydrostatique locale ,

T : période du chargement,

t : temps,

$\alpha, \beta$  : deux constantes déterminées à partir d'essais de fatigue (flexion, torsion)

Le critère de plasticité du cristal découle de la loi de Schmid où un seul système de glissement est actif. La déformation plastique du cristal  $\hat{\varepsilon}_{ij}^P$  est reliée au glissement plastique de cisaillement  $\hat{\gamma}^P$  et à la cission microscopique  $\hat{\tau}$  agissant sur le plan favorable de glissement.

Ainsi on exprime les relations locales :

$$\hat{\varepsilon}_{ij}^P = \hat{\gamma}^P a_{ij} \text{ et } \hat{\tau} = a_{ij} \hat{\sigma}_{ij}$$

Avec  $a_{ij}$  désignant la matrice d'orientation du plan de glissement facile du grain.

Puisque la déformation plastique est uniquement sous une forme déviatorique ( $\hat{\sigma}_{kk} = 0$ ) , on déduit que la pression hydrostatique du tenseur microscopique est identique à celle du chargement macroscopique :  $\hat{p}(t) = \frac{\hat{\sigma}_{kk}}{3} = \frac{\text{trace}(\Sigma)}{3}$ .

La détermination du cisaillement microscopique est plus difficile à exprimer.

On considère en premier lieu le cas d'un chargement proportionnel.

### A4.1.3.1 CHARGEMENT PROPORTIONNEL

C'est le cas d'un chargement où les directions principales sont maintenues constantes durant l'essai (Annexe 2). On considère que le volume macroscopique  $V(M)$  contient un grand nombre de cristaux d'orientations aléatoires et on peut admettre qu'il existe au moins un grain dont le plan de cisaillement facile défini par  $a_{ij}$  coïncide avec le plan de cission macroscopique  $\xi(t)$  maximale. Pour un chargement proportionnel, le plan de cission maximale  $\xi(t)$  reste fixe.

Finalement, on montre qu'après stabilisation du cycle, la cission microscopique se déduit de la cission macroscopique par la relation :

$$\hat{\tau}(t) = \xi(t) - \hat{\tau}^* = \xi(t) - \mu \Gamma_m = \xi(t) - \xi_m$$

$\hat{\tau}^*$  : cission microscopique stabilisée,

$\Gamma_m$  : déformation de cission macroscopique moyenne  $\Gamma_m = \frac{1}{2}(\Gamma_{\max} + \Gamma_{\min})$ ,

$\xi_m$  : cission macroscopique moyenne.

Les étapes de la démonstration sont données dans l'ouvrage « Fatigue polycyclique des métaux, une nouvelle approche » (Papadopoulos I.V., 1987), l'auteur illustre en particulier l'évolution de la cission microscopique de l'état initial jusqu'à l'état stabilisé ceci pour un écrouissage isotrope (Figure A4-4).

