MINISTÈRE DE LA DÉFENSE

DGA

DIRECTION DES
CENTRES D'EXPERTISE
ET D'ESSAIS

CENTRE TECHNIQUE
D'ARCUEIL

Modélisation tribo-mécanique du frottement en milieu agressif

Département
Surfaces et
Matériaux en
Conditions Sévères

Guy LEDERER

CTA 98 R 083 Décembre 1998

Ces travaux ont fait l'objet d'une thèse soutenue le 22 janvier 1998 pour obtenir le grade de docteur de l'Ecole Polytechnique Spécialité : Mécanique et Matériaux

Document comprenant :
160 pages
105 figures
11 tableaux

classement COSATI n° 2011

Ce document est la propriété de l'État et ne peut être reproduit sans l'autorisation préalable, écrite, de l'émetteur

CTA - 16 BIS, AVENUE PRIEUR DE LA CÔTE D'OR - 94114 ARCUEIL CEDEX - FRANCE
TÉL : 33 (0)1 42 31 92 39 - TÉLÉCOPIE : 33 (0)1 42 31 99 55 - TÉLEX : ETCARM 634946 F

Sommaire

5

Introduction 7

I Tribocorrosion d'un acier inoxydable 9

1 Etude bibliographique 11

1 1 Généralités 12

1 2 Influence du frottement sur le comportement électrochimique des aciers inoxydables 21

1 3 Usure-corrosion de matériaux passivables : début d'interprétation 23

1 4 Synthèse 29

2 Moyen d'essai et conditions expérimentales 33

2 1 Moyen expérimental 34

2 2 Choix et caractérisation du milieu 38

2 3 Caractérisation mécanique et métallurgique des matériaux 39

2 4 Caractérisation électrochimique de l'interface 316L/A3 42

2 5 Conditions expérimentales 52

3 Résultats expérimentaux 57

3 1 Effet du frottement sur le comportement électrochimique 58

3 2 Effet de l'état électrochimique sur le comportement tribologique 64

3 3 Synthèse 71

4 Interprétation du phénomène d'usure-corrosion 73

4 1 Régime d'usure 74

4 2 Effet du potentiel appliqué 79

5 Synthèse Partie I 87

Références 89

II Modélisation par équations intégrales des structures revêtues 93

1 Position du problème et hypothèses générales 97

1.1 Hypothèses et notations 97

2 Formulation par équations intégrales 101

2.1 Formulation par équations intégrales 101

2.2 Solutions fondamentales pour les structures revêtues 103

2.3 Modélisation du revêtement par modification du demi-espace 107

2.4 Discrétisation et traitement des singularités 109

3 Algorithmes d'intégration plastique 119

3.1 Comportement élasto-plastique et hypothèse de stationnarité 119

3.2 Algorithme implicite classique 121

3.3 Algorithme stationnaire 123

4 Traitement du contact 125

4.1 Hypothèses et formulation du problème de contact 125

4.2 Couplage avec la formulation par équations intégrales 127

4.3 Algorithme numérique 129

5 Résultats numériques 131

5.1 Validation du calcul des contraintes dues aux déformations plastiques 131

5.2 Validation du calcul de contact 133

5.3 Résultats pour le demi-plan élastiquement homogène 137

5.4 Résultats pour le demi-plan stratifié 144

5.5 Usure abrasive : une approche numérique 145

Références 157

Conclusion 159

Introduction

L'origine du mot corrosion est classiquement attribuée au latin *rodere* signifiant ronger (Le Nouveau Petit Robert , Edition 1994, page 481) Toutefois, d'après Léonce Peillard, de l'Académie de Marine, ce mot proviendrait du corroi, ce mélange de soufre, de suif de résine et d'huile de poissons dont on enduisait la coque des navires en bois pour les préserver de la piqûre des vers[1]

Sans entrer dans un débat éthymologique, on peut néanmoins remarquer que la définition même de la corrosion est intimement liée aux moyens existant pour lutter contre ses avatars La corrosion agissant par définition à l'interface entre les structures et le milieu, un moyen de lutte classiquement employé consiste donc à déposer à la surface des structures une matière protectrice Le corroi a ainsi cédé la place aux peintures et à différents traitements de surface, ces techniques s'avérant performantes pour la protection des navires en milieu marin

Un point plus délicat concerne la protection d'éléments devant assurer dans ce milieu une fonction de liaison mécanique, c'est-à-dire devant résister conjointement à la corrosion et à des sollicitations mécaniques de frottement Deux questions se posent plus précisément concernant ces éléments : il faut tout d'abord tenter de comprendre et de caractériser les interactions entre corrosion et sollicitations mécaniques, et il convient ensuite de s'interroger sur la possibilité d'une forme moderne de corroi pouvant supporter une sollicitation de contact et de frottement

La réponse à ces deux interrogations a guidé l'ensemble de ce travail qui se divise donc en deux parties

Au cours de la première partie, nous tenterons de préciser les différents couplages pouvant intervenir entre frottement et corrosion dans le cas d'un acier inoxydable en milieu marin Pour ce faire, nous avons mis au point un moyen d'essais permettent la mesure simultanée de grandeurs tribologiques et électrochimiques Ce dispositif nous permettra de mener une étude expérimentale détaillant notamment l'effet des paramètres électrochimiques de la surface sur le comportement tribologique Nous étudierons en particulier les synergies qui peuvent se créer entre usure et corrosion, conduisant ainsi à des dégradations prématurées de mécanismes fonctionnant en milieu corrosif Durant toute la phase d'interprétation des résultats, nous prendrons soin de dégager, autant que possible, des paramètres indépendants du type d'essai effectué afin de rendre ces résultats applicables à des configurations rencontrées en pratique

[1] *Relation du premier voyage autour du monde de Magellan* par Antonio Pigafetta Introduction, postface et notes par Léonce Peillard, note 109, Thaillandier (1991)

La deuxième partie de ce travail s'intéressera plus particulièrement aux aspects mécaniques liés à la présence d'un revêtement dans le problème de contact et de frottement. En effet, si le choix de ces revêtements est essentiellement guidé par la tenue à la corrosion, il convient toutefois de caractériser l'effet de ces derniers sur les grandeurs caractéristiques du contact telles les pressions maximales ou la quantité de déformations plastiques. Cette dernière information est fondamentale afin de pouvoir prévoir le régime de dégradation sous frottement des structures revêtues de dépôts minces. Le calcul pratique des contraintes et des déformations plastiques est rendu complexe par la présence de la couche. Afin de tenter de remédier à la lourdeur des calculs numériques par éléments finis, nous nous intéresserons à un modélisation du problème par équations intégrales. Ce type de formulation permet de limiter substantiellement la dimension des problèmes à traiter, et nous discuterons de son efficacité en ce qui concerne le problème de contact. Cet outil numérique sera appliqué à différents problèmes allant bien entendu du calcul appliqué aux revêtements jusqu'au développement d'un outil numérique de modélisation de l'usure abrasive.

PARTIE I

Tribocorrosion d'un acier inoxydable

Dans cette partie faisant largement appel au travail expérimental, nous allons tenter de préciser certains phénomènes intervenant lors du frottement d'un acier inoxydable 316L dans un milieu de type eau de mer. Le frottement dans des ambiances corrosives fait intervenir aussi bien des phénomènes volumiques (déformations des antagonistes, endommagement) que surfaciques (corrosion, dépassivation/repassivation), et l'évaluation de la part respective de ces deux classes de phénomènes représente peut-être la difficulté majeure de ce problème.

Nous tenterons donc d'identifier les différents couplages survenant dans ce type de situations afin de dégager, autant que possible, des paramètres mécaniques et électrochimiques gouvernant l'évolution de notre système tribologique. Nous nous attacherons tout particulièrement à nous mettre dans des situations expérimentales simples permettant une analyse mécanique du contact et la maîtrise des grandeurs électrochimiques globales. Durant le travail d'analyse et de modélisation de ces expériences, nous prendrons soin de discuter de l'indépendance des paramètres obtenus vis-à-vis de la configuration d'essais. Ce dernier point est fondamental pour l'application, ou du moins l'applicabilité, de nos résultats à des structures réelles, de configurations géométriques nécessairement différentes de la nôtre.

Un premier chapitre bibliographique présentera d'une manière générale des études ayant pour objet l'influence de l'environnement du contact sur le comportement tribologique. Nous présenterons également succinctement quelques travaux plus fondamentaux s'intéressant au couplage mécano-chimique ou mécano-électrochimique avant de nous concentrer plus particulièrement sur la tribocorrosion des aciers inoxydables

La synthèse de ces travaux permettra de cerner l'état des connaissances dans ce domaine encore peu exploité, et de fixer ainsi plus clairement le cadre de notre étude. Nous verrons notamment que le peu d'études menées en milieu marin ont négligé toute analyse mécanique du contact dans leur interprétation des modes de dégradations. Nous nous orienterons donc, pour la conception de notre moyen expérimental présenté au chapitre 2, vers un tribomètre pion hémisphérique/plan apte à fonctionner dans des milieux corrosifs. Nous présenterons rapidement le moyen expérimental, ses avantages et ses défauts, en discutant plus en détail la partie électrochimique qui présente quelques difficultés pratiques pour obtenir des résultats de qualité correcte.

Le troisième chapitre sera consacré à la caractérisation des matériaux et du milieu. Nous choisirons pour commencer un milieu d'eau de mer "simplifiée" assurant une bonne reproductibilité du milieu et une interprétation physico-chimique plus aisée en première approche. Nous caractériserons ensuite le comportement mécanique et électrochimique des matériaux à l'aide d'essais classiques tant mécaniques (traction compression cyclique) qu'électrochimiques (courbes intensité-potentiel, réponses transitoires). Cette partie est importante car c'est sur la base de ces informations, indépendantes du frottement, que nous essaierons d'interpréter les essais d'usure

Les résultats expérimentaux du quatrième chapitre seront présentés de manière à faire apparaître les couplages entre sollicitation de frottement et comportement électrochimique, en soulignant notamment l'influence sur le comportement en frottement et usure d'un potentiel électrochimique imposé à la surface de l'acier inoxydable.

L'interprétation, et l'ébauche de modélisation, que nous proposerons au cinquième chapitre concernera plus spécialement les résultats d'usure. Nous proposerons une interprétation mécanique du régime d'usure et tenterons d'expliquer l'effet du potentiel électrochimique imposé sur l'usure

Chapitre 1

Etude bibliographique

De nombreux cas industriels ont fait apparaître des "pathologies" typiques de problèmes de tribocorrosion, et nous ne citerons ici qu'un exemple fameux et historique repris par Uhlig [64] :

≪L'un des premiers exemples de corrosion par frottement remonte au temps où les automobiles étaient transportées par train, il y a quelques années, de Détroit à la côte Ouest. A cause des vibrations, les roulements à billes des roues devenaient fortement piqués par la corrosion par le frottement si bien que les automobiles ne pouvaient plus rouler. Les dégâts étaient pires en hiver qu'en été mais ils pouvaient être évités si la charge sur les roues était supprimée durant le transport ≫

Cet exemple est révélateur des problèmes de tribocorrosion : il est bien souvent délicat de les intégrer à la phase de conception des produits industriels, et ils n'en deviennent que plus épineux. Dans le cas présent, Uhlig a étudié en laboratoire l'effet de l'humidité et de la concentration en oxygène pour tenter de comprendre le facteur saisonnier de ce phénomène. Il a conclu, sans s'intéresser plus avant à l'aspect mécanique de ce problème de fretting, que la corrosion se faisait par voie sèche et non pas électrochimique et que le paramètre important était la teneur en oxygène. Or cet exemple industriel a le mérite de mettre en évidence les problèmes de couplage : l'oxydation se développe en surface, influençant la définition des forces de frottement. La présence d'une couche d'oxyde de caractéristiques mécaniques différentes peut également affecter la répartition de pression.

Parmi les nombreuses difficultés rendant la modélisation délicate en tribologie, on peut en souligner deux : d'une part l'échelle de la modélisation (définition des forces de frottement à l'échelle atomique, influence de la rugosité, effet macroscopique de déformation des structures ...) et d'autre part l'évaluation de l'effet respectif de phénomènes volumiques ("labourage plastique"/forces de frottement, endommagement/usure ...) et surfaciques (tension superficielle/forces de frottement, corrosion/usure ...). Notre étude se situe tout à fait dans le cadre de ce deuxième point.

Nous présentons d'une façon générale dans le premier paragraphe de ce chapitre quelques exemples où la physico-chimie de surface joue un rôle prépondérant sur la définition des forces de frottement. Nous rappelons ensuite succinctement quelques notions sur les différents régimes d'usure en insistant sur leur interprétation mécanique, et nous présentons un exemple d'usure douce par oxydation en milieu

aérien ayant donné lieu à une tentative de modélisation. Après un bref rappel de notions fondamentales concernant la passivité et la corrosion des aciers inoxydables, nous exposons ensuite quelques résultats concernant le couplage entre propriétés mécaniques et chimiques des matériaux. Les deux paragraphes suivants font état des résultats spécifiques à la tribocorrosion des aciers inoxydables en milieux aqueux ou acide. Ces résultats se divisent en deux grandes "familles" : la première s'intéresse à l'effet du frottement sur les variables électrochimiques de la surface et la seconde se concentre sur l'analyse des dégradations et en particulier sur d'éventuelles synergies entre usure et corrosion.

1.1 Généralités

1.1.1 Forces de frottement : influence de réactions de surface

La mise en évidence expérimentale de l'effet de l'oxydation ou de réactions électrochimiques de surface sur le coefficient de frottement date des années 1950.

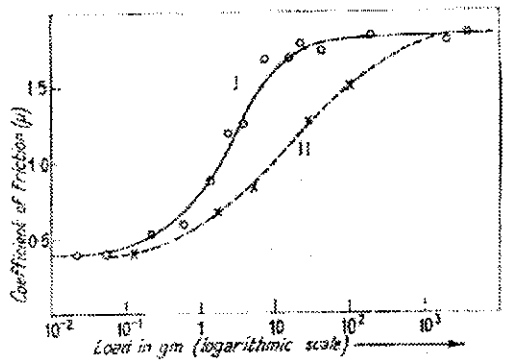


Figure 1.1: Frottement cuivre/cuivre. Courbe I : oxyde naturel à température ambiante ; courbe II : oxyde épaissi à chaud [9].

Whitehead, repris par Bowden et Tabor [9], s'intéresse au frottement d'un couple cuivre/cuivre dans l'air. Le cuivre, comme de nombreux métaux, possède la propriété de développer à température ambiante et en quelques minutes une couche d'oxyde naturel d'une épaisseur d'environ 100 Å. Cette couche a la propriété de se développer suivant un réseau atomique voisin de celui du métal de base et d'être donc assez bien adhérente à ce dernier. La figure 1.1 présente la variation du coefficient de frottement sur une très grande gamme de forces normales : pour de faibles charges l'oxyde est peu altéré par le frottement et on observe un coefficient de frottement faible, alors que pour des charges élevées l'oxyde se rompt, permettant ainsi la création de nombreuses liaisons métalliques. Cette tendance est confirmée lorsque l'on augmente par oxydation à chaud l'épaisseur de la couche d'oxyde (courbe II, figure 1.1), puisque le coefficient de frottement reste faible pour des charges plus élevées.

La sensibilité des forces de frottement aux réactions électrochimiques se déroulant à l'interface entre les antagonistes et la solution dans laquelle ils baignent a été étudiée par Young et Baker (repris dans [9]). Ils s'intéressent à un cas modèle : le frottement platine/platine dans l'acide sulfurique. Le platine étant inerte dans ce milieu, les seules réactions pouvant se dérouler à la surface se résument à la réduction de l'hydrogène ou de l'oxygène provenant de l'électrolyte. Ces réactions sont contrôlées par le potentiel électrochimique imposé à l'interface platine/H_2SO_4.

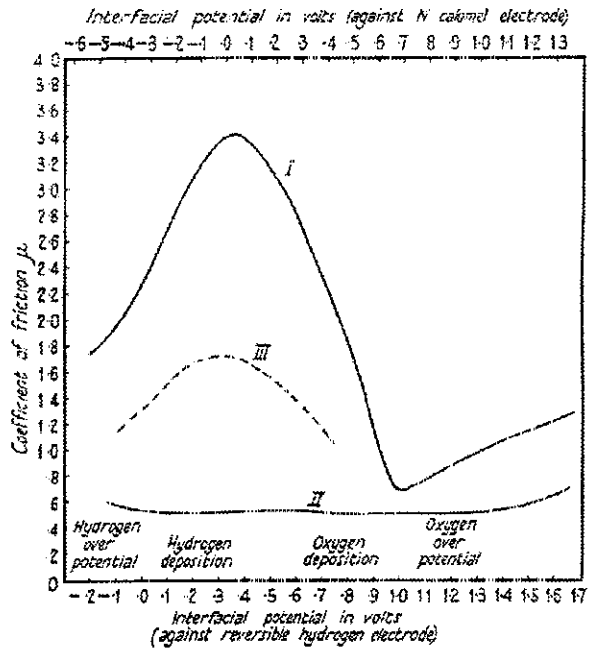


Figure 1 2: Influence du potentiel électrochimique imposé sur la valeur du coefficient de frottement [9]

La courbe I de la figure 1 2 présente les valeurs du coefficient de frottement en fonction du potentiel imposé. La sensibilité des forces de frottement semble très importante, avec des valeurs faibles dans les zones (supérieure à 1 V et inférieure à -1V) où le potentiel est suffisant pour former un dégagement gazeux important à la surface ($2H^+ + 2e^- \rightarrow H_2 \nearrow$ par exemple). On remarque par contre, courbe II de la figure 1 2, que la contamination du milieu par de l'H_2S en très faible quantité modifie totalement les forces de frottement qui restent faibles sur toute la plage de potentiel

Ces différentes observations menées sur des "cas d'école" montrent clairement le rôle de l'environnement du contact sur les forces de frottement.

1.1.2 Usure : interprétation mécanique

La compréhension et la modélisation de l'usure ont connu plusieurs étapes assez distinctes. Le premier type d'approche, macroscopique et empirique est dû initialement à Archard [2] et se résume sous la fameuse loi d'usure d'Archard qui lie le taux d'usure w à l'"aire réelle de contact" A_r:

$$w = K\, A_r \tag{1.1}$$

K étant déterminé plus ou moins directement par les expériences, et la plupart des auteurs, dont Archard, utilisent comme estimation de A_r la valeur proposée par Tabor [9] à savoir :

$$A_r = \frac{P}{P_m} \tag{1.2}$$

où P est la charge normale appliquée et P_m, limite élastique moyenne des aspérités, est liée à la dureté

du matériau Cette dernière relation, bien qu'étant valable pour un contact statique pion plan/plan et pour des matériaux plastiques parfaits, a été appliquée dans une variété impressionnante de situations.

Nous verrons au paragraphe suivant un exemple d'application de ce type de loi à l'usure douce par oxydation

Le problème dans ce type d'approche, comme l'ont très bien souligné Meng et Ludema [41] est qu'il peut y avoir autant de paramètres K que de matériaux et/ou de configurations d'essais

Plus récemment, Lim et Ashby [36] ont proposé une démarche moins ambitieuse basée sur l'analyse "*post-mortem*" des modes de dégradation. Pour des essais réalisés dans une configuration de contact donnée (géométrie, environnement), ils font varier la charge normale appliquée et la vitesse de glissement sur une large gamme de valeurs. Ils représentent ensuite une "carte d'usure" bidimensionnelle délimitant, dans les axes pression-normalisée, vitesse-normalisée, des zones dans lesquelles apparaissent différents modes d'usure Ces modes d'usure sont liés aux modes d'endommagement du matériau et distinguent typiquement: l'usure par fissuration/délaminage, usure par abrasion, usure par adhésion (création à l'interface de liaisons forte de type métallique par exemple engendrant le transfert d'un matériau sur l'autre) et usure douce ou sévère par oxydation

Cette approche qualitative, pouvant être utile pour l'ingénieur, est toutefois très dépendante du moyen d'essais employé et l'application de ces cartes à des cas industriels peut donc poser problème.

Cette difficulté d'application des résultats de laboratoire à des configurations industrielles pousse actuellement plusieurs équipes de chercheurs à développer une approche basée sur la description mécanique des essais afin d'obtenir des grandeurs et des critères intrinsèques aux matériaux en présence

Parmi les premiers à travailler sur l'interprétation mécanique de régimes de dégradation, il faut citer les travaux de Johnson [25] Il obtient, à l'aide de méthodes approchées basées sur des théorèmes extrémaux, des cartes décrivant les régimes cycliques vus par le matériau.

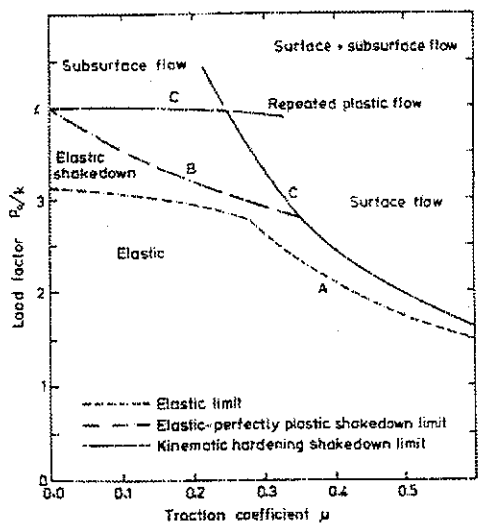


Figure 1 3: Carte d'adaptation pour un contact hertzien de type pion/disque en glissement total [26].

Par exemple la figure 1 3 (tirée de [26]), partant d'une analyse hertzienne du contact, présente les limites des différents régimes élasto-plastiques d'un contact pion hémisphérique /disque : cycle élastique,

cycle adapté (cycle stabilisé élastique après plastification durant les premiers passages), et au delà, soit de l'accommodation (cycle fermé de déformations plastiques à chaque passage) ou du rochet (accroissement à chaque cycle de l'amplitude moyenne de la déformation plastique cumulée).

On associe à un comportement élastique ou adapté des dégradations de type fatigue à grand nombre de cycle et fissuration. Un comportement accommodé suggère un comportement de fatigue oligocyclique et se traduit par la création de débris d'usure assez fin d'épaisseur variable.

Ces auteurs soulignent clairement différents problèmes ou limites de leurs analyses : tout d'abord, dans le cas de l'accommodation ou du rochet, la difficulté du calcul des déformations plastiques et éventuellement du taux de rochet [10]. Ensuite, l'usure est un phénomène d'évolution qui affecte nécessairement la répartition de pression : un contact initialement hertzien ne le reste pas longtemps. Kapoor et Johnson [27] proposent à partir de mesures expérimentales de tenir compte de la diminution de pression due à l'élargissement de la piste d'usure au cours de l'essai pour un contact ponctuel. Cette approche permet d'appliquer des répartitions de pression plus réaliste, nous aurons l'occasion d'y revenir au cours de notre étude.

Une étude portant de façon plus explicite sur le lien entre propriété d'usure et caractéristiques en fatigue des matériaux a été menée par Kim et Ludema [30]. Malheureusement, ces auteurs ne disposent pas de moyens de calculs permettant de calculer les tenseurs de contraintes et de déformations plastiques dans le contact et leur approche est donc très qualitative.

Stalin-Muller et Dang Van [34] utilisent actuellement une méthode numérique [18] permettant le calcul de l'évolution des grandeurs mécaniques au cours des passages répétés de la charge. Nous reviendrons plus en détails sur cette méthode dans la deuxième partie de ce travail. Stalin-Muller a calculé le tenseur des déformations plastiques dans le cas d'un contact bille/plan et pour différents types de chargements représentatifs de l'évolution de la pression de contact au cours de l'usure. Son approche fait apparaître une bonne corrélation entre l'usure mesurée et la dissipation plastique de surface.

Cette approche mécanique du problème d'usure pose les bases d'une analyse quantitative de l'usure. Ce modèle ne fait apparaître que des paramètres matériaux indépendants de l'essai d'usure. Il pourra donc s'appliquer à d'autres types de structures et s'étendre à d'autres problèmes tel la modélisation des usures de fretting, problème ayant fait l'objet dans la même équipe d'une modélisation mécanique performante [40].

Par la suite, nous nous baserons sur ces interprétations mécaniques pour nos essais d'usure-corrosion car, comme nous le verrons dans les prochains paragraphes, cet aspect du problème est souvent négligé.

1.1.3 Usure par oxydation dans l'air

Quinn a développé depuis le début des années 1970 un modèle d'usure douce par oxydation pour les aciers frottant dans l'air, et on peut citer par exemple les références [56, 57]. C'est à notre connaissance le seul modèle ayant pour ambition de modéliser un problème d'usure à l'aide de concepts physiques ou chimiques provenant de l'oxydation.

Expérimentalement, ces auteurs observent un taux d'usure relativement faible pour le frottement d'aciers au carbone et pour des vitesses inférieures à 5 m/s. Ils observent d'autre part que les débris d'usure sont de taille sensiblement constante et de l'ordre de quelques microns. De plus, ces débris ne sont formés que d'oxydes, la nature de l'oxyde (FeO, Fe_2O_3, Fe_3O_4) variant en fonction de la charge et la vitesse. L'usure se fait donc d'après eux par la création au sommet des "aspérités" d'une couche d'oxyde protectrice se séparant du métal par un phénomène de fatigue lorsque cette couche atteint une

épaisseur critique.

Leur modèle se base sur la loi d'Archard (1.1) en prenant pour valeur de A_r la valeur de la relation (1.2), en supposant de plus que l'aire de contact est formée de N aspérités de rayon a. Quinn propose alors l'expression suivante de K :

$$K = \frac{2a\, A_p\, e^{-\frac{Q_p}{RT_c}}}{V\, \rho_0^2\, f_0^2\, \xi^2} \tag{1.3}$$

où :

- Q_p : énergie d'activation de la réaction d'oxydation considérée,
- T_c : température de contact à l'interface entre les aspérité oxydées des deux solides,
- A_p : Constante associée à la loi d'Arhénius,
- R : constante des gaz parfaits,
- V : vitesse de glissement,
- ρ_0 : densité de l'oxyde formé,
- f_0 : fraction volumique d'oxygène dans l'oxyde,
- ξ, épaisseur d'oxyde "critique", correspondant suivant Quinn [56] à l'épaisseur des débris.

Ce qui donne finalement l'expression théorique du taux d'usure :

$$w = \frac{2a\, A_p\, e^{-\frac{Q_p}{RT_c}}}{V\, \rho_0^2\, f_0^2\, \xi^2} \frac{P}{P_m} \tag{1.4}$$

Cette expression appelle bien entendu quelques commentaires : on peut distinguer tout d'abord parmi les différents paramètres les valeurs imposées (P, V), les valeurs physiques connues pour l'oxyde (ρ_0, f_0), les valeurs que l'on peut déterminer par des mesures d'oxydation (A_p, Q_p) ou de dureté (P_m), et enfin les inconnues a, T_c, ξ. Ceci nous donne donc une expression $w = f(a, T_c, \xi)$. Parmi ces trois variables, il est éventuellement possible de découpler a, par contre on conçoit bien que la température du contact à la surface des aspérités, dite température flash, est nettement fonction de l'épaisseur d'oxyde en présence.

Pour déterminer ces variables, on a donc recours aux essais d'usure pour évaluer soit la température proche du contact et remonter ensuite à la température de contact par un modèle simple, soit l'épaisseur des débris d'usure. Ce modèle n'est donc pas prédictif et on remarque de plus que l'utilisation de constantes d'oxydation déterminées par des essais classiques de prise de masse conduisent à des aberrations concernant w, ce qui est normal puisque la surface en contact n'est que très faiblement approvisionnée en air.

1.1.4 Quelques rappels sur la corrosion des aciers inoxydables

Cette section est principalement issue de [6, 7, 14, 37]

Lorsqu'un métal M est immergé dans une solution aqueuse, il a tendance à passer de sa forme réduite à sa forme oxydée suivant la réaction simplifiée :

$$M \rightarrow M^{n+} + ne^- \tag{1.5}$$

Cette réaction de dissolution anodique s'accompagne à la surface du métal de réactions de réduction cathodique faisant intervenir la solution :

$$2H^+ + 2e^- \rightarrow H_2 \tag{1.6}$$

et la réaction faisant intervenir l'oxygène dissous :

$$2H_2O + O_2 + 4e^- \rightarrow 4(OH)^- \tag{1.7}$$

Chacune de ces réactions va donc être caractérisée par un courant fonction du potentiel E de l'interface métal-solution. Le courant global i, somme des courants associés aux réactions anodiques et cathodiques va donc caractériser l'évolution du métal dans une solution donnée. Si ce courant est positif (anodique), le métal s'ionise et se corrode, s'il est négatif ce sont les réactions (1.6) et (1.7) de réduction de la solution à la surface du métal qui sont prépondérantes. Au potentiel d'abandon, ces deux réactions ont lieu simultanément et à la même vitesse ; le courant global (courant d'échange) est donc nul.

Dans le cas des métaux passifs et en particulier dans celui des aciers inoxydables, la réaction de dissolution peut s'accompagner de la formation d'une espèce intermédiaire s'adsorbant à la surface, comme pour le fer par exemple :

$$Fe(OH)^+_{ads} + H_2O \rightarrow Fe(OH)_2 + H^+ + e^-$$

Cette réaction, dans la gamme de potentiels où elle est possible, va limiter la réaction (1.5) et donc diminuer le courant de dissolution i. C'est le phénomène de base de la passivation.

Deux familles de modèles ont été développées pour décrire la croissance et la nature de la couche passive sur un métal M : la première considère un mécanisme dit de "changement de place" [58] où l'oxygène adsorbé intervertirait sa position avec le métal pour former un oxyde solide (schéma de gauche figure 1.4), et la seconde (schéma de droite sur la même figure) considère que le film croît en bonne partie sous une forme hydratée [50].

Les choses sont un peu plus compliquées dans le cas des aciers inoxydables puisque leur passivité est fortement dépendante de leur composition. En particulier, la teneur en chrome semble prépondérante (pour présenter une possibilité de passivité, un pourcentage minimum d'environ 12% de chrome et 8% de nickel est nécessaire). La structure des couches passives se formant sur un acier inoxydable ne peut donc pas s'expliquer en terme de quelques réactions simples. En particulier le rôle du molybdène semble important dans le cas d'un acier inoxydable de type 316L alors qu'il n'est présent qu'en quantité faible

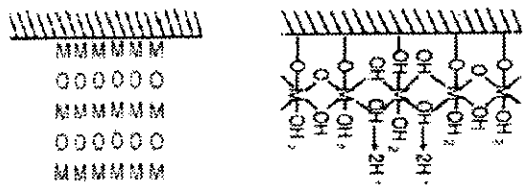


Figure 1.4: Deux visions du film passif : à gauche formation d'un oxyde solide, à droite formation d'un oxyde hydraté [6]

[14] Il n'existe donc pas à ce jour de modèle prédictif de la nature et l'épaisseur de la couche passive se développant à la surface d'un acier inoxydable.

Quoi qu'il en soit, ce film est d'une épaisseur très faible : de quelques dizaines de nanomètres [6] à 1 ou 2 nanomètres [14] suivant les auteurs et les électrolytes. En considérant notre application, l'usure-corrosion, force est de constater que l'échelle d'épaisseur des couches passives est largement inférieure à celle de la rugosité d'une piste de frottement classique. Nous ne pourrons donc pas intégrer géométriquement et mécaniquement la présence de ces couches dans l'interprétation de nos essais, par contre nous en tiendrons compte pour le dépouillement de la partie corrosive de l'usure. Nous nous limiterons toutefois à une description phénoménologique des propriétés de ce film du fait de la complexité des phénomènes physico-chimiques s'y déroulant.

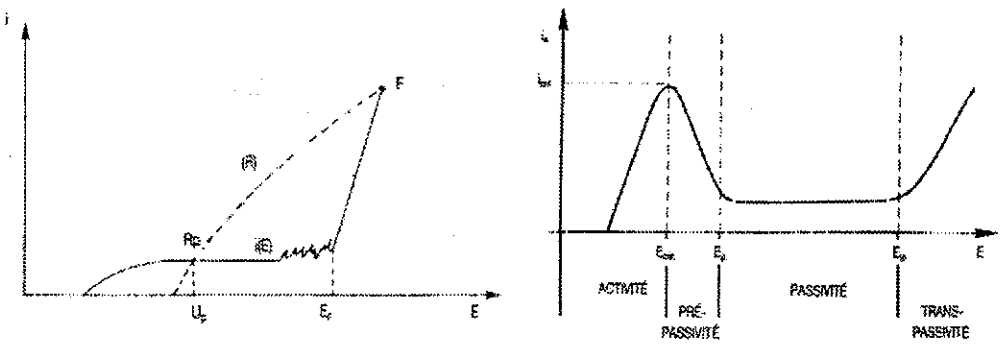


Figure 1.5: Courbes typiques de polarisation anodique pour un acier inoxydable : à gauche en milieu neutre, à droite en milieu acide (d'après [6, 7])

D'un point de vue électrochimique, nous allons caractériser l'interface acier inoxydable/électrolyte à l'aide de deux outils classiques : le suivi de potentiel libre en fonction du temps (c'est-à-dire en laissant l'interface évoluer à son gré) et la mesure de courbes intensité-potentiel (ou potentiodynamique), qui consiste à mesurer le courant global traversant l'échantillon lorsque l'on impose un potentiel donné à l'ensemble de la surface. D'autres méthodes sont possibles telle la mesure d'impédance électrochimique ou de bruit électrochimique [19] , mais leur interprétation pour des aciers inoxydables industriels en milieu neutre est délicate.

Le suivi de potentiel libre permet, dans un milieu donné, de comparer différents matériaux et d'obtenir des informations concernant l'évolution dans le temps des couches passives.

Les courbes intensité-potentiel permettent de déterminer les domaines où ont lieu de manière pré-

pondérante les différentes réactions Ainsi, sur les courbes de la figure 1.5 ci-dessus s'est-on limité à montrer la partie anodique du courant total qui fait apparaître clairement le domaine de passivité. Nous avons choisi de présenter une courbe en milieu acide non-chloruré et une courbe en milieu neutre chloruré, le type de milieu qui nous intéresse, car le phénomène de passivité dans ces deux cas est sensiblement différent

En milieu acide, typiquement en acide sulfurique dilué, on note la présence d'un pic d'activité caractérisé par un courant critique i_{crit} Dans le domaine passif, de E_p à E_{tp}, la passivité est par contre très stable jusqu'à un domaine transpassif ($E > E_{tp}$) caractérisé par une forme de corrosion généralisée de la surface [6]

En milieu neutre chloruré, il n'y a pas de barrière d'activation à franchir pour atteindre le palier passif comme en témoigne la courbe i(E) en trait plein Par contre, la présence des ions chlorures va affaiblir les propriétés passives du film et le rendre sensible à la corrosion localisée (piqûration et corrosion caverneuse [7]) à partir du potentiel E_p de piqûration La piqûration consiste en une rupture localisée du film passif suivi d'une réaction en chaîne (couplage entre le film resté cathodique et la piqûre anodique, acidification locale dans la piqûre, augmentation de la densité de courant anodique locale) débouchant sur un processus pouvant "s'auto-entretenir" Une fois amorcée, la piqûre est délicate à repassiver comme en témoigne la courbe en pointillé présentant le chemin "retour" depuis le point F jusqu'à des potentiels cathodiques L'intersection entre cette courbe "retour" et la courbe "aller", notée R_p sur la figure, détermine un potentiel U_p dit de protection, en dessous duquel la passivité est la plus stable On peut toutefois remarquer que la détermination de U_p peut être sensible à la position arbitraire de F.

Le potentiel libre et les courbes potentiodynamiques sont des informations sensibles à l'électrolyte employé, mais également aux conditions hydrodynamiques C'est pourquoi il convient de déterminer précisément ces grandeurs caractéristiques de l'interface dans les conditions proches de celles du problème de tribocorrosion envisagé Dans le cas d'un milieu marin, en eau de mer naturelle, ces grandeurs doivent également intégrer le vieillissement de l'interface en terme de voile biologique se développant à la surface du métal ou de dépôt calco-magnésien se développant sous protection cathodique [15]

Nous avons présenté rapidement ces deux aspects du comportement des aciers inoxydables (milieu acide et neutre chloruré) car nous verrons par la suite qu'une grande partie des résultats disponibles dans la littérature a été obtenue en milieu acide Au vu des différences de comportement électrochimique entre ces deux milieux, une application directe des résultats et raisonnements obtenus en milieux acides aux problèmes de tribocorrosion en eau de mer semble hasardeuse

1.1.5 Quelques exemples de couplage mécano-chimique

Le couplage entre sollicitations mécaniques et électrochimie a donné lieu à de nombreuses études ayant principalement pour but la compréhension des mécanismes de corrosion sous contrainte

D'une manière théorique, Gutmann [21] a proposé une formulation thermodynamique faisant clairement apparaître les différents termes de couplage possible : des termes qu'il définit comme "mécano-chimiques" (effet des contraintes mécaniques sur le potentiel libre, par exemple) et "chimico-mécaniques" (effet d'un potentiel électrochimique appliqué en surface sur la limite élastique) Cette approche est intéressante d'un point de vue formel, mais elle est délicate à mettre en oeuvre du fait du très grand nombre de paramètres physiques et métallurgiques à intégrer aux potentiels décrivant la surface

D'un point de vue pratique, on peut séparer en deux le type d'interactions mécano-chimiques : d'une part les interactions sans contact, le matériau étant sollicité "dans le volume", et d'autre part les interactions avec contact où l'interface métal-solution est directement sollicitée par des corps extérieurs

Dans la classe des interactions sans contact, l'enjeu industriel est avant tout lié aux problèmes de fissuration en milieu corrosif

De nombreuses études [17,49] se sont intéressées à l'effet de l'environnement sur les paramètres classiques de mécanique de la rupture de type K_{Ic} ou vitesse de propagation de fissure. Il apparaît clairement que pour des matériaux passivables, la présence d'un électrolyte agressif peut diminuer notoirement la valeur des facteurs d'intensité de contrainte critiques [49]. La modélisation de ce type de problèmes est délicate car une fissure est un milieu particulièrement complexe où les propriétés de l'électrolyte peuvent être substantiellement modifiées (acidification locale, désaération ...). Dans le cas des aciers inoxydables en milieu chloruré, on a pu noter des fissures se propageant à partir de piqûres de corrosion [49]. Inversement, une fissure est un site préférentiel pour des phénomènes de corrosion caverneuse. D'autre part, la propagation de fissures est très sensible aux caractéristiques mécaniques du matériau en fond de fissure, et ces dernières peuvent être altérées par la corrosion (attaque préférentielle des joints de grain ...).

Afin de préciser les interactions entre contrainte et dépassivation, différents auteurs ont étudié sur éprouvette lisse la réponse électrochimique à un essai de traction en régime élastique et plastique et à différentes vitesses de sollicitation. Le résultat de ces essais, des évolutions du courant en fonction de la contrainte appliquée et du temps, peuvent s'interpréter soit par l'amincissement du film passif sous l'effet d'une tension [28], soit par la somme de ruptures élementaires du film passif dues à la différence de caractéristiques entre le film et le métal, ou à l'émergence de lignes de glissement plastique [4, 46]

A côté de ces essais où la surface n'est mécaniquement affectée que via la déformation du solide, différents essais sont présentés dans la littérature se concentrant sur le couplage entre interactions de contact et corrosion. Outre la corrosion sous frottement, on peut citer :

- les essais de rayage [5, 51] ("scratch tests") qui peuvent tout à fait s'assimiler à des essais de frottement mis à part que la sollicitation mécanique est généralement mal identifiée du fait de l'aspect dynamique du problème. L'interprétation des résultats électrochimiques est délicate puisqu'il s'agit là d'une réponse transitoire
- les essais d'abrasion [28, 60, 65], consistant à projeter sur l'ensemble de la surface des particules abrasives calibrées mélangées à la solution. Cette technique présente l'avantage de solliciter la surface de manière relativement homogène, l'inconvénient réside dans la difficulté de description de l'interaction abrasif-surface pour décrire l'"évènement élémentaire" de dépassivation.

Cette dernière remarque est commune aux deux familles d'interaction : toutes se basent à un moment ou à un autre sur la définition d'un évènement élémentaire de dépassivation. Différentes techniques ont été proposées pour tenter d'accéder à cet évènement, allant de la méthode des sauts de potentiel [31] jusqu'à une méthode dite d'électrode guillotinée [11] ! On peut noter également une méthode de dépassivation laser [51] permettant de dépassiver une surface très localisée en un temps très court.

Toutes ces méthodes donnent des informations intéressantes sur la forme des évènements élémentaires, une forme de type $i(t) = i_0\, e^{-\frac{t}{\tau}}$ semblant raisonnable, par contre les résultats concernant l'amplitude i_0 et la constante de temps τ donnent lieu à des dispersions importantes

1.2 Influence du frottement sur le comportement électrochimique des aciers inoxydables

Les travaux que nous présentons ici ont été obtenus par des équipes d'électrochimistes : ils voient principalement le frottement comme une perturbation locale des couches superficielles se développant à la surface de matériaux réactifs

Dans ce cadre, l'intérêt des équipes chinoises pour les problèmes d'usure-corrosion débute aux alentours des années 1990 et s'oriente plus particulièrement vers le comportement sous frottement d'aciers inoxydables en milieux sulfuriques [24, 35]

Les mesures qu'ils effectuent sous frottement sur des Aciers Inoxydables (AI) de type 304 dans l'acide sulfurique concentré (20 % en masse) mettent en évidence :

- le déplacement du potentiel électrochimique libre vers des valeurs cathodiques, déplacement d'autant plus important que la charge appliquée est élevée
- la modification des courbes de polarisation et, pour des alliages passivables, l'augmentation du courant de passivité i_p en mode potentiostatique (figure 1.6) [24]

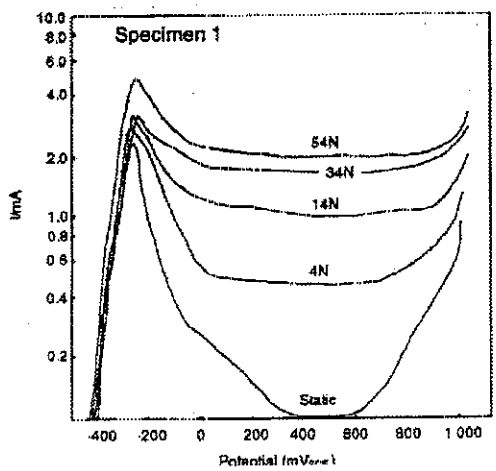


Figure 1 6: Courbes intensité-potentiel sous frottement d'un AI 304 en milieu H_2SO_4 [24]

Ce dernier point caractérise selon ces auteurs l'accélération de la corrosion par le frottement (modification de la réactivité de la surface due au frottement)

De la même manière, Boutard [8] et Ponthiaux [54] montrent expérimentalement l'effet du frottement sur la modification des courbes potentiodynamiques pour différents métaux et alliages se passivant dans H_2SO_4 1N Le contact se fait dans ce cas entre la face plane d'un pion en alumine et la surface d'un disque dont on cherche à évaluer les propriétés électrochimiques Ces auteurs notent également une augmentation du courant passif et une modification des courbes intensité-potentiel, phénomènes qu'ils interprètent en terme de réactivation par le frottement de processus de dissolutions anodiques Boutard [8] propose pour le cas du fer pur et du nickel pur une modélisation physique qualitative des courbes sous frottement Cette modélisation est basée sur la connaissance des différentes réactions de dissolution/repassivation et de leurs cinétiques Ce type d'approche est intéressant mais semble délicat dans

le cas des alliages industriels pour lesquels le type de réaction, et à plus forte raison leur cinétique, est beaucoup plus délicat à déterminer.

Mischler [43–45] à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) s'est également beaucoup intéressé au comportement en tribocorrosion de différents matériaux passifs en milieu sulfurique. Cette équipe s'est notamment intéressée à l'évolution des courants anodiques au cours d'essais à potentiels fixés pour quelques potentiels choisis dans le domaine passif ou cathodique. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, cette donnée représentative des pertes de matière par dissolution est une information fondamentale pour l'interprétation de l'usure.

A coté de ces études menées en milieux sulfuriques, seul un petit nombre d'études significatives ont été menées en milieu neutre chloruré de type NaCl. Yahagi *et al* [66] se sont intéressés au comportement d'un AI 316 dans des solutions de NaCl de diverses concentrations. Malheureusement le dispositif expérimental est assez mal décrit, mais il semble que la configuration de frottement soit de type pion plan/disque plan en rotation continue, les deux antagonistes étant de même nature. La grandeur électrochimique qu'ils mesurent n'est pas le courant dans la zone passive mais le "courant de corrosion" déterminé à l'aide d'une méthode de Tafel [31], et son augmentation $\triangle I$ (figure 1.7) lors d'essais sous frottement. Ces auteurs mettent en évidence l'augmentation de ce courant de corrosion avec la charge appliquée (figure 1.7) ainsi que l'évolution du potentiel libre (noté E_{corr} sur la figure). Aucune interprétation de cette évolution (en terme d'évolution de rugosité, d'écrouissage ...) n'est proposée.

Ces auteurs étudient également l'influence de la concentration en NaCl sur $\triangle I$.

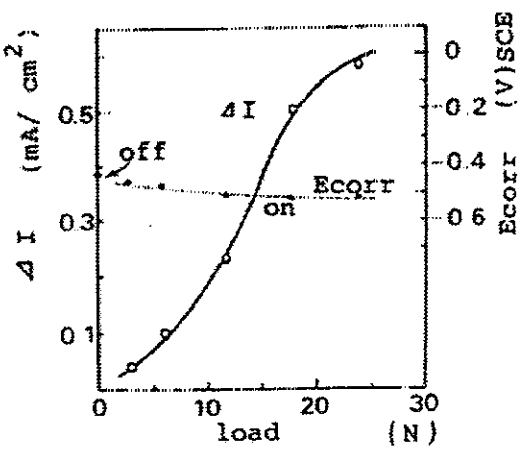


Figure 1.7: Influence de la charge sur le potentiel libre et le courant de corrosion pour un AI 316 en milieu NaCl [66]

Si tous ces auteurs, en milieux sulfuriques ou chlorurés, soulignent l'importance de l'effet mécanique du frottement sur les propriétés électrochimiques des matériaux passivables, ceci ne semble pas vrai dans le cas de matériaux ne présentant pas de phénomènes de passivité : Kim *et al.* [29] ont étudié dans deux milieux de NaCl (3.5% et 0.5%), l'évolution du potentiel libre pour un AI 304 et deux alliages ferreux ne présentant pas de passivité dans ces milieux. Alors que pour le 304 ils observent une chute du potentiel vers des valeurs cathodiques (comme [24] et [66]), pour les alliages non passifs le potentiel est peu affecté par le frottement. Ce dernier point souligne bien l'importance de la destruction locale des

couches passives par frottement sur le comportement électrochimique global.

1.3 Usure-corrosion de matériaux passivables : début d'interprétation

Différentes tentatives sont actuellement menées pour interpréter le couplage des dégradations d'usure et de corrosion. La prise en compte des synergies et compétitions pouvant découler de ce couplage se fait souvent de manière simpliste et le découplage entre usure et corrosion sur des bases assez arbitraires, comme nous le verrons plus loin. La littérature s'intéressant au couplage usure-corrosion en milieu marin est pour ainsi dire inexistante, aussi nous intéresserons nous également aux travaux menés en milieux sulfuriques présentant des tentatives de découplage des dégradations

Pour situer le niveau de connaissances dans le domaine, on peut citer les travaux assez récents de Abuzriba *et al* en milieu sulfurique [1]. Ces auteurs tentent de séparer les contributions de l'usure et de la corrosion dans un essai d'usure de type pion hémisphérique/disque. Pour ce faire, ils réalisent, dans les mêmes conditions de chargement et de vitesse de rotation une série d'essais dans l'air, une série d'essais en milieu sulfurique à potentiel libre et une série d'essais en milieu sulfurique sous forte protection cathodique. Les profils résultants de ces trois séries d'essais sont présentés sur la figure 1 8 et repérés par les lettres A, B et C respectivement. L'analyse menée ensuite pour différencier usure et corrosion est simple : dans l'air il n'y a que de l'usure, sous protection cathodique la corrosion est absente, et finalement les courbes B présentent les résultats en usure corrosive

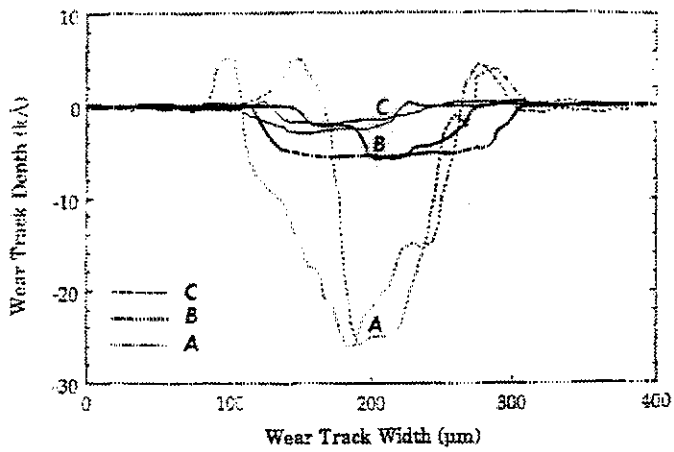


Figure 1 8: Profils d'usure : A usure à sec ; B usure corrosive ; C usure sous protection cathodique[1]

Comme on peut le voir sur la figure 1 8, ce type d'interprétation est très éloignée de la réalité. Plusieurs remarques peuvent être formulées concernant ce type d'interprétation :

- les forces de frottement (non-mesurées) sont certainement loin d'être du même ordre de grandeur dans l'air et dans l'acide sulfurique;
- la charge appliquée est suffisante pour provoquer, dans le cadre d'une analyse hertzienne du contact [26] , des déformations plastiques à chaque cycle
- les dégradations "sans corrosion" sous protection cathodique n'intègrent ni la possibilité d'une diminution des forces de frottement (voir figure 1 2 de ce chapitre), ni l'éventualité de phénomènes de fragilisation par l'hydrogène

A côté de ce type d'études des dégradations combinées d'usure et de corrosion, différents auteurs ont proposé des méthodes plus élaborées de dépouillement des informations corrosives mesurées lors des essais. Parmi eux, il faut citer les travaux de Yahagi et Mizutani [66] qui ont l'avantage d'être pratiquement les seuls menés sur un acier inoxydable (l'AI 316) en milieu neutre chloruré. Pour une configuration de type pion plan sur disque plan en AI 316 en rotation continue, ces travaux mettent en évidence différents points expérimentaux intéressants pour notre étude.

- L'usure corrosive est maximum pour une concentration en NaCl de 0.1% (concentration minimale envisagée lors de leurs travaux);
- l'analyse, par une méthode de spectroscopie ICP (Induced Coupled Plasma), des élements dissous dans la solution présente la répartition suivante :

Fe 81.7%, Cr 14.7%, Ni 0.6%, Mo 0.6%, Mn 2.4%

- Les forces de frottement sont influencées par le potentiel imposé comme on peut le voir sur la figure 1.9. Le balayage en potentiel s'effectue à 250 mV/min suivant deux sens de balayage ($[-1V, +1V]$ et $[1V, -1V]$). On peut noter que le sens de balayage a une influence sur la définition des forces de frottement, traduisant par là une irréversibilité des propriétés de la surface.

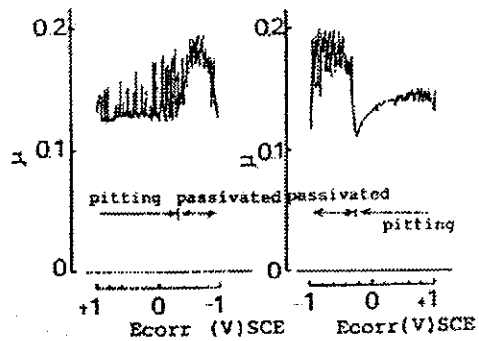


Figure 1 9: Evolution de forces de frottement sous balayage potentiodynamique [66]

- L'usure corrosive est influencée par la charge appliquée et présente une dépendance vis-à-vis de la charge similaire à celle de l'incrément de courant de corrosion ΔI présentée figure 1.7. Ce dernier point semble indiquer que l'usure serait partiellement due à la dissolution réactivée par le frottement.

Il faut noter que la mesure d'usure est effectuée ici par pesée du pion et du disque, ce qui complique légèrement l'analyse : il convient de distinguer la perte de masse due à l'usure et/ou à la corrosion dans la piste de frottement de la perte de masse due exclusivement à la corrosion en dehors de la piste Pour ce faire, Yahagi effectue un essai de corrosion sans frottement dans les mêmes conditions que précédemment, et il mesure la perte de masse due à cette seule corrosion Il retranche ensuite cette valeur, pondérée par la surface exposée à la solution non affectée par le frottement, à la perte de masse mesurée lors de l'essai d'usure et obtient ainsi l'usure corrosive, c'est-à-dire selon lui, la perte de masse dans la zone de frottement On peut remarquer que cette méthode néglige tout effet de couplage, lors du frottement à potentiel libre, entre zone frottée et zones non-frottées La figure 1.7 montre que le potentiel global de la surface est nettement affecté par le frottement, ce qui peut s'interpréter en terme de couplage zone frottée/zones non-frottées Cette dernière remarque sous-entend que les réactions de corrosion à la surface sont affectées par la présence du frottement, et donc il faut peut-être s'interroger sur la validité de la soustraction de la perte de masse par corrosion pure à l'usure totale pour obtenir l'usure corrosive

La relative similitude entre incrément de courant de corrosion et usure corrosive semble indiquer que l'usure serait partiellement due à la dissolution sous frottement Pour tenter d'interpréter ce constat, les auteurs mesurent le courant total de dissolution et, considérant qu'il n'y a quasiment que le fer qui se dissout, ils associent ce courant à une perte de masse *via* une loi de Faraday [64] Cette part de l'usure corrosive est représentée par $W(Fe^{2+})$ sur la figure 1.10

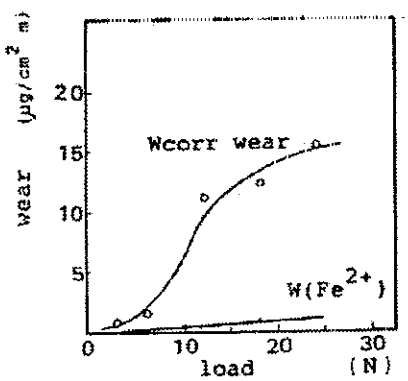


Figure 1.10: Comparaison entre usure-corrosive et perte de masse calculée, $W(Fe^{2+})$, à partir de ΔI [66]

Si cette contribution à l'usure corrosive semble très faible en proportion, il y a tout de même lieu de se demander si ΔI est bien représentatif de ce qui se passe dans la zone de frottement En effet, la méthode de Tafel s'applique bien dans les cas de corrosion homogène sur toute la surface, mais elle est clairement remise en cause dans les cas de corrosion localisée [31]

Lee et Shih [32] ont également étudié le comportement d'un Al 304 en milieu NaCl 3% ils observent de la même manière une augmentation du volume d'usure dans le domaine de piqûration On peut par contre remarquer que les forces de frottement qu'ils mesurent évoluent en sens contraire de la figure 1.9 : augmentation du coefficient de frottement en piqûration et diminution dans le domaine cathodique Ces mesures ont été effectuées de manière potentiostatique à quelques potentiels donnés, et non pas en balayage potentiodynamique comme Yahagi ce qui les rend plus fiables car ce sont des forces plus stabilisées Ces auteurs se sont également intéressés à l'effet d'une nitruration, augmentant théoriquement

la résistance à l'usure, sur le comportement en corrosion et en usure. Il s'avère que la nitruration rend la passivité plus instable et diminue la résistance à l'usure-corrosion.

Li et Jiang [35] se sont penchés de façon expérimentale sur le problème de la détermination de l'influence des ions chlorures sur l'usure des aciers inoxydables. Pour ce faire, ils ont utilisés une solution de H_3PO_4 69% + X *ppm* Cl^-, où X varie de 1500 à 3000 et ils observent un accroissement du volume d'usure en fonction de la teneur en Cl^-. Ils notent également une dépendance entre la dureté dans la zone usée et la concentration en ions chlorure. Cette dépendance est interprétée en termes de "fragilisation" des couches superficielles par les chlorures et représente pour eux un exemple d'accélération de l'usure par la corrosion. Nous verrons que dans le cas des milieux chlorurés d'autres explications sont possibles.

Un point intéressant peut également être relevé dans leurs études : ils ont comparé les performances de plusieurs nuances d'aciers inoxydables qu'ils ont classées sur des essais de corrosion seule (importance du courant de passivité, taille du palier passif...). Il s'avère que la "résistance" à l'usure corrosive ne suit pas le classement précédent, ce qui montre bien la spécificité du problème d'usure-corrosion.

Enfin, ces auteurs ont tenté de formaliser l'effet de "synergie" entre l'usure et la corrosion en séparant le volume d'usure W suivant trois composantes :

$$W = W_{us} + W_{cor} + \Delta W \tag{1.8}$$

où W_{us} est le volume d'usure du couple de matériaux en l'absence de liquide, W_{cor} est la perte de matière en milieu corrosif et en absence de frottement, ΔW englobant les effets de synergie (promotion de l'usure par la corrosion et vice-versa).

Ce type d'interprétation globale a été également développée par le bureau des Mines aux Etats Unis : Madsen [38], Watson *et al* [65] ont mené de nombreuses études en érosion-corrosion et ils proposent une méthodologie d'étude des effets de synergie qu'ils étendent au cas de contact de type pion disque ou de tout autre type de problème intégrant de l'usure et de la corrosion. Leur méthodologie consiste à décomposer un essai en quatre "étapes" de la manière suivante :

- mesure de la vitesse d'usure totale, T, dans le milieu corrosif
- mesure de la vitesse d'usure mécanique pure, W_0, obtenue en polarisant la surface dans le domaine cathodique à -1V par rapport au potentiel libre en l'absence de sollicitation mécanique
- mesure de la vitesse de corrosion C_0 en l'absence de sollicitation mécanique. Cette grandeur est déterminée, comme pour Yahagi, par la méthode de Tafel
- mesure, toujours par la méthode de Tafel, de la vitesse de corrosion C_w sous sollicitation

La vitesse d'usure (en volume par unité de surface et par unité de temps, des $mm^3\ mm^{-2}\ an^{-1}$, par exemple) est définie à partir de la perte de masse totale des échantillons en fin d'essai rapportée à la durée totale de l'essai.

A partir de ces résultats, ils définissent simplement la synergie S par

$$S = T - W_0 - C_0 \tag{1.9}$$

qu'ils décomposent en deux termes S' et S'' représentant respectivement l'accroissement de l'usure mécanique par la corrosion et vice-versa. L'importance de S'' peut être estimée par le rapport $\frac{C_w}{C_0}$. L'augmentation d'usure mécanique due à la corrosion est alors déterminée par $S' = S - S''$. Cette approche a donné lieu à une référence ASTM [39]. En accord avec les mesures de modifications de courant de cor-

rosion présentées au paragraphe précédent, ces auteurs observent une forte promotion de la corrosion par l'usure dans le cas de matériaux passifs, alors que pour des matériaux en dissolution uniforme, le terme S'' est peu affecté.

On peut comme précédemment remarquer que l'évolution des forces de frottement est absente de l'analyse et que la généralisation des problèmes d'abrasion-corrosion (touchant la surface de manière homogène) à de l'usure corrosion (n'affectant qu'une partie limitée de la surface exposée) peut être sujette à caution

L'équipe de l'EPFL a principalement étudié les propriétés tribocorrosives de différents matériaux face à un pion en alumine en milieu sulfurique (H_2SO_4 1N). Les aciers inoxydables étudiés sont des aciers "modèles" [43] et un acier industriel (l'AI 316L) [44].

Leur configuration d'essai [43] est un tribomètre alternatif produisant un mouvement de translation alternée à une fréquence de 5Hz entre le pion (cylindre à extrémité tronconique et à base plane) et une plaque. Le dispositif d'essai permet une mesure en continu des forces de frottement, de la position du pion, de l'usure, du courant ainsi qu'un contrôle de la charge appliquée.

Les résultats d'essais de tribocorrosion sur le palier passif pour des aciers Fe-25Cr soulignent plusieurs points intéressants.

- Une augmentation nette du courant lors du frottement, en accord avec Jiang *et al.* [24] ;
- l'absence de débris d'usure de taille significative (pouvant être récupérés par filtrage);
- l'enregistrement en continu de l'enfoncement du pion, traduisant l'usure de l'échantillon, présente deux régimes : un régime transitoire d'environ 300 cycles où l'"usure" augmente rapidement suivi d'une période stabilisée où le taux d'usure $\dot{W}$ (vitesse moyenne d'enfoncement du pion) est sensiblement constant et de l'ordre de 7.3 nm/s;
- la figure 1.11 présente l'évolution du courant sous frottement (trait gras). Arrivé en bout de course, et avant de changer de direction de glissement, le pion marque un temps d'arrêt qui correspond à la brusque décroissance du courant.

Les auteurs ont également effectué une mesure dans le domaine cathodique qui montre que le courant est peu affecté par le frottement et que le taux d'usure est nettement plus faible (1.5 nm/s). Au vu de ces deux résultats, Mischler *et al.* considèrent donc qu'aucun phénomène de dissolution n'est réactivé par frottement et donc que ce taux d'usure sous protection cathodique correspond à de l'usure pûrement mécanique.

Néanmoins, dans le cas de l'AI 316L, ces auteurs notent la présence d'un "troisième corps" [44] aux potentiels cathodiques qui est inexistant dans le palier passif, ceci pouvant induire des types d'usure différents. De plus, contrairement au Fe-25Cr, le coefficient de frottement diffère suivant le domaine de potentiel pour l'AI 316L.

La modélisation des essais est envisagée suivant deux axes : soit en considérant un modèle proposé par Uhlig [63] qui suppose que les "aspérités" du pion enlèvent lors de leur passage tout l'oxyde en surface, laissant à l'arrière du pion une surface nue qui va se repassiver, soit en estimant que l'augmentation du courant est due à la réduction d'épaisseur du film passif à chaque passage du pion.

Dans le premier cas, surface nue au contact de l'électrolyte, on doit pouvoir modéliser la réponse en courant I comme la contribution de N éléments de surface se repassivant suivant une loi de repassivation locale :

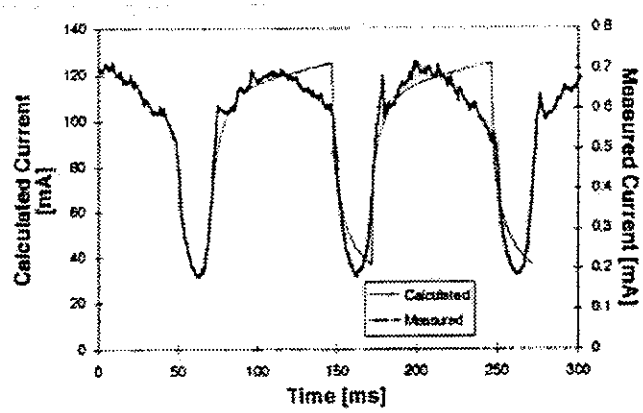


Figure 1.11: Courant mesuré et simulé pour un essai de frottement alternatif [44]

$$I(t) = S \cdot \sum_{k=1}^{N} i\left(t - \alpha\left(k\right)\right) \tag{1.10}$$

où S représente la surface totale frottée, $\alpha\left(k\right)$ est déterminée par la cinématique du pion et caractérise le moment pour chaque élément du dernier passage du pion et i est la loi de repassivation.

Une évaluation de $i(t)$ peut être obtenue à partir d'informations indépendantes du frottement, par une méthode de saut de potentiel [31] : l'échantillon est tout d'abord porté à un potentiel cathodique important. Dans ce cas, on suppose que la couche passive est quasiment éliminée afin de pouvoir permettre la réaction de réduction de l'hydrogène et le dégagement gazeux ($2H^{+} + 2e^{-} \rightarrow H_2$). Cette surface "nue" est alors portée au potentiel de travail imposé dans le domaine passif et le transitoire de repassivation est mesuré et décrit par une relation du type

$$i(t) = k_1 e^{-\alpha t} + k_2 t^{-\beta} \tag{1.11}$$

où les constantes α, β, k_1, k_2 sont identifiées à partir des mesures expérimentales.

La réponse en courant correspondant à ce modèle discret est présentée en trait fin figure 1.11. Si la forme de la réponse est bonne, la valeur de celle-ci est très éloignée de la mesure comme en témoignent les deux échelles verticales de la figure.

Pour tenter d'expliquer cette différence de niveau de courant, Mischler *et al.* considèrent actuellement l'effet de la rugosité dans la zone de frottement qui diminue nettement la surface réelle affectée par la dépassivation et apporte une meilleure corrélation avec les mesures [45].

En s'appuyant sur le courant de dissolution mesurée associé à une loi de Faraday et une valence de dissolution moyenne, Mischler *et al.* [44] obtiennent pour l'usure-corrosion sur le palier passif, une contribution de l'ordre de 30% de la corrosion sur l'usure complète.

1.4 Synthèse

Plusieurs points importants peuvent être dégagés de cette analyse bibliographique sur la tribocorrosion des aciers inoxydables. Le premier est évident : on dispose de très peu d'informations fiables sur la tribocorrosion des aciers inoxydables en milieu neutre chloruré. Les points principaux que nous relèverons concernent donc indifféremment les milieux NaCl et sulfuriques, tout en gardant à l'esprit que le comportement des aciers inoxydables dans ces deux types de milieux présente des différences comme en témoignent les courbes intensité-potentiel présentées plus haut.

Nous regroupons les conclusions de ces diverses études en deux grandes catégories : d'une part les résultats purement expérimentaux et d'autre part ceux concernant ou intégrant une part d'interprétation et de modélisation.

D'un point de vue expérimental on note un effet important du milieu (concentration en NaCl, concentration en ions Cl^-) sur le comportement en usure et en particulier :

- la forte sensibilité des grandeurs électrochimiques globales (potentiel libre, courant passif ...) à une dépassivation locale par frottement;
- une sensibilité relative des forces de frottement au potentiel électrochimique imposé à la surface, tout en notant une grande disparité des résultats suivant les auteurs;
- l'influence non-négligeable des phénomènes de dépassivation réactivés par le frottement sur le volume d'usure et la sensibilité de l'usure à un potentiel appliqué à la surface des antagonistes.

Dans ce contexte de couplage fort entre action mécanique et processus électrochimiques de surface, l'interprétation des résultats expérimentaux se concentre sur la séparation des effets d'enlèvement de matière par voie mécanique et par voie électrochimique. Les tentatives de quantification de ces deux contributions et des synergies éventuelles peuvent se regrouper dans les quelques points suivants :

- définition du volume d'usure mécanique pure par un essai dans l'air (usure "sans corrosion")?
- définition de l'usure mécanique pure par l'usure en milieu corrosif mais sous une forte protection cathodique, "bloquant" ainsi les processus de corrosion;
- estimation de la part corrosive pure à partir d'essais de corrosion sans frottement;
- estimation de la synergie usure/corrosion par la mesure des courants passifs et de corrosion sous frottement associés à une loi de dissolution de Faraday dans la zone de frottement;
- évaluation des pertes de matière par réactivation de processus anodiques à l'aide de mesures de transitoires de repassivation, mesure indépendante de l'essai d'usure.

Ces observations concernant tant des points expérimentaux que des aspects d'interprétations appellent plusieurs remarques et commentaires qui vont nous guider pour la réalisation de notre étude.

La première série de remarques concerne l'aspect expérimental, et particulièrement la mesure de l'usure finale. Deux solutions sont possibles : la mesure de perte de masse globale des deux antagonistes ou le relevé profilométrique de la piste suivi d'un calcul de volume usé à partir de ce relevé. Cette deuxième méthode semble préférable pour notre étude du fait de la sensibilité du 316L à la piqûration en milieu chloruré : la présence hors de la piste de frottement de piqûres fausserait complètement la mesure de perte de masse globale, et la correction par des essais de "corrosion sans frottement" semble hasardeuse du fait de la relative dispersion statistique des résultats de piqûration.

Dans le même ordre d'idée, il n'est fait que rarement mention de problèmes de corrosion sous joint,

alors qu'en milieu NaCl les aciers inoxydables sont très sensible à la corrosion caverneuse La présence de corrosion sur les bords de l'échantillon se traduirait par une augmentation du courant anodique qui pourrait interférer avec les mesures de courant de dissolution sous frottement, comme nous pourrons le voir par la suite.

On peut enfin remarquer que la mesure des forces de frottement est souvent absente lors des essais d'usure, ce qui est gênant notamment lorsque l'on modifie singulièrement les réactions de surface (protection cathodique) pour se donner un état de référence d'usure purement mécanique.

A côté de ces remarques concernant les méthodes expérimentales, de nombreuses réflexions sont à mener sur l'interprétation des résultats.

Le premier constat concerne le faible niveau de modélisation du frottement et de l'usure en milieu corrosif en terme de grandeurs physiques élémentaires (énergie de liaison, type de liaison atomique ou moléculaire, adhésion ...).

On note ensuite que tous les résultats sont globaux et macroscopiques : les résultats sont exprimés comme un volume global usé dans une configuration de contact donnée après un certain temps. Certains auteurs, mis à part l'équipe de l'EPFL qui mesure en continu l'usure cumulée des antagonistes, transforment hâtivement ces volumes en taux d'usure Ceci suppose une usure linéaire en temps et exclu donc la possibilité d'une période transitoire "d'adaptation mécanique" des antagonistes De plus, les approches macroscopiques ne permettent pas de prendre en compte l'évolution de couches passives dans le contact (amincissement, arrachement ...).

On peut également s'interroger sur la validité de l'application de méthodes électrochimiques développées pour des problèmes de corrosion généralisée (courbes de Tafel, par exemple) au problème de la perturbation de la surface par le frottement, phénomène très local.

Concernant la part corrosive de l'usure, il faut remarquer que les interprétations se font à partir de la mesure des courants expérimentaux, et donc ces approches ne peuvent déboucher en aucun cas sur un modèle prédictif. La seule exception provient des tentatives d'interprétation de l'équipe de l'EPFL en termes de transitoires de repassivation. Cette approche permet donc d'intégrer des mesures indépendantes de l'essai d'usure pour prévoir la part corrosive de l'usure. Cette démarche semble physiquement raisonnable et très intéressante pour notre étude.

L'analyse qui est faite des synergies pouvant découler de l'usure et de la corrosion oublie bien souvent d'intégrer les variations de forces de frottement. Ces forces évoluent avec le potentiel appliqué, et il semble donc imprudent de définir un comportement "d'usure sans corrosion" sous protection cathodique sans avoir au préalable vérifié que les forces de frottement ne sont pas trop affectées par ce saut dans le domaine cathodique.

Enfin, il est extrêmement surprenant d'observer qu'aucune analyse mécanique de la configuration du contact ne soit menée : les "pressions" de contact entre la face plane d'un cylindre quasi-rigide et d'un acier inoxydable ductile sont simplement définies par le rapport force normale sur surface, sans s'interroger sur la présence de singularité de contraintes au bord du pion ; dans les contacts pion hémisphérique/disque une analyse hertzienne élémentaire du contact montre bien souvent que la charge appliquée est suffisante pour solliciter le matériau au delà de sa limite élastique ; aucune analyse de l'usure en terme de régimes d'usure (fissuration, délaminage) n'est proposée ; les régimes de lubrification (hydrodynamique, limite ...) ne sont pas pris en compte.

Toutes ces considérations amènent à s'interroger sur la représentativité des essais puisque la sollicitation mécanique, paramètre d'entrée d'une analyse de l'usure corrosive, est mal identifiée De même,

l'applicabilité à des cas industriels concrets des résultats globaux obtenus sur des moyens d'essais particuliers semble délicat.

Nous nous attacherons donc tout au long de notre étude à définir correctement les paramètres mécaniques du contact, en nous situant dans des conditions de contact favorables, permettant d'interpréter nos résultats en termes de grandeurs mécaniques intrinsèques aux solides en présence. Nous tenterons également de caractériser au mieux les paramètres électrochimiques de la surface (réponse stationnaire, transitoire) dans le but de pouvoir prédire la part corrosive de l'usure. Ces différentes démarches seront effectuées avec le soucis d'obtenir des caractéristiques indépendantes de la configuration d'essais pour pouvoir les rendre applicables à des structures plus complexes qu'un contact pion/disque.

Chapitre 2

Moyen d'essai et conditions expérimentales

Dans ce chapitre nous décrivons succinctement le tribomètre que nous avons mis au point en précisant ses particularités Les essais d'usure et de forces de frottement, expériences pourtant classiques, n'en demeurent pas moins délicates en raison du rôle d'excitateur mécanique que jouent ces forces sur la structure du tribomètre Il est donc bon, dans ce cadre de couplage potentiel entre les mesures et le moyen d'essai, de préciser le principe du système mécanique et les limites du moyen d'essai.

Nous détaillons ensuite l'instrumentation électrochimique développée autour de ce tribomètre et qui fait une partie de son originalité Comme nous l'avons souligné dans l'analyse de la bibliographie, les essais de corrosion d'aciers inoxydables en milieu marin posent des problèmes de corrosion localisée, et notamment des problèmes de corrosion caverneuse. Cette forme de corrosion va intervenir dans nos essais comme une perturbation de nos mesures et il convient donc de s'en affranchir autant que possible. Nous soulignons donc quelques détails de la cellule électrochimique employée permettant de limiter cette forme de perturbation. Ces détails pratiques peuvent paraître anodins, mais ils sont d'une grande importance pour la qualité de la mesure et leur mise au point est souvent laborieuse.

Une fois présentés les différents aspects du moyen d'essai, nous donnons des informations propres au milieu et aux matériaux utilisés au cours de nos expériences. Nous présentons en particulier le comportement en corrosion de l'interface entre l'acier inoxydable et notre "milieu marin" qui seront nécessaires à l'interprétation de la part corrosive de l'usure. De même, nous présentons des expériences de caractérisation mécanique du comportement cyclique de l'AI 316L que nous avons mené à bien en vue de l'analyse des régimes de dégradation.

Nous présentons enfin les conditions expérimentales dans lesquelles se sont déroulées nos essais d'usure-corrosion en insistant particulièrement sur l'analyse mécanique du contact et du régime de lubrification que nous pouvons prévoir pour ces conditions

2.1 Moyen expérimental

2.1.1 Aspects mécaniques

Le tribomètre qui a été mis au point au Centre de Recherche et d'Etude d'Arceuil, avec le concours du bureau d'étude du centre, est un tribomètre rotatif pion/disque. La figure 2.1 présente le schéma global du montage

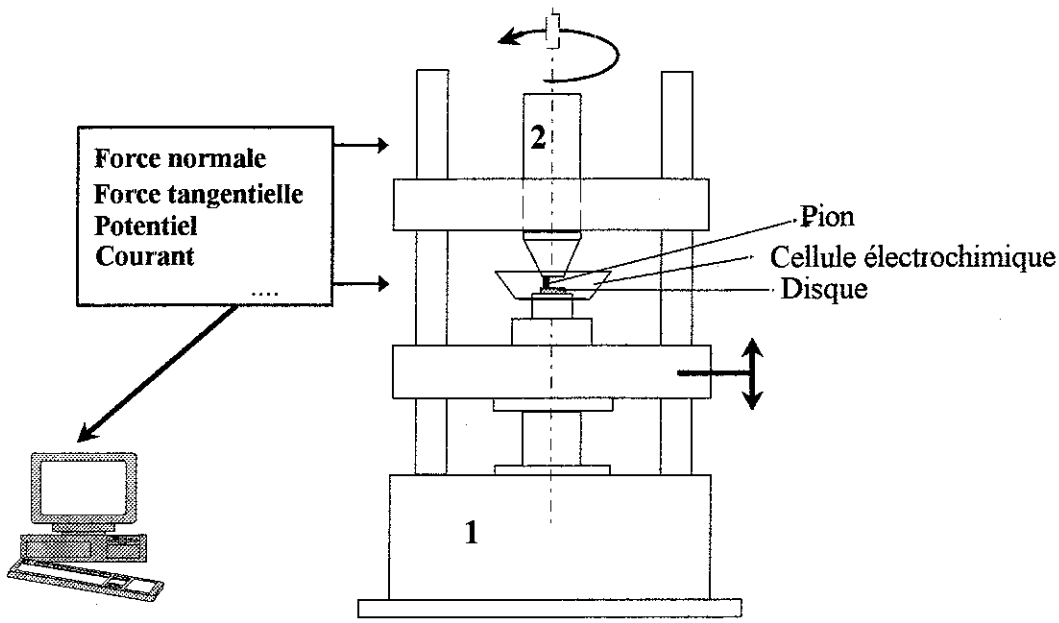


Figure 2.1: Schéma général du tribo-corrosimètre

Le système de mise en charge normal est une machine servohydraulique DARTEC M1000/RK de traction-compression (notée **1** sur la figure). Cette machine est régulée électroniquement à 2 kHz et permet donc d'appliquer une force normale constante ou oscillante pour des fréquences allant jusqu'à une dizaine de Hertz. La traverse supérieure de ce bâti, fixe, a été usinée afin de permettre le passage d'une broche sur laquelle est montée le pion. L'excentricité entre l'axe de la broche et l'axe du pion est de 8 mm, ce qui donne donc le rayon moyen de la piste frottement.

La capacité maximale de la machine est de 5 kN, la gamme que nous avons employée, étant de 500 N. Le mode d'asservissement est bien entendu un pilotage en force, la machine accommodant ainsi l'usure des antagonistes.

La broche (notée **2** sur la figure) est entraînée en rotation par un moteur de commande numérique à vitesse régulée. Ce dernier, piloté par une console classique de commande numérique, permet donc d'envisager toutes sortes de cinématiques dans une gamme de vitesse de 0 à 500 trs min^{-1} : rotation alternée, vitesse variable, séquences rotation/arrêt/rotation ...

Le disque, fixe, est monté sur un bague à roulements précontraints. La rotation de cette bague est entravée par la présence du capteur de force C, comme le montre schématiquement la figure 2.2.

A partir de la force F_m mesurée par ce capteur à jauges de déformation, on obtient directement la

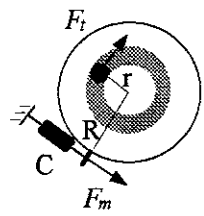


Figure 2.2: Vue de dessus schématique du principe de mesure de la force de frottement.

valeur des forces de frottement F_t en exprimant l'équilibre des couples s'exerçant sur l'échantillon :

$$F_m \cdot R = F_f \cdot r$$

avec les notations de la figure 2.2. Les dimensions pour notre montage sont donc $r = 8$ mm et $R = 70$ mm. Le couple résistant de la bague à roulement a été mesurée et la force parasite qu'il génère sur la force de frottement F_t est de l'ordre de 0.8 N.

Les informations délivrées par ce capteur ainsi que la valeur de la force normale donnée par la cellule de force de la machine sont enregistrées et visualisées en continu à l'aide d'un micro-ordinateur muni d'une carte d'acquisition. Cette carte permet des acquisitions sur une grande plage de fréquences en fonction du type de mesure envisagé (valeurs continues des forces de frottement, enregistrement rapide de fluctuations sur un tour ...).

Le coefficient de frottement $\mu(t)$ est donc dans notre cas le rapport instantané entre la charge tangentielle mesurée et la charge normale réelle appliquée. Ce détail est important et a justifié le choix de ce système de mise en charge. En effet, de nombreux montages utilisent des "masses mortes" comme mise en charge, le coefficient de frottement étant alors le rapport entre la force tangentielle et une constante, la valeur nominale de la charge appliquée. Dans ce cas, on peut observer des fluctuations importantes sur les forces de frottement et fournir diverses explications à leur sujet.

La figure 2.3 montre un exemple de signal instantané mesuré pour un couple AI 316L/35NCD16 dans l'air, alors qu'une charge nominale de 20 N était appliquée. On voit bien que les fluctuations de la force de frottement sont directement liées, au coefficient de frottement près, à celles de la force normale. Le coefficient de frottement $\mu(t)$ que nous mesurons est donc bien constant, tout du moins pour des basses et moyennes fréquences. Sa valeur de 0.8 obtenue pour une vitesse de 40 t min^{-1} est cohérente avec les

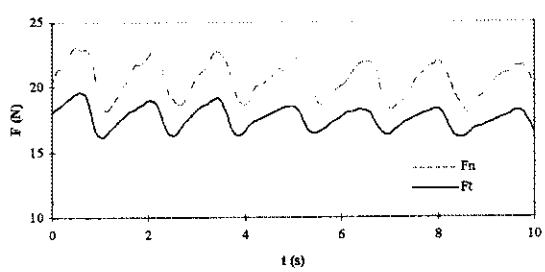


Figure 2.3: Evolution des forces normale et de frottement

valeurs de la littérature [47] La fréquence globale de la fluctuation est la même que celle de la rotation du pion.

Cette dernière remarque nous amène à présenter les difficultés et les limites inhérentes à ce montage. La première difficulté est soulignée par la figure 2.3 : nous avons pu établir que les fluctuations observées découlent d'une différence d'alignement entre la surface plane de l'échantillon et le plan décrit dans sa rotation par l'extrémité du pion Le vérin hydraulique va donc devoir compenser ce défaut géométrique Cette compensation, n'étant pas instantanée, est source des fluctuations sur la charge normale Ce défaut a pu être minimisé à l'aide d'un réglage précis du parallélisme de ces deux plans.

Nous pouvons également remarquer que le système de mise en charge nous limite à des mesures mécaniques inférieures en pratique à 10 Hz. On ne peut donc pas envisager de mesure fiable d'évènements transitoires.

Un dernier point concerne la mesure d'usure. La machine de traction possède un capteur de déplacement, ce qui permet d'enregistrer en continu l'enfoncement cumulé des deux antagonistes Les profondeurs des pistes d'usure relevées lors de nos essais se sont avérées d'un ordre de grandeur inférieur à la gamme de mesure de ce capteur, rendant ainsi impossible une mesure d'usure en continu.

2.1.2 Cellule électrochimique

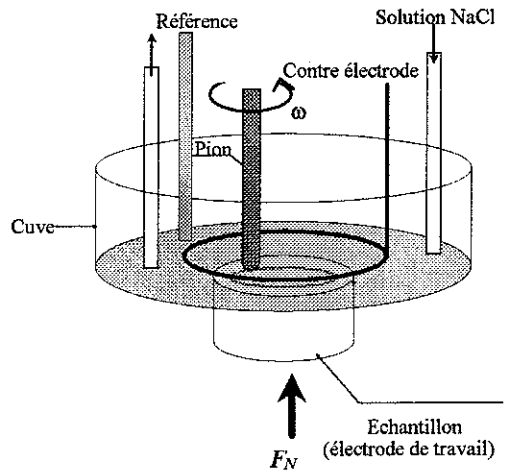


Figure 2.4: Schéma global de la cellule électrochimique

Comme nous le verrons par la suite, notre cellule électrochimique doit nous permettre d'effectuer des essais d'usure tout en mesurant ou imposant le potentiel global de l'interface échantillon/solution.

Pour ce faire, nous avons employé deux montages classiques en corrosion: un montage dit "à deux électrodes" qui permet de suivre le potentiel libre en fonction du temps, et un montage à trois électrodes qui permet d'imposer le potentiel global tout en mesurant le courant qui traverse la surface de l'échantillon Dans les deux cas le potentiel est en fait la différence de potentiel mesurée entre l'échantillon (l'électrode de travail) et l'électrode de référence Le montage à trois électrodes nécessite en plus une contre électrode par laquelle le potentiostat fait passer le courant nécessaire au maintien de l'échantillon au potentiel désiré

Un schéma global de la cellule est présenté sur la figure 2 4 L'échantillon est un cylindre de 30 mm de

diamètre présentant sa face supérieure à la solution. La cuve en PMMA est remplie en permanence d'environ 0.5 l de solution, correspondant à une hauteur de liquide approximative de 15 mm. Pour limiter les problèmes liés à la stagnation de la solution et à l'accumulation de produits de corrosion, la solution est continuellement renouvelée à l'aide d'une pompe péristaltique avec un débit de 150 ml/min. Ce renouvellement nous permet également d'augmenter substantiellement le volume total de solution en intégrant dans le circuit une bombonne de 4 litres située à côté de la machine. Ce dernier point nous garantit que les variations de composition de la solution au cours des essais restent modérées.

Pour tous nos essais sous frottement, nous disposions d'une électrode de référence Tacussel Ag/AgCl dans KCl saturé. Cette électrode, d'un potentiel de 197 mV par rapport à l'électrode normale à hydrogène, s'est révélée très stable et donc très fiable. Par défaut, tous les potentiels seront donnés par rapport à cette électrode. La contre-électrode est représentée sur la figure 2.4. C'est un fil circulaire de platine de rayon 30 mm situé à une hauteur d'environ un centimètre de la surface de l'échantillon. En ce qui concerne la mesure de potentiel et le potentiostat, nous avons employé successivement deux matériels. Pour les premières séries d'essais nous disposions d'un millivoltmètre Solartron Ariès 20000 pour la mesure de potentiel et un potentiostat Tacussel PRT20-02. Ce dernier remplissait bien sa fonction de potentiostat, par contre la mesure de courant s'est avérée entachée d'erreur, et est donc inexploitable. Pour pallier à ce problème, nous avons utilisé un potentiostat Solartron 1286, de conception plus récente, qui nous a permis d'obtenir les mesures de courant sous frottement ainsi que toutes les mesures de caractérisation potentiodynamique de l'interface AI 316L/solution A3 que nous présentons dans la section 2.4.

Les seules informations que nous mesurons sont donc globales et intègrent le comportement de toute la surface exposée à la solution. Il convient de s'assurer qu'à l'exception notoire du frottement nous mesurons un comportement "homogène" de la surface ; le terme homogène pouvant indiquer que des évènements locaux telle la piqûration ont une même probabilité d'apparition pour tout point de la surface.

Pour garantir cette homogénéité, le premier point à vérifier concerne la répartition des lignes de courant traversant la surface pour des essais à potentiel imposé [48]. Or notre configuration de cellule est loin de se rapprocher de conditions optimales pour des essais potentiostatiques ou potentiodynamiques [31] en raison de la rotation du pion et de l'encombrement de la cellule. Nous verrons de manière empirique à la section 2.4 la bonne cohérence entre les courbes intensité-potentiel obtenues dans cette configuration et celles obtenues dans une configuration plus standard.

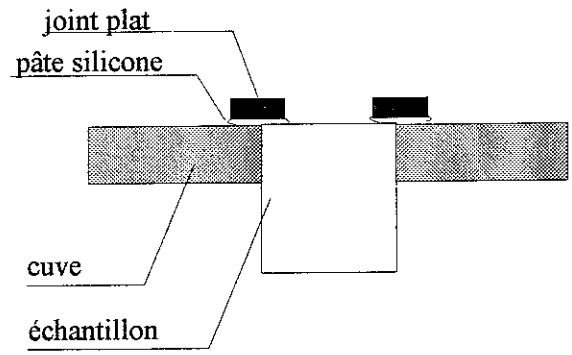


Figure 2.5: Amélioration de la jonction cuve/échantillon

Le deuxième point que nous avons évoqué au cours du paragraphe précédent concerne les problèmes de corrosion sous joint. Si cette forme de corrosion se développe, la courbe intensité-potentiel globale pourra en être très nettement affectée comme nous le verrons par la suite. Dans notre cas le problème a

bien entendu porté sur la jonction entre l'échantillon et la cuve, la solution retenue étant présentée figure 2.5.

La jonction entre le bord de l'échantillon et la cuve est recouverte d'un joint plat inerte, ce joint étant "collé" à l'aide d'une pâte silicone (rhodorsil) qui polymérise à l'air libre en quelques heures. Ce choix s'explique en fonction de deux grandes contraintes : d'une part il faut éviter la présence de toute zone confinée comme on pourrait la trouver sous un joint torique, et d'autre part il faut que la liaison entre le joint et le métal résiste à l'eau de mer pour la durée de nos essais, ce qui élimine ainsi de nombreux vernis. En définitive, la solution choisie permet de concilier ces deux impératifs car l'adhérence entre l'acier inoxydable et la pâte silicone est très bonne, et le joint plat permet de ne répandre qu'une fine couche de cette pâte empêchant ainsi la formation de bourrelets volumineux.

2.2 Choix et caractérisation du milieu

Nos essais ne pouvant se dérouler en eau de mer naturelle pour des raisons géographiques évidentes, plusieurs solutions s'offraient à nous pour disposer d'un milieu synthétique se rapprochant d'un milieu marin.

Nous avons choisi d'employer une solution dite "solution A3" suivant la norme AIR 0754/A du Ministère de la Défense Nationale et des Forces Armées datée du 30 Août 1957. Ce milieu consiste en une solution de 30 grammes de NaCl par litre d'eau distillée. A cette solution de base on ajoute un mélange de 0.19 g/l de phosphate disodique (Na_2HPO_4) et de 1.25 g/l d'acide borique (H_3BO_3) destiné à tamponner la solution à un pH voisin de 8. Le pH est ensuite ajusté à 8 à l'aide de l'ajout en faible quantité d'une solution saturée de carbonate de sodium (Na_2CO_3). La résistivité mesurée de cette solution est de 33 Ω.cm à 21°C.

Cette solution est couramment employée pour des essais de corrosion à applications marines, et son choix s'explique pour plusieurs raisons. On peut tout d'abord noter la simplicité de ce milieu qui garantit une bonne reproductibilité et une élaboration aisée en grandes quantités. La deuxième raison de ce choix est la bonne stabilité de cette solution au cours du temps, ce qui est particulièrement sensible pour des essais d'usure durant plusieurs heures.

Une alternative à ce choix eut été l'emploi d'une solution d'eau de mer reconstituée, solution définie par la norme ASTM D11-41-52. Cette solution inclue de nombreux sels présents dans un milieu naturel, ce qui se rapproche donc plus de la réalité mais rend l'interprétation des phénomènes électrochimiques beaucoup plus délicate.

Etant donné l'état actuel des connaissances en matière de tribo-corrosion en milieu marin et de modélisation des phénomènes de passivité, nous avons préféré le milieu le plus simple afin de nous concentrer sur l'interprétation des phénomènes de couplage entre sollicitation mécanique et corrosion.

Il faut toutefois noter que notre milieu simplifié ne rend pas compte de nombreux phénomènes liés au vieillissement de l'interface métal/eau de mer [15]. Parmi ceux-ci on peut en souligner deux très importants : le développement d'un voile d'origine biologique à la surface du matériau et le dépôt calco-magnésien sous l'influence d'une protection cathodique. La présence de micro-organismes à la surface d'un acier inoxydable va modifier le milieu local et peut diminuer la résistance à la piqûration par formation de $FeCl_3$ et augmentation locale de la concentration en ions Cl^- [62]. Cet effet ne peut être reproduit par une solution synthétique. Le deuxième point concerne le dépôt à la surface de l'échantillon d'une couche à base calcaire sous l'action d'une protection cathodique de cette surface (protection

classique pour des navires) Cet effet, plutôt bénéfique, ne peut être rendu par la solution A3 mais serait visible à l'aide d'une solution ASTM. Notre étude n'ayant pas pour objet l'étude de la protection cathodique, nous avons préféré ne pas avoir à intégrer la formation de ce film lors du dépouillement de nos essais

Nous verrons par la suite que l'influence de la corrosion sur l'usure est loin d'être négligeable, aussi avons nous choisi de faire varier la "nocivité" de la solution A3 La première tentative a consisté à faire varier le pH, initialement fixé à 8,2 (pH de l'eau de mer), vers des valeurs beaucoup plus acides Comme prévu, le changement de pH influe sur le comportement corrosif de l'acier. Malheureusement nous n'avons pas réussi à stabiliser ce pH au cours des essais d'usure sous contrôle potentiostatique, ce qui eu rendu une fois de plus l'interprétation délicate. La deuxième tentative, plus fructueuse, a consisté à incorporer à la solution A3 du chromate de potassium en quantité faible (inférieure ou égale à 1000 ppm). Comme nous le verrons à la section 2 4 et dans le chapitre suivant, l'emploi de cet inhibiteur de corrosion classique [34] permet d'obtenir des variations durables et significatives du comportement électrochimique de l'acier inoxydable sans pour autant modifier significativement le pH ou la résistivité de la solution

2.3 Caractérisation mécanique et métallurgique des matériaux

Le choix des antagonistes s'est en fait limité à celui du pion, le matériau du disque étant en effet fixé par l'étude à un AI 316L Nous avons décidé d'employer un pion en alumine frittée, choix qui n'est évidemment pas guidé par une application mais par le comportement inerte de l'alumine dans la solution A3 et sa tenue mécanique L'intérêt d'un pion inerte est très clair d'un point de vue électrochimique : l'alumine ne réagissant pas, les modifications dues au frottement des signaux électrochimiques seront donc entièrement imputables aux réactions se déroulant à la surface de l'acier inoxydable, notamment les réactions de dissolution du métal En employant ce matériau on évite également tout couplage galvanique entre le pion et le disque.