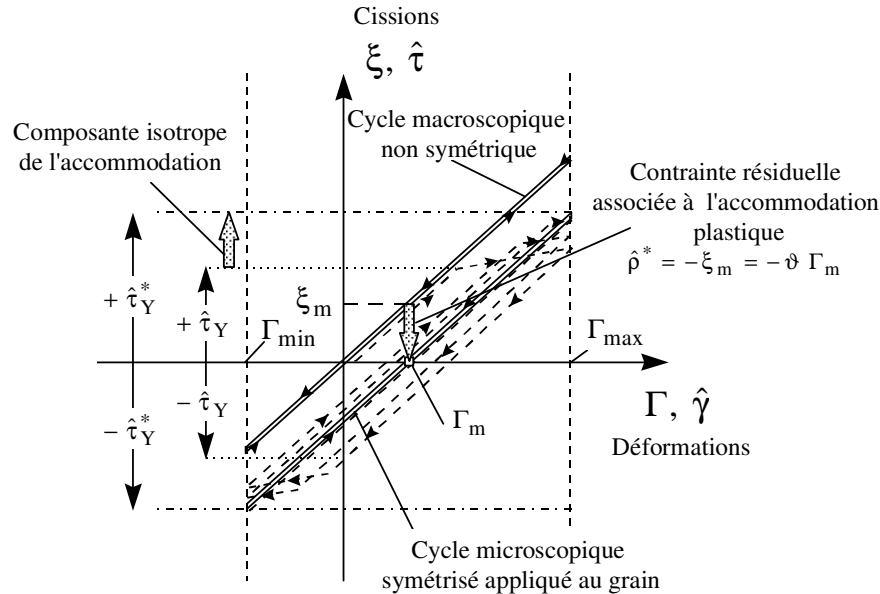


Figure A4-4 : Evolution de la cission macroscopique pour un cristal à écrouissage isotrope.

Le tenseur local microscopique stabilisé est alors formulé par :

$$\hat{\sigma}_{ij}(t) = \sigma_{ij}(t) - 2a_{ij} \xi_m$$

Le calcul de  $\hat{\tau}(t)$  revient à appliquer le Tresca au tenseur microscopique :

$$\hat{\tau}(t) = \frac{1}{2} \text{tresca}(\hat{\sigma}(t))$$

Pour un chargement purement alterné la composante moyenne  $\xi_m$  est nulle aussi nous avons :

$$\hat{\sigma}_{ij}(t) = \sigma_{ij}(t) \text{ et } \hat{\tau}(t) = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma(t))$$

En torsion sinusoïdale alternée, nous avons à la limite d'endurance :

$$\hat{\tau}(t) = \sigma_{12}(t) = \tau_d \sin(wt) \text{ soit } \max_{t \in T} [\tau_d \sin(wt) + \alpha \cdot 0] \leq \beta \text{ finalement on a } \beta = \tau_d.$$

En flexion sinusoïdale alternée, à la limite d'endurance on déduit :

$$\hat{\tau}(t) = \frac{1}{2} \text{tresca}(\Sigma(t)) = \frac{1}{2} |\sigma_{11}(t)| = \frac{1}{2} |\sigma_d \sin(wt)| \text{ et } \hat{p}(t) = \frac{\sigma_d \sin(wt)}{3} \text{ ce qui permet}$$

$$\text{d'établir } \max_{t \in T} \left[ \frac{\sigma_d}{2} \sin(wt) + \alpha \cdot \frac{\sigma_d}{3} \sin(wt) \right] \leq \beta \text{ soit } \alpha = \frac{\tau_d - \sigma_d/2}{\sigma_d/3}.$$

On établit donc les variables du critère :

$$\beta = \tau_d \quad \text{et} \quad \alpha = \frac{\tau_d - \sigma_d/2}{\sigma_d/3}$$

#### A4.1.3.2 CHARGEMENT AFFINE OU GENERAL

Dans ce cas les directions principales du chargement  $\Sigma(M,t)$  ne sont plus fixes. Aussi la matrice d'orientation du glissement facile n'est plus connue d'avance. En d'autres termes, le plan de cisaillement maximal évoluant au cours du temps, ceci implique d'analyser l'ensemble des plans de normal  $\bar{n}$  afin de définir la condition la plus critique.

Le critère de plasticité choisi est formulé tel que, quel que soit le plan de normal  $\bar{n}$  :

$$\|\hat{\tau}(\bar{n})\| - \hat{\tau}_Y \leq 0 \quad (\text{A2-13})$$

Il s'agit d'un cercle centré sur l'origine, de rayon  $\hat{\tau}_Y$  : la limite d'élasticité en cisaillement.

Sur le plan du cristal de normal  $\bar{n}$ , le trajet de la cission macroscopique  $\xi(\bar{n}, t)$  du tenseur  $\Sigma(M, t)$ , décrit une courbe fermée  $\psi(\bar{n})$ .

Pour établir le tenseur local stabilisé, nécessaire au critère, il faut déterminer le tenseur fixe des contraintes résiduelles locales du cristal  $\hat{p}^*$  vérifiant la relation :

$$\hat{\sigma}(t) = \Sigma(t) + \hat{p}^* \text{ et respectant le critère de plasticité précédent.}$$

Dang Van détermine la cission résiduelle sur chaque plan de normale  $\bar{n}$  tel que :

$$\hat{\tau}^*(\bar{n}) = \hat{p}^* \cdot \bar{n}.$$

Pour cela, il suppose que dans ce plan, le critère de plasticité dans l'état adapté est un cercle centré à l'origine de rayon  $\hat{\tau}_Y^*(\bar{n})$  égal au plus petit cercle circonscrit à la courbe  $\psi(\bar{n})$  (Figure A4-5).

Par cette construction on montre que la détermination de la cission résiduelle  $\hat{\tau}^*(\bar{n})$  revient à définir le vecteur MO dans le plan déviatorique  $\Pi$  où M est le centre du cercle circonscrivant le trajet macroscopique de cission  $\xi(\bar{n}, t)$ .

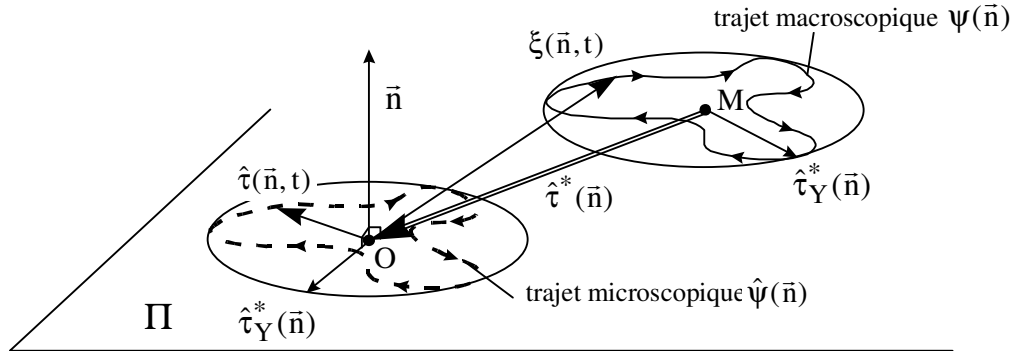


Figure A4-5 : « Symétrisation » de la cission microscopique

Finalement on montre que pour le plan considéré, la cission locale est exprimée par :

$$\hat{\tau}(\bar{n}, t) = \xi(\bar{n}, t) + \hat{\tau}^*(\bar{n}) = \xi(\bar{n}, t) + MO.$$

Celle-ci respecte bien le critère de plasticité dans l'état adapté, c'est à dire :

$$\|\hat{\tau}(\bar{n}, t)\| - \hat{\tau}_Y^*(\bar{n}) = \|\xi(\bar{n}, t) + MO\| - \hat{\tau}_Y^*(\bar{n}) \leq 0.$$

Ainsi qu'il est illustré par la Figure A4-5, la cission microscopique est déduite de la cission macroscopique mais centrée sur l'origine. Quand la cission macroscopique présente un centre de symétrie comme c'est le cas d'un chargement affine par exemple, alors l'analyse microscopique consiste en une véritable « symétrisation » sur l'origine. Nous verrons que c'est aussi le cas du chargement associé à la sollicitation tangentielle en fretting pour la condition de glissement partiel.

L'analyse consiste à déterminer l'ensemble des cissions adaptées  $\hat{\tau}(\bar{n}, t)$  pour toutes les facettes de normale  $\bar{n}$ .

Le critère microscopique est exprimé sous sa forme générale par :

$$\max_{\bar{n}} \left\{ \max_t \left[ \|\hat{\tau}(\bar{n}, t)\| + \alpha \hat{p}(t) \right] \right\} \leq \beta$$

Le calcul implique une double maximisation par rapport à  $\bar{n}$  et au temps du cycle  $t$ . La Figure 4-6, illustre le processus de recherche où il convient de déterminer, sur chaque facette de normale  $\bar{n}$  le plus petit cercle circonscrit au trajet de  $\xi(\bar{n}, t)$  associé.