2.3.1 L'alumine

L'alumine que nous avons employée a été obtenue par frittage et présente un taux de compaction finale de 99 75 %. Cette bonne qualité de l'alumine a permis de garantir un très bon état de surface du pion ($R_a <$ 0 1 μm). D'un point de vue mécanique on considère que le module élastique de ce matériau avoisine les 400 GPa pour un coefficient de Poisson de l'ordre de 0 3 Le grand avantage de cette céramique réside dans sa dureté de 1200 Hv.

Nous considérerons donc le pion comme électrochimiquement inerte, mécaniquement élastique et ne se modifiant pas durant les essais (pas d'usure, pas d'attaque chimique ...) En pratique lors des essais réalisés, nous avons pu vérifier ces hypothèses, les pions pouvant même être réutilisés après nettoyage pour des essais ultérieurs. La rupture occasionnelle du pion dans la zone de contact peut être considérée comme une conséquence du caractère fragile de ce matériau. Ceci entraîne une usure dramatique de l'acier inoxydable par un véritable phénomène de labourage. Cette rupture nous a ainsi limitée dans la gamme des charges normales appliquées, des niveaux de charge élevés ayant dû être abandonnés pour cause de rupture quasi-systématique du pion

C	Cr	Ni	Mo	Mn	Si	Cu	Ti	P	S
0.039	16.92	12.10	1.86	1.28	0.41	0.22	0.04	0.023	0.019

Tableau 2 1: Composition chimique pondérale de L'AI 316L, le fer complète à 100

2.3.2 L'acier inoxydable 316L

L'Acier Inoxydable 316L (AI 316L) que nous avons employé est un acier commercial, sa composition chimique est donnée dans le tableau 2 1 Cette composition, déterminée par Spectrométrie à Décharge Luminescente (SDL), est tout à fait standard pour un acier inoxydable de cette nuance

On peut noter en particulier la présence de molybdène qui, outre le nickel et le chrome, participe aux phénomènes de passivation Les éléments tels le soufre, le silicium ou même le manganèse sont présents globalement en quantités très faibles, mais traduisent la présence d'inclusions Nous verrons dans la prochaine section le rôle prépondérant que jouent ces inclusions sur le comportement en piqûration

L'AI 316L, réceptionné sous forme de barreau de diamètre 35 mm, subit un traitement thermique d'hypertrempe à 1150 °C Ce traitement permet d'homogénéiser la microstructure de l'échantillon On voit ainsi sur la figure 2 6 la structure austénitique de l'AI 316L

Le comportement mécanique de l'AI 316L est complexe, même à température ambiante La première difficulté pour cet acier est de fixer sa limite élastique En effet, L'AI 316L ne présente pas de séparation brutale entre comportement élastique et élasto-plastique, par exemple pour un essai de traction uniaxiale Nous avons effectué à l'Ecole Polytechnique des essais de traction-compression sur des éprouvettes classiques ([21] p 89 fig c) pour notre matériau Le module d'Young est de 207000 MPa pour un coefficient de Poisson de 0 3 La limite élastique en traction à 0 02% de déformation a été mesurée à 295 MPa pour une éprouvette vierge, et le comportement élastoplastique sous sollicitations cycliques est présenté figure 2 7

Cette figure montre en traits fins les courbes expérimentales contrainte-déformation obtenues pour



Figure 2 6: Microstructure austénitique de l'AI 316L (grossissement 500)

deux niveaux croissants de déformations totales imposées : 1% et 1.5%. Le comportement cyclique de cet acier a donné lieu à une étude extensive due à Cordier [16] (repris par [21]). Cette étude a clairement mis en évidence :

- la prépondérance du caractère cinématique de l'écrouissage, comme on peut le voir sur la figure
- La saturation de la partie isotrope de l'écrouissage pour un niveau de déformation donnée. Nous observons également cette contribution, puisque par exemple pour la courbe à $\pm 1.5\%$ de déformation, il faut quelques cycles avant d'atteindre une stabilisation sur une boucle fermée.
- Un effet mémoire : le cycle contrainte-déformation à un niveau de déformation donné est fonction de l'amplitude de déformations maximale qu'a subi le matériau ainsi que de la valeur moyenne des déformations, ce dernier point n'étant bien entendu pas visible sur la figure.

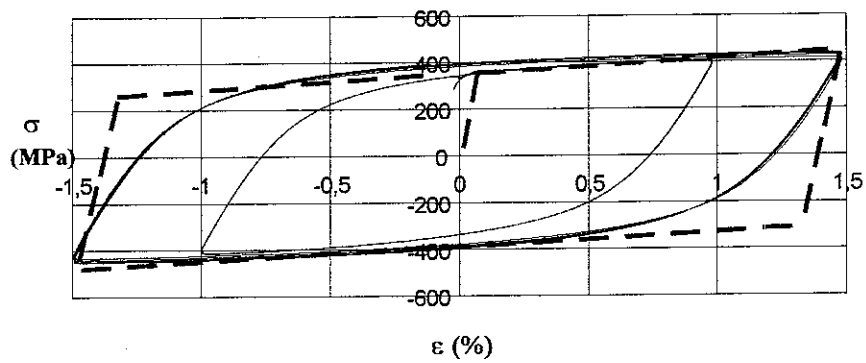


Figure 2.7: Comportement élasto-plastique mesuré en traction uniaxiale pour deux niveaux de déformations imposées. La courbe en tirets représente le comportement cinématique linéaire "équivalent".

La loi de comportement non-associée à écrouissage cinématique et isotrope proposée par Cordier permet de rendre compte de tous ces effets pour traiter le cas de structures sous chargements quelconques.

Pour la modélisation de nos essais d'usure, nous avons choisi une voie moins ambitieuse : nous représentons simplement le comportement cyclique de l'AI 316L par un comportement élasto-plastique à écrouissage cinématique linéaire. Ce modèle néglige l'aspect isotrope des déformations et ne rend pas compte de l'effet de mémoire ; il considère uniquement le déplacement du domaine élastique initial dans l'espace des contraintes. Avec les notations des premiers chapitres de la deuxième partie on peut résumer ce modèle comme suit :

- expression du tenseur des variables forces généralisées associées à l'écrouissage : $\mathbf{A} = C\boldsymbol{\varepsilon}^p$, avec C: module d'écrouissage,
- expression en contraintes du critère de plasticité, associé à la contrainte équivalente de Von Mises : $f = \sqrt{\frac{1}{2}(\mathbf{s} - C\boldsymbol{\varepsilon}^p) : (\mathbf{s} - C\boldsymbol{\varepsilon}^p)} - k$, avec $\mathbf{s}$: déviateur du tenseur des contraintes et k: limite d'élasticité en cisaillement (valeur de la limite en traction divisée par $\sqrt{3}$ dans notre cas).

Ce modèle à l'avantage d'être implémenté dans le code de calcul qui nous servira pour la modélisation

numérique de l'essai d'usure. La courbe en tirets sur la figure représente le comportement cinématique linéaire équivalent avec les constantes $k = 170\ MPa$ et $C = 6900\ MPa$

Cette modélisation est bien sur très imparfaite puisqu'elle sur-estime nettement la dissipation plastique comme on peut le voir sur la figure 2 7, et qu'elle ignore tout effet de mémoire. On peut néanmoins remarquer que pour nos essais d'usure, le niveau de chargement extérieur varie peu au cours de l'essai et que le comportement cinématique, plutôt correctement rendu, va être prépondérant sur la limites d'adaptation d'un contact donné La négligence de la part isotrope de l'écrouissage ainsi que la sur-évaluation de la dissipation plastique suggère que les limites d'adaptations vont être trop faibles par rapport à la réalité.

2.4 Caractérisation électrochimique de l'interface 316L/A3

Le comportement électrochimique d'un acier inoxydable en solution A3 est très sensible à différents paramètres tels l'agitation, l'aération de la solution ... Afin de pouvoir décrire par la suite l'effet du frottement sur les paramètres électrochimiques et de disposer d'informations fiables pour l'analyse de la composante corrosive de l'usure, il est donc fondamental de connaître avec précision ce comportement en l'absence de frottement mais dans les conditions imposées par les essais d'usures.

Nous avons donc étudié l'effet de différents facteurs (vieillissement, forme de cellule, rugosité) sur le potentiel libre et les courbes potentiodynamiques Nous avons de plus caractérisé le comportement transitoire de repassivation de l'AI 316L à l'aide de mesures de saut de potentiel en discutant des limites de cette caractérisation.

Ayant décidé de faire varier le milieu par l'adjonction d'un inhibiteur de corrosion, nous avons bien entendu caractérisé l'effet de sa présence sur ces différentes grandeurs.

Sauf avis contraire, les résultats ont étés obtenus avec la cellule électrochimique et le montage présenté au paragraphe 2 1 2

2.4.1 Suivi de potentiel

La figure 2 8 présente l'évolution du potentiel libre de l'AI 316L durant 60 heures On observe que le potentiel de mise à l'eau est de l'ordre de -200 mV et que ce potentiel évolue en moyenne vers des valeurs anodiques, traduisant l'anoblissement global de la couche passive Les fluctuations observées sont quant à elles représentatives de phénomènes de piqûration, la chute momentanée vers des potentiels cathodiques traduisant cette attaque locale

Les sites d'amorçage de ces piqûres correspondent avant tout à la présence d'inclusions ou d'impuretés en surface [12] pour des matériaux industriels comme l'AI 316L La figure 2 9 montre par exemple une photo obtenue par Microscope Electronique à Balayage (MEB) d'une inclusion déchaussée par la piqûration.

Une analyse par rayons X couplée au MEB a permis de déterminer qu'il s'agissait d'une inclusion d'alumine. Nous avons également relevé des départs de piqûres sur des sulfures de manganèse et du silicium, conformément à [12] Nous pouvons toutefois remarquer que durant les 5 premières heures qui vont particulièrement nous intéresser au cours des essais d'usure, la piqûration est limitée et le potentiel évolue entre -200 mV et -150 mV.

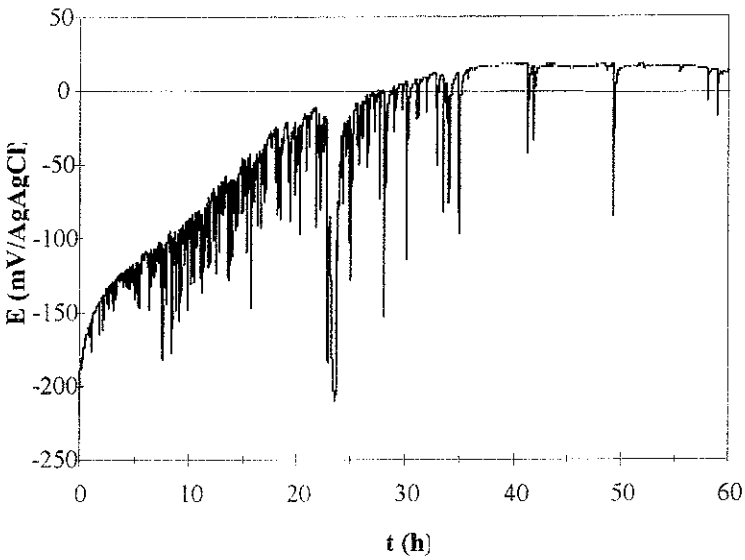


Figure 2 8: Suivi de potentiel libre en solution A3 durant 60h.

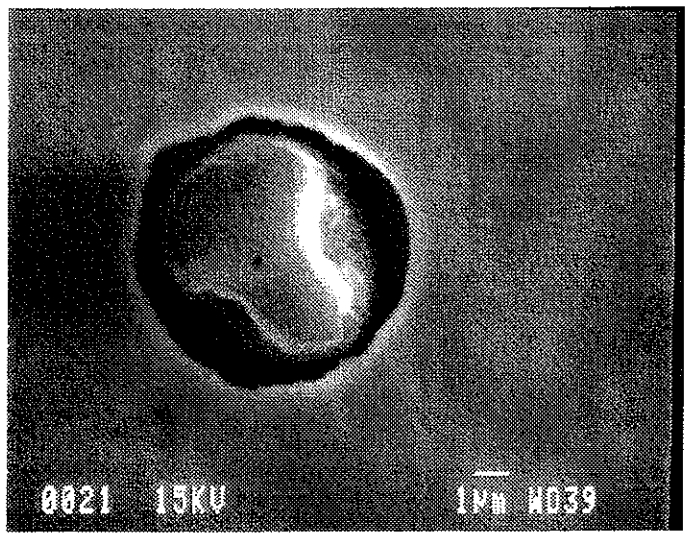


Figure 2.9: Exemple de piqûre s'étant initiée autour d'une inclusion d'alumine.

2.4.2 Courbes intensité-potentiel

La figure 2 10 présente une courbe globale faisant apparaître les différents types de comportement électrochimiques, de la réduction des protons dans le domaine cathodique à la piqûration

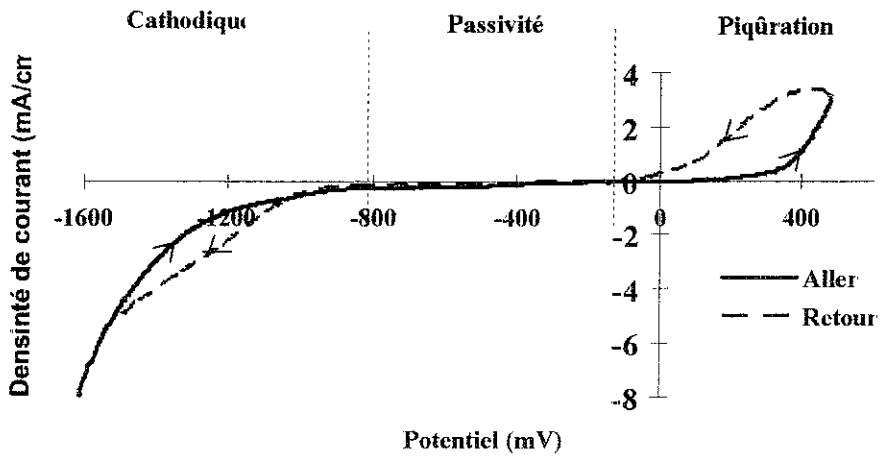


Figure 2 10: Courbe intensité-potentiel globale

Afin de mieux détailler l'échelle des densités de courant sur l'ensemble de la plage de potentiel, il est d'usage de représenter le logarithme de la valeur absolue du courant en fonction du potentiel Ainsi la figure 2 11 fait bien apparaître le potentiel E_0, potentiel aller à courant nul, le potentiel E_p, potentiel de piqûration, et le potentiel U_p, potentiel à courant nul retour Nous associons à E_p le courant $J_{p\,max}$ représentatif de la densité de courant d'échange sur le palier passif

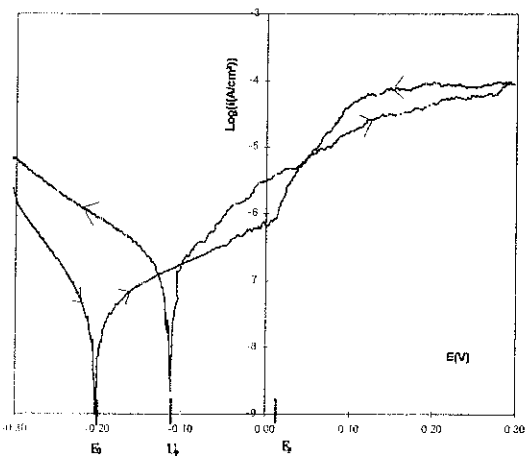


Figure 2 11: Courbe intensité-potentiel moyenne

Ces courbes ont été obtenues à une vitesse de balayage de 50 mV/min La vitesse de balayage a donné lieu à une étude préliminaire afin de s'assurer que le balayage n'est pas trop rapide et que la

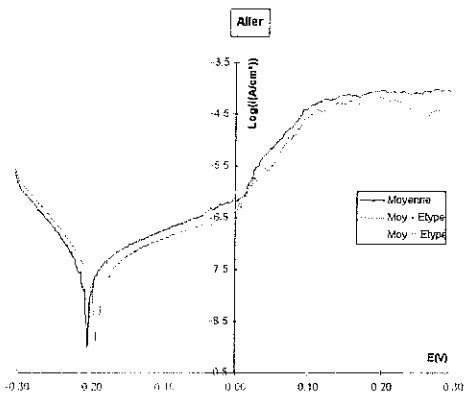


Figure 2.12: Exemple de courbe moyenne avec son enveloppe : courbe aller

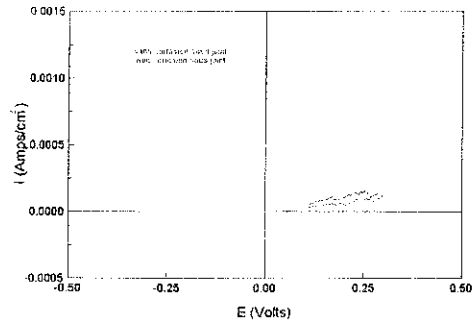


Figure 2.13: Effet de la corrosion sous joint sur la partie anodique des courbes de polarisation

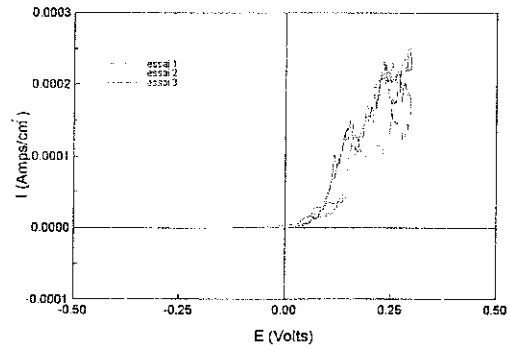


Figure 2.14: Courbes de polarisation anodique, absence de corrosion sous joint

$E_0\ (mV)$	$E_p\ (mV)$	$J_{p\,\max}\ (\mu A \cdot cm^{-2})$	$U_p\ (mV)$
-204 ± 14	18 ± 6	1.4 ± 0.3	-114 ± 18

Tableau 2 2: Valeurs caractéristiques de la courbe intensité-potentiel

courbe représente bien une succession d'états stationnaires. Nous avons ainsi vérifié que les courbes obtenues à 50 mV/min étaient équivalentes à celles obtenues à 10 mV/min, garantissant ainsi la validité des mesures et un compromis acceptable entre précision et durée d'essai. On peut également remarquer que le potentiel E_0 indiqué sur la figure 2 11 correspond bien aux -200 mV du potentiel libre de départ.

La bibliographie ayant clairement souligné l'aspect statistique de la piqûration, nous avons pris un soin particulier à donner l'intervalle de confiance associé à chacune des grandeurs que nous avons retenue. Ainsi, la courbe 2 11 est-elle la moyenne de 5 courbes et les valeurs caractéristiques de celle-ci sont données avec leurs écart-types dans le tableau 2 2.

La figure 2 12 donne à titre d'exemple l'enveloppe de la courbe aller associée la courbe moyenne. On peut remarquer sur cette courbe une zone de pré-piqûration de -50 mV à 18mV associée à la dissolution des sulfures [7]. Détaillons maintenent l'effet de quelques paramètres sur le comportement de l'interface.

Corrosion sous joint. L'effet de la corrosion sous joint est illustré figure 2 13 : cette forme de corrosion affecte les courbes retour et se traduit par une grande difficulté à repassiver ces zones occluses. On voit bien que cet effet parasite doit absolument être maîtrisé avant que tout autre phénomène local, tel le frottement, puisse être interprété. Par contraste, les courbes de polarisation présentées figure 2 14 ont été obtenues avec notre cellule électrochimique et le joint présenté figure 2 5. On observe clairement la dispersion très faible de ces mesures. Il faut néanmoins remarquer que la sensibilité à la corrosion sous joint est fonction du potentiel ou du courant d'arrêt choisi. Ici la plage de potentiel est limitée dans le domaine anodique à +300 mV, mais un balayage jusqu'à des potentiels plus élevés peut réactiver ce processus tout en perturbant bien entendu la valeur de U_p.

Influence de l'agitation. Les premiers essais de caractérisation de l'interface que nous avions menés s'étaient déroulés sans agitation. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 2 3.

On peut remarquer, par comparaison avec le tableau 2 2 que les valeurs sont globalement voisines, le potentiel libre se décalant vers des valeurs légèrement plus anodique. Ce point peut s'expliquer par la désoxygénation progressive de la couche limite en eau stagnante et donc la diminution relative de la réaction de réduction de l'oxygène (1 7) impliquant le décalage du potentiel d'équilibre vers le domaine anodique. L'interprétation des différences sur $J_{p\,\max}$ nécessiterait un plus grand nombre d'expériences afin de réduire l'intervalle d'erreur.

L'effet de l'agitation a également été mis en évidence par Spectroscopie d'Impédance Electrochimique (SIE). Cette méthode est très attrayante car elle permet, de par sa résolution en fréquence, d'accéder à des temps caractéristiques de réactions particulières [52].

Les courbes de la figure 2 15 ont été effectuées les unes à la suite des autres, c'est-à-dire avec environ une heure d'intervalle, dans un milieu stagnant et sous un potentiel moyen légèrement cathodique de -300 mV. L'évolution en basses fréquences des spectres pourrait suggérer une modification des couches

$E_0\ (mV)$	$E_p\ (mV)$	$J_{p\,\max}\ (\mu A \cdot cm^{-2})$	$U_p\ (mV)$
-187 ± 4	8 ± 18	0.5 ± 0.1	-143 ± 12

Tableau 2 3: Valeurs caractéristiques de la courbe intensité-potentiel en eau stagnante

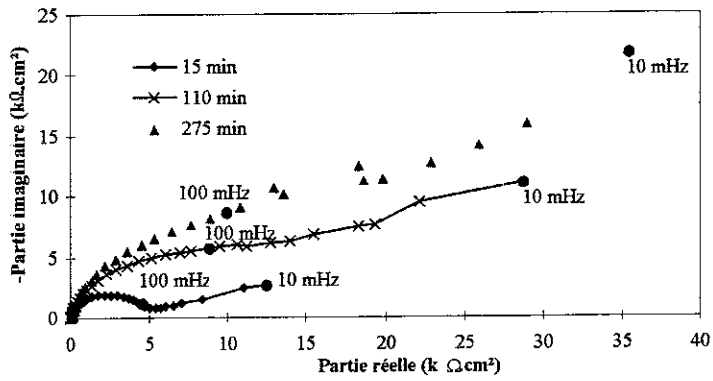


Figure 2.15: Représentation de Nyquist en fonction du temps d'immersion en solution stagnante.

passives. En fait il n'en est rien puisque cette évolution disparaît totalement si la solution est agitée

Cette technique n'a malheureusement pas pu être appliquée pour le moment aux essais sous frottement en raison des trop grandes perturbations que génèrent le frottement en basse fréquence et l'environnement électromagnétique (moteur ...) pour des fréquences plus élevées

Influence de la cellule. Comme nous l'avons évoqué précédemment, notre cellule est loin d'être optimale pour des essais de corrosion pure. En particulier la forme de la contre-électrode et l'éloignement de l'électrode de référence par rapport à l'échantillon peuvent sembler gênants. Pour évacuer cette difficulté, nous avons mené à bien une série d'essais dans une cellule standard (contre électrode formée d'une grille de platine de même diamètre que l'échantillon positionnée parallèlement à celui-ci à une distance de 3cm, l'électrode de référence étant située entre ces deux électrodes). Ces essais, réalisés sans agitation, ont donné les résultats suivants : $E_0 = -183 \pm 7$ mV, $E_p = -17 \pm 24$ mV, $J_{p\,max} = 0.9 \pm 0.3 \mu A/cm^2$ et $U_p = -148 \pm 20$mV. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus au moyen de notre cellule.

Influence du vieillissement à l'air. Nous avons étudié ce paramètre afin d'évaluer l'influence du temps de stockage des échantillons après polissage et dégraissage. Le seul effet observé concerne le potentiel de mise à l'eau, les différences entre des échantillons vieillis durant 24, 48 et 72 heures s'estompant rapidement. A plus forte raison, les courbes potentiodynamiques ne sont pas affectées par le vieillissement à l'air. Cette information a comme conséquence pratique de simplifier la préparation des échantillons pour les essais d'usure (polissage groupé de tous les échantillons ...).

Influence de la rugosité. Toutes les courbes présentées dans ce chapitre ont été obtenues pour des échantillons polis jusqu'à un grain de $1\mu m$ soit un R_a de $0.01\ \mu m$. Cet état de référence étant rapidement perturbé par le frottement, il nous a semblé intéressant d'étudier l'évolution des courbes intensité-potentiel en fonction de la rugosité. Le forme des courbes reste identique mais les caractéristiques électrochi-

	$E_0\ (mV)$	$E_p\ (mV)$	$J_{p\,max}\ (\mu A\ cm^{-2})$
R_a =0.04μm (grade 800)	-220	-31	1.5
R_a =0.4μm (grade 120)	-230	-50	2.8

Tableau 2.4: Evolution des propriétés caractéristiques de la zone passive avec la rugosité

miques du film passif diminuent avec un acroissement de rugosité comme en témoigne le tableau 2.4. On constate que le palier passif est décalé vers des valeurs cathodiques et que sa taille globale diminue

2.4.3 Mesures de transitoires de courant

L'objectif de ces expériences est de tenter de caractériser la reformation du la couche passive Pour ce faire, comme nous l'avons indiqué au premier chapitre de cette partie, plusieurs techniques ont été développées Nous avons quant à nous choisi une méthode de saut de potentiel [31] , dont nous verrons par la suite les limites

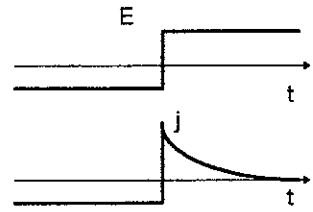


Figure 2 16: Principe de la mesure de transitoire : passage instantané d'un potentiel fortement cathodique à un potentiel dans la zone passive et mesure de la densité de courant correspondante.

Le principe de cette expérience est simple : on considère que sous un potentiel imposé fortement cathodique la couche passive est détruite afin de permettre la réaction de réduction de l'hydrogène (1 6); le passage brutal à un potentiel dans la zone de passivité va se traduire par la reformation de cette couche La partie positive du transitoire de densité de courant présenté schématiquement sur la figure 2.16 est donc représentatif du courant consommé par le phénomène de dissolution/repassivation

Notre but ici n'est nullement de décrire les différents phénomènes élémentaires complexes résultant dans ce transitoire, mais de caractériser la densité de charge globale dissipée par l'AI316L en fonction du potentiel imposé

La figure 2.17 présente la forme des transitoires obtenus pour un saut de -1,5 V aux trois potentiels finaux indiqués en légende. La valeur du potentiel de départ n'a pas une grande influence sur les courbes pour peu qu'il soit suffisamment cathodique. Ces courbes ont été obtenues à l'aide d'un programme d'acquisition synchronisant la mesure de courant sur l'instant du saut de potentiel. Cette mesure s'effectue à une fréquence d'acquisition f_q de 10 kHz.

Les courbes peuvent être correctement "fittées" sur une base de fonctions exponentielles inverses $b_i = a_i e^{-\frac{t}{\tau_i}}, i = 1, 2, \ldots$ Le calcul de la densité de charge se fait simplement par intégration numérique :

$$C(E) = \int_0^{t_{\max}} j(E,t)dt \approx \frac{1}{f_q} \sum_{i=1}^{N_{\max}} j(E,t_i)$$

la valeur de $t_{\max}$ a peu d'importance du fait de l'amortissement rapide de $j(E,t)$ et nous l'avons fixé à 200 ms.

L'évolution de la densité de charge en fonction du potentiel est présentée figure 2.18. Cette courbe, moyenne de trois essais, a été obtenue dans la configuration présentée au paragraphe 2.1.2

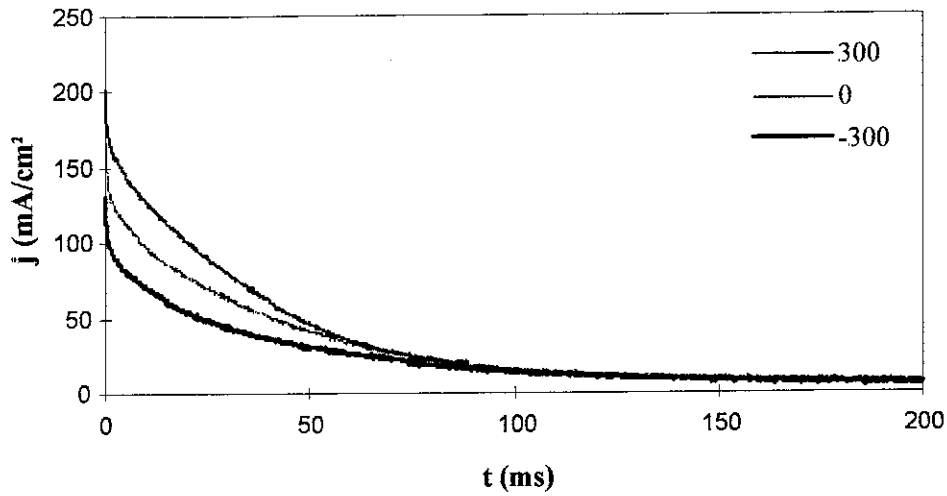


Figure 2.17: Transitoires de courant mesurés en milieu A3

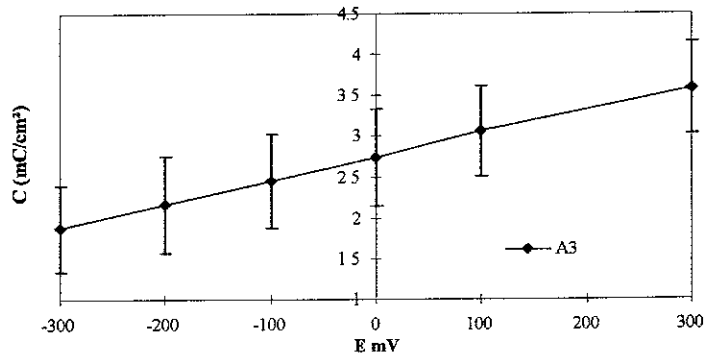


Figure 2 18: Evolution de la densité de charge dissipée dans un saut de potentiel

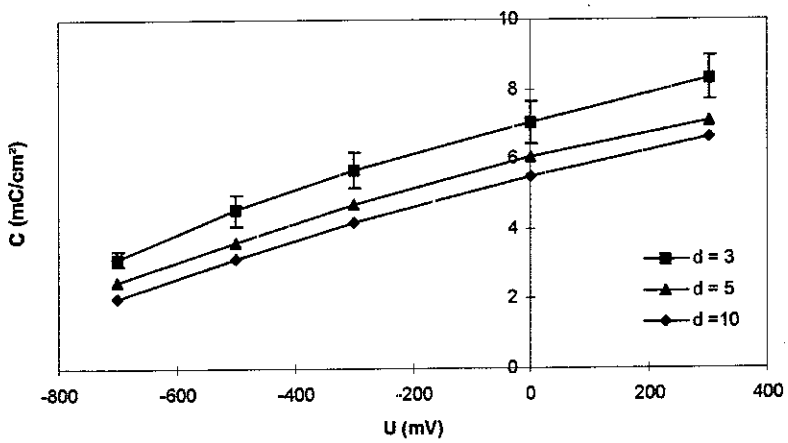


Figure 2 19: Influence de la distance entre électrode de référence et surface sur la densité de charge

Remarque importante. Les valeurs absolues des mesures présentées ci-dessus sont à prendre avec une grande circonspection En effet, la figure 2 17 fait apparaître une densité de courant importante dans les premiers instants de la repassivation

Or si la bonne conductivité de notre électrolyte, associée à la faiblesse des courants dans le palier passif, nous a permis jusqu'à présent de négliger la chute ohmique entre l'interface et l'électrode de référence, il faut maintenant intégrer cette contribution

La différence de potentiel imposée lors du saut, notée U s'écrit donc

$$U(t) = E(t) + R(\mathbf{x})j(t) - E_0$$

où E_0 désigne le potentiel de l'électrode de référence, E, la valeur du potentiel "réel" de l'interface et $R(\mathbf{x})$ est la résistance de l'électrolyte entre l'électrode de référence et la surface et est donc fonction de la distance entre cette dernière et la surface L'influence de la distance électrode de référence/surface est montrée figure 2 19

Cette courbe a été obtenue à l'aide de la cellule de référence décrite plus haut qui nous permet de mesurer précisément la distance électrode de référence/surface indiquée en légende On observe la décroissance du nombre de charges en fonction de la distance, ce qui confirme bien l'effet de la chute

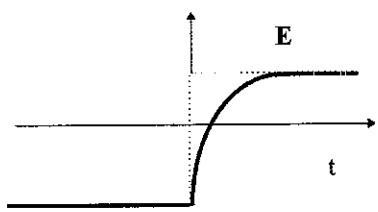


Figure 2 20: Evolution plus "réaliste" du potentiel de la surface

ohmique puisque la résistance est une fonction croissante de la distance. Par rapport à la figure 2.16, l'évolution réelle de $E(t)$ serait plutôt celle de la figure 2.20

Cette approche est de plus très simplifiée par rapport à la réalité puisqu'elle suppose l'homogénéité du potentiel de la surface. Ce dernier point est assez illusoire en comportement dynamique, et nous avons pu le vérifier en changeant la surface exposée à l'électrolyte.

Cette approche par saut de potentiel, étant fonction de la géométrie de la cellule, ne peut donc pas être totalement quantitative mais elle permet néanmoins la comparaison de phénomènes se déroulant à des potentiels globaux différents. L'effet de la cellule peut grossièrement être assimilée à une constante multiplicative comme en témoigne la figure 2.19. On peut également remarquer que cette méthode à le mérite d'être relativement simple à mettre en oeuvre et donne des résultats reproductibles sans nécessiter l'intervention d'un perturbateur mécanique (scratch, abrasion...). Nous discuterons au cours du chapitre 4 de la représentativité de cet essai pour les problèmes de dépassivation mécanique.

2.4.4 Influence d'un inhibiteur de corrosion : le chromate de potassium

Comme nous l'avons signalé à la section 2.2, nous avons étudié l'effet de l'ajout de 1000 ppm de chromate de potassium à notre solution A3 sur la partie corrosive de l'usure. Les ions CrO_4^-, s'insérant dans la couche passive à la place de l'ion Cl^-, stabilisent la couche passive et augmentent la tenue à la piqûration. Il est donc intéressant de s'interroger si cet effet bénéfique se retrouve sur l'évolution des paramètres électrochimiques sous frottement.

En ce qui concerne les essais de corrosion classiques, on note tout d'abord que le potentiel d'abandon se stabilise aux alentours de -150 mV. La courbe intensité potentiel moyenne, figure 2.21, montre clairement l'effet bénéfique de l'adjonction des chromates sur la plage de passivité : le passage en zone anodique se fait à -176 mV ± 8 et le passage en piqûration se situe à 174 mV ± 13 pour un courant de 1.4 $\pm 0.3\ \mu A\,cm^{-2}$.

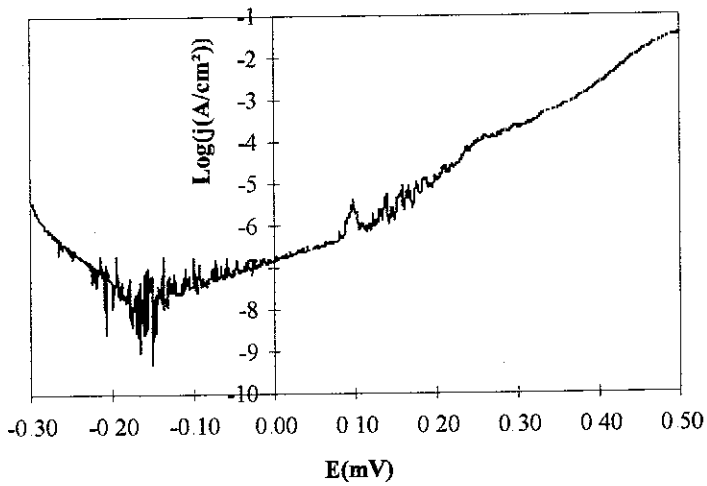


Figure 2.21: courbe intensité potentielle en solution A3+1000 ppm K_2CrO_4

Des mesures de transitoire de repassivation ont été effectuées dans les mêmes conditions que les

résultats de la figure 2.18. Nous comparons sur la figure 2.22 les deux séries d'essais

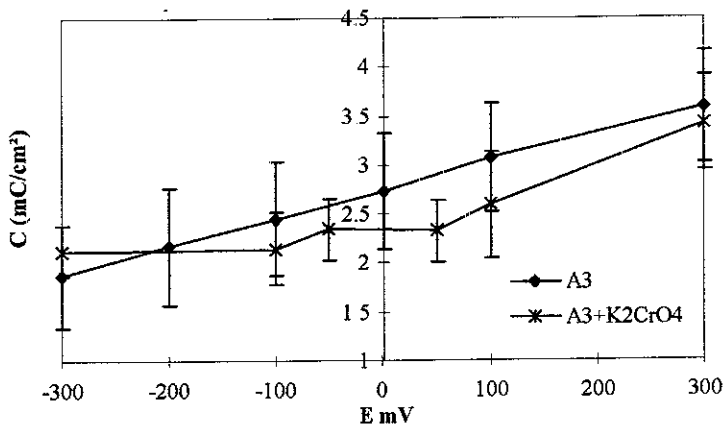


Figure 2.22: Comparaison des densité de charges consommées en présence et en absence de chromate de potassium

Ici aussi, on observe l'effet bénéfique du chromate de potassium. Si cet effet peut être expliqué en ce qui concerne les grandeurs stationnaires, nous nous gardons bien de tenter de modéliser physiquement cette influence sur le comportement transitoire, seule l'information phénoménologique globale nous intéressant pour notre étude.

2.5 Conditions expérimentales

Cette section récapitule bon nombre d'informations évoquées dans ce chapitre et se penche plus précisément sur la description mécanique du contact pour les essais que nous avons effectués. Nous précisons en particulier les pressions de contact en début d'essais ainsi que le rôle lubrifiant que pourrait jouer la solution A3 avec nos paramètres tribologiques.

2.5.1 Configuration de l'essai

Géométrie de contact. Le disque en Al 316L est plan, poli spéculairement jusqu'à un grade $1\mu m$, ce qui correspond à un R_a de $0.01\mu m$.

Le pion est un cylindre d'alumine de diamètre 7 mm et de longueur 50 mm. Le bout hémisphérique de ce pion présente un rayon de 30 ± 0.1 mm et un R_a de $0.1\mu m$.

Paramètres globaux imposés. La vitesse de rotation du pion a été fixée à 40 t.min^{-1} durant tous les essais. L'effet de ce paramètre a fait l'objet de quelques tests mais d'aucune campagne d'investigation systématique. Le choix de cette vitesse lente a été guidé par le point suivant : le but étant la compréhension des synergies éventuelles usure/corrosion, nous voulions absolument nous affranchir de tout effet thermique macroscopique dans le contact. D'autre part, il eut été intéressant de faire varier la fréquence de rotation en fonction de la fréquence caractéristique estimée de phénomènes de dépassivation/repassivation. Pour atteindre ces fréquences, une vitesse de rotation supérieure à 500 t.min^{-1} est nécessaire, ce qui dépasse

la capacité de notre moteur. A 40 t min^{-1} la vitesse linéaire est de 33 mm s^{-1}.

Les charges normales appliquées sont de 40 et 60 N pour les essais d'usure et de frottement. Comme nous l'avons signalé plus haut, nous avons tenté des essais à des charges plus élevées, mais les résultats étaient inexploitables du fait de la rupture de l'alumine.

Préparation des échantillons. Après polissage, les échantillons sont nettoyés au trichloéthylène sous ultrasons puis dégraissés à l'éthanol sous ultrason. Les pions subissent un traitement équivalent. Nous avons indiqué que les pions étaient souvent réutilisables. Afin de les débarrasser des produits de corrosion les recouvrant en fin d'essai, ils sont trempés dans une solution d'acide chlorhydrique 0.5N puis rincés à l'eau distillée.

Déroulement des essais de frottement et d'usure. Plusieurs types d'essais ont été effectués que l'on peut classer suivant les grandeurs à mesurer et les paramètres électrochimiques imposés.

A potentiel libre, nous avons mesuré l'évolution du coefficient de frottement sur des durées variables, mais en suivant toujours la même mise en route : mise à l'eau de l'échantillon, suivi de potentiel sans frottement durant 10 min puis application du frottement pour la durée de l'essai.

En ce qui concerne les essais à potentiel imposé, nous avons employé deux procédures différentes. Pour la mesure de coefficient de frottement, l'échantillon est polarisé durant 10 min au premier potentiel appliqué, puis le frottement débute. Le frottement s'effectue par paliers d'environ une heure par potentiel afin d'obtenir une bonne stabilisation des forces de frottement, puis on passe au potentiel suivant. Cette procédure permet de limiter le nombre d'essais. Les essais d'usure sous potentiel imposé suivent quant à eux la séquence suivante : polarisation durant 10 mn au potentiel imposé sur toute la durée de l'essai puis frottement durant 5 heures, soit à notre vitesse de rotation $1.2\ 10^4$ cycles.

Comme pour la caractérisation électrochimique de l'interface nous avons pris soin de préciser pour chaque point expérimental l'intervalle de confiance qui lui est associé. Ainsi, sauf avis contraire, chaque résultat de frottement et d'usure est le fruit de trois essais, permettant ainsi de définir des "barres d'erreur" fiables.

Mesure d'usure. L'usure ne pouvant pas être mesurée en continu, nous la déterminons en fin d'essai par une mesure profilométrique. Cette mesure, effectuée à l'aide d'un profilomètre mécanique Tencor P-1, consiste à mesurer quatre profils radiaux de la piste de frottement répartis à 90°. A partir de ces profils une moyenne est effectuée sur principalement trois paramètres : le volume d'usure, la profondeur au centre de la piste et la largeur de la piste. Le volume d'usure est déterminé par la mesure de la surface enlevée sous le niveau initial de l'échantillon, cette surface moyenne étant multipliée par le facteur $2\pi\bar{r}$, avec $\bar{r}$, le rayon moyen, qui vaut 8 mm dans notre cas.

2.5.2 Analyse mécanique du contact

Analyse hertzienne. La configuration pion-disque a été choisie afin de pouvoir estimer les pressions de contact et de limiter les singularités de contraintes. En première approximation, nous pouvons estimer les pressions de contact à l'aide de la théorie de Hertz tout en étant conscient que cette théorie néglige l'effet d'éventuelles déformations inélastiques sur la répartition de pression. Pour nos niveaux de chargement nous pouvons ainsi calculer la pression hertzienne maximum p_0 et le rayon de contact a avec les paramètres géométriques et mécaniques décrits précédemment [25].

Les valeurs obtenues (tableau 2.5) sont à comparer avec la limite élastique en cisaillement du maté-

	60N	40N
$p_0\ (MPa)$	661	578
$a\ (mm)$	0.20	0.18

Tableau 2 5: Dépouillement hertzien du contact

riau : quel que soit le coefficient de frottement, les contraintes générées par ce chargement sont suffisantes pour plastifier l'acier inoxydable comme le montre la figure 1.3. Nous détaillerons au chapitre 4 les différentes implications de cette dernière remarque.

Lubrification élastohydrodynamique.

L'analyse mécanique des régimes de lubrification des contacts sphère/plan a donné lieu à une littérature abondante en ce qui concerne la lubrification élastohydrodynamique, c'est-à-dire dans le cas d'un film de fluide suffisamment épais pour être traité à l'aide d'une modélisation de type milieu continu.

Nous reprenons ici des résultats classiques d'Archard [3] , de Cheng [13] et de Hamrock [22] qui ont l'avantage de se résumer, pour ce type de contact, sous la forme d'une simple équation adimensionnée liant l'épaisseur adimensionnée H_0 du fluide au centre à trois paramètres :

$$H_0 = k_0 U^{\alpha}\, G_m^{\beta}\, W_N^{\gamma}$$

où k_0, α, β, γ, sont des constantes issues du modèle numérique et U est le paramètre adimensionné représentatif de la vitesse relative des deux solides, G_m est le paramètre adimensionné représentatif des caractéristiques matériau et W_N est le paramètre de charge. Plus précisément ces paramètres sont définis par :

$$\begin{cases} H_0 = \frac{h_0}{R} \\ U = \frac{\eta_0 V}{\pi R E^*} \\ G_m = \vartheta \pi E^* \\ W_N = \frac{N}{\pi E^* R^2} \end{cases}$$

où :

- h_0 : épaisseur de fluide au centre du contact (m),
- R : rayon de la sphère (m),
- η_0 : viscosité dynamique du fluide (Pa s) à $p = p_0$,
- V : vitesse linéaire relative des deux surfaces (m s^{-1}),
- E^* : module équivalent en Pa des deux matériaux 1 et 2 , $E^* = (\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2})^{-1}$),
- ϑ: exposant de la loi de Barus $\eta(p) = \eta_0\, e^{\vartheta(p-p_0)}$ liant la viscosité à la pression (Pa^{-1})

	k_0	α	β	γ
Archard	0.81	0.74	0.74	-0.074
Cheng	0.97	0.714	0.714	-0.058
Harmrock	1.23	0.67	0.53	-0.067

Tableau 2 6: Constantes des modèles de lubrification

	40 N	60 N
Archard : h_0 (nm)	2.55	2.48
Cheng : $h_0(nm)$	4.17	4.09
Harmrock : $h_0(nm)$	11.26	10.9

Tableau 2.7: Epaisseurs de fluide au centre du contact prévues par la théorie élastohydrodynamique

Toutes ces approches numériques sont basées sur une description isotherme du problème, le fluide étant considéré laminaire Les trois auteurs cités obtiennent donc les coefficients suivants regroupés dans le tableau 2 6

Pour nos essais, outre les différents paramètres géométriques et mécaniques des antagonistes, il nous faut caractériser les paramètres lubrifiants de la solution A3. Nous avons en première approximation négligé l'effet du sel et pris les constantes suivantes : $\eta_0 = 0.001$Pa.s et $\vartheta = 5.87\ 10^{-10}$ Pa^{-1} ([47] chap B6) Nous obtenons pour une vitesse de rotation de 40 t/min et les deux charges appliquées les résultats du tableau 2 7

Ces épaisseurs sont très loin d'être celles traitables par une modélisation de type milieu continu et, en tout état de cause, l'épaisseur de ce film éventuel serait inférieur à la rugosité des surfaces Disons simplement que la théorie ne prévoit pas de phénomènes de lubrification hydrodynamique pour notre configuration expérimentale!

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

Ce chapitre regroupe la synthèse des résultats expérimentaux que nous avons obtenus pour la tribocorrosion de l'Acier Inoxydable 316L (AI 316L) en solution A3. Tous ces résultats ont été obtenus, sauf cas contraire, dans les conditions expérimentales exposées dans le précédent chapitre.