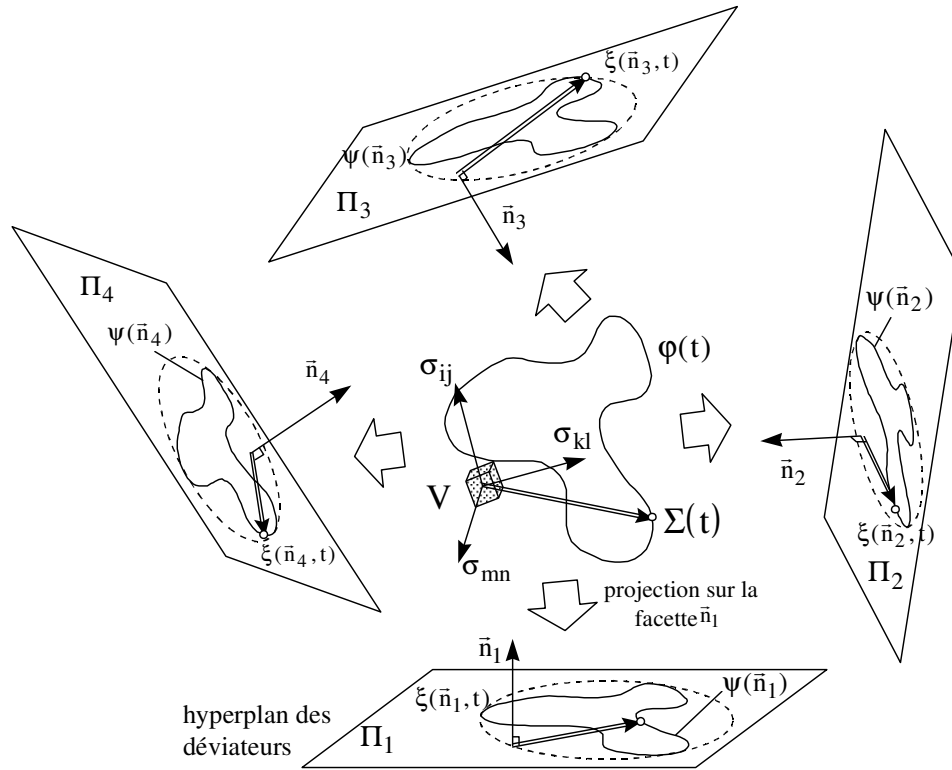


Figure A4-6 : Illustration de la recherche de la facette la plus sollicitée dans l'élément de volume  $V(M)$ . Durant le cycle de chargement l'élément de volume  $V$  est soumis au trajet de chargement  $\Sigma(t)$ . Afin de déterminer le trajet microscopique critique, on projette le trajet macroscopique sur l'ensemble des facettes de normale  $\bar{n}$ , on détermine ainsi les trajets des cissions macroscopiques associées  $\xi(\bar{n}, t)$ . En appliquant la méthodologie illustrée dans la Figure A4-5, on détermine les plus petits cercles circonscrivant les cissions  $\xi(\bar{n}, t)$ . Ceci permet d'accéder aux trajets des cissions microscopiques  $\hat{\tau}(\bar{n}, t)$  de sorte que, en appliquant la double maximisation de la relation, il est possible de définir la facette la plus critique et de quantifier le risque d'amorçage.

La représentation du trajet de charge se fait dans le plan  $(\hat{\tau}, \hat{p})$ . Chaque couple  $(\hat{\tau}(t), \hat{p}(t))$  est alors relatif à une facette. Il apparaît sur cette représentation que suivant le critère ce n'est pas la facette qui subit le cisaillement le plus important qui amorcera mais plutôt la facette qui, au cours du chargement supportera la combinaison  $\|\hat{\tau}(\bar{n}, t)\| + \alpha \hat{p}(t)$  maximale (Figure A4-7). La droite qui délimite le domaine d'endurance est déterminée au travers d'essais simples de fatigue tels que cela a été développé dans le paragraphe précédent.