L'étude bibliographique ayant fait apparaître l'importance des couplages entre les grandeurs mécaniques et environnementales intervenant dans le système tribologique, nous avons donc choisi au cours de nos expériences de souligner de la façon la plus complète possible les différents termes de ces couplages. Nous avons ainsi préféré faire varier en priorité des paramètres physico-chimiques de l'interface métal/solution plûtot que de mener une étude systématique basée sur les paramètres de commande classiques des essais de tribologie (force normale, vitesse de glissement, rugosité ...).

La présentation des résultats expérimentaux s'articule donc suivant les deux termes principaux du couplage entre tribologie et corrosion :

- La première section expose les modification sous l'effet du frottement des caractéristiques de l'interface AI316L/solution A3 présentées dans la section 2.4 du chapitre précédent. Ces résultats sont représentatifs du couplage "mécano-chimique". Nous passerons en revue les effets du frottement sur le potentiel libre, les courbes intensité-potentiel, et nous donnerons quelques informations sur le comportement transitoire.
- La deuxième section regroupe les résultats de tribologie (coefficient de frottement, usure), en précisant la sensibilité de ces résultats aux paramètres électrochimiques de l'interface, c'est-à-dire au couplage "chimico-mécanique".

Nous présenterons, associés à chacun de ces résultats, des éléments d'interprétation de ces effets basées sur des notions mécaniques ou physico-chimiques.

L'interprétation des résultats d'usure donnera lieu quant-à-elle à des développements plus approfondis dans le prochain chapitre.

3.1 Effet du frottement sur le comportement électrochimique

Cette section passe en revue l'effet du frottement sur les différentes grandeurs caractéristiques de l'interface : potentiel libre, courbes intensité-potentiel, ainsi que quelques remarques sur les aspects transitoires sous frottement. La connaissance de l'évolution de ces propriétés sous frottement est fondamentale, en particulier pour l'interprétation des résultats d'usure, comme nous le verrons au chapitre suivant.

Comme nous l'avons signalé dans la section 2.4 du chapitre précédent, nous n'avons pas pu compléter ces informations à l'aide de mesures d'impédances sous frottement du fait de l'instabilité des signaux.

3.1.1 Potentiel libre

La figure 3.1 montre le déplacement de la valeur du potentiel libre vers des valeurs cathodiques lors du démarrage du frottement. Ainsi sur cette courbe obtenue en milieu A3+K_2CrO_4 sous 60 N on observe un saut initial depuis le potentiel libre sans frottement (environ -160 mV) jusqu'à un potentiel d'environ -550 mV suivi d'une légère remontée du potentiel avant stabilisation à sa valeur stationnnaire autour de -450 mV. Le saut de potentiel vers des valeurs cathodiques est similaire au comportement observé dans des solutions d'acide sulfurique [24] et montre la sensibilité du potentiel à des perturbation de la surface par frottement

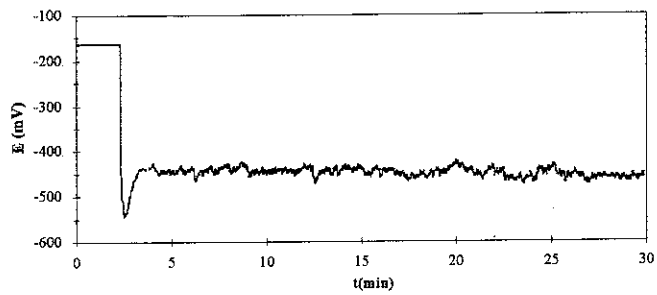


Figure 3.1: Evolution du potentiel libre sous frottement sous 60 N en milieu A3+K_2CrO_4.

La valeur du potentiel final est assez sensiblement la même en absence ou en présence de chromates, l'amplitude du saut étant donc légèrement plus importante dans le cas de l'ajout de chromate. Si la valeur finale du potentiel libre sous frottement a toujours été comprise entre -400 et -500 mV, on observe une dispersion assez importante entre les différents échantillons, et il faudrait mener une étude statistique plus approfondie pour tenter de différencier les deux niveaux de chargement normal

La forme des courbes est par contre sensiblement identique : deux domaines peuvent être distingués plus précisément sur la figure 3.2 : une période de rodage jusqu'à 50-60 cycles environ (soit à-peu-près 1,5 minutes avec notre vitesse de rotation) suivie d'une période stationnaire.

La chute globale du potentiel vers des valeurs cathodiques peut s'interpréter en terme d'équilibre de réactions anodiques et cathodique à la surface de l'échantillon [55].

Le potentiel libre est le résultat d'une compensation entre les courants résultant des réactions anodiques et cathodiques distribuées à la surface. Soit θ (resp. $1-\theta$) le taux de recouvrement de la surface en réactions anodiques (resp. cathodique) avec une densité de courant $j_a(E)$ (resp. $j_c(E)$). Le comportement typique de ces deux densités de courant est présenté schématiquement sur la figure 3.3. Si la réaction

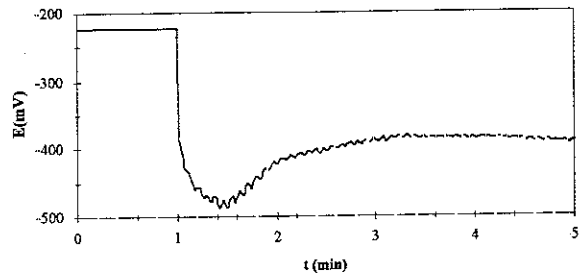


Figure 3 2: Phase transitoire de l'évolutaion du potentiel libre sous frottement en solution A3 sous 60 N

cathodique a de fortes chances d'être dans notre cas la réaction de réduction de l'oxygène dissous, nous ne chercherons pas à associer au comportement anodique une réaction particulière

Au potentiel libre, c'est-à-dire en circuit ouvert, l'échantillon doit rester globalement neutre, ce que l'on traduit par l'équilibre global des courants :

$$\theta\, j_a(E) + (1-\theta) j_c(E) = 0$$

Cette relation reste vraie $\forall\ t$ (le courant global mesuré reste nul) y compris lors de l'application du frottement Cette dernière remarque nous permet donc d'écrire la relation de consistance suivante :

$$\frac{d}{dt}(\theta\, j_a(E) + (1-\theta) j_c(E)) = 0$$

qui nous permet de lier la variation de potentiel $\frac{dE}{dt}$ à la variation de taux de recouvrement :

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{j_c(E)\frac{dj_a(E)}{dE} - j_a(E)\frac{dj_c(E)}{dE}}{(j_c(E) - j_a(E))^2}\ \frac{dE}{dt} = A(E(t))\ \frac{dE}{dt}$$

$j_c(E)$ étant négative croissante et $j_a(E)$ positive croissante, le facteur $A(E(t))$ est donc négatif pour tout $E(t)\ \forall\ t$

Les évolutions des figures 3.1 et 3 2 sont cohérentes avec cette dernière équation : le frottement,

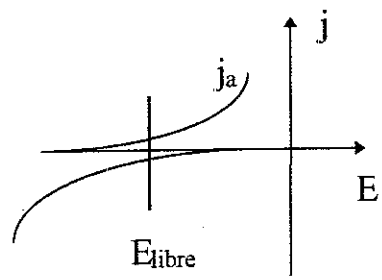


Figure 3 3: Equilibre des courants anodiques et cathodiques au potentiel libre

dégradant ou arrachant les couches passives va réactiver des réactions anodiques et donc nous aurons $\frac{d\theta}{dt} > 0$ ce qui implique que $\frac{dE}{dt} < 0$.

La phase de stabilisation de la figure 3.2 peut s'expliquer selon l'alternative suivante : soit la réactivité de la surface se modifie avec le frottement, affectant ainsi $j_a(E)$ et $j_c(E)$, soit θ évolue du fait de la modification globale de la géométrie de la piste d'usure.

Si, à l'appui de la première option, les déformations plastiques de la surface peuvent modifier la forme et l'importance relative des réactions élémentaires, il faudrait substantiellement modifier la forme de ces dernières pour rendre $A(E(t))$ positif.

Face à cela, l'analyse mécanique du contact présentée au chapitre précédent a montré que pour les deux niveaux de charge la limite élastique du matériau est dépassée, impliquant des déformations plastiques de l'AI 316L. On peut compléter ce constat à l'aide de la mesure des forces de frottement de la section 3.2.1 de ce chapitre : la valeur du coefficient de frottement est suffisante pour que la plastification ait lieu en priorité en surface. Nous sommes donc dans une situation où chaque passage du pion va générer un écoulement plastique de la matière en surface. Cet écoulement génère quant à lui une modification géométrique de la surface de l'AI 316L : initialement plane, cette surface va évoluer vers une forme de "rigole" dans laquelle le pion va glisser.

On peut donc, sur cette base mécanique, interpréter la phase transitoire de la manière suivante : après la chute de potentiel (considérée comme instantanée à notre échelle de temps), les déformations plastiques de la surface vont avoir pour conséquence d'augmenter à chaque cycle la largeur de la piste ce qui implique donc que θ augmente et explique la diminution lente de E.

Or, si la largeur de la piste augmente, c'est-à-dire que l'aire de contact augmente, cela signifie que la pression va diminuer en moyenne pour équilibrer la charge normale. Cette diminution de pression va limiter petit à petit l'amplitude des déformations plastiques et permettre un état stabilisé qui soit élastique. Ces observations nous ont amené à reconsidérer le dépouillement hertzien de nos essais, et nous présenterons au chapitre suivant les détails d'une analyse mécanique simple intégrant l'effet des déformations plastiques sur la largeur de piste et la répartition de pression.

3.1.2 Courbes intensité-potentiel

Les courbes intensité-potentiel sont très fortement modifiées comme en témoigne la figure 3.4. Cette figure présente en échelle logarithmique deux courbes obtenues sous frottement en milieu A3 ainsi que la courbe moyenne obtenue sans frottement. On peut remarquer tout d'abord la bonne reproductibilité des courbes sous frottement.

Le potentiel libre, situé aux environs de -450 mV, est cohérent avec la valeur présentée sur la figure 3.2. Les mesures de courants anodiques sur le "palier passif" font apparaître une augmentation significative, de l'ordre d'un facteur 100 vers 0 mV. Cette augmentation, tout à fait prévisible, est cohérente avec les données présentés dans l'étude bibliographique. La figure 3.8 présente l'évolution du courant sous frottement dans la zone anodique pour le même niveau de charge et le même milieu. L'évolution sensiblement linéaire correspondant à l'intervalle [-500 mV, +200 mV], se complète par une augmentation rapide pour des potentiels plus élevés. Cette allure pourrait être représentative d'un phénomène de dissolution légèrement atténué par la réaction de l'oxygène dissous.

L'effet des ions chromates (figure 3.5) apparaît essentiellement dans le domaine anodique et pour des potentiels inférieurs à 150 mV, la densité intensité-potentiel avec chromate ayant sur l'ensemble de la plage de potentiel sensiblement la même forme que celle en solution A3.

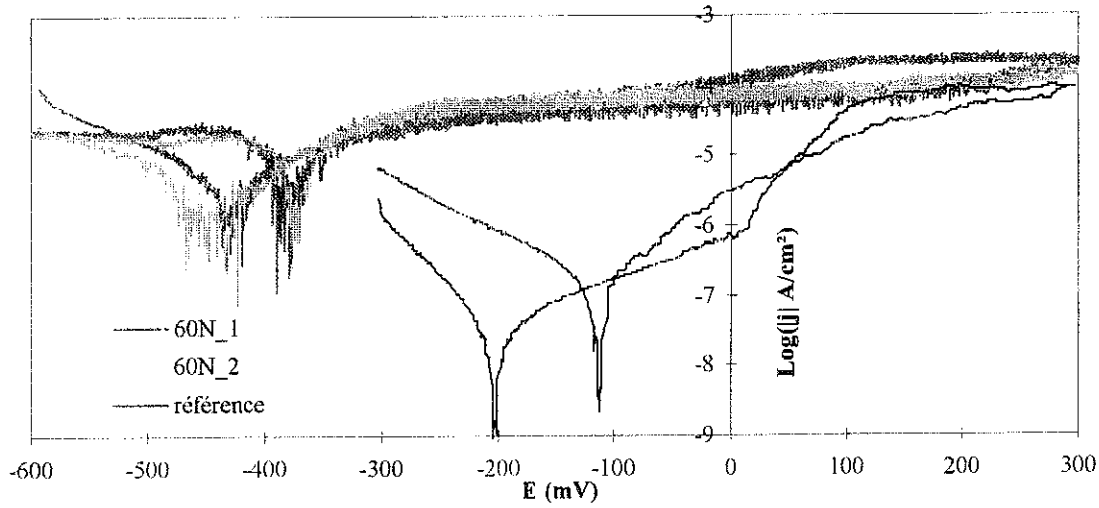


Figure 3 4: Courbes intensité potentiel en solution A3 sous 60 N, comparaison avec la courbe sans frottement.

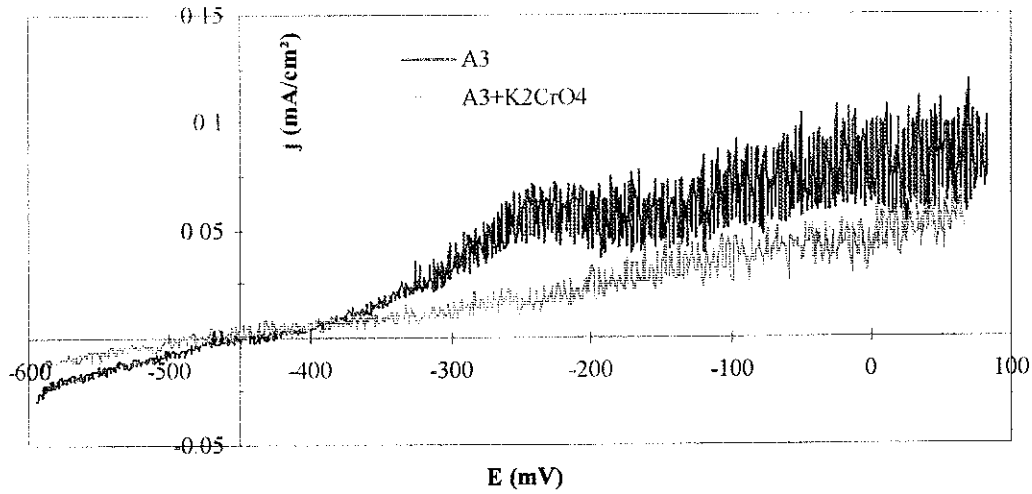


Figure 3 5: Influence de la présence d'ions chromate sur les densités de courant anodique sous frottement (60 N).

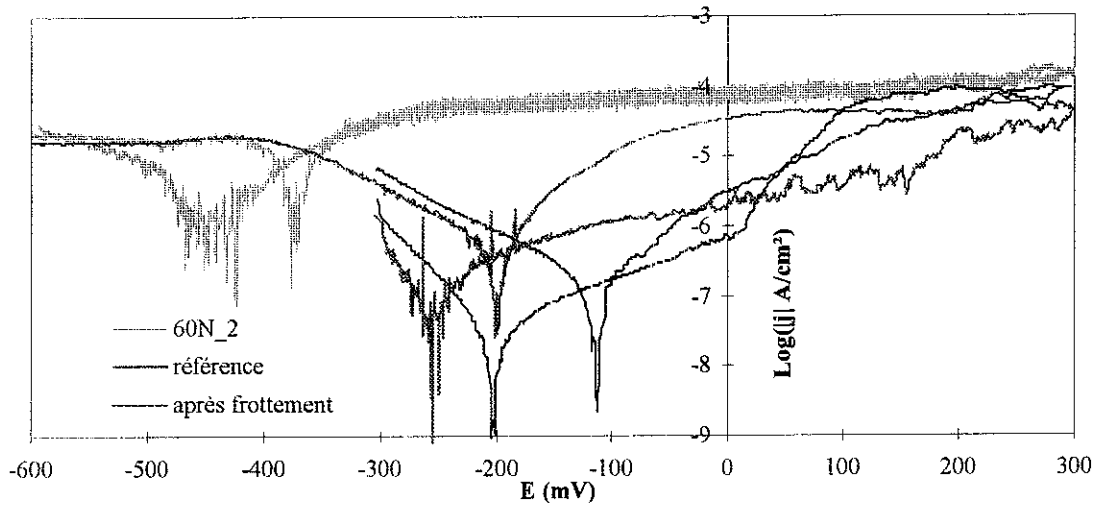


Figure 3 6: Courbe intensité-potentiel après frottement en solution A3

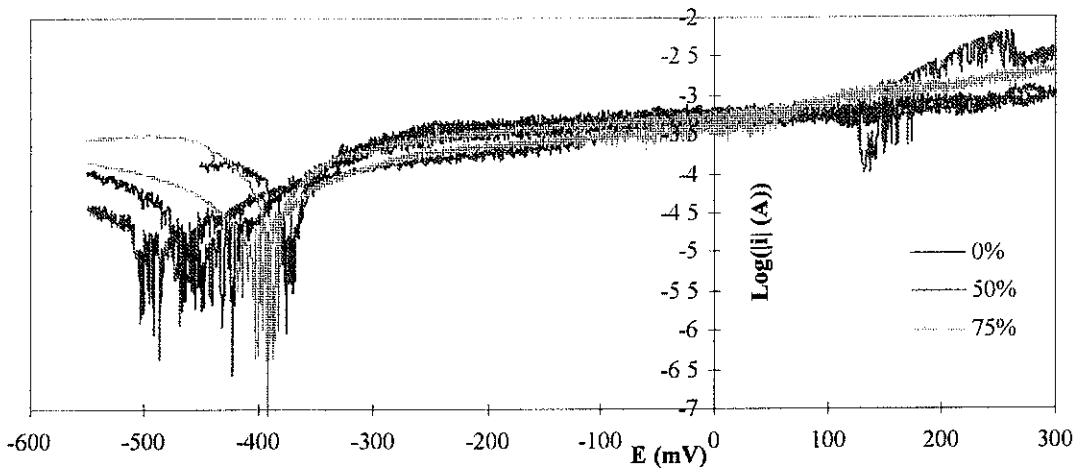


Figure 3 7: Influence de la surface exposée sur le courant total sous frottement (A3, 60 N)

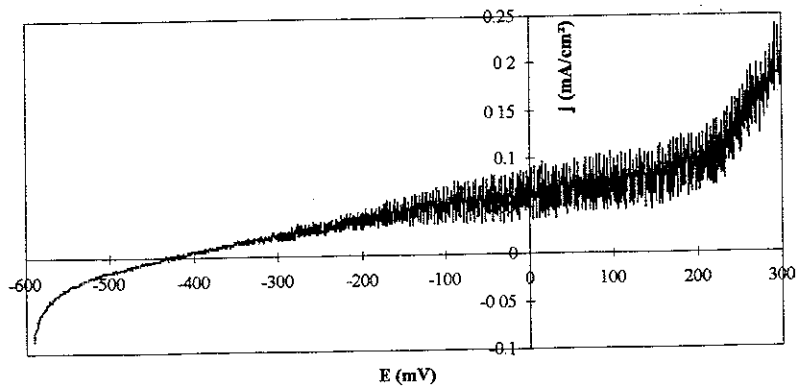


Figure 3 8: Densités de courant sous frottement (60 N) en milieu A3

Comme pour les évolutions du potentiel libre, nous n'observons pas de différences significatives entre les courbes intensité-potentiel obtenues aux deux niveaux de charge

Nous présenterons, en liaison avec les essais d'usure de la section 3.2 2, les courants mesurés sous frottement et contrôle potentiostatique (figure 3 20)

La forme radicalement différente des courbes sous frottement peut s'interpréter essentiellement suivant deux mécanismes différents : soit le frottement modifie de manière irréversible le comportement électrochimique du matériau dans la piste, soit le frottement, de par son effet de dépassivation mécanique, réactive des processus anodiques de dissolution liés au matériau de base

La première hypothèse signifierait bien entendu un couplage fort entre les propriétés mécaniques du matériau et les propriétés de la surface (sensibilité de la réactivité aux contraintes résiduelles, à l'écrouissage) Si tel était le cas, ces modifications devraient être durables, et leur effet devrait toujours se faire sentir après l'arrêt du frottement La figure 3 6, montre une courbe intensité-potentiel obtenue immédiatement après frottement On voit clairement que cette dernière se rapproche plus de la courbe de référence que de la courbe sous frottement Les élévations de courant dans la zone passive peuvent être comparées aux résultats du tableau 3 4 : elles sont du même ordre de grandeur et peuvent donc être caractéristiques soit de la modification locale de géométrie, soit de changements mécaniques dans la piste Les mesures de contraintes résiduelles par rayons X effectuées pour les différents états de surface présentés dans le tableau 3 4 évoluent comme la rugosité, ce qui ne permet donc pas de trancher

La deuxième hypothèse pouvant expliquer la forme des courbes sous frottement se base sur la réactivation locale après le passage du pion de phénomènes transitoires de dissolution/repassivation Elle fait intervenir des phénomènes transitoires ce qui est cohérent avec le résultat de la figure 3 6

Si cette hypothèse s'avère exacte cela voudrait dire que l'accroissement de courant dans la zone anodique, c'est à dire en pratique la presque totalité du courant, serait consommée par la repassivation de la piste après le passage du pion Ces phénomènes, pour un point donné de la surface frottée sont transitoires et dépendent du temps, mais en se plaçant dans un repère lié au pion en rotation continue à vitesse constante, l'état de la surface est uniquement fonction de la position relative par rapport à ce dernier On peut donc envisager l'effet stationnaire comme la somme de ces phénomènes transitoires Si le courant dans la zone anodique est consommé après le passage du pion, cela signifie que cette valeur ne devrait pas être affectée par la surface globale de l'échantillon exposée à la solution Nous avons donc masqué à l'aide d'un vernis une partie de la surface non-affectée par le frottement afin de voir la sensibilité du

courant total à ce paramètre On voit sur la figure 3 7 les résultats pour trois surfaces exposées : 0% représentant les 7cm^2 de la surface non vernie, les deux autres pourcentages indiquent la proportion de surface vernie (les fluctuations de la courbe à 50% sont uniquement dues à un problème de calibre de mesure du potentiostat). Il apparaît clairement que le courant total n'est pas fonction de la surface exposée, ce qui confirme l'hypothèse envisagée.

Cette information est également intéressante d'un point de vue pratique car elle montre que ces courants n'intéressent que la zone frottée et sont donc sensiblement indépendants de la forme de l'échantillon. Cette dernière remarque permet l'utilisation de ces résultats pour d'autres configurations de frottement, ce qui est important d'un point de vue industriel On peut toutefois remarquer que les courants assez élevés de la figure 3 7, rapportés à une surface assez petite à l'arrière du pion, vont générer des densités de courant locales importantes au voisinage de ce dernier. Il convient donc de s'interroger sur l'influence potentielle de la chute ohmique sur ces résultats, comme nous l'avons souligné au paragraphe 2 4 3.

3.1.3 Comportement transitoire

Nous avons tenté d'accéder au comportement transitoire ayant lieu derrière le pion en interrompant brutalement la rotation. Les transitoires de courants correspondants sont présentés figure 3 9 pour les deux valeurs de potentiels indiqués en légende

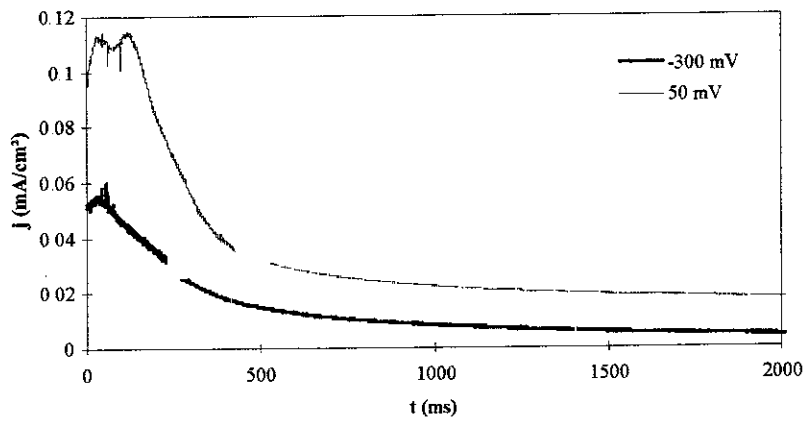


Figure 3 9: Courant mesuré lors de l'arret de la rotation du pion pour -300 et 50 mV (A3, 60N).

On voit clairement que les constantes de temps diffèrent de celles obtenues par saut de potentiel, ceci pouvant être dû, comme nous l'avons signalé, à des effets de chute ohmique et/ou à des phénomènes locaux sous le pion, l'électrolyte piégé dans la rugosité pouvant éventuellement réagir, mais avec une constante de temps beaucoup plus grande.

3.2 Effet de l'état électrochimique sur le comportement tribologique

3.2.1 Coefficient de frottement

La première information concerne l'évolution des forces de frottement à potentiel libre La figure 3 10,

obtenue en milieu A3 et sous 40N, présente l'évolution simultanée du coefficient de frottement et du potentiel libre. On voit que les forces de frottement à potentiel libre sont assez élevées. Il est intéressant de noter que la stabilisation des forces de frottement est en moyenne liée à la stabilisation du potentiel : le coefficient de frottement se stabilise lorsque le potentiel atteint son palier. On pourrait donc envisager que l'évolution de la force de frottement globale mesurée soit gouvernée par l'écoulement plastique dans le régime transitoire (terme de "ploughing" de Bowden et Tabor [9]), alors qu'elle est gouvernée par les forces interfaciales dans la phase stationnaire, comme nous allons le voir.

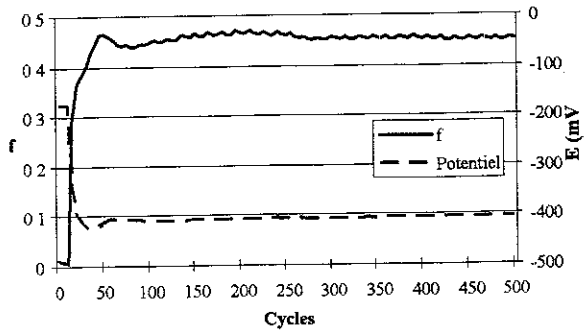


Figure 3.10: Frottement à potentiel libre, forces de frottement et évolution du potentiel.

La première approche envisageable pour étudier l'effet d'un potentiel appliqué sur le coefficient de frottement est d'enregistrer son évolution au cours d'un balayage potentiodynamique. Le résultat d'un tel essai pour une charge de 40 N et une vitesse de balayage de 30 mV/min en solution A3 est présenté figure 3.11. On remarque l'effet important du potentiel interfacial sur les forces de frottement. Toutefois, les différences entre les courbes aller et retour sont dues en fait à une interaction entre la cinétique de balayage en potentiel et la cinétique de stabilisation des forces de frottement, comme nous avons pu le constater en modifiant cette vitesse. Cet effet rend donc les courbes inexploitables et nous avons ensuite étudié le frottement d'un échantillon sous quelques potentiels imposés, afin de laisser aux forces de frottement le temps de se stabiliser.

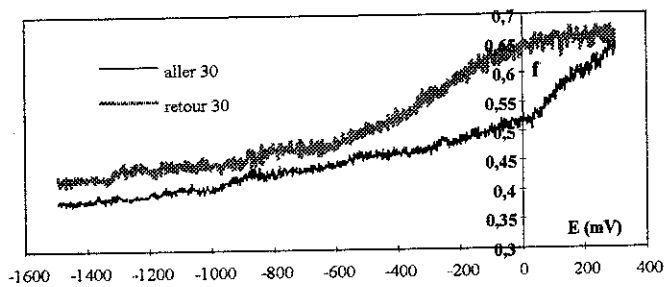


Figure 3.11: Coefficient de frottement sous un balayage en potentiel à 30 mV/min (A3, 40 N)

La figure 3.12 présente l'évolution des forces de frottement dans les mêmes conditions mais aux différents paliers indiqués sur la figure. On voit bien, tous paramètres globaux égaux par ailleurs, l'importance de la composante interfaciale sur le coefficient de frottement. Le deuxième point important à dégager de

cette courbe est l'apparente "réversibilité" des forces de frottement en fonction du potentiel : le coefficient de frottement stabilisé après un passage à d'importants potentiels cathodiques est le même que celui mesuré à potentiels décroissants On remarque de même que l'usure globale de l'échantillon n'influence pas la valeur de ces forces, ce qui justifie l'application de plusieurs paliers de potentiel pour des essais de frottement

Il est également intéressant de souligner la différence de cinétique d'évolution des forces de frottement entre deux paliers suivant le sens du saut de potentiel, le passage vers des potentiels cathodiques étant plus lent Enfin, les paliers effectués à -1 5 V et -2 V ne font apparaître quasiment aucune différence, ce dernier point pouvant s'expliquer par le fort dégagement d'hydrogène observé dans les deux cas Ce dégagement prend fin à -1 V et on observe alors un accroissement sensible des forces de frottement

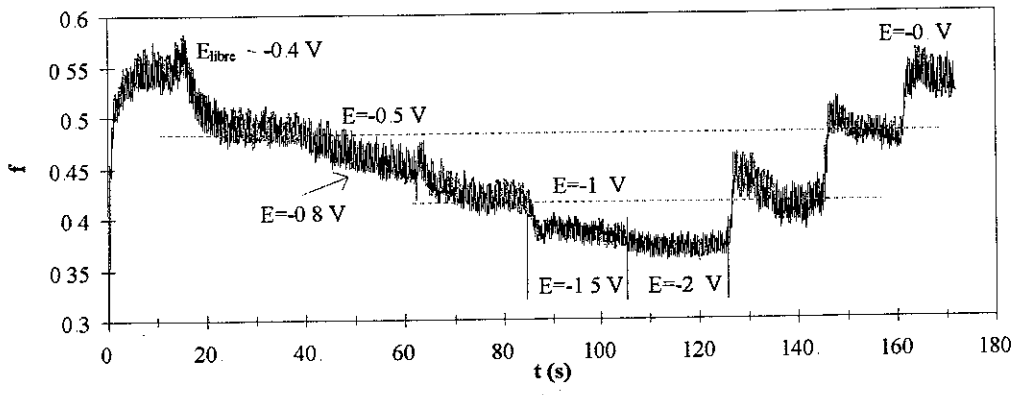


Figure 3 12: Evolution du coefficient de frottement sous différents paliers de potentiels (A3, 40N)

La figure 3 13 représente l'évolution moyenne des forces de frottement stabilisées en fonction du potentiel appliqué La mise en évidence de cette évolution est assez intéressante en pratique : l'application d'une protection cathodique à une pièce mécanique en frottement va non seulement augmenter la résistance à la corrosion de cette dernière, mais elle peut également diminuer les dissipations par frottement Inversement, si un couplage galvanique survient avec une pièce voisine au détriment de la pièce en frottement, on risque une augmentation imprévue des forces de frottement

Cette variation des forces de frottement pour des conditions de charge et de vitesse données montre l'effet des couches superficielles dans le contact Nous avons tenté, sur des échantillons polis, d'étudier l'influence d'un potentiel appliqué sur ces dernières en procédant à des analyses par SIMS en fonction de la profondeur Ces couches sont très minces (quelques nanomètres) et très sensibles à l'inévitable passage à l'air entre la cellule électrochimique et le SIMS Ces analyses ne nous ont donc pas permis de lier l'évolution des forces de frottement à des propriétés de couches passives, un moyen d'analyse *in-situ* semblant nécessaire

Dans tout ce que nous avons présenté ici, nous n'avons pas fait varier les paramètres classiques en tribologie (force normale, vitesse) En ce qui concerne la force normale, les essais d'usure effectués à 60 N auraient pu nous renseigner, mais malheureusement une fuite sur la cellule électrochimique ayant corrodé le montage, cette mesure n'a pu être effectuée

L'effet de la vitesse, dans nos gammes de vitesses très faibles, a été rapidement examiné lors d'essais préliminaires en eau distillée Le figure 3 14 montre qu'au voisinage de 40 trs/min, la vitesse n'a guère d'influence sur le coefficient de frottement

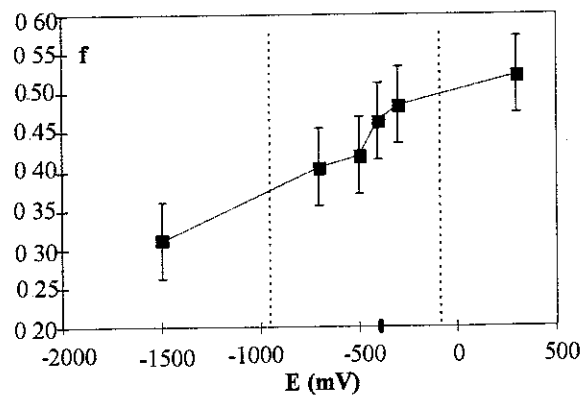


Figure 3.13: Evolution du coefficient de frottement stationnaire en fonction du potentiel imposé (A3, 40 N).

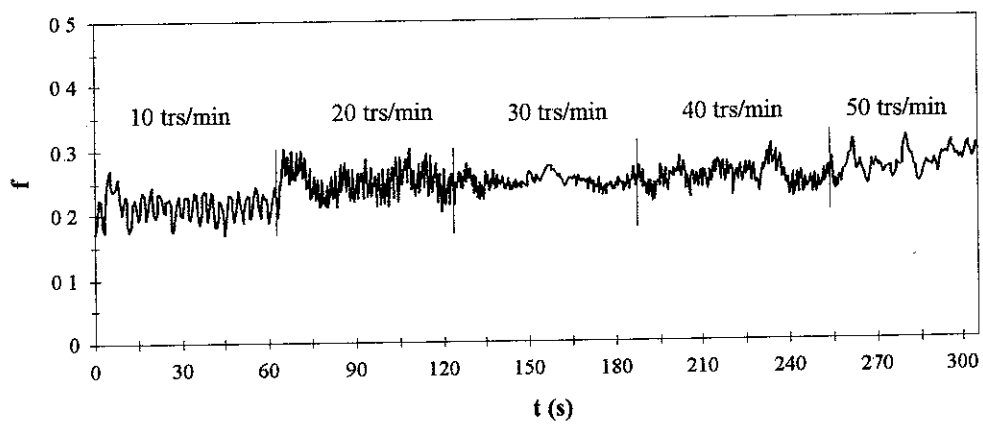


Figure 3.14: Influence de la vitesse sur le coefficient de frottement en eau distillée

3.2.2 Usure

Les essais d'usure ont eu pour but essentiel, comme précédemment, de mettre en évidence le couplage entre mécanique et environnement Nous n'avons donc pas mené d'études systématiques en fonction de la charge normale ou de la vitesse Par contre l'effet du potentiel appliqué a donné lieu à des investigations poussées Cette section ne présente que les résultats d'expériences et quelques remarques générales : l'interprétation tant mécanique qu'électrochimique de ces résultats fait l'objet du chapitre suivant

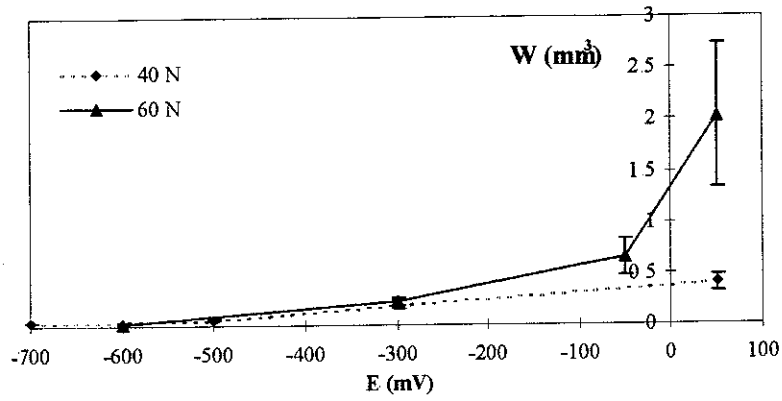


Figure 3.15: Sensibilité du volume d'usure au potentiel appliqué en milieu A3 pour 40 et 60 N, échelle linéaire

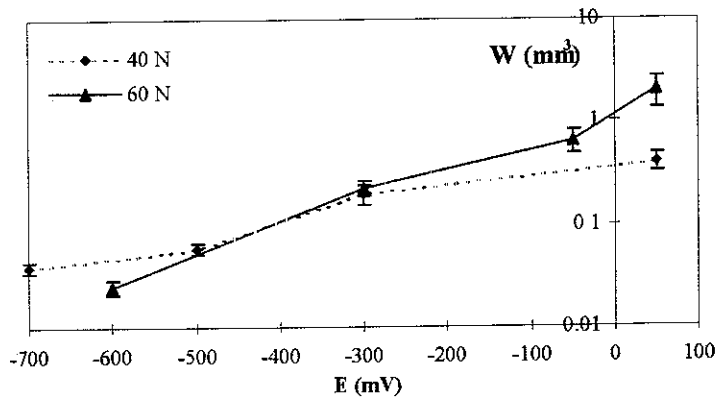


Figure 3.16: Sensibilité du volume d'usure au potentiel appliqué en milieu A3 pour 40 et 60 N, échelle logarithmique

Les figures 3.15 et 3.16 présentent l'influence du potentiel global appliqué sur le volume d'usure après 5 heures de frottement en milieu A3 pour les deux niveaux de charge indiqués en légende Comme on peut le voir, l'effet du potentiel est fondamental, traduisant ainsi le fort couplage entre les dégradations d'usure et de corrosion

La deuxième remarque concerne le volume des dégradations : ce volume, bien que sensible au potentiel est globalement faible, ce qui est tout à fait cohérent avec l'absence de débris macroscopiques

récupérés dans la cellule à la fin des essais. On observe par contre sur le pourtour de la piste la présence de produits de corrosion de type oxyde ferreux hydraté, le volume de ces derniers augmentant avec le potentiel. Cette dernière observation ne signifie toutefois nullement que l'éjection de débris est absente du processus car ces particules peuvent se corroder au cours des essais

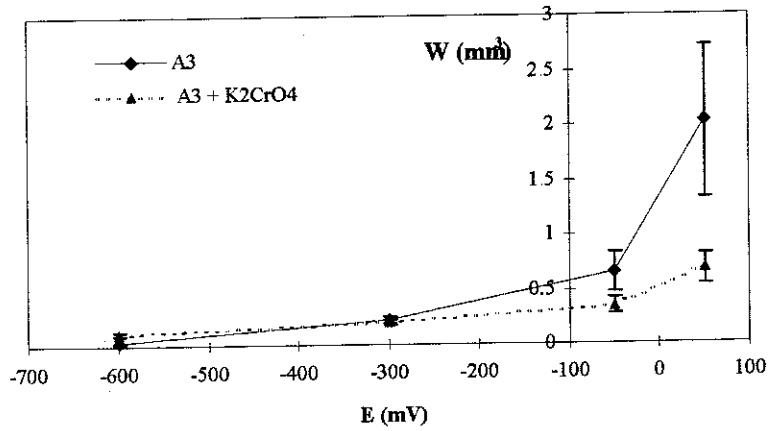


Figure 3.17: Influence de la présence d'ions chromates sur le volume d'usure ; échelle linéaire (A3, 60 N).

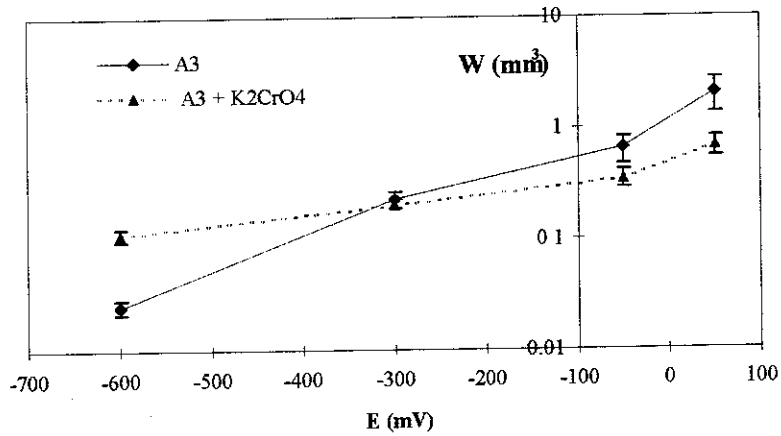


Figure 3.18: Influence de la présence d'ions chromates sur le volume d'usure ; échelle logarithmique (A3, 60 N)

Quoi qu'il en soit, le volume d'usure étant faible et aucune fissure n'ayant été détectée, nous pouvons conclure à un régime global d'usure douce. L'analyse du régime d'usure sera reprise en détail dans le prochain chapitre en s'interrogeant plus précisément sur la présence de la phase transitoire en début d'essai.

Les figures 3.17 et 3.18 montrent l'influence de l'ajout en solution de 1000 ppm de K_2CrO_4 pour une charge de 60 N. On voit que la présence des chromates diminue le volume d'usure dans le domaine anodique. Cet effet sera comparé aux résultats obtenus en corrosion pure.

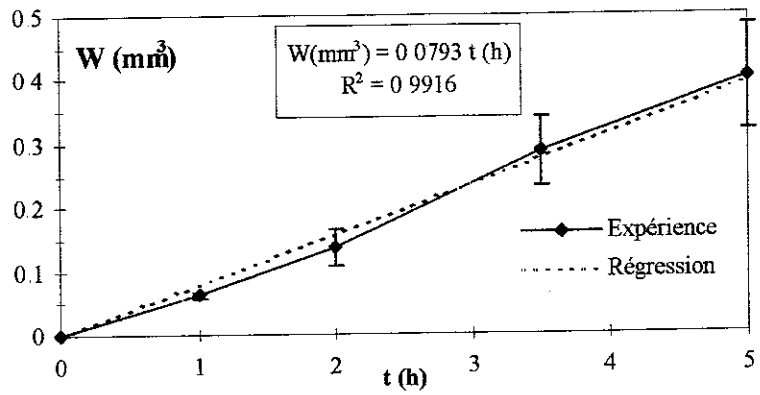


Figure 3.19: Evolution en temps du volume d'usure sous 50 mV et 40 N R représente le coefficient de corrélation de la droite de régression

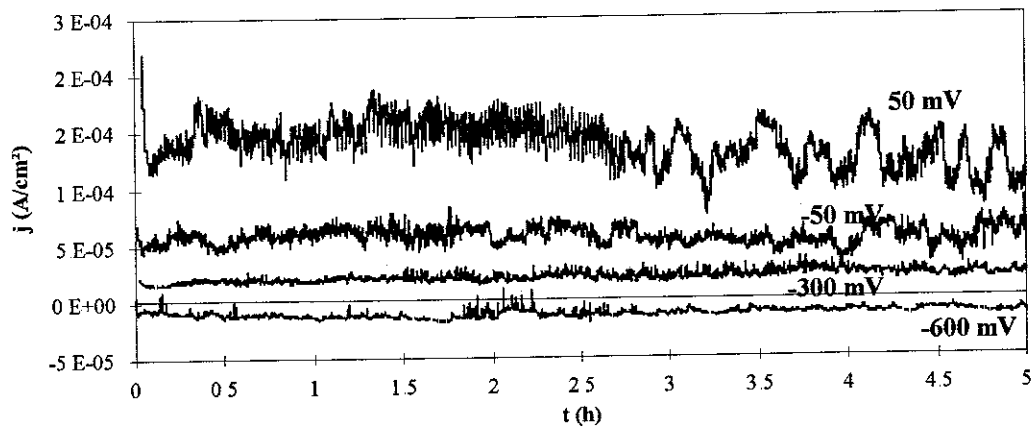


Figure 3.20: Courant mesuré sous frottement pour les différents potentiels appliqués (60N, A3+1000 ppm K_2CrO_4)

Comme nous l'avons indiqué, l'usure est trop faible pour être mesurée en continu. Il convient donc de s'interroger sur la cinétique d'usure pour pouvoir passer du volume d'usure après 1 2 10^4 cycles à un éventuel taux d'usure indépendant du temps. La figure 3 19 présente le volume d'usure pour différents échantillons polarisés à 50 mV sous 40 N en fonction de la durée de l'essai. On observe, avec un coefficient de régression très acceptable, une évolution linéaire en fonction du temps. Ce dernier point nous encourage à étendre nos résultats à d'autres nombres de cycles, pourvu que ce nombre soit suffisamment important par rapport à la phase transitoire.

Nous présentons enfin figure 3 20 un exemple de densités de courant mesurées lors des essais d'usure, ici pour 60 N en solution A3+K_2CrO_4. Ces densités sont cohérentes avec les courbes potentiodynamiques sous frottement. On remarque en particulier le courant positif pour E=-300 mV, alors que ce point se trouve dans le domaine cathodique pour un essai sans frottement.

3.3 Synthèse

Les résultats de nos essais mettent en évidence :

- l'évolution du potentiel libre sous frottement,
- l'effet du frottement sur les courbes intensité-potentiel,
- la sensibilité des forces de frottement au potentiel imposé,
- la forte sensibilité de l'usure totale au potentiel imposé

Ces points caractérisent le couplage entre perturbation mécanique de la surface et réactions électrochimiques, entre forces de frottement et potentiel interfacial et enfin entre usure et corrosion

L'usure étant très douce, les couplages que nous mettons en évidence font donc intervenir principalement des grandeurs surfaciques. Nous négligeons dans cette approche des termes couplant l'effet des réactions de surface aux propriétés mécaniques macroscopiques et l'effet d'un niveau de contraintes résiduelles sur les réactions électrochimiques. La caractérisation de l'influence du potentiel sur les propriétés mécaniques est délicate à évaluer. A l'exception notoire de la fragilisation par l'hydrogène sous protection cathodique, ce terme ne semble pas prépondérant

Le deuxième terme (effet d'un niveau de contraintes résiduelles sur les réactions électrochimiques) donne lieu à des développements actuels montrant une sensibilité relativement faible des paramètres électrochimiques aux contraintes résiduelles pour un acier inoxydable en milieu chloruré[59]. L'interprétation que nous présentons dans le chapitre suivant néglige donc ces deux termes en première approximation

Comme nous l'avons déjà signalé, nous concentrerons notre analyse sur l'usure, la compréhension des synergies usure/corrosion étant le point le plus important de cette partie en ce qui concerne les applications pratiques.