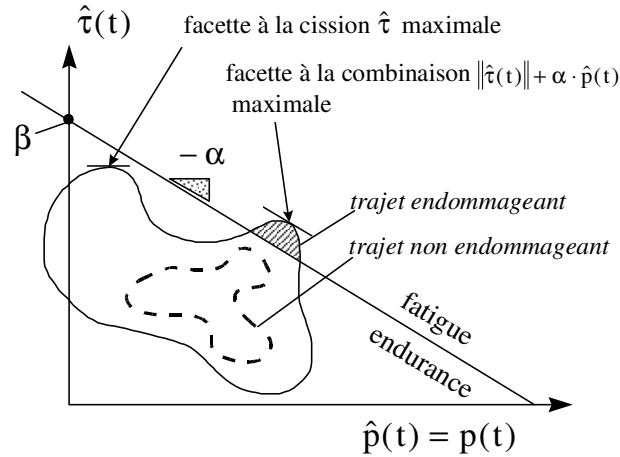


Figure A4-7 : Trajets de chargement microscopiques.

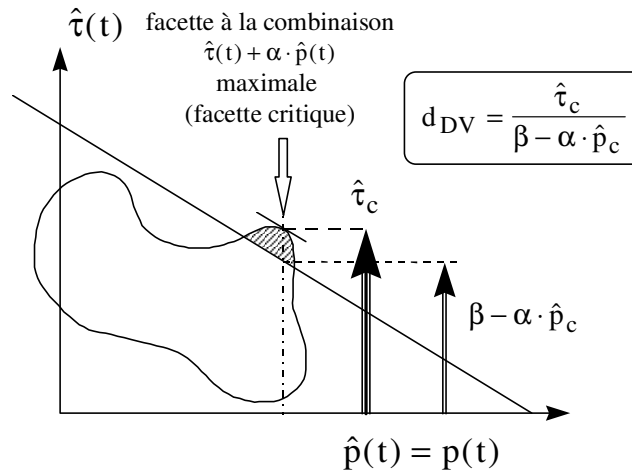


Figure A4-8 : Critère de Dang Van.

Afin de quantifier le risque d'amorçage au travers d'une variable scalaire plus simple à manipuler, Dang Van introduit le paramètre  $d_{DV}$  tel que :

$$d_{DV} = \max_{\bar{n}} \left\{ \max_t \left[ \frac{\|\hat{\tau}(\bar{n}, t)\|}{\beta - \alpha \cdot \hat{p}(t)} \right] \right\} = \frac{\hat{\tau}_c}{\beta - \alpha \cdot \hat{p}_c} \quad (\text{Figure A2-8}).$$

Si «  $d_{DV}$  » est supérieur à 1, il existe un risque d'amorçage de fissuration,

Si «  $d_{DV}$  » reste inférieur à 1, on se situe dans le domaine de sécurité.

Tout en rappelant que les conditions de sollicitation doivent respecter un chargement macroscopique élastique et donc que le critère ne s'applique que pour la fatigue polycyclique, on définit différentes valeurs du critère en fonction du nombre de cycles à l'amorçage étudié.

On caractérise ainsi le critère  $d_N$  défini à partir des valeurs associées  $\alpha_N$  et  $\beta_N$  ( $\sigma_N, \tau_N$ ).



#### **A4.2 CRITERE D'AMORCAGE DE FROUSTEY-LASSERRE**

Ce critère est inspiré de résultats expérimentaux de fatigue en flexion-torsion combinés obtenus sur du 30NCD16. Les auteurs montrent que, pour une valeur donnée de la contrainte moyenne, quel que soit le rapport entre les amplitudes de contraintes imposées et le déphasage entre les sollicitations, la quantité  $\sigma_a^2 + 3\tau_a^2$  reste sensiblement constante ( $\sigma_a$  et  $\tau_a$  sont respectivement les amplitudes admissibles en flexion et en torsion).

Ce résultat a conduit les auteurs à définir un critère énergétique de fatigue.

Cette approche postule que, dans les domaines de l'endurance, le dommage est essentiellement induit par la part élastique de l'énergie.

##### **A4.2.1 DEFINITION DU CRITERE**

Le tenseur des contraintes est décomposé en un tenseur moyen (par exemple l'effort normal statique) plus un tenseur alterné (par exemple le chargement alterné tangentiel).

$$\Sigma(t) = \Sigma_m + \Sigma_a(t)$$

Dans le chargement élastique macroscopique qui caractérise la fatigue polycyclique, trois énergies statiques et trois énergies dynamiques sont ainsi définies.

##### **A4.2.1.1 COMPOSANTE DU CHARGEMENT MOYEN**

L'énergie sphérique est définie par :

$$W_{1m} = \frac{1-2\nu}{6E} (I_{1m})^2 \quad \text{avec } I_{1m} \text{ le premier invariant du tenseur moyen } \Sigma_m.$$

L'énergie déviatrice correspond à :

$$W_{2m} = \frac{1+\nu}{E} J_{2m} \quad \text{avec } J_{2m} \text{ le deuxième invariant du tenseur moyen } \Sigma_m.$$

On calcule l'énergie totale du chargement moyen :

$$W_m = W_{1m} + W_{2m}$$

##### **A4.2.1.2 COMPOSANTE DU CHARGEMENT DYNAMIQUE**

L'énergie sphérique est :

$$W_{1a} = \frac{1-2\nu}{6E} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T (I_{1a}(t))^2 dt \quad \text{avec } I_{1a}(t) \text{ premier invariant du tenseur alterné,}$$

et l'énergie déviatrice ou de distorsion est donnée par le relation :

$$W_{2a} = \frac{1+\nu}{E} \cdot \frac{1}{T} \int_0^T J_{2a}(t) dt \quad \text{avec } J_{2a}(t) \text{ le deuxième invariant du tenseur déviateur alterné}$$

Soit l'énergie moyenne totale du tenseur alterné :

$$W_a = W_{1a} + W_{2a}.$$

Le critère de fatigue est défini au travers de deux aspects qui sont respectivement la prise en compte de la triaxialité du chargement dynamique et du chargement moyen. Il établit aussi la

relation entre chargement dynamique admissible et chargement moyen. On retrouve ainsi l'approche introduite par les critères uniaxiaux.

#### **A4.2.1.3 PRISE EN COMPTE DE LA TRIAXIALITE DU CHARGEMENT**

Le degré de triaxialité sert à caractériser le comportement d'un matériau sous charge en qualifiant la triaxialité des sollicitations.

Ainsi le degré tend vers 1 quand les trois contraintes principales ont une valeur similaire non nulle (pas d'énergie de variation de forme).

Il vaut 1 pour une sollicitation de torsion pure (pas d'énergie de variation de volume).

Les degrés de triaxialité sont définis pour le chargement moyen par  $d_{Tm}^{\circ} = \frac{W_{1m}}{W_m}$  et pour le

chargement dynamique par  $d_{Ta}^{\circ} = \frac{W_{1a}}{W_a}$ .

#### **A4.2.1.4 DEFINITION DES VARIABLES NECESSAIRES AU CALCUL DU CRITERE**

Les auteurs ont observé l'évolution des différentes énergies dynamiques qui conduisent à l'amorçage, en fonction du degré de triaxialité  $d_{Ta}^{\circ}$  pour divers matériaux (acier doux, acier traité, fonte).

Pour un chargement moyen fixé  $\Sigma_m$ , ils proposent la relation :

$$\frac{W_a}{V_{2a}} = \frac{1}{1 - d_{Ta}^{\circ}} \left\{ 1 - \frac{1}{\kappa} \text{Ln} \left( 1 + d_{Ta}^{\circ} (e^{\kappa} - 1) \right) \right\} = F(d_{Ta}^{\circ}, \kappa)$$

$V_{2a}$  est l'énergie de distorsion de référence qui serait engendrée par le chargement de degré de triaxialité nul ( $d_{Ta}^{\circ} = 0$ ) conduisant à l'amorçage pour le même chargement moyen  $\Sigma_m$ .