Chapitre 4

Interprétation du phénomène d'usure-corrosion

La synthèse des résultats expérimentaux a fait apparaître deux points particulièrement intéressants : d'une part le régime global d'usure est caractérisé par sa "douceur", et d'autre part les essais ont mis en évidence l'influence du potentiel appliqué sur l'usure Nous allons à présent tenter de fournir des éléments d'explication concernant ces résultats à la lumière des informations électrochimiques collectées dans la section 2 4 et de considérations mécaniques

Avant toute chose, il convient de fixer le cadre de notre approche Comme nous avons eu l'occasion de le signaler au cours du chapitre 2 de cette partie, les mesures électrochimiques que nous avons effectuées sont des mesures globales intégrant donc les contributions de la totalité de la surface, et en particulier l'ensemble de la surface frottée Etant donné la variété des phénomènes physiques pouvant intervenir dans la perturbation mécanique de la surface (abrasion, déformation plastique, modification de couche limite ...), la contribution des grandeurs électrochimiques à l'usure-corrosion sera donc interprétée en termes phénoménologiques globaux (nombre de charges échangées, courant total ...)

Nous tâcherons par contre de développer l'analyse mécanique de la sollicitation car, comme l'a montrée l'étude bibliographique, ce dernier point est souvent négligé dans l'interprétation des essais en milieu corrosif L'intérêt de cette approche mécanique est double : d'une part elle permet d'évaluer la part éventuelle des dégradations d'origine purement mécanique, d'autre part, elle permet de corréler les résultats expérimentaux à des niveaux de contraintes vus par les matériaux (et non pas une force globale appliquée), prenant ainsi en compte la configuration de contact Ce dernier point est fondamental pour notre approche, car à défaut de pouvoir développer un modèle quantitatif d'usure en milieu corrosif, nous pourrons au moins espérer déguager des informations indépendantes de la configuration de contact et donc transposables à d'autres types de contacts

Les résultats expérimentaux nous indiquent donc que $W(t)$, le volume d'usure à un instant t, doit prendre en compte le niveau de contrainte $\boldsymbol{\sigma}(t)$ dans le matériau et le potentiel électrochimique de la surface $E(t)$. Vu le niveau de chargement appliqué, nous supposerons également que $W(t)$ peut être fonction de $\boldsymbol{\varepsilon}^p(t)$. Notons donc symboliquement :

$$W(t) = W(\boldsymbol{\sigma}(t), \boldsymbol{\varepsilon}^p(t), E(t), t) \tag{4.1}$$

$W(t)$ ne faisant pas intervenir de variable d'espace, nous fixons donc clairement le cadre global de notre interprétation. Cette approche est bien entendu très schématique par rapport à la réalité, et nous discuterons par la suite de son bien-fondé

Dans la suite de ce chapitre, nous tenterons donc de préciser la forme et le contenu de $W(t)$. Nous allons dans un premier temps analyser le régime global d'usure, puis nous nous intéresserons à l'influence du potentiel électrochimique sur le volume usé.

4.1 Régime d'usure

L'absence de débris macroscopiques d'usure, associée à une perte de matière par cycle très faible quelque soit le potentiel appliqué permet de conclure à un régime d'usure douce. Pour être plus précis, nous pouvons approcher la perte d'épaisseur par tour sur la piste de frottement en considérant en première approche que la largeur de cette piste est donnée par le diamètre de contact calculé par la théorie de Hertz (tableau 2.5). En considérant de plus (aspect global de (4.1)) que $\dot{W}$ est indépendant de l'abscisse dans la zone de contact et que l'usure est linéaire en temps (figure 3.19), on peut donc estimer la perte d'épaisseur par tour : elle est toujours inférieure à 16 nm tr^{-1}

Cette valeur est bien caractéristique d'une usure douce, ce qui est un point plutôt positif vis-à-vis du comportement de l'AI 316L, mais qui est surprenant par rapport à une analyse hertzienne du régime de dégradation.

En effet, en associant les valeurs du rapport des pressions maximales de contact du tableau 2.5 à la limite élastique du 316L (k =170 MPa) et aux coefficients de frottement mesurés (figure 3.13), on devrait se situer d'après la figure 1.3 dans une configuration mécanique telle que le matériau se plastifie à chaque cycle. Or, comme le souligne l'étude bibliographique, un tel comportement est associé à des phénomènes de fatigue à petits nombres de cycles et à la création de débris d'usure, ce qui est incohérent avec nos observations

D'autre part, comme nous l'indique la figure 3.1, l'évolution du potentiel libre fait apparaître deux phases distinctes : une phase transitoire durant laquelle on observe la stabilisation du potentiel, suivie d'une phase stationnaire. Cette dernière information nous a amené à reconsidérer l'analyse hertzienne classique.

En effet, cette analyse néglige l'effet des déformations plastiques sur la répartition de pression, or ces dernières peuvent très bien expliquer cette phase transitoire. La détermination de l'influence des déformations plastiques sur la répartition de pression en frottement continu est très délicate à évaluer dans notre cas car elle nécessiterait un calcul élastoplastique tridimensionnel avec contact et déplacement incrémental du chargement. En raison de ces difficultés, nous avons négligé dans un premier temps l'effet du frottement sur la répartition de pression, le problème ne fait donc intervenir sous cette condition que la composante normale des contraintes de contact. Or dans le cas d'un contact sphère-plan sans frottement, le problème devient axisymétrique, ce qui simplifie nettement le calcul.

Nous avons donc, pour les deux charges normales considérées, mené à bien le calcul d'indentation axisymétrique à l'aide du code d'éléments finis CASTEM 2000. La figure 4.1 présente la déformée sous la charge du maillage utilisé pour ces calculs. On voit bien sur cette figure la taille importante du maillage que nécessite la méthode des éléments finis pour obtenir une discrétisation correcte de l'aire de contact. Cette remarque justifie notamment l'approche par équations intégrales de la deuxième partie de ce travail

Ces calculs vont nous donner un rayon de contact et une répartition de pression intégrant, au moins

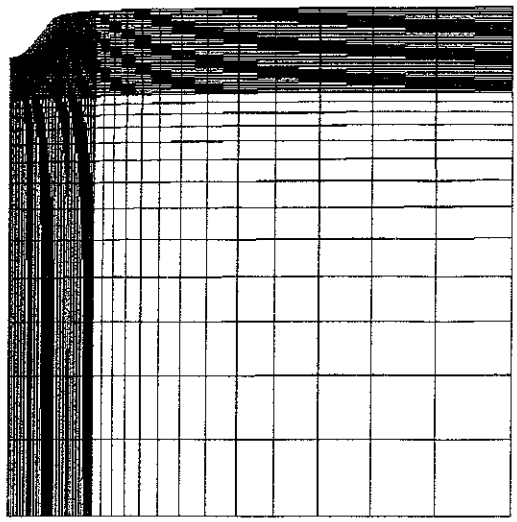


Figure 4 1: Maillage déformé pour une charge de 40 N (facteur d'amplification : 211)

partiellement, l'effet de la plasticité sur la pression de contact. Afin de valider ces résultats, nous avons effectué des essais selon la procédure qui suit. La fin du régime transitoire étant marquée par la stabilisation du potentiel, les essais sont interrompus dès que cette stabilisation est atteinte, c'est à dire au bout d'une quarantaine de cycles typiquement. On relève ensuite le profil de la piste que l'on compare à la déformée résiduelle de la surface obtenue par calcul. Un exemple de cette comparaison est présenté figure 4 2 pour une charge de 60 N. On observe une assez bonne corrélation entre les calculs et la mesure, la profondeur des profils calculés étant toujours inférieure en moyenne à celle des profils mesurés. Ceci peut être dû aux forces de frottement qui ne sont pas prises en compte dans le calcul numérique, la présence des contraintes de cisaillement en surface pouvant également expliquer les "bourrelets" radiaux observés au bord de la piste.

Nous avons effectués des essais à différents niveaux de charge afin de vérifier la cohérence entre profils mesurés et profils calculés. La figure 4 3 donne l'évolution en fonction de la charge de la "demi-largeur" de piste L en comparant résultats expérimentaux et numériques. Cette demi-largeur est définie

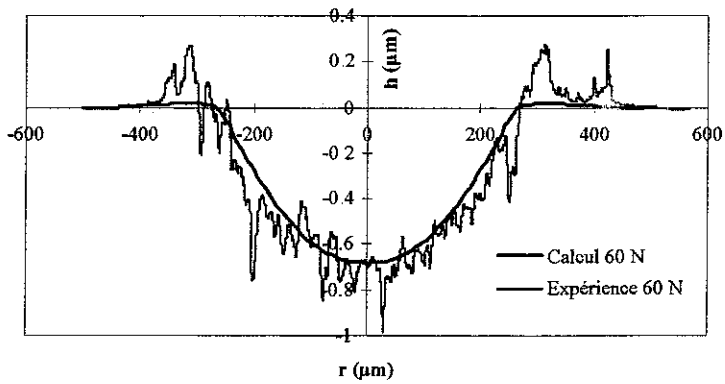


Figure 4 2: Comparaison entre profil mesuré en fin de phase transitoire et profil calculé sous 60 N

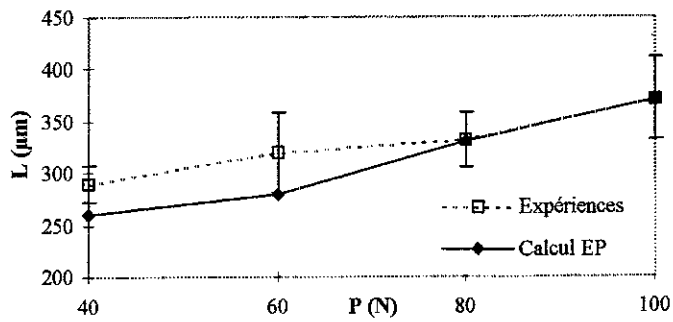


Figure 4 3: Evolution de la demi-largeur de contact en fonction de la charge normale appliquée ; comparaison entre expériences et calcul élasto-plastique

par la moitié de la distance entre les bourrelets pour le profil expérimental, et la moitié de la distance entre les points les plus élevés pour le profil calculé Le choix de cette grandeur caractéristique, plutôt que la profondeur, est justifié par le fait que l'échelle des profondeurs est très faible devant celle des largeurs et sa mesure expérimentale est donc plus délicate

On remarque que les largeurs calculées pour 40 et 60 N sont légèrement plus faibles que les valeurs mesurées Ce point peut s'expliquer par le fait nous avons considéré le pion comme rigide dans notre calcul numérique ce qui sur-estime quelque peu les pressions de contact et sous-estime donc le rayon de contact

La cohérence entre les profils résiduels mesurés et calculés justifiant notre approche numérique, nous supposerons donc que les pressions normales qui s'appliquent dans le contact sont proches de celles que nous calculons C'est là une hypothèse supplémentaire car rien ne permet, dans le cas de contacts élastoplastiques, de lier *a priori* la pression à un instant donné au profil final En effet, ce dernier intègre toute l'histoire du chargement

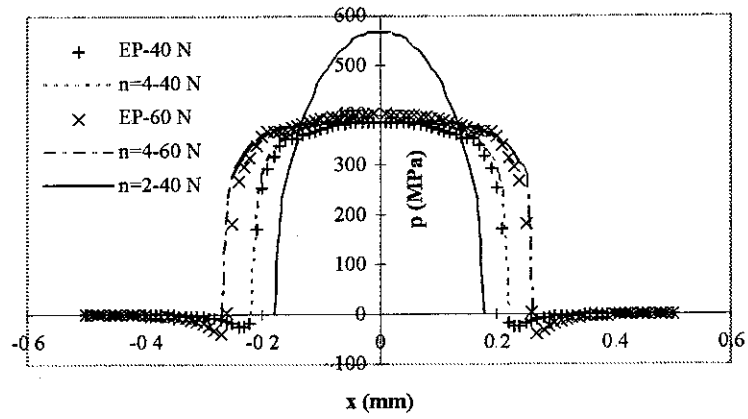


Figure 4 4: Répartitions de pression (n fait référence à l'exposant de la relation (4 2)) EP : calcul élasto-plastique, n= 2 : pression hertzienne pour une charge de 40 N

Quoi qu'il en soit, les profils de pressions obtenus dans le cas de 60 et 40 N sont présentés figure 4 4, et leur forme peut être rapprochée de résultats de la littérature [25]

Ce résultat met bien en évidence la chute d'au moins 30 % de la pression maximale dans le contact sous l'effet de la plasticité par rapport à un calcul hertzien Les rayons de contact relevés sous la charge sont de 260 et 280 μm pour 40 et 60 N respectivement Connaissant la pression maximale p_0 au centre et le rayon a à partir des résultats du calcul numérique, la forme de la répartition de pression est bien approchée par la relation suivante :

$$p(r) = p_0(1 - (\frac{r}{a})^n)^{\frac{1}{n}} \tag{4.2}$$

ou dans notre cas $n = 4$, comme indiqué sur la figure 4 4 Le cas $n = 2$ correspond bien entendu au cas hertzien classique

Connaissant une répartition de pression "représentative" de la fin du régime transitoire, il convient maintenant de s'interroger sur le régime stabilisé (adapté ou accommodé) Pour résoudre ce problème, on ne peut malheureusement plus employer les méthodes simplifiées développées par Johnson [25] , car on ne peut pas, à notre connaissance, calculer analytiquement les contraintes engendrées dans le volume par cette répartition de pression

Nous avons donc employé une méthode numérique basée sur l'algorithme stationnaire présenté au chapitre 3 de la seconde partie Cet algorithme est cette fois couplé à une méthode d'éléments finis Par rapport au cas bi-dimensionnel traité dans la partie suivante, la spécificité de ce logiciel est la décomposition du problème en série de Fourier En effet, le problème que nous traitons ici est tridimensionnel, mais sa géométrie est axisymétrique On peut donc limiter le maillage à une section radiale de l'échantillon et, en décomposant le chargement en séries de Fourier, ce problème tridimensionnel se ramène à un ensemble de calculs sur des sections bidimensionnelles Le couplage entre algorithme stationnaire et séries de Fourier a donné lieu à des études détaillées [23, 53] , et nous nous contenterons de présenter ici les résultats

Les figures 4 5 et 4 6 de la page suivante présentent les isovaleurs de déformations plastiques équivalentes calculées sur la section radiale passant par le centre du contact sous 40 N et un coefficient de frottement de 0 4 On observe clairement la différence de répartition de déformations plastiques suivant le type de pression : dans le cas élastique, elles se concentrent en surface comme le prévoit la figure 1 3, alors que dans le cas d'une pression élasto-plastique, les déformations se répartissent dans le volume même pour ce coefficient de frottement On observe également le niveau de déformations plastiques plus faible dans le cas de la pression élastoplastique

Le résultat de tous ces calculs est que, pour des coefficients de frottement inférieurs à 0 5, et une charge de 40 ou 60 N, l'état stabilisé sous une répartition de pression élasto-plastique est adapté Ces résultats sont cohérents avec les observations Il faut toutefois noter que pour un coefficient de frottement de 0 5 et une charge de 60 N, le cycle stabilisé de déformations plastiques fait apparaître une légère boucle d'hystérésis Ce résultat devant être pondéré par les grandes simplifications que nous avons apportés à la loi de comportement élasto-plastique et par le fait qu'en appliquant directement la répartition de pression élasto-plastique on néglige le champs de contraintes résiduelles du aux déformations plastiques ayant eu lieu durant la phase transitoire

La microstructure de l'AI 316L après frottement (figure 4 7) met en évidence la présence, au voisinage de la surface, d'une couche sensiblement modifiée pouvant donc avoir des propriétés plastiques différentes et ainsi influencer le régime stabilisé de déformations plastiques

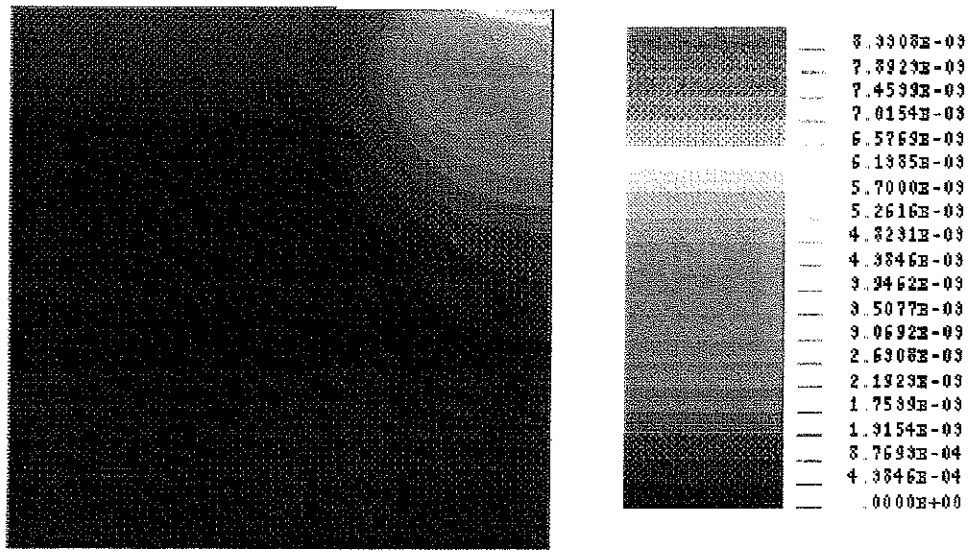


Figure 4 5: Isovaleurs de déformations plastiques équivalentes sous une pression hertzienne (40 N, $\mu = 0.4$).

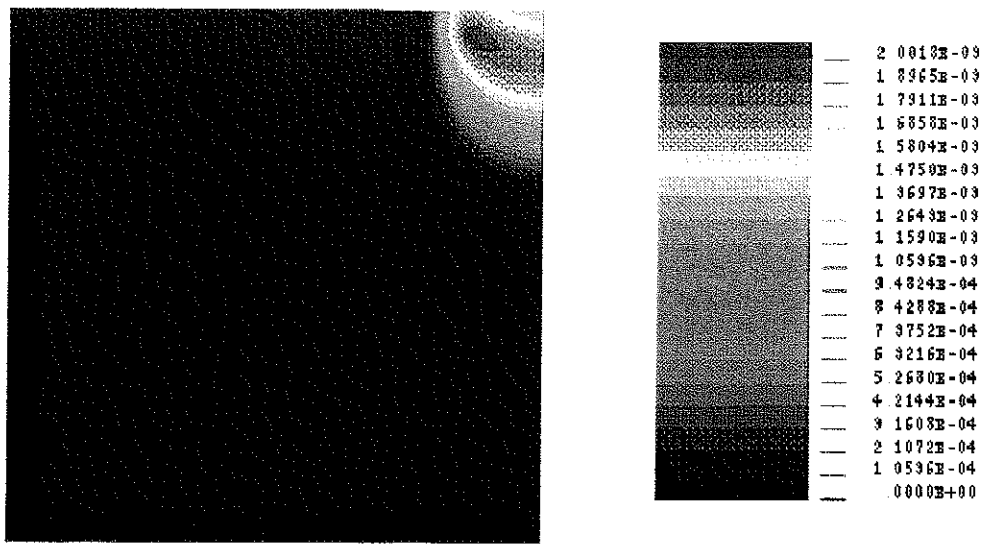


Figure 4 6: Isovaleurs de déformations plastiques équivalentes sous pression élasto-plastique (40 N, $\mu = 0\ 4$)

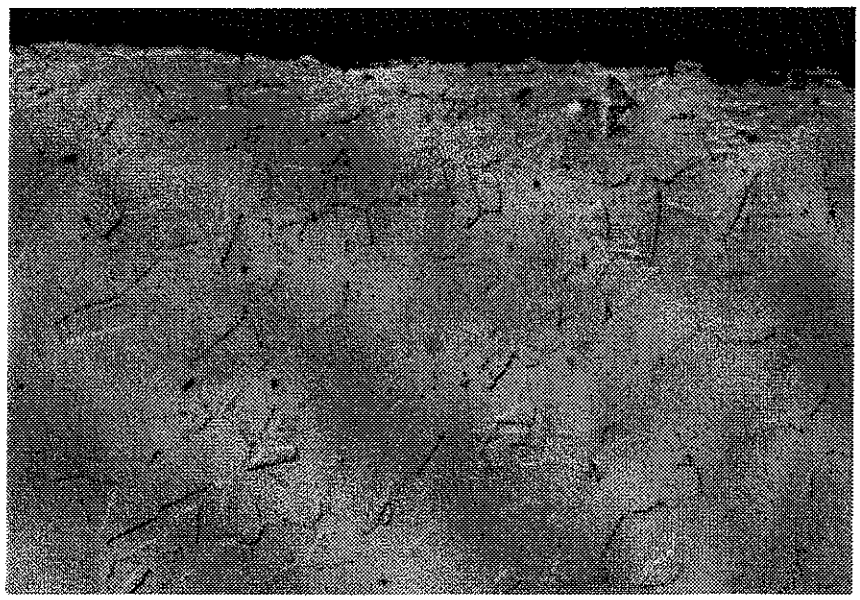


Figure 4 7: Coupe radiale d'un échantillon d'AI 316L après frottement (grossissement 500) Les mâcles dans le volume indiquent la présence de déformations plastiques

En définitive, nous avons montré que le régime global d'usure douce pouvait s'interpréter tenant en compte de la présence d'une phase transitoire durant laquelle les déformations plastiques vont modifier la répartition de pression. A la fin de cette phase, les contraintes dans le contact ont suffisamment chuté pour que le régime stabilisé soit adapté. Dans l'analyse du régime transitoire nous avons négligé tout effet corrosif, ce qui se justifie du fait du nombre de cycle limité que recouvre cette phase

Nous pouvons donc commencer à préciser la forme de $W(t)$. Le comportement d'usure qui nous intéresse est un comportement à long terme et nous allons donc, pour simplifier, négliger la durée de la phase transitoire devant la phase stationnaire Les calculs effectués ici vont donc servir de conditions initiales pour cette phase stationnaire, notamment en ce qui concerne la largeur macroscopique initiale de la piste de frottement. Les déformations plastiques de la phase transitoire vont modifier le profil de la surface, ce qui sera visible sur la mesure profilométrique de l'usure même si il n'y a pas de perte de matière Notons donc symboliquement $W_0(\varepsilon^p)$ cette contribution déterminée numériquement en fonction de la configuration de contact. Nous pouvons donc faire apparaître deux termes dans l'expression de $W(t)$:

$$W(t) = W_0(\boldsymbol{\varepsilon}^p) + W_s(\boldsymbol{\sigma}(t), E(t), t) \tag{4 3}$$

ou $W_s(\boldsymbol{\sigma}(t), E(t), t)$ désigne la part liée au régime stationnaire Voyons maintenant l'effet du potentiel sur la phase stationnaire

4.2 Effet du potentiel appliqué

Les différentes tentavives de modélisation de l'usure en milieu corrosif de matériaux passivables présentées dans l'étude bibliographique se basent sur la réactivation par le frottement de phénomènes de

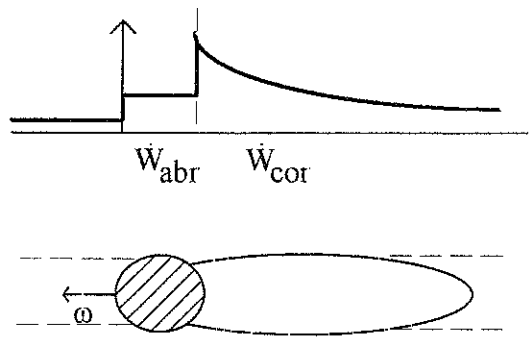


Figure 4 8: Vision schématique des deux composantes de W_s : l'abrasion des couches passives par le pion (composante $\dot{W}_{abr}$) entraîne la réactivation de processus de dépassivation/repassivation (composante $\dot{W}_{corr}$)

dissolution/repassivation Nous allons donc tenter de détailler l'expression de $W_s(\boldsymbol{\sigma}(t), E(t), t)$ en faisant appel à ces processus

La figure 4 8 présente une vision schématique du processus d'usure envisagé L'aire de contact est le siège d'une abrasion des couches superficielles du matériau par le pion se traduisant par un taux d'usure $\dot{W}_{abr}(\boldsymbol{\sigma}(t), E(t), t)$ Cette perturbation engendre après le passage du pion des phénomènes de dissolution/repassivation transitoires qui engendre une perte de matière par corrosion que nous noterons $\dot{W}_{cor}(\boldsymbol{\sigma}(t), E(t), t)$

L'expression (4 3) devient donc symboliquement :

$$W(t) = W_0(\varepsilon^p) + \int_0^t \{\dot{W}_{abr}(\boldsymbol{\sigma}(\tau), E(\tau), \tau) + \dot{W}_{cor}(\boldsymbol{\sigma}(\tau), E(\tau), \tau)\} d\tau \qquad (4\,4)$$

Afin de simplifier l'analyse qui va suivre, nous allons avant toutes choses exploiter une particularité de notre mode de chargement : comme d'une part nous somme en rotation continue à une vitesse lente et constante et que d'autre part la surface du matériau est globalement homogène ($\dot{W}_{abr}$ est indépendante de l'abscisse angulaire dans la piste de frottement), on peut supposer la stationnarité de $\dot{W}_{abr}$ et $\dot{W}_{cor}$ par rapport au pion Cette hypothèse, comme le suggère la figure 4 8, revient donc à dire que pour un rayon donné dans la piste de frottement, le taux d'usure n'est fonction que de l'abscisse angulaire par rapport au pion En particulier, le niveau de repassivation d'un point de la piste n'est fonction que de la distance entre ce point et la zone de frottement Nous aurons l'occasion de revenir plus en détails au chapitre 3 de la seconde partie sur cette notion de stationnarité

Parmi les hypothèses physiques propres au phénomène d'usure corrosion, la première concerne le terme $\dot{W}_{abr}$: nous supposerons que l'abrasion est la même en tout point de l'aire de contact Cette hypothèse peut paraître étrange dans une configuration hertzienne, mais comme le montre la figure 4 4, la répartition de pression en fin de régime transitoire s'est déjà nettement applatie, et cette tendance va se poursuivre avec l'usure qui aura tendance à uniformiser la pression [34] Nous supposons de plus que le niveau de pression $\bar{p}(t)$ dans le contact est toujours suffisant pour que l'abrasion des couches superficielles puisse avoir lieu (absence de seuil de chargement minimal) Ces hypothèses nous ramènent donc à un taux d'abrasion de type $\dot{W}_{abr}(\bar{p}(t), E(t))$

Si les variations du coefficient de frottement en fonction du potentiel présentées figures 3 12 et 3 13

peuvent suggérer intuitivement que le taux d'usure abrasive est fonction du potentiel, il nous est malheureusement impossible dans l'état actuel des connaissances de lier $\dot{W}_{abr}$ au potentiel En effet, pour arriver à lier l'abrasion au potentiel il faudrait au moins pouvoir évaluer l'évolution de l'épaisseur de ces couches en fonction de ce dernier Comme nous l'avons signalé au chapitre précédent, cette mesure n'a pas été possible dans notre milieu Nous supposerons donc simplement que $\dot{W}_{abr}$ est une fonction de $\bar{p}(t)$

La composante $\dot{W}_{cor}$ va regrouper les contributions électrochimiques à l'usure globale, c'est-à-dire l'ensemble des phénomènes mettant en jeu des échanges d'électrons Cette composante est donc complémentaire de $\dot{W}_{abr}$ qui caractérise la perte de matière d'origine mécanique, mais ne tient pas compte d'éventuels phénomènes purement chimiques, ces derniers étant indétectables par nos moyens de mesure Les calculs de lubrification du chapitre 2 ayant montré qu'il n'existait pas de film continu de fluide entre les deux solides, nous supposerons donc que les phénomènes se déroulant dans l'aire de contact n'interviennent pas dans $\dot{W}_{cor}$, et ce du fait du manque d'électrolyte est donc une composante "non-locale" du taux d'usure global puisqu'elle est représentative de phénomènes se déroulant en dehors de la zone de frottement A ce titre, la seule dépendance en contraintes de $\dot{W}_{cor}$ que l'on pourrait envisager serait due à des modifications résiduelles des propriétés électrochimiques de la surface sous l'effet du frottement Or, comme semble le montrer la figure 3 6, ces dernières sont de faible importance et nous négligerons donc la variation de réactivité due au frottement Nous supposerons de plus que durant les essais les propriétés globales de la surface n'évoluent pas

Sous ces hypothèses, le taux d'usure global en régime stationnaire s'écrit donc

$$\dot{W}_s(t) = \dot{W}_{abr}(\bar{p}(t)) + \dot{W}_{cor}(E(t), t)$$

Il est bien clair que la part abrasive, nécessaire à la réactivation de processus de dissolution, restera une inconue dans notre analyse, ce qui rend donc impossible à l'heure actuelle l'élaboration d'un modèle quantitatif Nous allons donc nous interesser plus spécifiquement à $\dot{W}_{cor}(E(t))$

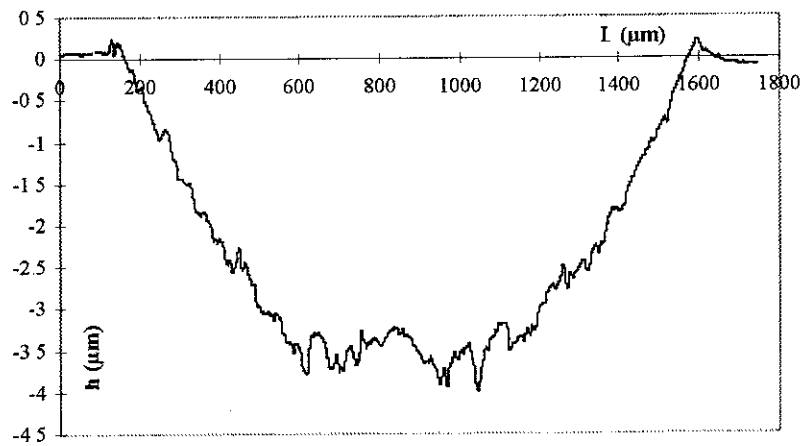


Figure 4 9: Profil de la piste de frottement en fin d'essai (solution A3, 40N, E=-50 mV)

Avant toute chose on peut s'interroger sur la part relative des déformations de $W_0(\epsilon^p)$ et de W_s La figure 4 9 présente un profil d'usure typique mesuré à la fin des 1 2 10^4 cycles pour une charge de 40 N et

Elément	Valence n	Masse volumique ρ(g.cm^{-3})	Masse atomique M (g.mol^{-1})
Fe	2	7	58.84
Cr	3	7.1	51.99
Ni	2	8.9	58.71
AI 316L	**2.17**	**7.22**	**56.22**

Tableau 4.8: Valeurs des constantes physiques moyennes pour l'AI316L et la loi de Faraday

un potentiel imposé de -50 mV. Ce profil est à comparer avec celui de la figure 4.2 : la phase stationnaire de l'usure est bien prépondérente comme on pouvait s'y attendre. Plus précisément, le volume d'"usure" $W_0(\varepsilon^p)$ en fin de régime transitoire est de 0.007 mm^3 et 0.011 mm^3 pour des charges de 40 et 60 N respectivement. Ces valeurs sont à comparer avec les résultats de la figure 3.16 par exemple. On voit que pour un potentiel cathodique de -600 mV les valeurs en fin d'essais, bien que plus élevées, sont du même ordre de grandeur que les valeurs en fin de régime transitoire. Sachant de plus que pour ce potentiel le courant global est cathodique (figure 3.20), on pourrait être tenté de vouloir assimiler la part abrasive à $W(t = 5h) - W_0$ pour $E = -600$ mV. Cette démarche nous semble hasardeuse en raison de phénomènes particuliers, telle la fragilisation par l'hydrogène, pouvant modifier les caractéristiques mécaniques supperficielles à ces potentiels cathodiques assez élevés.

La deuxième étape consiste à évaluer expérimentalement la part respective de W_{abr} et W_{corr} et pour ce faire, nous allons préciser l'expression de $\dot{W}_{corr}(E(t))$.

Comme nous l'avons déjà indiqué, $\dot{W}_{corr}(E(t))$ regroupe les contributions électrochimiques à la perte de matière. Cette contribution, pour un essai d'usure sous potentiel imposé, est donc directement liée à la valeur du courant mesuré sous frottement. Nous avons montré au chapitre précédent (courbes 3.4 et 3.7) qu'en absence de problèmes de corrosion caverneuse le courant anodique sous frottement peut être principalement attribué à la dissolution dans la piste derrière le pion, aussi pouvons nous associer le courant mesuré sous frottement (figure 3.20) à $\dot{W}_{corr}(E(t))$ à l'aide de la loi de Faraday.

Cette loi lie, pour une réaction de dissolution du type (1.5), la vitesse de corrosion exprimée en masse par unité de temps au courant anodique. Plus précisemment on a :

$$\frac{dm(t)}{dt} = \frac{M\ I(t)}{nF}$$

où :

- $m(t)$: masse en gramme de matière dissoute à l'instant t,
- M : Masse atomique (g.mol^{-1}) de l'espèce se dissolvant,
- $I(t)$: courant en Ampères,
- n : valence de la réaction de dissolution considérée,
- F : constante de Faraday (96485 C mol^{-1}).

En notant ρ la masse volumique du matériau se dissolvant, on obtient donc l'expression de $\dot{W}_{corr}(E,t)$ pour un essai sous potentiel imposé E :

$$\dot{W}_{corr}(E,t) = \frac{M\ I(E,t)}{\rho nF}$$

Cette équation est *a-priori* valable pour un phénomène de dissolution pure. Dans notre cas, un pro-

	-300	-50	50
A3 : W_s	0.22	0.65	2.02
A3 : W_{cor}	0.18	0.60	0.89
A3+K_2CrO_4 : W_s	0.208	0.352	0.681
A3+K_2CrO_4 : W_{cor}	0.09	0.26	0.63

Tableau 4 9: Comparaison des volumes d'usure corrosive et totale en mm3 sous 60 N

blème se pose concernant l'espèce se dissolvant. Les analyses de Yahagi *et al.* [66] ont montré que la concentration relative en ions suit sensiblement la composition du matériau. Nous avons calculé dans le tableau 4 8 les paramètres équivalents à l'AI 316L, et il suffit donc d'intégrer numériquement le courant mesuré $I(E,t)$ pour obtenir le volume final de matière perdue par dissolution.

Les résultats pour une charge de 60 N sont résumés dans le tableau 4 9. La part corrosive de l'usure est nettement majoritaire ce qui peut expliquer la forte sensibilité en potentiel de l'usure totale W. La part de W_{abr} semble toutefois très faible en proportion, ce qui peut s'expliquer pour les potentiels de -50 et 50 mV par la présence de quelques rares piqûres observées hors de la zone frottée. La présence éventuelle de cette forme de corrosion ne peut être isolée dans notre signal, et sur-évalue donc la composante W_{cor}. On peut également remarquer que l'utilisation que nous faisons de la loi de Faraday suppose que l'ensemble du courant mesuré correspond à de la dissolution, ce qui est à l'évidence très schématique.

L'importance relative de la part corrosive de l'usure nous a amené à tenter de predire cette contribution sur la base de mesures de corrosion classique. Pour ce faire, et en raison du mécanisme physique envisagé, il apparaît clairement que le comportement de l'interface AI 316L/A3 à intégrer dans notre modèle est le comportement transitoire décrit à la section 2 4 3.

Cette étude des transitoires de repassivation nous renseigne sur deux points : tout d'abord, il apparait que le temps de repassivation est rapide devant notre vitesse de rotation, ce qui signifie *a priori* que la surface à l'entrée du contact est repassivée. La figure 3 22 donnant l'évolution de la densité de charge consommée en fonction du potentiel va donc nous renseigner sur la perte de matière par cycle.

En effet, si l'on considère que la surface a le temps de se repassiver entre deux passages du pion, on peut alors évaluer l'incrément d'usure corrosive ΔW_{corr} sur un cycle c_k par :

$$\Delta W_{cor}(E, c_k) = \frac{M}{\rho n F} \int_{t_k}^{t_k+\Delta t} I(E,t)dt$$

et il nous reste à lier le courant total $I(E,t)$ aux densités de courant mesurées au chapitre 2. Ce passage nécessite la connaissance à chaque cycle c_k de la largeur frottée, en considérant que cette largeur est dépassivée mécaniquement de façon homogène. L'évolution de cette largeur en fonction du temps n'est pas triviale car ΔW_{corr}, en modifiant le profil va modifier en continu la répartion de pression.

On peut par contre définir de facon plus simple la perte d'épaisseur par cycle, car celle-ci est directement liée à la densité de charge $C(E)$:

$$\Delta h_{cor} = \frac{M\, C(E)}{\rho n F}$$

En supposant que le centre du contact reste toujours en contact, la perte d'épaisseur par usure corrosive au centre du contact sera donc, pour la totalité des n_{cycles} de l'essai, donnée par $h_{cor} = n_{cycle} \cdot \Delta h_{cor}$, puisqe nous avons considéré les caractéristiques électrochimiques de la surface indépendante du temps.

	-300	-100	-50	50
A3	16.1	21.9	27.0	31.7
A3+K_2CrO_4	9.4	9.5	10.6	10.5

Tableau 4 10: Valeur théorique de la profondeur usée par corrosion (en microns)

Le tableau 4 10 donne la valeur de h_{cor} prévue par notre modèle

Pour passer à la mesure de volume, on peut en première approximation négliger la déformation du pion et le profil de la piste va épouser celle du pion, ce qui n'est pas totalement irréaliste au vu de la figure 4 9. Ainsi, en assimilant la surface du profil à un cycle c_k à la surface d'un secteur circulaire ayant pour rayon le rayon du pion, ΔW_{cor} va transformer ce secteur circulaire en un nouveau secteur translaté de suivant la verticale

Le volume final, en négligeant la part abrasive est donc donné par la formule approximative suivante :

$$W(t) - W_{abr} = \frac{2\sqrt{2R}}{3}(h_0 + n_{cycles} \cdot \Delta h)^{\frac{3}{2}}$$

La figure 4 10 montre la comparaison entre le volume calculé et les mesures. On peut remarquer que notre interprétation rend compte de l'évolution du volume d'usure en fonction du potentiel ainsi qu'elle permet de distinguer le comportement avec ou sans chromate

Il apparaît par contre un point très perturbant sur cette figure : le volume prévu par le modèle dans le cas de la solution A3 est supérieur pour des potentiels inférieurs à 50 mV aux mesures de volume total

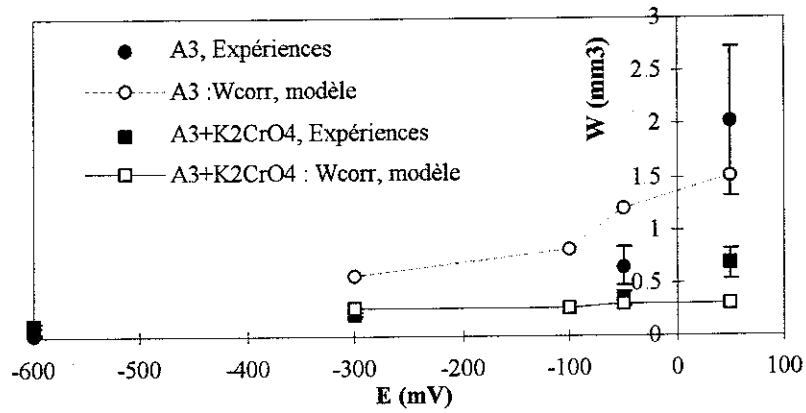


Figure 4 10: Comparaison entre volume d'usure théorique et mesuré sous une charge de 60

Ce dernier point est encore accentué en comparant pour une charge de 40 N en solution A3 les profondeurs mesurées et calculées au centre de la piste de frottement (figure 4 11) On voit que la courbe supposant que toute la largeur de la piste est dépassivée (courbe "Modèle, contact lisse" sur la figure) sur-estime nettement la part corrosive de l'usure

Ceci peut s'expliquer par le fait que toute la surface apparemment soumise au frottement n'est pas réelement en contact, ce point étant d'ailleurs suggéré par la forme du profil final (figure 4 9) h_{cor} doit ainsi intégrer le fait qu'un point de la surface n'est que statistiquement soumis à l'usure, en fonction de son altitude relative dans le contact

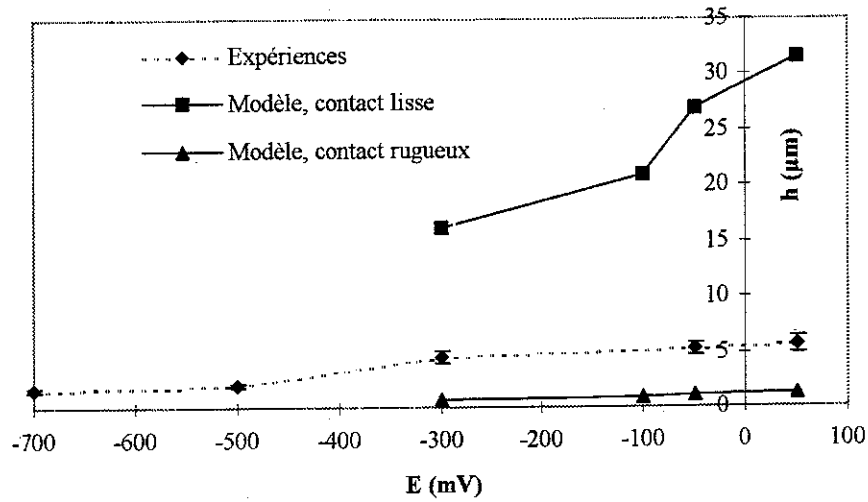


Figure 4.11: Comparaison des profondeurs mesurées et calculées au centre du contact en milieu A3 sous 40N

Nous avons à titre indicatif mené à bien une étude très simple de contact rugueux afin d'estimer une borne inférieure de la contribution de l'usure corrosive Nous reprenons la théorie élastique de Greenwood et Williamson [20] en négligeant donc la courbure globale de la surface Cette théorie montre que le contact entre un plan et un solide rugueux se ramène à considérer le contact entre une aspérité équivalente dont la géométrie est définie par des paramètres statistiques du profil et un plan En pratique, si l'on suppose une répartition aléatoire des hauteurs dans le profil, les deux paramètres géométriques nécessaires sont l'écart type σ_h sur les hauteurs et l'écart type σ_k sur la courbure du profil Connaissant ces deux grandeurs, on définit le rapport $\frac{A}{A_0}$ entre l'aire réelle de contact A et l'aire apparente par :

$$\frac{A}{A_0} = \sqrt{\frac{\pi}{\sigma_h \sigma_k}} \frac{\bar{p}}{E^*}$$

où $\bar{p}$ est la pression apparente $\frac{P}{A_0}$ et E^* est définie comme dans la section 2.5 A titre de validation, nous avons calculé ce rapport pour la surface polie en début d'essai Nous obtenons une valeur de 75 % En fin d'essai, σ_h mesuré dans la piste varie de 0.218 μm à 0.3 μm en croissant légèrement en fonction du potentiel alors que σ_k est de l'ordre de 0.03 μm^{-1}. Les valeurs de $\frac{A}{A_0}$ sont donc d'environ 4%, valeur qui semble très faible La courbe 4.11 présente la valeur de h_{cor} en supposant donc qu'un point du centre du contact n'est affecté que quatre fois tous les 100 passages par le frottement On voit que cette fois le modèle sous-estime apparemment W_{cor}, ce dernier point pouvant certainement être attribué à la description très frustre du contact que nous avons utilisé, la prise en compte de la courbure de l'aire de contact pouvant déjà augmenter d'environ 20% l'aire de contact dans notre configuration [25]

Chapitre 5

Synthèse Partie I

Les résultats obtenus dans cette première partie sont de deux ordres : d'une part des résultats propres au comportement en tribo-corrosion de l'AI 316L, et d'autre part des résultats méthodologiques plus généraux concernant les grandeurs caractéristiques du couplage usure/corrosion ainsi que le dépouillement et l'interprétation des essais pour ce type de matériaux

En ce qui concerne les résultats propres au comportement sous frottement en solution A3 du couple AI316L/Al_2O_3, nous rappelons que les résultats expérimentaux ont mis en évidence :

- l'évolution du potentiel libre sous frottement,
- l'effet du frottement sur les courbes intensité-potentiel,
- la sensibilité des forces de frottement au potentiel imposé,
- la forte sensibilité de l'usure totale au potentiel imposé.

A ces résultats quantitatifs il convient d'ajouter l'observation lors du frottement d'un comportement faisant intervenir deux phases distinctes au cours de l'essai : une première phase transitoire de quelques dizaines de cycles où les phénomènes plastiques semblent importants, suivie d'un régime stationnaire durant la suite de l'essai qui semble en bonne partie gouverné par le potentiel électrochimique de la surface.

Le régime global d'usure douce a ainsi pu être interprété à la lumière de cette dernière observation : nous avons développé un modèle mécanique intégrant l'effet des déformations plastiques de la phase transitoire sur la répartition de pression. Ce modèle, très simplifié, nous a néanmoins permis de rendre compte de ce régime global d'usure douce.

La sensibilité de l'usure au potentiel imposé est interprétée phénoménologiquement en terme de quantité de charges dissipées dans les phénomènes de dépassivation/repassivation. Cette approche est qualitative mais permet de rendre compte de la variation de l'usure en fonction du potentiel sur la base de mesures indépendantes des essais d'usure

Ces derniers points nous amènent au deuxième type de conclusions, de natures plus méthodologiques

concernant l'interprétation des essais d'usure-corrosion pour des matériaux passifs et ductiles

La première remarque concerne l'analyse mécanique du contact : comme nous l'avons souligné dans l'étude bibliographique, cette dernière est bien souvent négligée dans les études en milieu corrosif. Sauf cas très particulier, il nous paraît important de mener à bien cette analyse pour pouvoir bien séparer la part de l'usure imputable à des phénomènes volumiques (usure par fatigue, fissuration ...) et la part surfacique influencée par la corrosion

Concernant la sensibilité de l'usure de matériaux passifs aux grandeurs électrochimiques, nous avons pu montré que la part corrosive de l'usure pouvait être liée à des caractéristiques transitoires représentatives de la repassivation des matériaux dans le milieu considéré. Ces grandeurs semblent plus significatives des phénomènes transitoires se déroulant après le passage du pion que les caractéristiques stationnaires de l'interface en absence de frottement

Plusieurs points restent cependant à approfondir. Parmi eux, on peut citer d'un point de vue mécanique l'évolution durant la phase stabilisée de la pression de contact. Cette dernière est négligée car il est pour le moment délicat de l'évaluer [34]. Nous verrons, au cours de la section 5.5 de la partie II un exemple simple où l'influence de l'évolution continue du profil de la surface est prise en compte sur la répartition de pression. Il conviendrait également de développer la description du contact rugueux, car celle-ci n'intègre pas pour le moment le profil global de la piste d'usure.

D'un point de vue électrochimique, nous avons insisté sur les limites de notre estimation des transitoires de repassivation par sauts de potentiel. Une mesure plus précise et totalement indépendante de la géométrie de la cellule électrochimique serait souhaitable, ce qui nécessite *a priori* une technique de mesure plus élaborée.

Le point qui est peut-être le plus délicat à l'heure actuelle concerne la quantification de l'abrasion des couches passives, le terme W_{abr} étant la grande inconnue de notre interprétation. Nous avons, par manque d'informations fiables, supposé ce terme constant sur la plage de potentiel, ce qui est très certainement simpliste. L'évolution de ce terme peut intuitivement être reliée à l'évolution du coefficient de frottement en fonction du potentiel, mais un effort expérimental important est nécessaire pour valider cette conjecture

Références

[1] Abuzriba M B , Dodd R A., Worzala F J., Conrad J R , *Corrosion*, **48**, 2-4 (1992)
[2] Archard J F., *J. Appl Phys.*, **24**, 981-988 (1953)
[3] Archard J F, Coking E W, Elastohydrodynanamic lubrication at point contact, *E.H.D. Lubrication Symp* , Proc I. Mech E., **180**, 47-56 (1955-56)
[4] Barbosa M., *Corrosion*, **43**, 309-318 (1987)
[5] Barbosa M., *Corrosion*, **44**, 149-153 (1988)
[6] Baroux B , Béranger G., Lemaitre C , Passivité et rupture de la passivité des aciers inoxydables, *Les aciers inoxydables*, (P. Lacombe, B Baroux, G. Béranger eds), 163-182, Les Editions de Physique, Les Ulis (1990)
[7] Baroux B., Lemaitre C , Dabosi F., Corrosion par piqûres et corrosion caverneuse, *Les aciers inoxydables*, (P. Lacombe, B. Baroux, G Béranger eds.), 163-182, Les Editions de Physique, Les Ulis (1990)
[8] Boutard D., Thèse d'état, Université Paris 6, Paris (1983)
[9] Bowden F.P., Tabor D., *The friction and lubrication of solids T I*, Cambridge University Press, Cambridge (1950)
[10] Bower A.F., Johnson K.L., *J Mech. Phys. Solids*, **37**, 471-493 (1989)
[11] Burstein G.T., Cinderey R.J., *Corros. Sci.*, **32**, 1195-1211 (1991)
[12] Celati N , *Etude des phénomènes de corrosion par piqûre d'aciers inoxydables par la technique du bruit électrochimique*, rapport ETCA 94 R 090 /1113, Arcueil (1994)
[13] Cheng H.S., *Trans. A.S.L.E.*, **8**, 397-410 (1965)
[14] Clayton C.R., Olefjord I., Passivity of Austenitic Stainless Steels, *Corrosion Mechanism in Theory and Practice*, 175-199, (P. Marcus, J Oudar eds), Marcel Dekker, New York (1995)
[15] Compère C , Jaffré P. , Festy D., Ageing of 316L stainless steel in natural seawater. Statistical study of the relationship between open circuit, exposure time and pitting potential. *Corrosion95*, paper **289**, Nace Houston Tx (1995)
[16] Cordier P., Thèse Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris (1987)
[17] Desjardins D., Oltra R (eds), *Corrosion sous contrainte*, Les Editions de Physique, Les Ulis (1992)
[18] Dang Van K., Maitournam M. H., *J. Mech. Phys. Solids*, **41**, 1691-1710 (1993)
[19] Gabrielli G., Huet F., Keddam M., *Electrochemica Acta*, **31**, 1025-1039 (1986)
[20] Greenwood J A , Williamson J B P., *Proc Royal Soc.*, **A295**, 300-312 (1966)
[21] Gutmann E M., *Mecanochemistry of Solid Surfaces*, World Scientific, Singapore (1994)
[22] Hamrock B J., Dowson D., *J of Lubrication Technology*, **99**, 264-276 (1977)
[23] Hanus E , Maitournam H M., Dang Van K ,
[24] Jiang X X., Li S Z , Tao D. D., Yang J X , *Corros. Sci.*, **49**, 836-841 (1993)
[25] Johnson K.L., *Contact Mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge (1985)
[26] Johnson K.L., *Wear*, **190**, 162-170 (1995)
[27] Kapoor A., Johnson K.L., *J. Mech. Phys. Solids*, **42**, 223-239 (1992)
[28] Keddam M., Oltra R., Colson J.C., Desestret A , *Corros. Sci.*, **23**, 441-451 (1983)
[29] Kim K.Y., Bhattacharyya S., Agawarla V., An electrochemical polarization technique for evaluation of wear-corrosion in moving components under stress, *Wear of Materials*, 772-778, K.C. Ludema ed., ASME New-York (1981)
[30] Kim K., Ludema K.C., *J. of Tribology*, 617-621 (1995)
[31] Landolt D , Traité des Matériaux vol. 12 : *Corrosion et chimie de surface des métaux*, Presses

Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne (1993)
[32] Lee C K., Shih H C., *Corr. Sci.*, **50**, 848-856 (1994)
[33] Lemaitre J., Chaboche J.L., *Mécanique des matériaux solides*, 2ème ed., Dunod, Paris (1988)
[34] Lemaitre C., Baroux B., Béranger G., *Werk. u. Korr*, **40**, 229 (1989)
[35] Li S Z., Jiang X X., Corrosive Wear of Alloy, *Proc. Int. Symp. on Tribology*, pp.346-353, Beijing, China (1993)
[36] Lim S C., Ashby M.F., *Acta Metallurgica*, **35**, 1-24 (1987)
[37] MacDougall B., Graham M.J., Growth and Stability of Passive Films, *Corrosion Mechanisms in Theory and Practice*, 143-173, (P. Marcus, J. Oudar eds.), Marcel Dekker, New York (1995)
[38] Madsen B.W., *Wear*, **123**, 127-142 (1988)
[39] Madsen B.W., Standard guide for determining amount of synergism between corrosion and wear, *ASTM G119-93*, in *Ann. Book ASTM Stand.*, *Vol. 03.02*, 507-512 (1994)
[40] Maouche N., Thèse, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris (1997)
[41] Meng H.C., Ludema K.C., *Wear*, **181-183**, 443-457 (1995)
[42] Mischler S., Vogel A., Mathieu H.J., Landolt D., *Corros. Sci.*, **32**, 925-944 (1991)
[43] Mischler S., Debaud S., Rosset E.A., Landolt D., Surface degradation and the third body formation in tribocorrosion systems, *Thin Films in Tribology*, 245-253, D. Dowson et al. eds., Tribology series 25, Elsevier Amstredam (1993)
[44] Mischler S., Debaud S., Rosset E.A., Landolt D., Effect of corrosion on the wear behavior in Aqueous solutions, *Proc. 22th Leeds-Lyon Symp. on Tribology*, Lyon, France (1992)
[45] Mischler S., Debaud S., Landolt D., Wear accelerated corrosion of passive metals in tribocorrosion systems, Submitted to *J. Electrochem. Soc.*
[46] Murata T., Staehle R.W., Theory and application of straining electrode, *5th Int. Congress on Metallic Corrosion*, Tokyo, 513-518, NACE (1972)
[47] Neale M.J., *Tribology Handbook*, Butterworth, London (1973)
[48] Newman J., *J. Electrochechem. Soc.*, **113**, 1235-1241 (1966)
[49] Newman R.C., Stress-Corrosion Cracking Mechanism, *Corrosion Mechanism in Theory and Practice*, 311-372, (P. Marcus, J. Oudar eds.), Marcel Dekker, New York (1995)
[50] Okamoto G., *Corros. Sci.*, **13**, 471-485 (1973)
[51] Oltra R., Gabrielli C., Huet F., Keddam M., *Electrochem. Acta*, **31**, 1501-1511 (1986)
[52] Oltra R., Keddam M., Principes de l'étude électrochimique de la corrosion des aciers inoxydables, *Les aciers inoxydables*, (P. Lacombe, B. Baroux, G. Béranger eds.), 185-254, Les Editions de Physique, Les Ulis (1990)
[53] Ouakka A., Thèse, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1994)
[54] Ponthiaux P., Thèse, Ecole Centrale Paris, Chatenay-Malabry (1990)
[55] Ponthiaux P., Lederer G., Celati N., Boher C., Bataillon C., Application de l'étude spectrale du bruit électrochimique à un acier inoxydable en milieu NaCl, *Stage COMETT*, St Martial de Nabirat (1993)
[56] Quinn T.F.J., Rowson D.M., Sullivan J.L., *Wear*, **65**, 1-20 (1980)
[57] Quinn T.F.J., Sullivan J.L., Rowson D.M., *Wear*, **94**, 175-191 (1984)
[58] Sato N., Cohen M., *J. Electrochem. Soc.*, **111**, 512-524 (1964)
[59] Scherperel X., Peyre P., Fabbro R., Lederer G., Celati N., Modification of electrochemical properties of stainless steel by laser shock processing, *Surface Coating'97*, Munich (1997)
[60] Stack M.M., Corlet N., Zhou S., *Wear*, **203-205**, 474-488 (1997)
[61] Stalin-Muller N., Thèse, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1996)
[62] Thierry D., Sand W., Microbially Influenced Corrosion,, *Corrosion Mechanism in Theory and Practice*, 457-499, (P. Marcus, J. Oudar eds.), Marcel Dekker, New York (1995)
[63] Uhlig H.H., *Journal of Applied Mech.*, **21**, 401 (1954)
[64] Uhlig H.H., *Corrosion et protection*, Dunod, Paris (1970)
[65] Watson S.W., Friedersdorf F.J., Madsen B.W., Cramer S.D., *Wear*, **181-183**, 476-484 (1995)

[66] Yahagi Y, Mizutani Y, *Wear*, **110**, 401-408 (1986)

PARTIE II

Modélisation par équations intégrales

des structures revêtues

Une difficulté importante lors du dimensionnement des structures devant résister à des sollicitations de contact et de frottement est la prise en compte des propriétés des couches superficielles. Ces couches, de très faible épaisseur, vont déterminer en grande partie le comportement en frottement de la structure ainsi que la tenue à l'usure et à la corrosion. Il existe en fait peu de matériaux présentant naturellement un bon compromis entre propriétés structurales et propriétés tribologiques dans un environnement donné

Une manière de combiner ces deux groupes de propriétés consiste à créer à la surfaces des organes mécaniques des couches minces possédant de bonnes propriétés anti-usure et anti-corrosion. Ces couches sont obtenues soit par traitement du matériau de base (oxydation, nitruration, carburation ...), soit par dépôt d'un revêtement de matériau différent (par électrolyse, PVD, CVD) possédant les propriétés tribologiques désirées

Si la présence de ces couches minces améliore nettement la tenue des pièces à l'usure et à la corrosion, elle complique par contre nettement la résolution du problème mécanique de contact qui suppose classiquement l'homogénéité des matériaux antagonistes. En particulier, le dépouillement d'essais de frottement et d'usure de type pion-disque devient délicat du fait du manque d'informations précises concernant les pressions de contact, les contraintes dans le matériau et l'état global du matériau

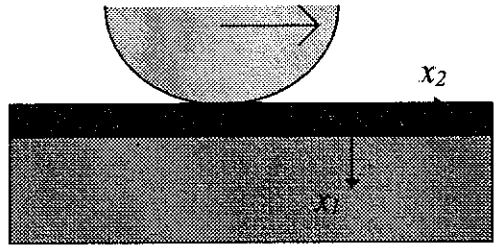


Figure 0.1: Configuration cylindre/plan

L'objet de cette deuxième partie est de tenter d'évaluer numériquement ces grandeurs mécaniques dans le but de mieux comprendre le rôle et les modes de dégradation de ces revêtements lors d'essais de type cylindre-plan (Figure 0.1)

Dans un premier temps, nous posons le problème en termes mécaniques et précisons les notations employées pour la suite. Nous présentons également quelques résultats issus de la bibliographie consacrée au comportement mécanique de revêtements. Ceux-ci comprennent notamment une méthode de transformations intégrales permettant de traiter le problème d'un contact ponctuel revêtu dans le cadre de la thermo-élasticité linéarisée

Dans le cas du contact élastoplastique, la méthode des éléments finis est largement utilisée et nous présenterons quelques résultats significatifs obtenus par ce biais. Cette méthode présente l'avantage d'une grande généralité mais a par contre l'inconvénient, pour les contacts de type ponctuel, de nécessiter un domaine de calcul de dimensions grandes devant la zone de contact afin que les conditions aux limites extérieures soient sans influence sur la zone de contact. Ce problème est bien entendu encore plus pénalisant dans le cas de contacts ponctuels revêtus

Pour remédier à ces inconvénients, nous proposons une formulation fondée sur les équations intégrales (EI) discrétisées en éléments de frontières, celle-ci fournit en fait, comme nous verrons, une extension de la mécanique du contact classique aux problèmes faisant apparaître des non-linéarités matérielles

Une des difficultés survenant dans une formulation non-linéaire par EI est le calcul des contraintes dans les zones où existent des déformations inélastiques. Nous proposons pour ce problème une méthode

de régularisation générale valable pour toute solution fondamentale compatible avec la géométrie du problème Cette méthode permet une extension de ce type de démarche à des configurations matérielles quelconques.

Cette formulation est couplée à deux algorithmes d'intégration plastique distincts dont le principe est succinctement rappelé Ces deux algorithmes sont employés pour résoudre deux types de problèmes de la mécanique du contact : l'indentation et le roulement/glissement continu

Après une description de l'algorithme de résolution du problème de contact, nous présentons des résultats numériques obtenus à l'aide de notre méthode d'équations intégrales. Ces résultats sont comparés à des calculs par éléments finis pour le cas d'un massif homogène élasto-plastique et à des résultats issus de la littérature pour un massif élastique isotrope revêtu.

Nous présentons enfin des résultats plus originaux concernant la prévision des régimes de dégradation des structures traitées ou revêtues ainsi qu'une application de la méthode numérique développée à la modélisation de l'usure.

Chapitre 1

Position du problème et hypothèses générales

1.1 Hypothèses et notations

Nous nous intéressons à des structures formées de deux solides Ω_1 et Ω_2 soumis à des conditions aux limites classiques en force et/ou déplacement imposé sur une partie de leur surface, et en contact unilatéral suivant une partie Γ_c^r de leur surface respective (Figure 1.1).

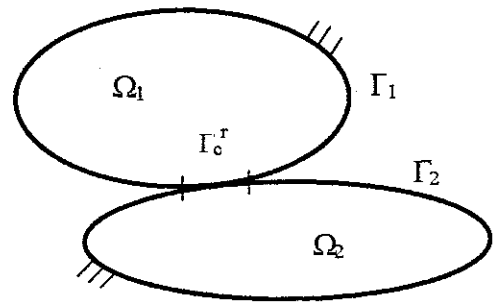


Figure 1.1: Solides en contact suivant Γ_c

Il est à noter que l'aire "réelle" de contact Γ_c^r (zone où les pressions de contact sont non-nulles) est *a priori* une inconnue du problème. Nous introduisons également Γ_{c1} et Γ_{c2} qui désignent les surfaces des deux solides susceptible d'entrer en contact, c'est-à-dire une majoration de Γ_c^r. Les relations de contact seront exprimées sur ces portions de frontière uniquement, le reste de Γ_1 et Γ_2 ne faisant intervenir que des conditions aux limites classiques.

Dans ce qui va suivre, les évolutions des systèmes mécaniques étudiés sont supposées vérifier les Hypothèses des Petites Perturbations (HPP) [31] en régime quasi-statique. Nous supposons également que le comportement des matériaux en présence peut être modélisé par des lois élasto-plastiques indépendantes du temps. Le problème est donc indépendant du temps mais la présence des déformations plastiques

nécessite d'intégrer l'histoire du chargement

Sous ces hypothèses, la connaissance de l'état mécanique de la structure se résume à la détermination des champs de déplacement $\mathbf{u}(\mathbf{x})$, de contraintes $\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x})$ et de déformations plastiques $\boldsymbol{\varepsilon}^p(\mathbf{x})$ à chaque instant du chargement pour $\mathbf{x} \in \Omega_i$ $(i = 1, 2)$, ainsi que du vecteur $\mathbf{t}^c(\mathbf{x})$ des pressions de contact $(\mathbf{x} \in \Gamma_c^i)$ et de la surface de contact Γ_c^i

Ces champs sont régis par les équations classiques :

- Equilibre en absence de forces volumiques pour chaque solide Ω_i $(i = 1, 2)$

$$\mathbf{div}\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{0} \tag{1.1}$$

avec les conditions aux limites en déplacement et en force sur Γ_i

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^d(\mathbf{x}),\ \mathbf{x} \in \Gamma_{ui} \tag{1.2}$$

$$\mathbf{t}(\mathbf{x}) = \mathbf{t}^d(\mathbf{x}),\ \mathbf{x} \in \Gamma_{fi} \tag{1.3}$$

où $\mathbf{t}(\mathbf{x}) = \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x})\ \mathbf{n}(\mathbf{x})$ représente le vecteur contrainte et $\mathbf{n}(\mathbf{x})$, la normale extérieure à Ω_i A ces conditions classiques s'ajoutent des conditions de contact que nous développerons plus loin

- Relation de compatibilité liant les déformations totales aux déplacements

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u} + {}^t\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}) \tag{1.4}$$

- Relation de comportement des matériaux

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{L} : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) \tag{1.5}$$

- où L est le tenseur des coefficients élastiques et $\boldsymbol{\varepsilon}^p$est déterminé par l'intégration de la loi d'écoulement plastique

En ce qui concerne les deux solides en contact, afin de fixer le vocabulaire nous nous situons d'emblée dans la configuration esquissée Figure 0.1 : appelons Ω_1 le cylindre et Ω_2 le demi-plan isotrope Ce dernier subit des déformations plastiques alors que le cylindre, isotrope, reste élastique

Le demi-plan est soit homogène élastiquement, soit "revêtu" :

- "homogène" signifie ici que les caractéristiques élastiques (E, ν) sont constantes en tout point alors que la limite élastique et le module d'écrouissage peuvent varier suivant la profondeur
- "revêtu" indique un type particulier d'hétérogénéité des propriétés élastiques : un revêtement est constitué d'une couche de propriétés élastiques (E_r, ν_r), d'épaisseur constante h, parfaitement collé au substrat (E_s, ν_s) suivant une ligne perpendiculaire à x_1 Le substrat pourra être considéré comme semi-infini par rapport à la dimension h La condition d'interface parfaitement collée s'écrit, dans notre configuration :

$$\begin{cases} u_i(h^+, x_2) = u_i(h^-, x_2) \\ \sigma_{i1}(h^+, x_2) = \sigma_{i1}(h^-, x_2) \end{cases} \forall x_2 \in \mathbb{R} \tag{1.6}$$

Ce problème fait donc intervenir deux types de non-linéarités : non-linéarité matérielle du fait de la présence de déformations plastiques et non-linéarité induite par la condition de contact Pour les prendre en compte, une démarche incrémentale classique de décomposition du trajet de chargement en N pas de chargement est adoptée, chaque pas n pouvant faire l'objet d'itérations internes Si la convergence des

algorithmes d'intégration plastique a fait l'objet de travaux approfondis [10] [26] , les résultats concernant les problèmes de contact (existence, unicité, convergence des algorithmes numériques) sont encore partiels [20] La convergence du problème de contact élastoplastique complet ne peut donc être abordé que de manière *empirique*

La résolution numérique de ce problème comporte donc plusieurs étapes que l'on peut articuler suivant trois grands points :

- Estimation des pressions de contact afin de disposer de toutes les conditions aux limites pour chaque solide Dans le cas général, cette estimation nécessite l'utilisation d'algorithmes de contact qui seront présentés dans la Section 4 Néanmoins, dans le cas d'une géométrie évoquée Figure 1 1, et pour des revêtements durs restant élastiques, on peut négliger en première approximation l'influence des déformations plastiques sur les pressions de contact $\mathbf{t}^c(\mathbf{x})$ lors du glissement, ce qui simplifie nettement le problème
- Connaissant à un pas n (éventuellement à une itération i) une estimation $\mathbf{t}_n^c(\mathbf{x})$ des pressions de contact et une estimation $\boldsymbol{\varepsilon}_n^p$ des déformations plastiques, résolution du problème d'équilibre (Eq 1 1 à 1 5) par une méthode d'Equations Intégrales (EI) discrétisée en éléments de frontière (Section 2)
- Il convient ensuite, à partir de cette estimation Statiquement et Cinématiquement Admissible (SA et CA), de calculer les incréments éventuels de déformations plastiques afin de vérifier la loi de comportement en tout point de la structure En fonction du problème traité (frottement continu ou indentation), deux algorithmes ont été utilisés et sont présentés succinctement Section 3

Chapitre 2

Formulation par équations intégrales

Dans ce chapitre, nous proposerons, partant du théorème des travaux virtuels, une formulation par équations intégrales du problème d'équilibre permettant d'intégrer la présence de déformations initiales Les efforts de contact sont supposés connus, et donc toutes les conditions aux limites sont bien définies sur la frontière de chaque solide ($\Gamma_i = \Gamma_{ui} \cup \Gamma_{fi}$ et $\Gamma_{ui} \cap \Gamma_{fi} = \oslash$) Nous pouvons donc à ce moment de la résolution nous intéresser à chaque solide pris individuellement (noté Ω de frontière Γ).

Nous étudierons ensuite les différentes solutions fondamentales de l'élastostatique pouvant s'appliquer au problème du revêtement et nous proposerons une formulation permettant d'intégrer de façon pratique l'anisotropie du revêtement. Nous nous intéresserons enfin aux régularisations que nécessitent ces équations afin de pouvoir être mises en pratique numériquement

2.1 Formulation par équations intégrales

Afin de pouvoir intégrer simplement la présence de déformations plastiques ϵ^p, supposées connues, nous allons modifier les expressions (1 1) et (1 3) avant d'appliquer le théorème des travaux virtuels. Introduisons donc $\bar{\boldsymbol{\sigma}} = \boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}^p$ avec $\boldsymbol{\sigma}^p = \mathbf{L} : \boldsymbol{\epsilon}^p$. Les équations (1.1) et (1.3) deviennent donc, exprimées par leurs composantes cartésiennes :

$$\tilde{\sigma}_{ij,j} - \sigma^p_{ij,j} = 0 \tag{2 1}$$

$$\tilde{\sigma}_{ij}\, n_j = t^d_i + \sigma^p_{ij} n_j = \widetilde{t}^d_i \tag{2.2}$$

les conditions en déplacements imposés n'étant pas modifiées.

On peut donc appliquer le théorème des travaux virtuels ([31] par exemple) pour les champs réels $\bar{\boldsymbol{\sigma}}$ et $\mathbf{u}$, en introduisant le champ de déplacements virtuels $\hat{\mathbf{u}}$:

$$\int_\Omega \tilde{\sigma}_{ij}\hat{\varepsilon}_{ij}\, dV + \int_\Omega \sigma^p_{ij,j}\,\hat{u}_i\, dV - \int_\Gamma \tilde{t}_i\,\hat{u}_i\, dS = 0 \tag{2.3}$$

Cette expression peut être modifiée en intégrant par partie le deuxième terme du premier membre :

$$\int_\Omega \tilde{\sigma}_{ij}\hat{\varepsilon}_{ij}\,dV - \int_\Omega \sigma^p_{ij}\hat{\varepsilon}_{ij}\,dV - \int_\Gamma (\tilde{t}_i - \sigma^p_{ij}n_j)\hat{u}_i\,dS = 0$$

En supposant de plus que l'on associe aux déformations virtuelles $\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}$ des contraintes $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{L} : \hat{\boldsymbol{\varepsilon}}$, où $\mathbf{L}$ est le même tenseur que pour le problème réel, l'équation précédente devient

$$\int_\Omega \varepsilon_{ij}\hat{\sigma}_{ij}\,dV - \int_\Omega \sigma^p_{ij}\hat{\varepsilon}_{ij}\,dV - \int_\Gamma (\tilde{t}_i - \sigma^p_{ij}n_j)\hat{u}_i\,dS = 0$$

ce qui donne finalement, en supposant la différentiabilité de $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$, et en tenant compte de la relation (2 2)

$$-\int_\Omega u_i\hat{\sigma}_{ij,j}\,dV - \int_\Omega \sigma^p_{ij}\hat{\varepsilon}_{ij}\,dV - \int_\Gamma t_i\hat{u}_i\,dS + \int_\Gamma \hat{T}_i u_i dS = 0 \qquad (2\,4)$$

où $\hat{T}_i = \hat{\sigma}_{ij}n_j$

Parmi les champs $(\hat{\mathbf{u}}, \hat{\boldsymbol{\sigma}})$, nous choisissons une solution fondamentale $(\mathbf{U}^k, \boldsymbol{\Sigma}^k)$ de l'élasticité linéaire [3] vérifiant donc

$$\begin{cases} \Sigma^k_{ij,j}(\mathbf{x},\mathbf{y}) = -\delta(\mathbf{y}-\mathbf{x})\delta_{ik} \\ \Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y}) = L_{ijmn}\frac{1}{2}(U^k_{m,n} + U^k_{n,m}) \end{cases} \qquad (2\,5)$$

où nous nous limitons dans notre cas à $\mathbf{x}, \mathbf{y} \in \Omega$ et $\mathbf{x}$ (point source) désigne le point d'application de la force ponctuelle unitaire de direction $\mathbf{e}_k$ et $\mathbf{y}$ le point courant par rapport auquel on entend la dérivation Les solutions fondamentales $\mathbf{U}^k$ et $\boldsymbol{\Sigma}^k$ sont singulières en $\mathbf{y} = \mathbf{x}$.

En plus des équations (2 5), une solution fondamentale vérifie certaines conditions aux limites (frontière libre ..) qui fixe la forme de cette solution Les différentes solutions fondamentales intéressantes pour notre problème sont détaillées au paragraphe 2 2

Introduisant $(\mathbf{U}^k, \boldsymbol{\Sigma}^k)$ dans (2 4), le point $\mathbf{x}$ etant supposé non-situé sur Γ, on obtient la formule de **représentation intégrale des déplacements** :

$$\kappa u_k(\mathbf{x}) = \int_\Omega \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV + \int_\Gamma t_i(\mathbf{y})U^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS - \int_\Gamma T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})u_i(\mathbf{y})dS \qquad (2\,6)$$

où $T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y}) = \Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})n_j(\mathbf{y})$, $\kappa = 1$ pour $\mathbf{x} \in (\Omega - \Gamma)$, $\kappa = 0$ pour $\mathbf{x} \notin \Omega$ et l'intégration s'entend par rapport à $\mathbf{y}$ Cette équation ne contient des singularités que pour $\mathbf{x} \in \Gamma$ [3] et ne fait apparaître les inconnues $\mathbf{t}$ et $\mathbf{u}$ que sur la frontière Connaissant $\mathbf{t}$ et $\mathbf{u}$ sur la frontière, on peut donc calculer directement la valeur du déplacement en tous points de Ω à l'aide de (2 6).

Toute la difficulté revient donc à évaluer ces grandeurs en surface, c'est-à-dire résoudre **l'équation intégrale de frontière** Or pour $\mathbf{x} \in \Gamma$, il faut prendre en compte les singularités de $\mathbf{U}^k$ et $\boldsymbol{\Sigma}^k$ en $\mathbf{y} = \mathbf{x}$ et vérifier la convergence des intégrales de frontière

Le traitement des singularités apparaissant sur la frontière est présenté au paragraphe suivant Le trai-

tement des singularités apparaissant dans l'intégrale de domaine lors du calcul des contraintes par la présence de déformations plastiques dans le volume est présenté à la section 2.6.

2.2 Solutions fondamentales pour les structures revêtues

Comme évoqué précédemment, toute solution fondamentale de l'élasticité linéaire vérifie les relations (2.5) ainsi qu'un certain nombre de conditions aux limites.

La solution la plus simple est la solution de Kelvin ([6] , par exemple). Elle correspond à l'application d'une force ponctuelle unitaire dans un milieu homogène isotrope infini. L'expression de $U_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y})$ dans le cas des déformations planes devient

$$U_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) = \frac{-1}{8\pi G(1-\nu)} \{(3-4\nu)\ln(r)\delta_{ik} - r_{,i}r_{,k}\} \tag{2.7}$$

$$\Sigma_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) = \frac{-1}{8\pi(1-\nu)r} \{(1-2\nu)\,(r_{,j}\delta_{ik} + r_{,i}\delta_{jk} - r_{,k}\delta_{ij}) + 2r_{,i}r_{,j}r_{,k}\} \tag{2.8}$$

avec $r = |\mathbf{y}-\mathbf{x}|$, $r_{,i} = \dfrac{\partial r}{\partial y_i}$ et $G = \dfrac{E}{2(1+\nu)}$

Cette solution présente une singularité en $\ln(r)$ pour $\mathbf{U}^k$ et en $\frac{1}{r}$ pour $\mathbf{\Sigma}^k$. On voit donc bien que pour $\mathbf{x} \in \Gamma$, la dernière intégrale de (2.6) ne converge pas *a priori* en l'absence de régularisation et que l'intégrale impliquant $\mathbf{U}^k$ est faiblement singulière et converge.

Pour résoudre ce problème de singularité, on peut utiliser une méthode de régularisation de l'équation intégrale. Supposons que les déplacements satisfassent une condition de Hölder en $\mathbf{x}$: $\mathbf{u} \in C^{0,\alpha}$ en $\mathbf{x}$ (c'est-à-dire : $\exists (C,\alpha) > 0$ / $|\mathbf{u}(\mathbf{y}) - \mathbf{u}(\mathbf{x})| < Cr^{\alpha}$ pour $\mathbf{y}$ voisin de $\mathbf{x}$). La version régularisée de l'équation intégrale de frontière s'écrit alors [3] :

$$0 = \int_\Omega \varepsilon_{ij}^p(\mathbf{y})\Sigma_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV + \int_\Gamma t_i(\mathbf{y})U_i^k\,(\mathbf{x},\mathbf{y})dS - \int_\Gamma T_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y})(u_i(\mathbf{y}) - u_i(\mathbf{x}))dS \tag{2.9}$$

Le terme sous la dernière intégrale, singulier en $r^{\alpha-1}$ en 2D est donc intégrable. Cette formulation, associée à une technique d'intégration numérique appropriée au voisinage de la singularité, est intéressante de par sa généralité.

Dans le cas de notre géométrie très particulière, nous préférerons utiliser l'identité de Somigliana classique pour une solution de Kelvin (ou toute solution présentant les mêmes singularités que la solution de Kelvin) et une frontière géométriquement régulière :

$$\tfrac{1}{2}u_k(\mathbf{x}) = \int_\Omega \varepsilon_{ij}^p(\mathbf{y})\Sigma_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV + \text{V.P.}\Big(\int_\Gamma (t_i(\mathbf{y})U_i^k\,(\mathbf{x},\mathbf{y}) - T_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y})u_i(\mathbf{y})dS\Big) \tag{2.10}$$

où V.P.( ) signifie Valeur Principale de ( ) et le coefficient $\frac{1}{2}$ provient de la dernière intégrale de (2.6).

Si on traitait le problème de la structure revêtue à l'aide de la solution fondamentale de Kelvin, il faudrait discrétiser les frontières complètes (Figure 2.1) des deux matériaux et tenir compte des conditions de

continuité (1.6) car $(\mathbf{U}^k, \boldsymbol{\Sigma}^k)$ ne vérifient aucune des conditions aux limites ou d'interface du problème à résoudre.

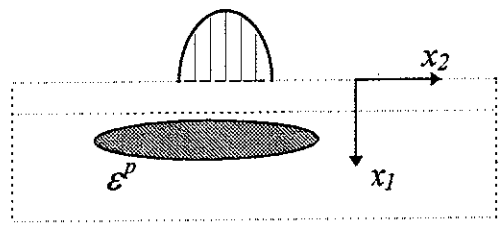


Figure 2.1: Discrétisation pour la solution de Kelvin

Afin de minimiser les problèmes liés à la discrétisation, nous avons décidé d'employer des solutions fondamentales plus appropriées à la géométrie particulière de notre problème

Dans le cas du **demi-plan élastiquement homogène**, Melan a obtenu une expression explicite de $\boldsymbol{\Sigma}^k$ vérifiant (2.5) ainsi que la condition de frontière libre $T_i^k(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = 0$ pour $y_1 = 0$. Cette solution peut s'exprimer comme la somme des tenseurs de Kelvin et d'une partie complémentaire qui est régulière pour $x_1 > 0$. Si le point source est situé sur la surface du demi-plan, la solution de Melan se simplifie et on retrouve la solution du problème résolu par Flamant en 1892.

L'utilisation de cette solution permet de simplifier nettement l'expression (2.6) pour obtenir :

$$u_k(\mathbf{x}) = \int_\Omega \varepsilon_{ij}^p(\mathbf{y}) \Sigma_{ij}^k(\mathbf{x}, \mathbf{y})\, dV + \int_{\Gamma_c} t_i(y_2) U_i^k(\mathbf{x}, y_2) dy_2 \tag{2.11}$$

pour $x_1 > 0$.

La discrétisation du problème se résume donc à l'aire de contact potentielle Γ_c et à la zone susceptible de se déformer plastiquement (Figure 2.2). De plus, cette expression présente l'avantage de permettre l'intégration des déformations plastiques à un calcul de contact ponctuel classique. En effet, l'intégrale sur Γ_c représentant le déplacement en $\mathbf{x}$ due à la répartition de pression $\mathbf{t}$ s'identifie aux expressions classiques de mécanique du contact [18] et permet donc, dans le cas de répartitions de pressions simples, certaines intégrations analytiques.

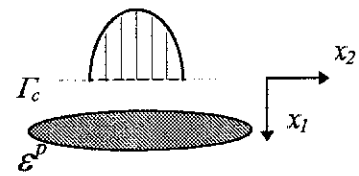


Figure 2.2: Discrétisation pour un demi-plan homogène avec la solution de Melan

Ce qui est remarquable dans l'utilisation de cette solution fondamentale, c'est la disparition de la singularité forte dans l'équation intégrale. En effet, $\mathbf{T}^k \equiv \mathbf{0}$ sur Γ_c et l'on peut donc dans notre cas appliquer (2.11) pour l'évaluation des déplacements sur la frontière sans autre souci de régularisation

Pour le **demi-plan revêtu**, plusieurs solutions sont possibles. Chan *et col.* [9] ont obtenu, à l'aide de trans-

formées de Hankel et de Fourier, une solution fondamentale pour le problème du demi-espace isotrope revêtu d'une couche isotrope d'épaisseur finie Cette solution présente l'inconvénient de faire intervenir dans son expression finale des transformées de Fourier inverses qu'il faut évaluer numériquement Une évaluation numérique précise de ces noyaux de transformation est délicate dans le cas général

Nous préférerons donc les expressions analytiques de Hetenyi et Dundurs ([11] [17]) qui donnent $\mathbf{\Sigma}^k$ pour une inclusion circulaire dans un plan en termes de fonctions contraintes d'Airy [37] Les auteurs obtiennent la solution pour deux demi-plans collés comme un cas particulier de ce problème et valident leurs résultats par rapport à ceux de Frasier et Rongved [15] Partant des expressions des deux fonctions d'Airy ϕ_a^k et ϕ_b^k (ϕ_a^k pour le demi-plan contenant le point source $\mathbf{x}$, ϕ_b^k pour l'autre demi-plan)

- $k = 1$

$$\begin{aligned}\phi_a^1 = K\,\{&-2\,A\,x_1\left(1+\frac{2\,x_1\,\bar{r}_1}{\bar{r}^2}-\frac{2\,\bar{r}_1{}^2}{\bar{r}^2}\right)-(1+\kappa_1)\,\theta_1\,r_2-(B+A\,\kappa_1)\,\theta_2\,r_2+\\&(1-\kappa_1)\,\bar{r}_1\,\log(r)+2\,A\,x_1\,(-1+\kappa_1)\,\log(\bar{r})-(-B+A\,\kappa_1)\,(\bar{r}_1)\,\log(\bar{r})\}\\ \phi_b^1 = K\,\{&-((1-B+(1-A)\,\kappa_1)\,\theta_1\,r_2)+2\,(-A+B)\,x_1\,\log(r)-\\&(-1+B+(1-A)\,\kappa_1)\,\bar{r}_1\,\log(r)\}\end{aligned}\tag{2.12}$$

- $k = 2$

$$\begin{aligned}\phi_a^2 = K\,\{&-2\,A\,x_1\left((1+\kappa_1)\,\theta_2-\frac{2\,x_1\,r_2}{\bar{r}^2}+\frac{2\,\bar{r}_1\,r_2}{\bar{r}^2}\right)-(1+\kappa_1)\,\theta_1\,\bar{r}_1+\\&(B+A\,\kappa_1)\,\theta_2\,\bar{r}_1+(-1+\kappa_1)\,r_2\,\log(r)-(-B+A\,\kappa_1)\,r_2\,\log(\bar{r})\}\\ \phi_b^1 = K\,\{&-2\,(-A+B)\,x_1\theta_1-(1-B+(1-A)\,\kappa_1)\,\theta_1\,\bar{r}_1+\\&(-1+B+(1-A)\,\kappa_1)\,r_2\,\log(r)\}\end{aligned}\tag{2.13}$$

où : $\bar{\mathbf{x}}$ est l'image de $\mathbf{x}$ par symétrie d'axe $x_1 = 0$ (Figure 2.3), $r = |\mathbf{y}-\mathbf{x}|$, $\bar{r} = |\mathbf{y}-\bar{\mathbf{x}}|$, $r_1 = y_1 - x_1$, $\bar{r}_1 = y_1 + x_1$, $r_2 = \bar{r}_2 = y_2 - x_2$, $\theta = \arctan\left(\frac{r_2}{r_1}\right)$, $\bar{\theta} = \arctan\left(\frac{r_2}{\bar{r}_1}\right)$, $\kappa_1 = 3 - 4\nu_a$ et $\kappa_1 = 3 - 4\nu_b$ en déformations planes, $K = \frac{1}{2\pi(\kappa_1+1)}$, $A = \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma\kappa_1}$, $B = \frac{\kappa_2-\Gamma\kappa_1}{\kappa_2+\Gamma}$ avec $\Gamma = \frac{G_b}{G_a}$

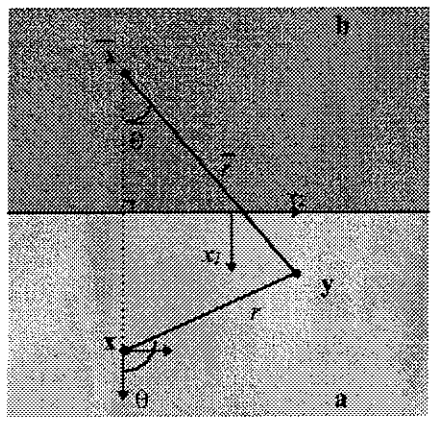


Figure 2.3: Notations pour la solution de Dundurs

Les expressions de $\mathbf{\Sigma}_\alpha^k$ ($\alpha = a, b$) s'obtiennent par dérivation des fonctions contrainte d'Airy et $\mathbf{U}_\alpha^k$

sont obtenues à partir de Σ_α^k par intégration et prise en compte des conditions de compatibilité ([31], par exemple). Bien que complexes, ces expressions ont le mérite d'être analytiques et donc il est possible de bien identifier les singularités qu'elles contiennent. En l'occurrence, comme pour la solution de Melan, nous retrouvons les mêmes singularités sur $\mathbf{U}_\alpha^k, \Sigma_\alpha^k$ que la solution de Kelvin sauf quand $\mathbf{x}$ est sur l'interface

La formule (2.6) devient donc

$$u_k(\mathbf{x}) = \int_\Omega \varepsilon_{ij}^p(\mathbf{y})\Sigma_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y})\, dV + \int_{\Gamma_c} t_i(y_2)U_i^k(\mathbf{x},y_2)dy_2 - \int_{\Gamma_t} T_i^k(\mathbf{x},y_2)u_i(y_2)dy_2 \qquad (2.14)$$

avec la discrétisation présentée Figure 2.4

On est cette fois obligé de discrétiser la surface complète Γ_t du revêtement, incluant l'aire de contact potentielle Γ_c, car la condition de surface libre n'est plus vérifiée par la solution fondamentale.

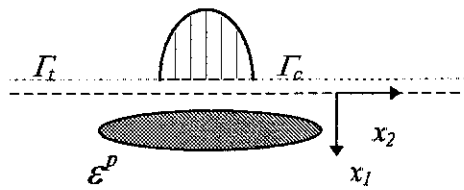


Figure 2.4: Discrétisation pour la solution de Hetenyi et Dundurs

Pour $\mathbf{x} \in \Gamma_t$, l'équation intégrale est cette fois singulière. Mais comme nous l'avons dit, $\mathbf{T}^k$ peut s'exprimer comme la somme du vecteur contrainte fondamental de Kelvin plus des termes réguliers pour $x_1 \neq 0$. Le résidu issu du dernier terme de (2.14) lors du passage à la limite sera donc le même que dans le cas de la solution de Kelvin et l'équation intégrale pour le demi-plan revêtu sera donc :

$$\tfrac{1}{2}u_k(\mathbf{x}) = \int_\Omega \varepsilon_{ij}^p(\mathbf{y})\Sigma_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y})\, dV + \text{VP}\left(\int_{\Gamma_c} t_i(y_2)U_i^k(\mathbf{x},y_2)dy_2 - \int_{\Gamma_t} T_i^k(\mathbf{x},y_2)u_i(y_2)dy_2 \right) \qquad (2.15)$$

L'utilisation d'une méthode d'équations intégrales associée à un choix de solutions fondamentales judicieux permet donc de limiter les erreurs liées aux discrétisations : dans le cas du demi-plan revêtu, il suffit de discrétiser la frontière et les zones pouvant plastifier.

Dans le cas de matériaux anisotropes, Tewary *et coll* [36] ont obtenus une solution fondamentale sous forme de transformations intégrales.

Nous avons présenté ici des solutions fondamentales pour le problème en déformations planes, mais cette approche peut se généraliser aux situations tridimensionnelles en utilisant la solution de Mindlin [24] pour le demi-espace homogène ou la solution de Rongved [29] pour le revêtement

A notre connaissance, le seul exemple de formulation par équations intégrales utilisant la solution fondamentale de Hetenyi-Dundurs est dû à Ryoji et Sang-Bong [30] et concerne l'évaluation de facteurs d'intensité de contraintes pour des fissures interfaciales, situation pour laquelle les expressions des solutions fondamentales se simplifient.

Or dans notre cas, outre la lourdeur des expressions de la solution fondamentale, une formulation de ce type présente quelques inconvénients D'une part la discrétisation de Γ_t alourdit l'évaluation numérique des contraintes dans le massif revêtu et complique la formulation du problème de contact, et d'autre part cette solution fondamentale ne permet de rendre compte que de revêtements isotropes et dont les propriétés sont constantes suivant l'épaisseur. Ce dernier point est très pénalisant en pratique, puisque la plupart des revêtements présentent de par leur mode d'élaboration une anisotropie naturelle (due à une croissance colonaire, par exemple)

Pour pallier à ces inconvénients, la prochaine section présente une méthode permettant de prendre en compte la présence d'une couche anisotrope en modifiant la formulation pour un demi-espace homogène isotrope.