La variable  $\kappa$  est déterminée à partir de deux essais de triaxialité différents tels que la flexion et la torsion par exemple. Pour le 30NCD16 le facteur  $\kappa$  est égal à 1.4.

De même les auteurs postulent que l'influence du degrés de triaxialité  $d_{Tm}^{\circ}$  du chargement moyen peut être traduite par la relation :

$$\frac{W_m}{V_{1m}} = \frac{\kappa}{1 - e^{-\kappa}} \cdot \frac{1}{1 - d_{Tm}^{\circ}} \left\{ 1 - \frac{1}{\kappa} \text{Ln} \left( 1 + d_{Tm}^{\circ} (e^{\kappa} - 1) \right) \right\} = G(d_{Tm}^{\circ}, \kappa)$$

$V_{1m}$  est l'énergie sphérique de référence qui serait engendrée par un chargement purement triaxial ( $d_{Tm}^{\circ} = 1$ ).

## A4.2.2 MODELISATION DU DOMAINE DE SECURITE

Les auteurs définissent le domaine de sécurité par une relation linéaire entre l'énergie moyenne  $V_{1m}$  du chargement moyen  $\Sigma_m$  et l'énergie dynamique  $V_{2a}$  de la composante alternée de  $\Sigma_a$  (Figure A4-9).

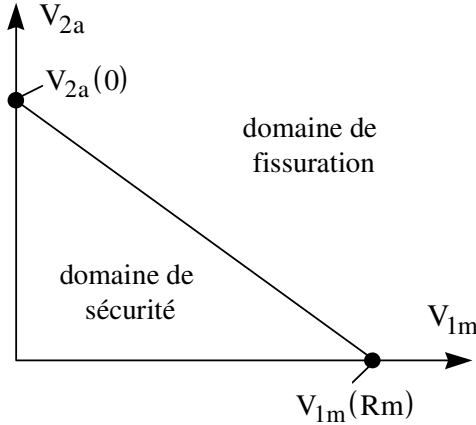


Figure A4-9 : Domaine de sécurité défini par l'évolution de la composante admissible d'énergie de distorsion associée à de la composante alternée ( $V_{2a}$ ), en fonction de la composant énergétique moyenne ( $V_{1m}$ ).

$V_{2a}(0)$  est l'énergie de distorsion engendrée par la limite de fatigue en torsion alternée.  $V_{2a}$  est nulle pour la valeur de  $V_{1m}(Rm)$  définie pour la résistance à la traction uniaxiale :

$$V_{1m}(Rm) = \frac{1}{2E} Rm^2 \frac{1}{G(d_{Ttract}^{\circ}, \beta)}.$$

La relation définissant le domaine de sécurité est donnée par :  $V_{2a1} = V_{2a}(0) \left[ 1 - \frac{V_{1m}}{V_{1m}(Rm)} \right]$

Avec  $V_{2a1}$  l'énergie de distorsion admissible pour l'état de chargement moyen caractérisé par l'énergie  $V_{1m}$  imposée.

Pour tenir compte de l'effet bénéfique d'un état en compression, on considère le premier invariant  $I_{1m}$ . Si celui-ci est négatif (compression), les énergies moyennes sont affectées du signe «-».

Cette formulation énergétique de l'amorçage peut aussi s'exprimer en fonction d'une cisssion dynamique équivalente et d'une pression hydrostatique équivalente soit respectivement :

$$\zeta_a = \sqrt{\frac{2E}{1+\nu}} \cdot V_{2a} \quad \text{et} \quad p_m = \sqrt{\frac{2E}{2(1-2\nu)}} \cdot |V_{1m}|$$

#### A4.2.3 APPLICATION DU CRITERE

Un certain nombre de grandeurs sont nécessaires. Pour un matériau donné il est nécessaire de connaître :

- valeurs en statique  $R_m$  : résistance maximale en traction  $R_m$ ,
- $E, \nu$  : propriétés élastiques,
- dynamiques  $\tau_d$  : limite de fatigue en torsion alternée,
- $\sigma_d$  : limite de fatigue en flexion alternée ou autre limite de façon à déterminer le paramètre  $\kappa$ .