2.3 Modélisation du revêtement par modification du demi-espace

L'objectif de cette section est de pouvoir traiter la structure revêtue à l'aide de la solution de Melan $(\mathbf{\Sigma}^k, \mathbf{U}^k)$ associée aux constantes élastiques $\mathbf{L}$ du substrat supposé isotrope. Pour ce faire, nous allons dans un premier temps dissocier par la pensée notre domaine en deux parties : le revêtement Ω_r et le substrat $\Omega - \Omega_r$ séparés par l'interface Γ_i (Figure 2.5)

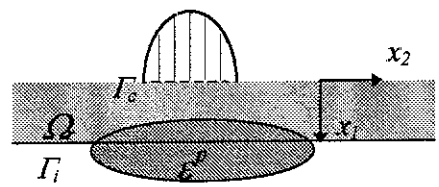


Figure 2.5: Intégration d'une couche à la solution de Melan

Pour tout point $\mathbf{x}$ du substrat, l'expression de la représentation intégrale des déplacements a une forme analogue à (2.11) en notant toutefois que Γ_i est l'interface et non la frontière libre :

$$u_k(\mathbf{x}) = \int_{\Omega-\Omega_r} \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\, dV + \int_{\Gamma_i} (t_i(y_2)U^k_i(\mathbf{x},y_2) - u_i(y_2)T^k_i(\mathbf{x},y_2))dy_2 \qquad (2.16)$$

Dans le revêtement, la loi de comportement élasto-plastique s'écrit $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{L}^c : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p)$ où $\mathbf{L}^c$ est *a priori* anisotrope. Pour pouvoir traiter le revêtement à l'aide de la solution isotrope de Melan, on peut réécrire cette relation de la manière suivante [7] :

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{L}^c : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^p) = \mathbf{L} : \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{L}^c : \boldsymbol{\varepsilon}^p - \Delta\mathbf{L} : \boldsymbol{\varepsilon} \qquad (2.17)$$

où $\Delta\mathbf{L} = \mathbf{L} - \mathbf{L}^c$. L'expression du principe des travaux virtuels pour un point du revêtement

$$\int_{\Omega_r} L^c_{ijkl}(\varepsilon_{kl} - \varepsilon^p_{kl})\hat{\varepsilon}_{ij}\, dV - \int_{\Gamma+\Gamma_i} (\sigma_{ij}n_j)\hat{u}_i\, dS = 0$$

peut donc se réécrire

$$\int_{\Omega_r} \varepsilon_{kl} L^c_{ijkl} \hat{\varepsilon}_{ij}\, dV = \int_{\Gamma+\Gamma_i} (\sigma_{ij} n_j) \hat{u}_i\, dS + \int_{\Omega_r} (L^c_{ijkl} \varepsilon^p_{kl}) \hat{\varepsilon}_{ij}\, dV + \int_{\Omega_r} (\Delta L_{ijkl} \varepsilon_{kl}) \hat{\varepsilon}_{ij}\, dV$$

et on peut donc intégrer par partie le premier terme du premier membre comme dans le paragraphe 2 En introduisant de même la solution fondamentale de Melan et en notant $\mathbf{E}^k = \frac{1}{2}(\boldsymbol{\nabla}\mathbf{U}^k + {}^T\boldsymbol{\nabla}\mathbf{U}^k)$, on obtient pour un point $\mathbf{x}$ du revêtement :

$$u_k(\mathbf{x}) = \int_{\Gamma_i+\Gamma_c} (t^c_i(\mathbf{y}) U^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y}) - u_i T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y}))\, dS + \int_{\Omega_r} (L^c_{ijml} \varepsilon^p_{ml}(\mathbf{y}) + \Delta L_{ijml} \varepsilon_{ml}(\mathbf{y})) E^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\, dV$$

En remarquant que sur Γ_i on vérifie les conditions de continuité (1 6), on peut faire disparaître les termes sur Γ_i et on a directement, $\forall\, \mathbf{x} \in \Omega$:

$$\begin{aligned} u_k(\mathbf{x}) \;=\; & \int_{\Gamma_c} t^c_i(\mathbf{y}) U^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})\, dS + \int_{\Omega_r} (L^c_{ijml} \varepsilon^p_{ml}(\mathbf{y}) + \Delta L_{ijml} \varepsilon_{ml}(\mathbf{y})) E^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\, dV \\ & + \int_{\Omega - \Omega r} \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y}) \Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\, dV \end{aligned} \qquad (2\ 18)$$

en remarquant une fois de plus que $\mathbf{T}^k \equiv 0$ sur la frontière libre, on évite donc les problèmes de singularité forte pour $\mathbf{x} \in \Gamma_c$

Cette formule de représentation intégrale appelle plusieurs commentaires :

- Moyennant la discrétisation de la couche, on peut prendre un comportement quelconque pour le revêtement et notamment un comportement isotrope transverse pouvant assez bien rendre compte de l'effet d'une croissance collonaire On peut également, suivant le même formalisme, intégrer une inhomogénéité du revêtement suivant la profondeur
- Concernant la discrétisation de cette expression, on peut remarquer qu'il faudrait *a-priori* discrétiser tout le revêtement qui peut être infini suivant x_2 Ce problème s'élimine en considérant que loin du contact (au-delà d'une certaine abscisse $x_{2\,\max}$), les déformations ε deviennent négligeables et on peut donc tronquer la longueur du revêtement Dans le cas du frottement continu, les déformations totales et plastiques se stabilisent au delà d'un certain $x_{2\,\max}$ Nous verrons au paragraphe suivant que la présence de ces déformations peut être intégrée numériquement, dans le cas du calcul du gradient des déplacements, à l'aide d'éléments infinis suivant x_2
- La seule frontière à discrétiser se réduit à nouveau à l'aire de contact potentielle Γ_c, ce qui s'avérera utile pour le calcul des pressions de contact (Section 4)
- Cette formulation ne se restreint pas à des revêtements stratifiés suivant une ligne On peut très bien intégrer la présence d'une inhomogéneité de forme quelconque à l'intérieur de laquelle ε varie Cette formulation permet donc d'étendre de façon simple à des matériaux hétérogènes et élasto-plastiques les calculs de mécanique du contact linéaire élastique isotrope

2.4 Discrétisation et traitement des singularités

Nous présentons ici la mise en œuvre pratique des expressions (2.11), (2.14), (2.15) et (2.18) discrétisées par éléments de frontière et cellules plastiques. Nous discuterons, dans le cas des solides élastiquement homogènes et revêtus, des singularités apparaissant lors du calcul des grandeurs sur la frontière

Comme indiqué précédemment, le calcul des contraintes dans les massifs présente des problèmes de singularité aux endroits où les déformations plastiques sont non-nulles; nous présenterons une expression régularisée de la représentation intégrale des contraintes pour une solution fondamentale quelconque et des solides non-bornés

Nous présenterons également une régularisation originale du calcul du gradient des déplacements pour un revêtement modélisé par modification de la solution de Melan. Ce dernier point permettra de traiter simplement le problème de contact sur les revêtements d'extension infinie

2.4.1 Discrétisation et évaluation des déplacements sur la frontière

Discrétisation

La frontière du demi-plan est discrétisée à l'aide de N_f éléments Γ_e ($1 \leq e \leq N_f$) sur lesquels les intégrales élémentaires devront être évaluées. Dans le cas du demi-plan élastiquement homogène, N_f est fini est couvre Γ_c, la zone de contact potentielle. Dans le cas du demi-plan revêtu et de la solution de Hetenyi-Dundurs, N_f est en théorie infini mais nous verrons que la contribution des éléments éloignés de la zone de contact devient négligeable, permettant ainsi de limiter la discrétisation.

Les intégrales faisant intervenir les déformations plastiques sont évaluées au moyen de N_p cellules d'intégrations Ω_p de contour Γ_p, Figure 2.6. En pratique cette démarche est intéressante si on connaît une majoration de la zone susceptible de se plastifier, car il n'est dans ce cas pas nécessaire de calculer les inconnues sur l'ensemble du solide, mais seulement sur la frontière et dans les zones où un comportement non-linéare est attendu.

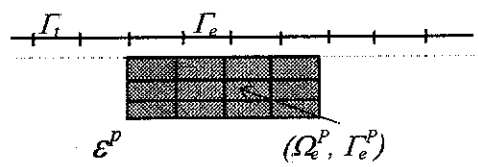


Figure 2.6: Discrétisation par éléments de frontière et cellules d'intégration.

Pour l'évaluation des intégrales élémentaires, une interpolation nodale de la géométrie et des champs peut être utilisée à la manière des éléments finis [2]. Dans notre cas, nous avons supposé des champs constants par éléments, ce qui permet des intégrations analytiques sur un segment et améliore ainsi la précision du calcul des intégrales singulières.

Nous supposerons, pour simplifier, que les points de collocations $\mathbf{x}$ ne se trouvent jamais à l'intersection de deux éléments ou sur la frontière Γ_p d'une cellule d'intégration.

Evaluation des déplacements sur la frontière

L'expression (2 11) discrétisée devient :

$$u_k(\mathbf{x}) = \sum_{c=1}^{N_p} \left(\int_{\Omega_p} \varepsilon_{ij}^p(\mathbf{y}) \Sigma_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y})\, dV \right) + \sum_{b=1}^{N_f} \left(\int_{\Gamma_e} t_i(y_2) U_i^k\,(\mathbf{x},y_2) dy_2 \right)$$

En supposant les déformations plastiques et les tractions constantes par élément, l'expression précédente devient

$$\{\mathbf{u}_a\} = \sum_{c=1}^{N_p} ([\mathbf{S}_{ac}]\,\{\boldsymbol{\varepsilon}_c^p\}\ ) + \sum_{b=1}^{N_f} ([\mathbf{U}_{ab}]\,\{\mathbf{t}_b\}) \tag{2.19}$$

où : $\{\mathbf{u}_a\}$ désigne le vecteur déplacement au centre de l'élément a, $[\mathbf{S}_{ac}]$ regroupe les composantes de $\int_{\Omega_p} \Sigma_{ij}^k(\mathbf{x}_a,\mathbf{y})\, dV$, $\{\boldsymbol{\varepsilon}_c^p\}$ désigne les déformations plastiques sur la cellule c et $[\mathbf{U}_{ab}]$ regroupe les composantes de $\int_{\Gamma_e} U_i^k\,(\mathbf{x}_a,y_2) dy_2$ Cette dernière intégrale peut être évaluée analytiquement

Dans le cas du massif élastiquement homogène, l'expression (2 19) est particulièrement simple : connaissant à une itération les efforts de contact $\mathbf{t}$ grâce au traitement présenté Section 4, le calcul des déplacements en tout point est immédiat et ne nécessite aucune inversion de système

Pour le demi-plan revêtu, on discrétise de même l'identité (2 15) :

$$\tfrac{1}{2}\{\mathbf{u}_a\} = \sum_{c=1}^{N_p} ([\mathbf{S}_{ac}]\,\{\boldsymbol{\varepsilon}_c^p\}\ ) + \sum_{b=1}^{N_f} ([\mathbf{U}_{ab}]\,\{\mathbf{t}_b\} - [\mathbf{T}_{ab}]\,\{\mathbf{u}_b\}) \tag{2.20}$$

où $[\mathbf{T}_{ab}]$ regroupe les composantes de $\int_{\Gamma e} T_i^k(\mathbf{x},y_2) dy_2$ et N_f désigne cette fois le nombre total d'éléments pour discrétiser "l'ensemble" de la frontière En pratique, la partie de frontière libre à discrétiser peut se tronquer pour obtenir une précision correcte du calcul (cas d'un contact élastique ou d'une zone plastique d'extension finie)

On voit dans la relation précédente que les inconnues sur la frontière $(\mathbf{u})$ apparaissent dans les deux membres de l'équation Une procédure d'inversion est donc nécessaire : nous regroupons les inconnues élémentaires dans un vecteur global $\{\mathbf{u}\}_{(2\times N_f)} = \langle\ \mathbf{u}_1 \ \ldots\ \mathbf{u}_a \ \ldots\ \mathbf{u}_{N_f}\ \rangle^t$, les pressions de contact dans un vecteur global $\{\mathbf{t}\}_{(2\times N_f)}$ et assemblons les matrices élémentaires $[\mathbf{U}_{ab}]$, $[\mathbf{T}_{ab}]$ et $[\mathbf{S}_{ac}]$ dans des matrices globales $[\mathbf{U}]_{(2\times N_f,2\times N_f)}$, $[\mathbf{T}]_{(2\times N_f,2\times N_f)}$ et $[\mathbf{S}]_{(2\times N_f,3\times N_p)}$; la relation (2 20) devient

$$\tfrac{1}{2}\{\mathbf{u}\} = [\mathbf{S}]\,\{\boldsymbol{\varepsilon}^p\}\ + [\mathbf{U}]\,\{\mathbf{t}\} - [\mathbf{T}]\,\{\mathbf{u}\}$$

soit

$$\{\mathbf{u}\} = ([\mathbf{T}] + \tfrac{1}{2}[\mathbf{I}])^{-1}\,([\mathbf{S}]\,\{\boldsymbol{\varepsilon}^p\}\ + [\mathbf{U}]\,\{\mathbf{t}\}) \tag{2.21}$$

A ce niveau une question fondamentale se pose : comment prendre en compte une zone plastique d'extension infinie (cas du glissement continu)? Dans ce cas, comme nous le verrons dans la section 3.1, les déformations plastiques tendent vers une limite finie $\bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^p(y_1)$ quand $|y_2| \to \infty$ et peuvent donc être considérées comme indépendantes de y_2 au delà d'une certaine abscisse $y_{2\,\max}$ La convergence de l'intégrale $\int_{y_{2\,\max}}^{\infty} \int_{y_{1\,\min}}^{y_{1\,\max}} \bar{\boldsymbol{\varepsilon}}^p(y_1) : \boldsymbol{\Sigma}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) dy_1 dy_2$, dans le cas bidimensionnel n'est donc pas garantie puisque

$\mathbf{\Sigma}^k \sim \frac{1}{r}$ et donc $\int_{y_1} \mathbf{\Sigma}^k dy_1 \sim \ln(r)$. Ce problème disparaît lors de l'évaluation des gradients de déplacements et des contraintes puisqu'on fait apparaître des noyaux en $\frac{\partial \mathbf{\Sigma}^k}{\partial \mathbf{x}} \sim \frac{1}{r^2}$, et nous verrons au paragraphe suivant que l'on peut évaluer la contribution de $y_{2\,\max}$ à $+\infty$ à l'aide d'éléments infinis suivant y_2.

Cette dernière question se pose aussi pour le terme $\int_{\Omega_r} (\mathbf{L}_c : \boldsymbol{\varepsilon}^p + \mathbf{\Delta L} : \boldsymbol{\varepsilon}) : \mathbf{E}^k \, dV$ de la relation (2.18)

L'expression discrétisée de la relation (2.18) pour la modélisation du revêtement par modification du demi-espace homogène s'écrit :

$$\{\mathbf{u}_a\} = \sum_{b=1}^{N_f} ([\mathbf{U}_{ab}]\{\mathbf{t}_b\}) + \sum_{c=1}^{N_p} ([\mathbf{S}_{ac}]\{\boldsymbol{\varepsilon}_c^p\}) + \sum_{c=1}^{N_c} \left(\left[\mathbf{S}'_{ac}\right]\{\boldsymbol{\varepsilon}_c^p\} + \left[\mathbf{S}''_{ac}\right]\{\boldsymbol{\varepsilon}_c\} \right) \tag{2.22}$$

où : N_f parcours à nouveau l'ensemble des éléments de la zone de contact potentielle Γ_c, $\left[\mathbf{S}'_{ac}\right]$ regroupe les composantes de $\int_{\Omega_e} L_{c_{ijml}} E^k_{ij}(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}) \, dV$ et $\left[\mathbf{S}''_{ac}\right]$ celles de $\int_{\Omega_e} \Delta L_{ijml} E^k_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \, dV$.

2.4.2 Evaluation des gradients de déplacement dans les solides

Pour le calcul du gradient des déplacements, nous séparons deux cas distincts : l'un, classique, faisant apparaître un terme de type $\mathbf{\Sigma}^k : \boldsymbol{\varepsilon}^p$ que nous régulariserons "en déformations", et l'autre, plus original faisant intervenir un terme de type $\mathbf{E}^k : \boldsymbol{\sigma}^p$ comme dans la relation (2.18). Nous régulariserons donc "en contraintes" le cas de l'intégration du revêtement par modification de la solution de Melan

Régularisation "en déformations"

Pour calculer les contraintes dans les massifs, nous dérivons (2.6) par rapport à $\mathbf{x}$:

$$\frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \int_\Omega \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y}) \Sigma^k_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \, dV + \int_\Gamma t_i(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial x_l} U^k_i(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dS - \int_\Gamma \frac{\partial}{\partial x_l} T^k_i(\mathbf{x}, \mathbf{y}) u_i(\mathbf{y}) dS$$

puis appliquons la loi de comportement :

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}) = L_{ijkl} \left(\frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l(\mathbf{x})}{\partial x_k} \right) - \varepsilon^p_{kl}(\mathbf{x}) \right) \tag{2.23}$$

Dans l'expression du gradient des déplacements, les termes de contour ne posent cette fois pas de problème, mais il faut étudier l'intégrabilité du premier terme du second membre ($\frac{\partial}{\partial x_l} \mathbf{\Sigma}^k(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \sim r^{-2}$).

Une première manière de résoudre ce problème consiste à appliquer la correction de Bui [8] puis à considérer l'intégrale $\int_\Omega \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y}) \frac{\partial}{\partial x_l} \Sigma^k_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \, dV$ au sens des valeurs principales.

L'évaluation de cette intégrale étant délicate dans le cas de la solution de Hetenyi et Dundurs, et par souci de généralité, nous préférons appliquer une méthode de régularisation.

Afin d'identifier l'endroit de la singularité et de pouvoir appliquer cette méthode de régularisation dans le cas de solides non-bornés, nous allons d'abord discrétiser la structure:

$$\frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l}\int_{\Omega_s} \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV + \{\sum_{c=1}^{N_p-1}\left(\int_{\Omega_p} \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})\tfrac{\partial}{\partial x_l}\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV\right) + \sum_{b=1}^{N_f}\left(\int_{\Gamma_e} t_i(\mathbf{y})\tfrac{\partial}{\partial x_l}U^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS - \int_{\Gamma_e}\tfrac{\partial}{\partial x_l}T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})u_i(\mathbf{y})dS\right)\} \quad (2.24)$$

où $\mathbf{x} \in \Omega_s - \Gamma_s$, Ω_s désignant la cellule singuliere. Les termes entre accolades sont réguliers et ne posent pas de problèmes particuliers. Nous les noterons $INR(\mathbf{x})$ pour simplifier :

$$\frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l}\int_{\Omega_s} \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV + INR(\mathbf{x})$$

Considérons l'état élastique auxiliaire suivant défini sur Ω_s: effet d'une déformation inélastique uniforme notée $\boldsymbol{\varepsilon}^r$, en l'absence de toute liaison cinématique. Le champ de déplacement associé vaut $\mathbf{u} = \boldsymbol{\varepsilon}^r\,\mathbf{y}$, pour $\mathbf{y} \in \Omega_s$, et la représentation intégrale (2.6) des déplacements pour cet état élastique s'écrit:

$$u^r_k(\mathbf{x}) = \varepsilon^r_{kl}x_l = \varepsilon^r_{ij}(\int_{\Omega_s}\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV - \int_{\Gamma_s} y_j T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS) \quad (2.25)$$

puisque $\mathbf{t} = (\mathbf{L} : (\boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}^r))\,\mathbf{n} = 0$. En choisissant $\boldsymbol{\varepsilon}^r = \boldsymbol{\varepsilon}^p(\mathbf{x})$, on obtient donc la relation suivante :

$$\frac{\partial u^r_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} = \varepsilon^p_{kl}(\mathbf{x}) + x_m\frac{\partial \varepsilon^p_{km}(\mathbf{x})}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l}\int_{\Omega_s}\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV - \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})\int_{\Gamma_s} y_j\tfrac{\partial}{\partial x_l}T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS - \frac{\partial \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})}{\partial x_l}\int_{\Gamma_s} y_j T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS$$

En retranchant cette dernière expression à (2.24) on obtient :

$$\frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} - \varepsilon^p_{kl}(\mathbf{x}) = \frac{\partial}{\partial x_l}\int_{\Omega_s}(\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})-\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x}))\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV + \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})\int_{\Gamma_s} y_j \frac{\partial}{\partial x_l}T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS$$
$$+x_m\frac{\partial \varepsilon^p_{km}(\mathbf{x})}{\partial x_l} + \frac{\partial \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})}{\partial x_l}\int_{\Gamma_s} y_j T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS + INR(\mathbf{x}) \qquad (2.26)$$

Pour $\mathbf{x} \in \Omega_s$

En supposant que $\boldsymbol{\varepsilon}^p \in C^{0,\alpha}$ au voisinage de $\mathbf{x}$, l'expression $(\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})-\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x}))\frac{\partial}{\partial x_l}\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})$ devient donc singulière en $r^{\alpha-2}$ en déformations planes et son intégrale a un sens

La relation (2 26) devient donc

$$\frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} - \varepsilon^p_{kl}(\mathbf{x}) = \int_{\Omega_s}(\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})-\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x}))\frac{\partial}{\partial x_l}\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV + \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})\int_{\Gamma_s} y_j \frac{\partial}{\partial x_l}T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS$$
$$+\frac{\partial \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})}{\partial x_l}(x_j\delta_{ki} + \int_{\Gamma_s} y_j T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS - \int_{\Omega_s}\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})dV) + INR(\mathbf{x})$$

et finalement, en remarquant que le terme en facteur avec $\frac{\partial \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})}{\partial x_l}$ est identiquement nul en raison de (2.25), on obtient :

$$\frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} - \varepsilon^p_{kl}(\mathbf{x}) = \int_{\Omega_s}(\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y})-\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x}))\frac{\partial}{\partial x_l}\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\,dV + \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})\int_{\Gamma_s} y_j \frac{\partial}{\partial x_l}T^k_i(\mathbf{x},\mathbf{y})dS$$
$$+INR(\mathbf{x}) \qquad (2.27)$$

Cette relation s'applique quelle que soit la solution fondamentale. Le terme faisant intervenir l'intégrale sur Γ_s est régulier pourvu que $\mathbf{x} \notin \Gamma_s$, ce que nous avons toujours supposé.

Dans notre cas, nous supposerons des déformations plastiques constantes par éléments ce qui élimine l'intégrale sur Ω_s. La forme régularisée et discrétisée de la représentation intégrale des contraintes en $\mathbf{x}_a$ devient donc, en appliquant (2.23) :

- Demi-plan élastiquement homogène :

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}_a) = IS_{ij}(\mathbf{x}_a) + \sum_{c=1}^{N_p-1}\bar{S}_{ij}(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}_c) + \sum_{b=1}^{N_f}\bar{U}_{ij}(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}_b) \qquad (2.28)$$

avec

$$IS_{ij}(\mathbf{x}_a) = L_{ijkl}\{\tfrac{1}{2}\varepsilon^p_{mn}(\mathbf{x}_a)\int_{\Gamma_s} y_n(\tfrac{\partial}{\partial x_l}T^k_m(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}) + \tfrac{\partial}{\partial x_k}T^l_m(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}))\}dS$$
$$\bar{S}_{ij}(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}_c) = L_{ijkl}\{\tfrac{1}{2}\varepsilon^p_{mn}(\mathbf{y}_c)\int_{\Omega_e}(\tfrac{\partial}{\partial x_l}\Sigma^k_{mn}(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}) + \tfrac{\partial}{\partial x_k}\Sigma^l_{mn}(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}))\}dV$$
$$\bar{U}_{ij}(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}_b) = L_{ijkl}\{\tfrac{1}{2}t_m(\mathbf{y}_b)\int_{\Gamma_e}(\tfrac{\partial}{\partial x_l}U^k_m(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}) + \tfrac{\partial}{\partial x_k}U^l_m(\mathbf{x}_a,\mathbf{y}))\}dy_2$$

- Demi-plan revêtu avec la solution de Hetenyi et Dundurs :

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}_a) = IS_{ij}(\mathbf{x}_a) + \sum_{c=1}^{N_p-1} \bar{S}_{ij}(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}_c) + \sum_{b=1}^{N_f} (\bar{U}_{ij}(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}_b) - \bar{T}_{ij}(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}_b)) \tag{2.29}$$

avec les mêmes définitions que précédemment et :

$$\bar{T}_{ij}(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}_b) = L_{ijkl}\{\tfrac{1}{2} u_m(\mathbf{y}_b) \int_{\Gamma_e} (\tfrac{\partial}{\partial x_l} T^k_m(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}) + \tfrac{\partial}{\partial x_k} T^l_m(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}))\} dy_2$$

Nous détaillerons le cas du demi-plan homogène au paragraphe 5.1 car il permet de valider cette approche générale. En effet, pour une inclusion cubique particulière de déformations plastiques, Ballard *et coll* [1] ont obtenus une solution analytique pour l'expression des contraintes, nous donnant ainsi une solution de référence.

Régularisation "en contraintes" : cas de l'intégration du revêtement par modification de la solution de Melan.

Pour le calcul du gradient des déplacements à partir de la relation (2.18), deux situations sont à envisager suivant la position du point $\mathbf{x}$. Si le point $\mathbf{x}$ est dans le substrat, on peut appliquer exactement la même démarche générale que précédemment (identité auxiliaire associée à $\mathbf{u}(\mathbf{y}) = \boldsymbol{\varepsilon}^p(\mathbf{x})\ \mathbf{y}$) pour obtenir

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} - \varepsilon^p_{kl}(\mathbf{x}) \;=\; & \int_{\Omega_s} (\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y}) - \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x})) \tfrac{\partial}{\partial x_l} \Sigma^k_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})\, dV + \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x}) \int_{\Gamma_s} y_j \tfrac{\partial}{\partial x_l} T^k_i(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dS + \\
& \sum_{d=1}^{N^c_p} \int_{\Omega_r} (L_{c_{ijml}} \varepsilon^p_{ml}(\mathbf{y}) + \Delta L_{ijml} \varepsilon_{ml}(\mathbf{y})) \tfrac{\partial}{\partial x_l} E^k_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})\, dV + \\
& \sum_{c=1}^{N^s_p} \int_{\Omega_r} \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y}) \tfrac{\partial}{\partial x_l} \Sigma^k_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})\, dV + \sum_{b=1}^{N_f} \int_{\Gamma_e} t_i(\mathbf{y}) \tfrac{\partial}{\partial x_l} U^k_i(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dS
\end{aligned} \tag{2.30}$$

avec les mêmes notations que précédemment et N^s_p désigne le nombre de cellules d'intégration dans le substrat et N^c_p désigne le nombre de cellules d'intégration dans le revêtement.

Pour un point $\mathbf{x}$ du revêtement, nous considérerons pour commencer et par souci de clarté que le revêtement reste élastique. On veut régulariser le terme de volume, cherchant ainsi à faire apparaître le terme $\Delta L_{ijml}(\varepsilon_{ml}(\mathbf{y}) - \varepsilon_{ml}(\mathbf{x})) E^k_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ qui, associé à une hypothèse de Hölder classique permettra de résoudre le problème. On voit clairement que l'utilisation d'un état auxiliaire $\mathbf{u}(\mathbf{y}) = \boldsymbol{\varepsilon}^p(\mathbf{x})\ \mathbf{y}$ est impossible dans ce cas.

On choisit donc l'état de contraintes auxiliaire suivant (contrainte initiale constante) :

$$\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{y}) = \bar{\boldsymbol{\sigma}} = \mathbf{C}^{te}, \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{y}) = 0, \mathbf{u}(\mathbf{y}) = \mathbf{0} \text{ sur } \Omega_s \tag{2.31}$$

pour lequel la représentation intégrale (2.25) s'écrit :

$$0 \;=\; \int_{\Gamma_s} (\bar{\sigma}_{ij}(\mathbf{x}) n_j(\mathbf{y})) U^k_i(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dS + \int_{\Omega_s} \bar{\sigma}_{ij}(\mathbf{x}) E^k_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) dV$$

$$= \bar{\sigma}_{ij}(\mathbf{x}) \left(\int_{\Gamma_s} n_j(\mathbf{y}) U_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) dS + \int_{\Omega_s} E_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) dV \right) \quad (2\,32)$$

Retranchons (2.32) à (2.18) en prenant comme champ particulier $\bar{\boldsymbol{\sigma}}(\mathbf{y}) = \boldsymbol{\Delta L} : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x})$ et en supposant que $\boldsymbol{\varepsilon}^p = 0 \; \forall \, \mathbf{x} \in \Omega$ Nous obtenons

$$\begin{aligned} u_k(\mathbf{x}) \;=\; & -\int_{\Gamma_s} (\Delta L_{ijml} \varepsilon_{ml}(\mathbf{x}) n_j) U_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dS + \\ & \int_{\Omega s} \Delta L_{ijml} (\varepsilon_{ml}(\mathbf{y}) - \varepsilon_{ml}(\mathbf{x})) E_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dV + \\ & \sum_{b=1}^{N_f} \int_{\Gamma_e} t_i(\mathbf{y}) U_i^k \, (\mathbf{x},\mathbf{y}) dS + \sum_{d=1}^{N_{pc}-1} \int_{\Omega_r} \Delta L_{ijml} \varepsilon_{ml}(\mathbf{y}) E_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dV \end{aligned}$$

ce qui nous donne

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} \;=\; & -\int_{\Gamma_s} (\Delta L_{ijmn} \varepsilon_{mn}(\mathbf{x}) n_j) \tfrac{\partial}{\partial x_l} U_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dS + \\ & \int_{\Omega s} \Delta L_{ijmn} (\varepsilon_{mn}(\mathbf{y}) - \varepsilon_{mn}(\mathbf{x})) \tfrac{\partial}{\partial x_l} E_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dV + \\ & \sum_{b=1}^{N_f} \int_{\Gamma_e} t_i(\mathbf{y}) \tfrac{\partial}{\partial x_l} U_i^k \, (\mathbf{x},\mathbf{y}) dS + \sum_{d=1}^{N_{pc}-1} \int_{\Omega_r} \Delta L_{ijmn} \varepsilon_{mn}(\mathbf{y}) E_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dV \\ & + \Delta L_{ijmn} \tfrac{\partial}{\partial x_l} \varepsilon_{mn}(\mathbf{x}) \left\{ \int_{\Gamma_s} n_j U_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) dS + \int_{\Omega_s} E_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) dV \right\} \end{aligned}$$

et le terme entre accolades disparaît du fait de la relation (2 32) Le cas où le revêtement peut se déformer plastiquement se traite de façon similaire en posant $\bar{\boldsymbol{\sigma}}(\mathbf{y}) = \boldsymbol{\Delta L} : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}) + \mathbf{L}_c \; : \; \boldsymbol{\varepsilon}^p(\mathbf{x})$, et on obtient finalement :

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_k(\mathbf{x})}{\partial x_l} \;=\; & -\int_{\Gamma_s} (\Delta L_{ijmn} \varepsilon_{mn}(\mathbf{x}) + L_{c_{ijmn}} \varepsilon_{mn}^p(\mathbf{x})) n_j \tfrac{\partial}{\partial x_l} U_i^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dS + \\ & \int_{\Omega s} (\Delta L_{ijmn} (\varepsilon_{mn}(\mathbf{y}) - \varepsilon_{mn}(\mathbf{x})) + L_{c_{ijmn}} (\varepsilon_{mn}^p(\mathbf{y}) - \varepsilon_{mn}^p(\mathbf{x})) \tfrac{\partial}{\partial x_l} E_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) dV \\ & + \sum_{d=1}^{N_p^c-1} \int_{\Omega_r} (\Delta L_{ijmn} \varepsilon_{mn}(\mathbf{y}) + L_{c_{ijmn}} \varepsilon_{mn}^p(\mathbf{x})) \tfrac{\partial}{\partial x_l} E_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dV + \\ & \sum_{c=1}^{N_p^s-1} \int_{\Omega_p} \varepsilon_{ij}^p(\mathbf{y}) \tfrac{\partial}{\partial x_l} \Sigma_{ij}^k(\mathbf{x},\mathbf{y}) \, dV + \sum_{b=1}^{N_f} \int_{\Gamma_e} t_i(\mathbf{y}) \tfrac{\partial}{\partial x_l} U_i^k \, (\mathbf{x},\mathbf{y}) dS \end{aligned} \quad (2\,33)$$

Cette dernière formule permet donc l'évaluation des déformations pour tout point $\mathbf{x}$ du solide à l'exception du contour Γ_s. Comme précédemment, pour évaluer les contraintes à l'intérieur du solide, cette dernière restriction ne pose pas de problème puisque nous prendrons toujours les points de collocation à l'intérieur de la cellule. Par contre, pour évaluer les gradients sur la surface libre, l'intégrale sur Γ_c et Γ_s

pose problème.

On peut distinguer pour ce problème deux cas, suivant la solution fondamentale :

- Le cas général, dans lequel nous intégrons la solution de Hetenyi et Dundurs, où les termes sur la frontière font intervenir des intégrales hyper-singulières de type $\int_\Gamma \mathbf{u} \frac{\partial \mathbf{T}^k}{\partial \mathbf{x}}\, dS$ en plus des termes $\int_{\Gamma_c} \mathbf{t} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{x}}\, dS$ de (2.19) et (2.33) Ce cas est complexe à traiter de manière générale [5] , et nous ne le traiterons pas ici.
- Dans le cas de la solution de Melan, et lorsque la frontière à discrétiser est confondue avec la frontière libre du demi-plan, le terme hyper-singulier disparaît et le terme $\int_{\Gamma_c} \mathbf{t} \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{x}}\, dy_2$ s'identifie simplement aux intégrales apparaissant dans les classiques relations de Galin ([18] p.20 par exemple) de la mécanique du contact élastique linéaire. Pour l'évaluation des intégrales élémentaires (**t** constant, linéaire ...) on peut donc utiliser pleinement les nombreux résultats analytiques qui ont été développés. Nous utiliserons en particulier le cas d'une pression constante par élément ([18] eqs 2.30) valable aussi bien pour le massif élastiquement homogène ou revêtu dans le cas de l'utilisation de la solution de Melan.

En prenant une interpolation constante des déformations plastiques et des déformations totales, on reprend sous forme matricielle l'expression (2.33) pour un point de collocation $\mathbf{x}_i$ au centre de la cellule d'intégration i :

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}_i) \;=\; & -[\partial\mathbf{U}]_{ii}\,\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{x}_i) + \sum_{\substack{j\in\Omega_r \\ i\neq j}} [\boldsymbol{\Delta}\mathbf{LE}]_{ij}\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{y}_j) + \sum_{k\in\Gamma_c} [\partial\mathbf{U}]_{ik}\mathbf{t}(\mathbf{y}_k) + \\ & \Big(\sum_{j\in\Omega_r} [\mathbf{SL}_c]_{ij} + \sum_{j\in\Omega-\Omega_r} [\mathbf{SL}]_{ij}\Big)\boldsymbol{\varepsilon}^p(\mathbf{y}_j)\end{aligned}$$

ce qui donne après assemblage le vecteur $\{\boldsymbol{\varepsilon}\}_{(3\times N_{pc})}$ des déformations totales :

$$\{\boldsymbol{\varepsilon}\}_{(3\times N_p^c)} = [\mathbf{A}]^{-1}_{(3\times N_p^c, 3\times N_p^c)}\big([\mathbf{B}]_{(3\times N_p^c, 3\times (N_p^s+N_p^c))}\{\boldsymbol{\varepsilon}^p\} + [\partial\mathbf{U}]_{(3\times N_p^c, 2\times N_f)}\{\mathbf{t}\}\big) \tag{2.34}$$

où $[\mathbf{A}]$ fait apparaître sur sa "diagonale" les termes $[\mathbf{I}] + [\partial\mathbf{U}]_{ii}$ provenant de l'intégration singulière sur le contour de Γ_s et $[\boldsymbol{\Delta}\mathbf{LE}]_{ij}$ pour les termes non-diagonaux.

Connaissant $\boldsymbol{\varepsilon}$ dans la couche, l'évaluation des déformations ou des contraintes pour un point du substrat est immédiate à l'aide de (2.30) que l'on peut exprimer sous une forme analogue à (2.28).

Pour compléter cette présentation des aspects numériques de notre formulation, il nous faut préciser deux détails que nous avons évoqués plus haut : premièrement, l'utilisation d'éléments infinis et deuxièmement, en exploitant au maximum la particularité de notre problème, l'invariance suivant y_2 de l'expression de certaines intégrales élémentaires.

Nous avons évoqué au paragraphe 2 l'utilisation d'éléments "infinis" pour tenir compte de l'extension infinie suivant y_2 des zones théoriquement à mailler dans le cas du glissement continu (pour $y_2 > y_{2\,\max}$ ou $y_2 < y_{2\,\min}$, $\boldsymbol{\varepsilon}^p(\mathbf{y}) = \boldsymbol{\varepsilon}^p(y_1)$). L'usage d'éléments infinis a été popularisé dans le cadre de la méthode des éléments finis [38] et nous ne présenterons ici que succinctement son principe pour notre exemple.

On cherche donc à évaluer pour un élément de hauteur $y_{1\,\max} - y_{1\,\min}$ l'intégrale I_{el}^+ définie par

$$I_{el}^{+} = \int_{y_{1\,\min}}^{y_{1\,\max}} \int_{y_{2\,\max}}^{+\infty} \varepsilon_{ij}^{p}(y_1)\Sigma_{ij,l}^{k}(\mathbf{x},y_1,y_2)dy_2dy_1$$

à l'aide d'une méthode de quadrature de Gauss standard. L'intégration suivant y_1 est classique et on est donc symboliquement ramené à évaluer une intégrale du type $I_{el}^{+} = \int_{y_{2\,\max}}^{+\infty} f(y_2)dy_2$ (ou $I_{el}^{-} = \int_{-\infty}^{y_{2\,\min}} f(y_2)dy_2$). Pour évaluer ces deux intégrales, on effectue simplement les deux changements de variables suivant : posons $y_2 = \frac{1}{u}$, l'intégrale I_{el}^{+} se réécrit donc $I_{el}^{+} = \int_{0}^{\frac{1}{y_{2\,\max}}} f(\frac{1}{u})\frac{du}{u^2}$. Il ne reste plus qu'à se ramener sur un intervalle $[-1,1]$ en posant $v = 2y_{2\,\max}(u - \frac{1}{2y_{2\,\max}})$ et on obtient finalement

$$I_{el}^{+} = \int_{-1}^{1} f(\frac{2y_{2\,\max}}{1+v})\frac{2y_{2\,\max}dv}{(1+v)^2}$$

qui s'intègre numériquement par des techniques habituelles. La même démarche s'applique bien entendu au calcul de I_{el}^{-}.

La deuxième particularité numérique concerne l'évaluation et le stockage des intégrales élémentaires dans le cas d'un algorithme stationnaire (et éventuellement d'un revêtement stratifié).

Comme nous le préciserons au paragraphe suivant, l'intégration des déformations plastiques dans le cas de l'algorithme stationnaire suppose un espacement constant Δl suivant y_2 des points de collocation voisins sur une ligne $y_1 = C^{te}$. Cette particularité de maillage peut-être combinée à une propriété d'invariance suivant y_2 des tenseurs fondamentaux. En effet, on remarque que

$$\Sigma_{ij}^{k}(x_1, x_2 + n\Delta l, y_1, y_2 + n\Delta l) = \Sigma_{ij}^{k}(x_1, x_2, y_1, y_2)$$

ainsi que

$$\Sigma_{ij}^{k}(x_1, x_2, y_1, y_2) = (-1)^{i+j}\Sigma_{ij}^{k}(x_1, y_2, y_1, x_2)$$

ce qui signifie donc simplement que seule compte l'abscisse relative suivant la direction 2, et non pas les positions x_2 et y_2. Cette remarque permet donc de limiter le calcul de l'influence des éléments plastiques : si l'on note nt_1 le nombre total de cellules suivant y_1 et nt_2 le nombre total de cellules suivant y_2, il faudrait donc évaluer et stocker $(nt_1 \times nt_2)^2$ matrices élémentaires en utilisant la propriété d'invariance, on se limite à $nt_1 \times (nt_1 \times nt_2)$. Ceci est très avantageux dans le cas de l'algorithme stationnaire où $nt_2 > nt_1$.

Chapitre 3

Algorithmes d'intégration plastique

La formulation par équations intégrales présentée au chapitre précédent permet de calculer à un instant t les grandeurs mécaniques dans la structure, le champ de déformations plastiques ε_n^p étant connu. Il nous reste donc à résoudre le problème d'évolution qui, sous forme discrétisée, permettra de passer de t à $t + \Delta t$.

Après un rappel succinct des modifications de la formulation générale de lois de comportement dues à la prise en compte de la stationnarité, nous présenterons les deux schémas numériques d'intégration qui ont été implémentés. Ces méthodes d'intégration plastique ont donné lieu à de nombreux développements en association avec la méthode des éléments finis. Nous nous contenterons donc de rappeler leur principe, les différents aspects théoriques (convergence, unicité de la solution, ...) étant très bien documentés dans la littérature [10, 23, 26, 33].

3.1 Comportement élasto-plastique et hypothèse de stationnarité

Dans le cas général de la plasticité associée indépendante du temps, en plus de la relation (1.5), on définit par $\mathbf{a}_k$, $\mathbf{A}_k$ et $f(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{A}_k)$ respectivement les variables internes d'écrouissage, leurs forces thermodynamiques associées et la surface d'écoulement plastique. En plasticité associée, la surface d'écoulement est confondue avec le critère de plasticité. On se donne également la relation $\mathbf{A}_k = \mathbf{Z} : \mathbf{a}_k$ et l'hypothèse de normalité de l'écoulement nous donne:

$$\begin{cases} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \lambda_1 \dfrac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \\ -\dot{\mathbf{a}}_k = \lambda_1 \dfrac{\partial f}{\partial \mathbf{A}_k} \end{cases} \tag{3.1}$$

avec $\lambda_1 \geqslant 0$ si $f = 0$ et $\dot{f} = 0$ et $\lambda_1 = 0$ sinon

on détermine λ_1 à l'aide de la relation $\dot{f} = 0$ dans le cas où $f = 0$:

$$\lambda_1 = \frac{\langle \frac{\partial f}{\partial \sigma} : \mathbf{L} : \dot{\varepsilon} \rangle}{H} \tag{3.2}$$

avec $\langle \mathbf{X} \rangle$, partie positive de $\mathbf{X}$ et $H = \dfrac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : \mathbf{L} : \dfrac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} + \dfrac{\partial f}{\partial \mathbf{A}_k} : \dfrac{\partial \mathbf{A}_k}{\partial \mathbf{a}_l} : \dfrac{\partial f}{\partial \mathbf{A}_l}$

En particulier, dans le cas d'un matériau élastique isotrope à écrouissage cinématique linéaire vérifiant un critère de Von Mises, ces différentes relations donnent :

$$f = \|\boldsymbol{\xi}\| - k, \ \boldsymbol{\xi} = \mathbf{s} - C\boldsymbol{\varepsilon}^p, \ \mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma} - \tfrac{1}{3}\,\mathrm{tr}\boldsymbol{\sigma}\,\mathbf{1}, \ \mathbf{A} = C\boldsymbol{\varepsilon}^p \tag{3.3}$$

où k, C désignent la limite élastique et le module d'écrouissage du matériau.

Dans ce cas, les deux relations (3.1) deviennent simplement $\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p = \lambda_1 \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\xi}}$ et $\dot{\mathbf{a}} = \lambda_1 \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\xi}}$ et le multiplicateur plastique s'écrit

$$\lambda_1 = \frac{\langle \mathbf{n} : \dot{\mathbf{e}} \rangle}{1 + \frac{C}{2G}} \tag{3.4}$$

avec $\mathbf{e} = \boldsymbol{\varepsilon} - \frac{1}{3}\,\mathrm{tr}\boldsymbol{\varepsilon}\,\mathbf{1}$, le déviateur des déformations et $\mathbf{n} = \frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\xi}} = \frac{\boldsymbol{\xi}}{\|\boldsymbol{\xi}\|}$, la normale unitaire à la surface d'écoulement

Cette modélisation simple a été utilisée dans de nombreuses études concernant le frottement de solides élasto-plastiques [18] ,[10] Comme nous le verrons par la suite, son intégration est particulièrement simple car λ_1, solution d'une équation non-linéaire dans le cas général, peut être calculé de manière explicite dans notre cas grâce à la relation (3.4)

Il convient toutefois de remarquer que les dernières relations font l'hypothèse d'un comportement élastique isotrope Cette hypothèse est cohérente avec la configuration matérielle envisagée (substrat isotrope et élastoplastique, revêtement élastique éventuellement anisotrope), et une extension à des matériaux quelconques nécessiterait une formulation plus complexe (critère anisotrope [21])

Hypothèse de stationnarité

L'hypothèse de stationnarité du problème est posée dans le repère mobile lié au chargement et se déplaçant à une vitesse constante V, Figure 3.1

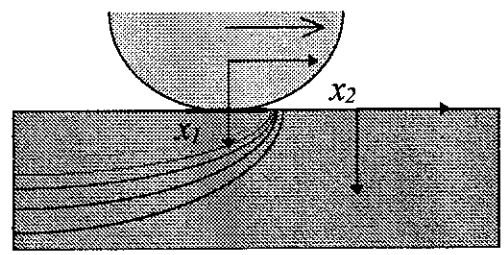


Figure 3.1: Repère stationnaire lié au chargement

Dans ce repère, le problème est indépendant du temps et ne dépend que de la position par rapport à la charge La dérivée par rapport au temps de toute grandeur tensorielle $\mathbf{X}$ liée au repère matériel va donc s'exprimer, dans le repère mobile par

$$\dot{\mathbf{X}} = \dot{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{grad}\, \mathbf{X} = -V\, \mathbf{X}_{,x_2}$$

le demi-plan se déplaçant de $+\infty$ à $-\infty$ à une vitesse $\mathbf{V} = -V\, \mathbf{e}_2$. Les équations (3.1) deviennent donc:

$$\begin{cases} -\boldsymbol{\varepsilon}^p_{,x_2} = \lambda_2 \dfrac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \\ \mathbf{a}_{k\,,x_2} = \lambda_2 \dfrac{\partial f}{\partial \mathbf{A}_k} \end{cases}$$

et l'expression du multiplicateur plastique devient donc

$$\lambda_2 = \frac{\langle -\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{\sigma}} : \mathbf{L} : \boldsymbol{\varepsilon}_{,x_2} \rangle}{H} \tag{3.5}$$

Dans le cas de l'écrouissage cinématique linéaire, on obtient donc

$$\lambda_2 = \frac{\langle -\mathbf{n} : \mathbf{e}_{,x_2} \rangle}{1 + \frac{C}{2G}} \tag{3.6}$$

et la condition de consistance devient $f_{,x_2} = 0$. On voit que le multiplicateur plastique est indépendant de V Ceci est normal, la plasticité étant considérée comme indépendante du temps physique

Nous allons nous intéresser maintenant à l'intégration de ces expressions continues discrétisées en un nombre fini de pas, soit de temps soit d'espace, suivant l'algorithme considéré

3.2 Algorithme implicite classique

Dans cet algorithme, l'histoire du chargement est discrétisée en un nombre fini de pas de temps Plusieurs types d'algorithmes sont possibles. Nous avons choisis un algorithme implicite dont la convergence a été prouvée [26] et dont la mise en œuvre est directe

La convergence de ces algorithmes peut être accélérée en intégrant dans la projection implicite la nécessaire discrétisation en temps du problème [33] Ce type de formulation peut être adapté à une formulation par équations intégrales [4]

Connaissant à un pas de temps t_n une solution du problème ne violant pas le critère de plasticité, dont les contraintes sont statiquement admissibles et les déformations totales cinématiquement admissibles, on cherche à t_{n+1}, c'est-à-dire à un incrément de chargement donné, ε^p_{n+1} rendant le problème admissible. L'algorithme étant implicite, on va imposer que toutes les relations de comportement soient vérifiées en fin de pas, et notamment

$$\mathbf{n} = \frac{\boldsymbol{\xi}_{n+1}}{\|\boldsymbol{\xi}_{n+1}\|} \tag{3.7}$$

ainsi que

$$f(\boldsymbol{\xi}_{n+1}, k) = 0 \tag{3.8}$$

Pour ce faire, on calcule à l'aide des versions discrétisées (2.28) et (2.29) de (2.27) une approximation élastique des contraintes :

$$\mathbf{s}^E_{n+1} = \mathbf{s}_n + 2G\,\Delta\mathbf{e},\ \boldsymbol{\xi}^E_{n+1} = \mathbf{s}^E_{n+1} - C\boldsymbol{\varepsilon}^P_n = \boldsymbol{\xi}_n + 2G\,\Delta\mathbf{e} \tag{3.9}$$

on a donc:

$$\boldsymbol{\xi}_{n+1} = \boldsymbol{\xi}^E_{n+1} - (2G + C)\,\lambda_1\,\mathbf{n} \tag{3.10}$$

Pour conserver dans cette dernière relation la "direction" de $\boldsymbol{\xi}_{n+1}$ donnée par (3.7), il faut donc que [33]

$$\mathbf{n} = \frac{\boldsymbol{\xi}^E_{n+1}}{\|\boldsymbol{\xi}^E_{n+1}\|} \tag{3.11}$$

Cette dernière relation, associée à (3.10) permet d'écrire

$$\|\boldsymbol{\xi}_{n+1}\| = \|\boldsymbol{\xi}^E_{n+1}\| - (2G + C)\,\lambda_1$$

ce qui, injecté dans (3.8), nous donne l'expression de λ_1 :

$$\lambda_1 = \frac{\|\boldsymbol{\xi}^E_{n+1}\| - k}{2G + C} \tag{3.12}$$

et donne donc $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p = \lambda_1\,\mathbf{n}$.