L'objectif est de comparer la prévision en terme d'amorçage donnée par le modèle et celle établie par l'essai réalisé. Ce critère est dit multiaxial et par conséquent cela suppose que n'importe qu'elle sollicitation doit pouvoir être étudiée.

Le chargement moyen étant fixé,  $\Sigma_m$ , par exemple celui du chargement normal  $\Sigma_m(P)$  on calcule  $W_m$  et  $d_{Tm}^\circ$ . Finalement connaissant  $\kappa$  on en déduit la quantité de référence :

$$V_{1m} = \frac{W_m}{G(d_{Tm}^\circ, \kappa)}$$

Puis on calcule la valeur admissible prévue :  $V_{2al} = V_{2a}(0) \left[ 1 - \frac{V_{1m}}{V_{1m}(R_m)} \right]$

A partir du chargement imposé de la pièce sollicitée, on calcule  $W_a$ , les variables  $d_{Ta}^\circ$  et de  $\kappa$

permettent de déterminer l'énergie de référence :  $V_{2ar} = \frac{W_a}{F(d_{Ta}^\circ, \beta)}$

Cette énergie correspond à l'observation expérimentale de la limite d'amorçage.

La performance du critère en terme d'énergie est formulée par :  $\frac{V_{2al}}{V_{2ar}}$ .

La performance du critère en terme de contraintes est donnée par :  $x_{FL} = \sqrt{\frac{V_{2ap}}{V_{2ar}}}$ .

Plus les performances s'éloignent de « 1 » et moins le critère est apte à prédire l'amorçage.

#### A4.2.4 CALCUL DU CRITERE D'AMORCAGE

Comme pour le critère de Dang Van, il est possible de définir un critère d'amorçage soit pour l'état de chargement moyen caractérisé par l'énergie  $V_{1m}$  (Figure A4-10) :

$$d_{FL} = \sqrt{\frac{V_{2a}}{V_{2al}}}$$

$V_{2a}$  : l'énergie de distorsion imposée,  
 $V_{2al}$  : l'énergie limite d'amorçage (fonction de  $V_{1m}$ ).

Ainsi :

Si  $d_{FL} > 1$  il y a un risque d'amorçage.

Si  $d_{FL} < 1$  le risque d'amorçage est négligeable.

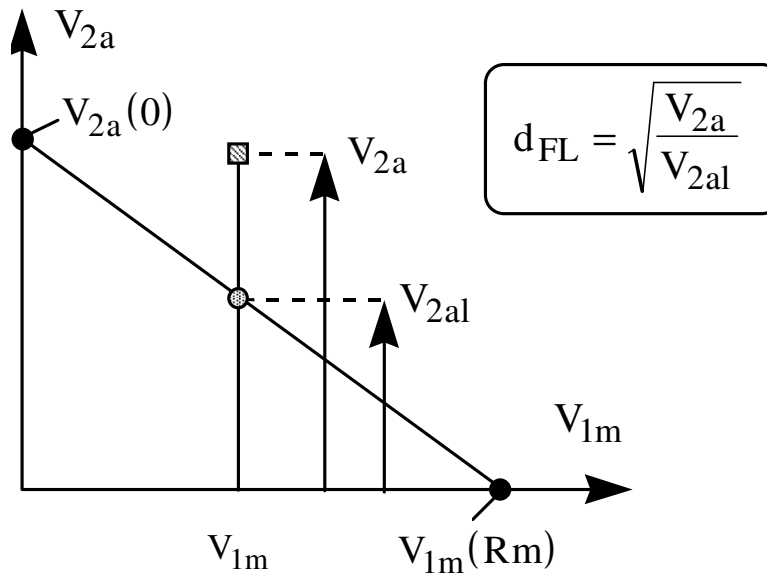


Figure A4-10 : Critère d'amorçage de Froustey-Lasserre