En résumé, notant i les itérations de convergence, pour un pas $[n, n+1]$:

1. Initialisation $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p_{i=0} = 0$
2. Evaluation élastique de $\boldsymbol{\xi}^E_{n+1,i}$, relations (2.28), (2.29), (2.27)
3. **Si** $f(\boldsymbol{\xi}^E_{n+1}) \geqslant 0$ **alors** : évaluation de (3.11), (3.12), calcul de $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p_i$, $i \leftarrow i + 1$ et retour à 2
4. **Sinon** : $\boldsymbol{\varepsilon}^p_{n+1} = \boldsymbol{\varepsilon}^p_n + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p$ et fin

3.3 Algorithme stationnaire

Cet algorithme va consister à calculer l'incrément de déformations plastique $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p$ lorsque l'on passe d'un point $\mathbf{x}$ à un point $\mathbf{x}-\Delta\mathbf{x}$ le long d'une ligne de courant. Dans notre cas, ces lignes sont parallèles à la surface libre du demi-plan et $\Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p = \boldsymbol{\varepsilon}^p_{n+1} - \boldsymbol{\varepsilon}^p_n$, voir Figure 3.2.

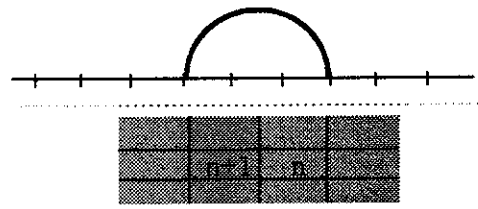


Figure 3.2: Incrément de "l'abscisse" n à "l'abscisse" $n+1$

Connaissant éventuellement un état de contrainte et de déformation plastique initial

$$\boldsymbol{\xi}_0(x_1) = \mathbf{s}_0 - C\boldsymbol{\varepsilon}^p_0 = \boldsymbol{\xi}_0(+\infty)$$

dû à des passages précédents de la charge, on veut vérifier les différentes relations de comportement stationnaire au point $n+1$ (approche implicite). On définit donc $\boldsymbol{\xi}^E_{n+1}$ de manière analogue à (3.9) en intégrant la présence de $\boldsymbol{\xi}_0$ avec simplement $\Delta\mathbf{e} = \mathbf{e}(x_2 - \Delta x_2) - \mathbf{e}(x_2) = \mathbf{e}_{n+1} - \mathbf{e}_n$. L'expression du multiplicateur plastique en fonction de $\boldsymbol{\xi}^E_{n+1}$ est donc strictement la même dans sa forme discrétisée que (3.12).

En résumé, et pour un "passage" de la charge,

1. Initialisation $\boldsymbol{\xi}^E_{i=0} = \boldsymbol{\xi}_0(+\infty)$
2. Evaluation élastique de $\boldsymbol{\xi}^E_i$, relations (2.28) ,(2.29), (2.27)
3. **Si** $f(\boldsymbol{\xi}^E_i) \leqslant 0\ \forall\ \mathbf{x}$, alors 8.
4. **Sinon** : Projection stationnaire
5. Evaluation de $\boldsymbol{\xi}^E_{n+1,i+1} = \mathbf{s}_{n,i+1} + 2G\ (\mathbf{e}_{n+1,i} - \mathbf{e}_{n,i})$
6. **Si** $f(\boldsymbol{\xi}^E_{n+1,i+1}) \geqslant 0$, **alors** : projection à l'aide de (3.11), (3.12) et $\boldsymbol{\varepsilon}^p_{n+1,i+1} = \boldsymbol{\varepsilon}^p_{n,i+1} + \Delta\boldsymbol{\varepsilon}^p$, **sinon** : $\boldsymbol{\varepsilon}^p_{n+1,i+1} = \boldsymbol{\varepsilon}^p_{n,i+1}$
7. $i \leftarrow i+1$ et retour à 2.
8. Fin

La convergence de cet algorithme a été démontrée [23].

Le couplage de l'algorithme stationnaire appelle au moins deux remarques importantes:

- L'évaluation des contraintes fait intervenir le terme $\int_{\Omega_s}(\varepsilon^p_{ij}(\mathbf{y}) - \varepsilon^p_{ij}(\mathbf{x}))\frac{\partial}{\partial x_l}\Sigma^k_{ij}(\mathbf{x},\mathbf{y})\ dV$ et Ω_s est en fait une "bande" plastique d'extension infinie suivant x_2. On voit bien apparaître ici l'intérêt de l'utilisation d'éléments infinis et de la prise en compte de l'invariance par translation suivant x_2.
- L'évaluation élastique $\Delta\mathbf{e}_i$ ne fait intervenir, à un point $n+1$, que les déformations plastiques à l'itération i alors que pour tous les points en amont, $\boldsymbol{\varepsilon}^p_{i+1}$ est "déjà" connu. Contrairement à une méthode d'élément fini où les déplacements sont calculés sur l'ensemble du domaine par inversion

globale de matrice, nous pouvons calculer e à des endroits déterminés. Il est donc possible d'intégrer au calcul de e en un point donné les ε_i^p en aval de ce point et ε_{i+1}^p en amont afin d'accélérer éventuellement la convergence numérique. Il faudrait néanmoins prouver la convergence théorique d'un algorithme de ce type.

Chapitre 4

Traitement du contact

Dans ce chapitre, nous décrivons l'algorithme numérique développé pour déterminer les pressions de contact s'exerçant dans la zone de contact. Nous exploitons également, comme dans les deux chapitres précédents, toutes les particularités de notre problème. Cet algorithme n'a donc absolument pas pour vocation de résoudre tous les problèmes de contact.

La résolution d'un problème général de contact avec frottement (roulement-glissement instationnaire, par exemple) est mécaniquement très complexe, et différents auteurs ont tenté d'obtenir des résultats généraux concernant l'existence et l'unicité des solutions obtenues [13]. Kalker [20] a quant à lui fait la synthèse de différents algorithmes existants et proposé des méthodes pratiques de résolution numérique de contacts ponctuels bi ou tri-dimensionnels

Le couplage entre les non-linéarités de contact et de plasticité n'a pas encore donné lieu à des études théoriques approfondies. En particulier, ces deux non-linéarités sont traitées numériquement à l'aide d'algorithmes incrémentaux, et on ne dispose d'aucun résultat concernant la convergence globale des algorithmes de contact couplés aux algorithmes plastiques

Nous allons préciser les hypothèses propres à notre configuration de contact qui, associées aux hypothèses générales du chapitre 1 et à la formulation du chapitre 2, permettront de résoudre numériquement notre problème.

4.1 Hypothèses et formulation du problème de contact

En plus des hypothèses de base présentées chapitre 1, nous supposerons pour la description de notre algorithme de contact que les déformations plastiques sont connues *a priori* et qu'elles ne varient pas pendant la résolution du problème de contact.

Comme nous l'avons déjà indiqué plus haut, nous nous intéressons à des contacts ponctuels, ce qui signifie que l'aire de contact est petite devant les dimensions caractéristiques des solides en présence. Cette hypothèse permet de modéliser les deux solides en contact par deux demi-espaces (en déformations

planes dans notre cas), la seule information géométrique étant contenue dans un développement local du profil de ces solides au voisinage de la zone de contact potentielle.

Dans le cas d'un contact cylindre/plan, on peut ainsi approcher classiquement le profil du cylindre par une fonction quadratique [18] et l'écart entre les deux solides non déformés, $h(x_2)$, devient simplement

$$h(x_2) = \frac{x_2^2}{2R} \tag{4.1}$$

avec R, le rayon du cylindre. L'hypothèse de contact ponctuel consiste simplement à vérifier, en notant a la demi-largeur de contact, que $\frac{a}{R} \ll 1$.

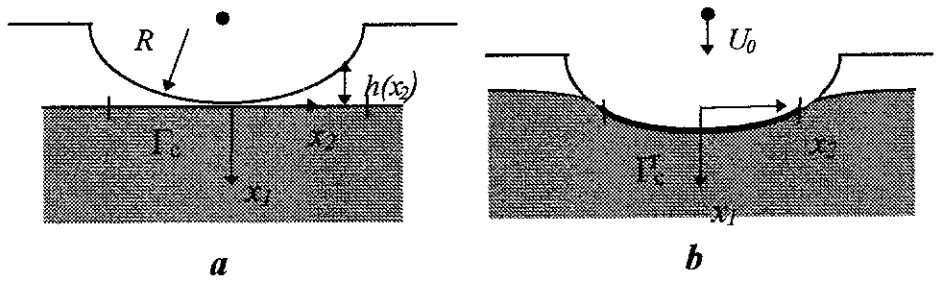


Figure 4.1: Configuration de contact ; **a** non-déformée, **b** déformée

Pour un contact ponctuel sous l'hypothèse des petites perturbations, on peut donc définir l'écart $e(x_2)$ entre les deux solides par :

$$e(x_2) = h(x_2) + u_1^1(x_2) - u_1^2(x_2) \tag{4.2}$$

où les exposants font référence aux deux solides en contact (1 pour le demi-espace inférieur et 2 pour le demi-espace supérieur). Les déplacements sont définis dans le système d'axe du demi-espace inférieur (figure 4.1a). On effectue ici une deuxième approximation, puisque l'on considère que le contact entre Ω_1 et Ω_2 se fait suivant la direction 1. Cette hypothèse est cohérente avec l'approximation par demi-espaces.

En notant p la composante normale de $\mathbf{t}$, le vecteur contraintes de contact pour le demi-plan inférieur, et q la composante tangentielle, on peut énoncer les conditions de contact unilatéral dites conditions de Signorini :

$$\begin{aligned} &e(x_2) \geqslant 0 \\ &p(x_2) \geqslant 0 \\ &e(x_2)\, p(x_2) = 0 \end{aligned} \tag{4.3}$$

pour tout x_2 appartenant à l'aire de contact potentielle Γ_c. Dans tout ce qui suit, la normale sera définie comme la normale extérieure au demi-espace inférieur $\mathbf{n}\begin{pmatrix}-1\\0\end{pmatrix}$. Cette normale étant entrante pour le demi-espace supérieur, il convient de changer le signe de p pour les calculs concernant ce solide.

La première condition dans (4.3) correspond à la condition de non-interpénétration de la matière, alors que la seconde exprime le fait qu'il n'y a pas de forces d'adhésion entre les deux solides (pressions compressives ou nulles). Ainsi, si $e = 0$, le contact est établi et en pratique $p > 0$, alors que si $e > 0$,

absence de contact, on a $p = 0$.

A côté de ces conditions de contact, il reste à préciser la loi de frottement liant p à q. Dans notre cas, nous choisissons une loi de Coulomb associée à l'hypothèse d'une vitesse de glissement relatif continue $V \neq 0$ entre les deux solides. On vérifie donc toujours $q(x_2) = sgn(V)\ \mu\ p(x_2)$, ce qui élimine une partie des difficultés posées par la non-régularité de la loi de Coulomb pour $V = 0$ (la seule relation dont on dispose dans ce cas étant $q < p$). Cette hypothèse simplifie le problème, et des résultats d'existence et d'unicité d'une solution ont été obtenus sous certaines restrictions concernant la valeur du coefficient de frottement [25].

Il nous reste maintenant à lier p, q, u_1^1, u_1^2 à l'aide des relations intégrales que nous avons données dans le chapitre 2 de cette partie.

4.2 Couplage avec la formulation par équations intégrales

Nous supposerons à partir de maintenant que le demi-espace supérieur représente le cylindre alors que le demi-espace inférieur représente le massif homogène ou revêtu et, pour clarifier les notations, nous noterons par la suite les déplacements normaux u_1^c et u_1^m respectivement. Nous supposerons, pour simplifier, que le cylindre est homogène isotrope et reste élastique. Cette hypothèse n'est pas nécessaire, mais elle permet de clarifier les expressions sans perte de généralité.

Nous présentons ici une formulation ne faisant intervenir pour le massif revêtu que l'approche par modification de la solution du demi-espace homogène présentée au paragraphe 2.3. Cette formulation a comme avantage d'inclure le problème du contact entre deux demi-espaces homogènes comme un cas particulier, et nous présenterons donc directement les expressions pour le massif revêtu. Le traitement du contact sur le revêtement à l'aide de la solution fondamentale de Hetenyi et Dundurs est possible, mais il est nettement plus compliqué du fait de la nécessaire discrétisation de "l'ensemble" de la surface du revêtement. C'est une des raisons pour laquelle nous l'avons abandonné.

La relation (2.11) devient simplement pour le cylindre :

$$u_1^c(x_2) = \int_{\Gamma_c} (-p(y_2)U_1^c\ (x_2,y_2) + q(y_2)U_2^c\ (x_2,y_2))dy_2$$

où l'exposant c pour la solution fondamentale désigne la solution fondamentale de Melan associée aux constantes élastiques du cylindre, et le signe moins provient, comme nous l'avons indiqué plus haut, de la définition de la normale commune.

En utilisant l'hypothèse de glissement, on peut donc réécrire cette relation sous la forme

$$u_1^c(x_2) = -\int_{\Gamma_c} (U_1^c\ (x_2,y_2) - \mu\ U_2^c\ (x_2,y_2))\ p(y_2)dy_2 \tag{4.4}$$

ce qui donne, après discrétisation, l'expression du déplacement normal pour un élément a :

$$u_{1a}^c = -\sum_{b=1}^{N_f} (U_{ab}^c p_b) + C \tag{4.5}$$

dans le même esprit que la relation (2.19) Dans le cas où la pression p_b est constante par éléments, une expression analytique particulièrement simple de U^c_{ab} peut être obtenue [18]

Comme dans tout problème de contact sur un demi-espace en déformations planes, il convient de noter que les déplacements sont donnés à une constante verticale près, ici C. Il est donc impossible de calculer U_0, l'enfoncement global du cylindre sous l'effet de la charge N (figure 4.1b) Cette information n'est toutefois pas nécessaire pour nos calculs, et nous verrons par la suite comment éliminer cette constante.

Pour le massif, on obtient de même à partir de (2.22) l'expression des déplacements normaux en un point a :

$$u^m_{1a} = \sum_{b=1}^{N_f} (U_{ab} p_b) + \sum_{c=1}^{N_p} \left(\left[\mathbf{S}^1_{ac} \right] \{ \varepsilon^p_c \} \right) + \sum_{d=1}^{N_c} \left(\left[\mathbf{S}^{1'}_{ad} \right] \{ \varepsilon^p_d \} + \left[\mathbf{S}^{1''}_{ad} \right] \{ \varepsilon_d \} \right) \tag{4.6}$$

où l'exposant 1 signifie que l'on ne regroupe que les composantes suivant la direction 1 des déplacements Pour simplifier les expressions, on remarque que les sommes sur N_c et N_p regroupent toutes les contributions volumiques aux déplacements normaux de la frontière que nous noterons $\{ \mathbf{u}^V_1 \}$. L'expression précédente devient donc simplement

$$u^m_{1a} = \sum_{b=1}^{N_f} (U_{ab} p_b) + u^V_{1a} \tag{4.7}$$

à une constante additive près On voit très clairement que le cas d'un massif homogène élastique dérive simplement de (4.7) en posant $u^V_{1a} = 0$.

L'expression de l'écart entre les deux solides en un point x_a de la surface devient donc simplement

$$e(x_a) = h(x_a) - \left(\sum_{b=1}^{N_f} (U_{ab} + U^c_{ab}) \, p_b + u^V_{1a} + C \right) \tag{4.8}$$

La constante C peut être éliminée assez simplement en suivant une méthode proposée par Johnson [18] Commençons pour simplifier par supposer que $\{ \mathbf{u}^V_1 \}$ est nul et que le profil est donné par la formule (4.1). Cette formule, associée au fait que le point $x_2 = 0$ est assurément en contact comme le suggère la figure 4.1a, permet d'écrire que

$$C = - \sum_{b=1}^{N_f} (U_{0b} + U^c_{0b}) \, p_b$$

où U_{0b} et U^c_{0b} représente l'effet d'un élément de pression b sur l'élément i_0 situé au centre du contact En remplaçant C par sa valeur, la relation (4.8) devient donc

$$e(x_a) = h(x_a) - \left(\sum_{b=1}^{N_f} (U_{ab} - U_{0b} + U^c_{ab} - U^c_{0b}) \, p_b \right) \tag{4.9}$$

Le cas $u_{1a}^V \neq 0$ se traite de la même manière en ajoutant à $h(x_2)$ une constante (translation verticale) garantissant qu'il existe un point de contact avant déformation tel que $h(x_0) - u_1^V(x_0) = 0$. Nous réécrivons la relation (4 9) vectoriellement pour tous les points de Γ_c :

$$\{\mathbf{e}\} = \{\mathbf{h}\} - \left(\left[\mathbf{U}^1\right]\{\mathbf{p}\} + \left\{\mathbf{u}^V\right\} + C\{\mathbf{1}\}\right) \tag{4 10}$$

où $\{\mathbf{e}\}$, $\{\mathbf{h}\}$, $\{\mathbf{p}\}$, $\left\{\mathbf{u}^V\right\}$, sont des vecteurs de dimension N_f pour des éléments à pression constante, $\left[\mathbf{U}^1\right]$ regroupe les termes $U_{ab} + U_{ab}^c$

On obtient donc également l'expression de $\{\mathbf{p}\}$ dans la zone de contact réelle ($e = 0$) :

$$\{\mathbf{p}\} = \left[\mathbf{U}^1\right]^{-1}\left(\{\mathbf{h}\} - \left\{\mathbf{u}^V\right\}\right)$$

En supposant $\left\{\mathbf{u}^V\right\}$ connu, nous avons donc $\{\mathbf{e}\}$ et $\{\mathbf{p}\}$ à déterminer à l'aide de (4 10) et (4 3) Dans notre cas, on connaît la charge totale N appliquée mais la modification (4 9) de (4 2) rend la matrice $\left[\mathbf{U}^1\right]$ singulière puisqu'elle supprime la ligne correspondant à l'élément i_0 On remédie à ce problème en notant que les pressions de contact doivent équilibrer N, ce qui nous donne la relation suivante :

$$N = \int_{\Gamma_c} p(y_2)dy_2 \approx \sum_{b=1}^{N_f}(p_b \Delta l_b) \approx < \mathbf{\Delta l} > \{\mathbf{p}\} \tag{4 11}$$

où Δl_b représente la longueur de l'élément b, et $< \mathbf{\Delta l} >$ le vecteur des longueurs élémentaires En insérant le vecteur $< \mathbf{\Delta l} >$ comme la $i_0^{\text{ème}}$ ligne de $\left[\mathbf{U}^1\right]$, le problème redevient parfaitement bien posé, et nous pouvons le résoudre numériquement

4.3 Algorithme numérique

Cet algorithme est directement issu des travaux menés par Kalker pour des solides élastiques homogènes isotropes [20] Dans le cas d'un massif revêtu, il faut toutefois noter que $\left\{\mathbf{u}^V\right\}$ est fonction de $\boldsymbol{\varepsilon}$ et $\boldsymbol{\varepsilon}^p$ Il faut donc adopter une stratégie concernant l'évaluation de ce dernier vecteur

Nous proposons donc l'algorithme suivant dans le cas où $\boldsymbol{\varepsilon}^p$ est donné et donc $\left\{\mathbf{u}^V\right\} = \left\{\mathbf{u}^V(\boldsymbol{\varepsilon})\right\}$:

1. Initialisation de Γ_{c0}^r ($\Gamma_{c0}^r = \Gamma_c$, par exemple) et $\boldsymbol{\varepsilon}_0$ sur Ω_c
2. Evaluation de $\{\mathbf{p}\}_i = \left[\mathbf{U}^1\right]^{-1}\left(\{\mathbf{h}\} - \left\{\mathbf{u}^V(\boldsymbol{\varepsilon}_i)\right\}\right)$ sur Γ_{ci}^r
3. Connaissant $\{\mathbf{p}\}_i$ et donc $\{\mathbf{q}\}_i$, évaluation de $\boldsymbol{\varepsilon}_{i+1}$ à l'aide de (2 34)
4. **Test1 :** $\boldsymbol{\varepsilon}_{i+1} = \boldsymbol{\varepsilon}_i$ Si **oui** alors **5** Si **non** alors $i = i + 1$, retour à **2**
5. **Test2** : Existe-il des éléments de Γ_{ci}^r tels que $p_i < 0$. Si **non** alors **6** Si **oui** alors retirer ces points de Γ_{ci}^r, $i = i + 1$ et retour à **2**
6. **Test3** : Existe-il des éléments de $\Gamma - \Gamma_{ci}^r$ tels que $e_i < 0$. Si **non** alors **7** Si **oui** alors ajouter ces points à Γ_{ci}^r, $i = i + 1$ et retour à **2**
7. Fin

Les tests 2 et 3 correspondent classiquement aux conditions d'unilatéralité et de non-interpénétration La

première boucle quant à elle est spécifique à notre formulation Nous avons choisi de la placer en boucle interne pour des raisons de rapidité informatique. En effet, l'évaluation des matrices $[\mathbf{A}]^{-1}$, $[\mathbf{B}]$ et $[\partial\mathbf{U}]$ se fait une fois pour toutes, même si ces tableaux sont volumineux, alors que la matrice $[\mathbf{U}^1]^{-1}$ est à inverser à chaque fois que le nombre d'éléments dans la zone de contact est modifié.

Cet algorithme a toujours convergé très rapidement dans notre configuration et nous présentons quelques exemples de validation au paragraphe 5 2.

Chapitre 5

Résultats numériques

5.1 Validation du calcul des contraintes dues aux déformations plastiques

Afin de valider l'évaluation des contraintes dans le massif, nous avons comparé notre calcul numérique aux résultats théoriques de Ballard *et coll.* [1]. Le premier cas traité, Figure 5.1 a, est celui d'une "inclusion" carrée de coté $a = 0.5\ mm$ située à $h = 1.25\ mm$ de la surface. Les contraintes sont calculées le long de la ligne parallèle à la surface et passant par le centre de l'inclusion (ligne pointillée sur la Figure 5.1).

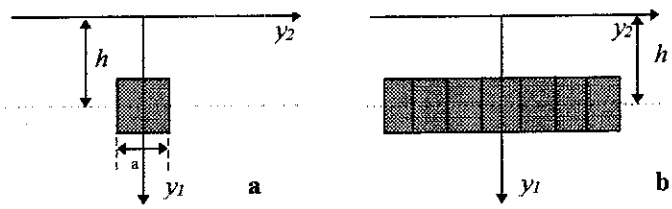


Figure 5.1: Configuration des inclusions. **a**, inclusion unique; **b**, inclusion longue discrétisée en 7 éléments

Le champ de déformations plastique dans l'inclusion a été fixé arbitrairement à :

$$\epsilon^p = \begin{bmatrix} -0.4 & 0.3 \\ 0.3 & -0.6 \end{bmatrix} \tag{5.1}$$

avec bien entendu $\varepsilon^p_{33} = 1$ par incompressibilité

Dans cette configuration, la relation (2.28) devient simplement :

$$\begin{cases} \sigma_{ij}(\mathbf{x}_a) = IS_{ij}(\mathbf{x}_a) \text{ pour } \mathbf{x}_a \text{ dans l'inclusion} \\ \sigma_{ij}(\mathbf{x}_a) = \bar{S}_{ij}(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}_c) \text{ pour } \mathbf{x}_a \text{ hors de l'inclusion} \end{cases}$$

L'évaluation des intégrales intervenant dans **IS** et $\bar{\mathbf{S}}$ est réalisée au moyen d'une quadrature de Gauss [2] à une ou deux dimensions.

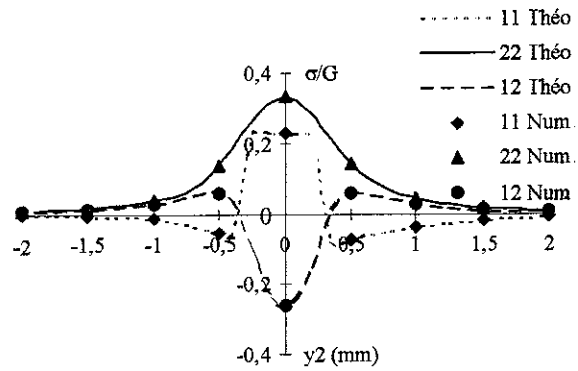


Figure 5.2: Une inclusion dans un demi-plan homogène. Les chiffres en légende indiquent les composantes de σ/G

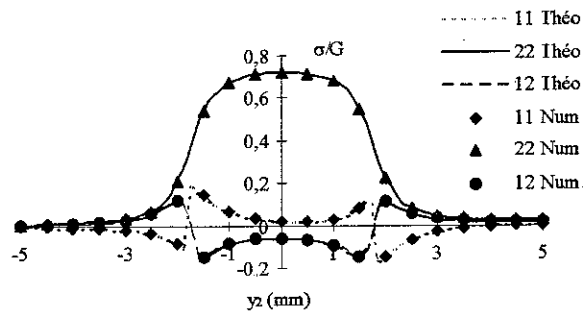


Figure 5.3: Inclusion longue discrétisée en 7 éléments. Les chiffres en légende indiquent les composantes de σ/G

Les résultats présentés Figure 5.2 ont été obtenus avec 7 points de Gauss sur chaque coté de l'inclusion pour **IS**. $\bar{\mathbf{S}}$ est évaluée en considérant 7 points de Gauss par direction. L'erreur maximum est inférieure à 0,3%. Elle est localisée sur l'élément voisin de l'inclusion.

Le deuxième exemple, Figure 5.1.b, consiste en une inclusion rectangulaire de 3.5 mm de longueur et 0.5 mm de hauteur pour le même champ de déformations plastiques. Cette inclusion est discrétisée en 7 cellules plastiques. Dans le même esprit que Rezayat *et coll.* [28], nous avons développé un indicateur qualifiant l'importance des gradients sur l'élément considéré en fonction de la distance de l'élément au point source. Nous déterminons ainsi le nombre suffisant de points de Gauss par direction, N_{Gs}, à utiliser pour intégrer un élément régulier :

$$N_{Gs} = 2 + Int(N_{Gs}^{\max} \times \frac{d}{|\mathbf{x}_a - \mathbf{y}_a|}) \quad (5.2)$$

où d est la mesure de la plus grande diagonale de l'élément et $N_{Gs}^{\max}$ est le nombre de points de Gauss par coté sur l'élément singulier. En appliquant cette méthode, nous obtenons Figure 5.3, une erreur inférieure à 0.5 %.

Si pour ces deux exemples, les longueurs de chaque côté de l'inclusion étaient sensiblement identiques, il faut signaler que l'intégration numérique des noyaux est très sensible à l'élancement de la cellule d'intégration. Ainsi, en cherchant à traiter le problème de la figure 5.1b à l'aide d'une seule cellule et 7 points de Gauss, nous avons obtenu une erreur de près de 50 % sur les termes de l'intégrale singulière. Cette erreur s'estompe rapidement en s'éloignant de l'inclusion. Il faut donc augmenter le nombre de points de Gauss, et en employant 20 points de Gauss par côté pour évaluer **IS**, on obtient à nouveau une précision inférieure à 0.5 %. Cette dernière remarque n'est en fait pas très pénalisante puisque l'évaluation de **IS** et $\bar{\mathbf{S}}$ se fait une seule fois au début du calcul. Elle renforce par contre l'intérêt de formules du type (5.2).

5.2 Validation du calcul de contact

Nous présentons ici quelques exemples de validation de l'algorithme de contact. Ces exemples concernent le massif homogène afin de disposer de solutions de référence.

Le premier exemple que nous présentons ici concerne inévitablement le calcul du contact entre un cylindre et un plan de même matériau, soit le problème de Hertz en déformations planes.

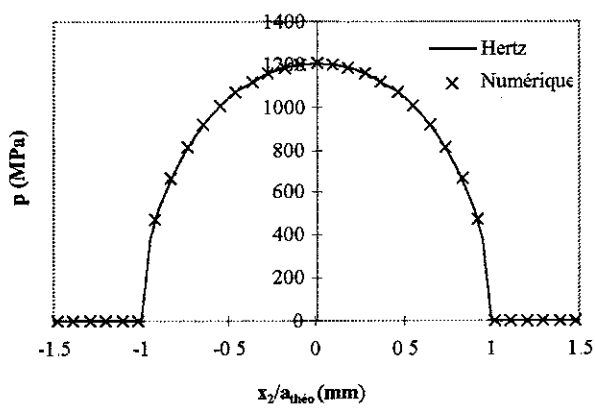


Figure 5.4: Pression de Hertz : comparaison analytique/numérique

La figure 5.4 montre une comparaison entre la solution analytique ([18], par exemple) et les résultats de la formulation du paragraphe 2 associé à l'algorithme du paragraphe 4. Pour cette comparaison, les données étaient $E = 207000$MPa, $\nu = 0.3$, $R = 200$mm, $N = 8000N$, N étant la charge normale appliquée par unité de longueur.

Dans ces conditions, la demi-largeur de contact théorique vaut 4.23 mm et la pression hertzienne maxi-

N^r	a ($a_{théo.} = 4.23$mm)	P_0 ($P_{0théo.} = 1203.38$MPa)
21	4.1±0.4	1204
43	4.2±0.2	1203.3
85	4.22±0.09	1203.38

Tableau 5.11: Résultats numériques pour le problème de Hertz

mum, p_0, vaut 1203.38 MPa

Pour la résolution numérique du problème, on discrétise une zone de contact potentielle $\Gamma_c = [-10, 10]$ (mm), en N_f éléments de longueur constante. La pression est constante par élément, et la matrice élémentaire se calcule analytiquement.

Le résultat de la figure 5.4 a été obtenu après 7 itérations pour $N_f = 51$, soit 21 éléments sur la largeur de contact.

La bonne corrélation entre les résultats analytiques de Hertz et l'algorithme numérique est confirmée par le tableau suivant. Dans ce tableau N^r correspond au nombre d'éléments dans la zone réelle de contact (ces trois valeurs correspondent à $N_f = 51, 101, 201$), et les demi-largeurs de contact sont données à plus ou moins une longueur d'élément.

Cet algorithme est très rapide puisque pour un calcul avec 101 éléments et 7 itérations, il ne prend qu'une seconde sur une station HP700. Il faut d'ailleurs noter que ce temps de calcul est influencé par le choix de Γ_c. Dans notre algorithme, on suppose initialement que Γ_c^r vaut Γ_c à la première itération. Ce choix permet d'accélérer les calculs si on a une idée *a priori* de la demi-largeur de contact. Dans notre cas, nous avons délibérément choisi une aire potentielle nettement plus étendue que l'aire réelle, sans que cela handicape outre mesure le calcul

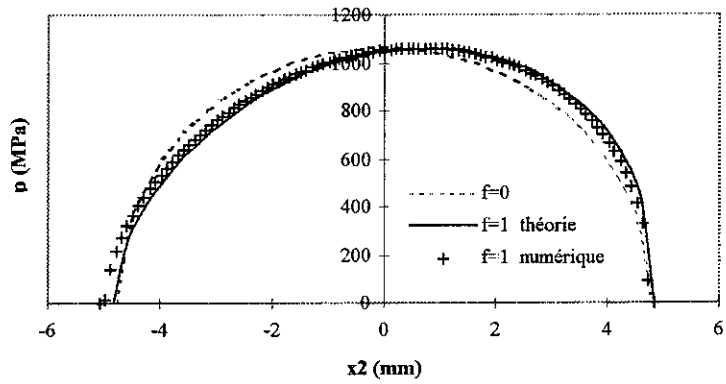


Figure 5.5: Cylindres de matériaux différents en frottement continu (f désigne le coefficient de frottement, le frottement s'exerçant suivant les x_2 positif).

Le deuxième exemple valide l'effet des forces de frottement sur la répartition de pression normale. Ce couplage intervient par le biais des termes $\mu U_2^c(x_2, y_2)$ et $\mu U_2(x_2, y_2)$. Si les matériaux des deux demi-espaces sont les mêmes, ces deux termes sont égaux à un signe près et leur somme s'annule donc.

Si les constantes élastiques des deux antagonistes sont différentes et que μ est non-nul, on a alors couplage

entre les forces de frottement et la répartition de pression. Hills *et al* [16] obtiennent les expressions suivantes pour un profil donné par (4.1) :

$$\begin{cases} a = \sqrt{\frac{NR}{2\pi E^* m(1-m)}} \\ p_0 = \frac{N \sin m\pi}{2\pi a m(1-m)} \\ p(x_2) = p0(1-\frac{x_2}{a})^m(1+\frac{x_2}{a})^{1-m} \end{cases} \tag{5.3}$$

où :

- $E^* = (\frac{1-\nu_m}{G_m} + \frac{1-\nu_c}{G_c})^{-1}$, G_m et G_c étant le module de cisaillement des deux matériaux
- $m \in]0,1[$ est solution de l'équation $\tan(m\pi) = \frac{1}{\beta\mu}$ avec β, la deuxième constante de Dundurs, qui vaut $\frac{(1-2\nu_m)/2G_m - (1-2\nu_c)/2G_c}{(1-\nu_m)/G_m + (1-\nu_c)/G_c}$

Nous comparons nos résultats à ces expressions théoriques avec les caractéristiques suivantes: pour le cylindre nous les fixons à $E_c = 407000MPa$ et $\nu_c = 0.33$, et pour le massif nous prenons $E_m = 107000MPa$ et $\nu_m = 0.2$. Cette configuration peut se rapprocher d'un contact entre un cylindre en alumine et un massif en acier doux. Nous associons à ces caractéristiques, un coefficient de frottement $\mu = 1$. La figure 5.5 montre la dissymétrie de la répartition de pression normale due au couplage entre déplacement normal et contraintes de cisaillement. Si on remarque la bonne corrélation entre nos résultats et la théorie, on peut toutefois noter d'un point de vue pratique que la modification de la répartition de pression est faible, en dépit des paramètres choisis pour bien faire apparaître cette distorsion

Ce dernier point nous permet de confirmer que pour des cas classiques (frottement alumine/acier, par exemple) nous pouvons négliger cet effet

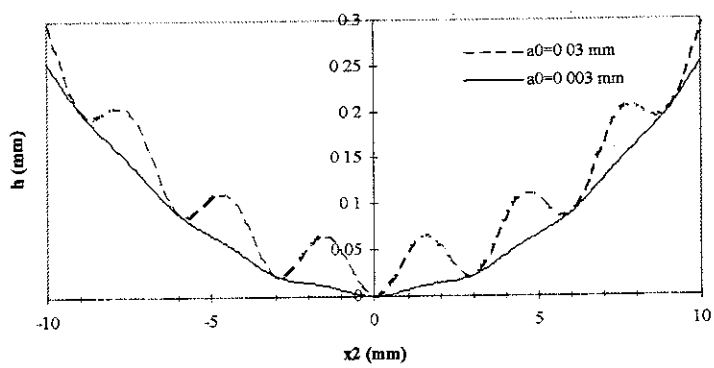


Figure 5.6: Profils non-déformé des cylindres avec ondulation pour deux amplitudes a_0

L'exemple suivant présente un calcul de pressions de contact pour un profil non-hertzien. Plus précisément, nous nous intéressons à l'effet d'une ondulation du profil non déformé du cylindre sur les pressions de contact. Le profil que nous avons considéré est simplement :

$$h(x_2) = \frac{x_2^2}{2R} + a_0(1-\cos\frac{2\pi}{\lambda_q}) \tag{5.4}$$

a_0 représentant l'amplitude de l'ondulation et λ_q sa longueur d'onde.

Nous avons étudié deux types d'ondulations qui pourraient représenter par exemple des défauts d'usinage d'un cylindre : un premier défaut, grossier, caractérisé par une longueur d'onde $\lambda_q = 3$mm et une amplitude $a_0 = 30\mu m$ et un deuxième, poli, possédant la même longueur d'onde mais une amplitude $a_0 = 3\mu m$. Ces deux profils sont présentés sur la figure 5.6 et l'on voit bien que la deuxième ondulation n'affecte pas *a priori* grandement le profil.

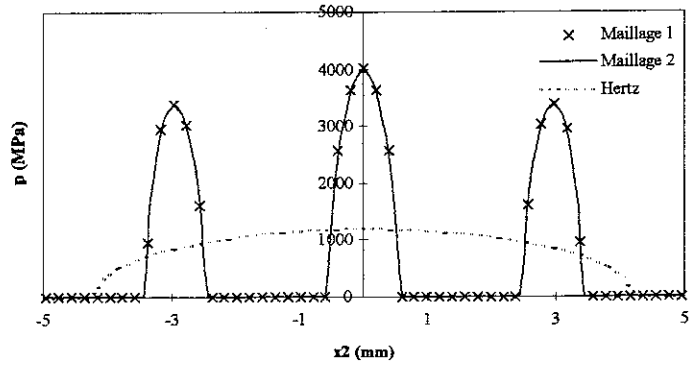


Figure 5.7: Pressions de contact pour $a_0 = 30\mu m$: influence du maillage.

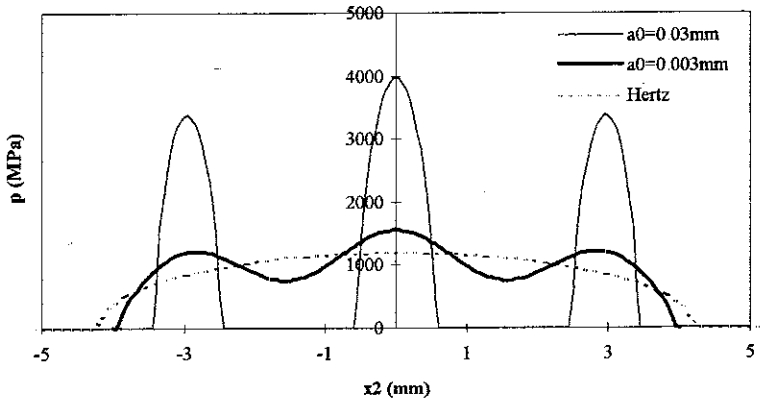


Figure 5.8: Influence de l'amplitude d'ondulation sur la répartition de pression.

La figure 5.7 présente la répartition de pression obtenue pour l'ondulation d'amplitude $a_0 = 30\mu m$ et les caractéristiques suivantes : $E = 207000$MPa, $\nu = 0.3$, $R = 200$mm, $N = 8000N$. Les résultats de cette figure ont été obtenus à l'aide de deux maillages : un premier maillage grossier (maillage 1) formé de 101 éléments sur $[-10, 10]$ soit une taille de maille de 0.2 mm, et un maillage raffiné (noté maillage 2 sur la figure) formé de 401 éléments soit une taille de maille de 0.05 mm.

On observe, pour cette définition de l'ondulation, que tout le contact se fait sur les "stries d'usinage" et que l'aire de contact est morcelée et d'extension limitée (inférieure au total à la moitié de la largeur hertzienne). On note également la bonne qualité des résultats même pour un maillage grossier.

La figure 5 8 présente la comparaison entre les pressions associées aux deux amplitudes données plus haut Dans les deux cas, on retrouve l'emplacement des maximum de pression séparés par λ_q On voit bien la différence très nette entre ces deux types de répartition de pression, la rugosité faible diminuant évidemment de façon très significative les sur-pressions normales par rapport au cas hertzien Une extension de ce type de calculs peut permettre d'envisager de limiter de façon pratique le niveau de finition (polissage, par exemple) à apporter à un produit pour des raisons mécaniques.

Ce type de résultats est similaire aux résultats obtenus par Flamand [14] et Seabra [32] pour des contacts de ce type

5.3 Résultats pour le demi-plan élastiquement homogène

Nous présentons ici quelques résultats se rapportant au cas d'un demi-plan non-revêtu Dans un premier temps nous comparerons nos résultats obtenus à l'aide de l'algorithme incrémental aux résultats obtenus à l'aide d'un logiciel commercial de calcul par éléments finis Nous qualifierons également nos résultats en plasticité stationnaire par rapport aux résultats obtenus par éléments finis

Dans un deuxième temps nous nous intéresserons au problème plus original de l'effet d'un traitement de surface n'affectant que la limite élastique sur une profondeur donnée Nous dresserons des cartes d'endommagements de contacts hertziens pour ce type de massif

Dans les exemples suivants, deux types de répartition de pression sont considérés : pression constante sur Γ_c ou pression hertzienne Toutes deux permettant une intégration analytique du terme de frontière dans la relation (2 11) et la formule (2 28) devient simplement :

$$\sigma_{ij}(\mathbf{x}_a) = IS_{ij}(\mathbf{x}_a) + \sum_{c=1}^{N_p-1} \bar{S}_{ij}(\mathbf{x}_a, \mathbf{y}_c) + \sigma^c_{ij}(\mathbf{x}_a) \tag{5 5}$$

ou $\boldsymbol{\sigma}^c(\mathbf{x}_a)$ est l'expression analytique donnant la contribution d'une répartition hertzienne ou constante dans la surface de contact Γ^c Ces expressions se trouvent par exemple chez Johnson [18] , et pour le cas de la répartition hertzienne, l'expression de $\boldsymbol{\sigma}^c(\mathbf{x}_a)$ est due initialement à M^c Ewen [22]

Les résultats numériques que nous présentons ici ont été obtenus pour un matériau élastiquement et plastiquement isotrope, à écrouissage cinématique linéaire et de caractéristiques $E = 210000$ MPa, $\nu = 0.3$, $k = 159$ MPa, $C = 6900$ MPa.

5.3.1 Demi-plan sous chargement statique

Pour les deux exemples que nous présentons en plasticité classique (problème de type indentation), nous avons comparé nos résultats à ceux obtenus à l'aide du code de calcul par éléments finis CASTEM2000

Les courbes de la figure 5 9. présentent l'évolution suivant la profondeur des déformations plastiques équivalentes au centre du contact; elles correspondent à un chargement normal constant de $t_{11} = 700$ MPa sur $x_2(\text{mm}) \in [-10, 10]$, et des contraintes tangentielles nulles (contact lubrifié ou sans frottement).

La figure 5 10 présente un exemple d'isovaleurs de déformations plastiques sous une charge hertzienne répartie sur $x_2(\text{mm}) \in [-10, 10]$ et avec une pression maximum $p_0 = 8k$

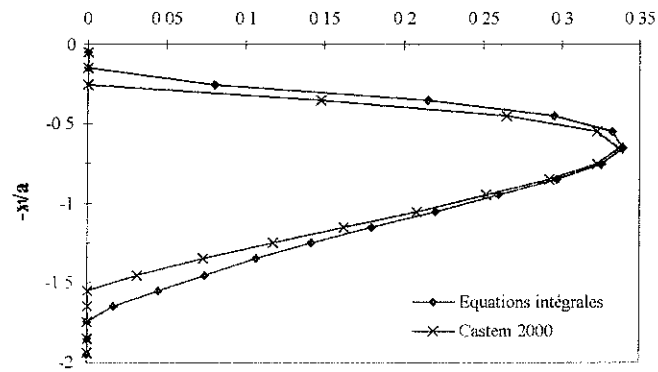


Figure 5 9: Demi-plan sous pression constante Déformations plastiques équivalentes au centre du "contact" suivant la profondeur

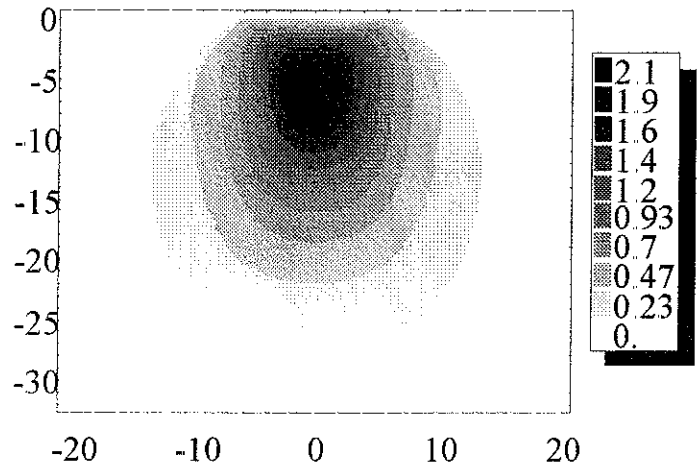


Figure 5 10: Déformations plastiques équivalentes sous chargement hertzien ($p_0 = 8k$)

La zone présentée dans cette figure a été discrétisée en 40×40 éléments, et c'est la seule discrétisation qui a été nécessaire. Par comparaison, la résolution par éléments finis nécessite la discrétisation d'un domaine de calcul au moins sept fois plus grand suivant chaque direction pour stabiliser les grandeurs sous le contact.

5.3.2 Demi-plan sous frottement continu

Les figures suivantes présentent les résultats d'un calcul stationnaire pour le problème de roulement sans glissement sur un massif de caractéristiques équivalentes à celles décrites précédemment. La demi-largeur de contact vaut également 10 mm et est centrée en $x_2 = 0$.

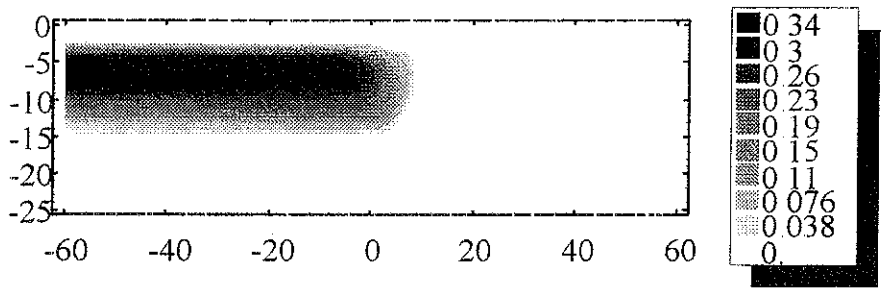


Figure 5 11: Déformations plastiques équivalentes pour un contact hertzien ($\Gamma^c = [-10, 10]$, $p_0 = 5k$), premier passage

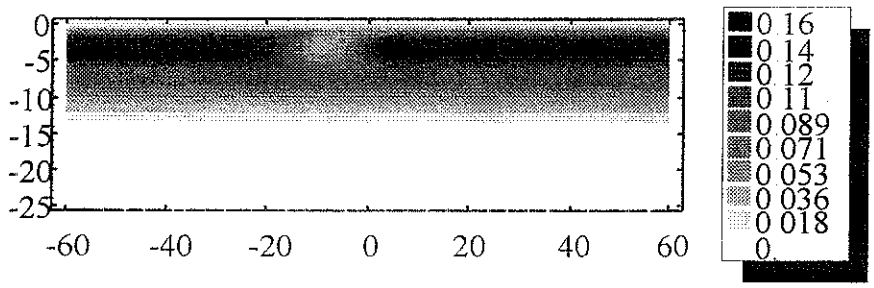


Figure 5 12: Déformations plastiques équivalentes pour un contact hertzien ($\Gamma^c = [-10, 10]$, $p_0 = 5k$), cycle stabilisé

Les figures 5 11 et 5 12 présentent un exemple de stabilisation du régime vers un cycle limite accommodé. La figure 5 11 présente le champ de déformations plastiques équivalentes pour un premier passage de la charge de $x_2 = -\infty$ à $x_2 = 0$. On observe bien dans le cas du régime stabilisé (figure 5 12) l'égalité du champs plastique en $\pm\infty$, sans pour autant que ce dernier soit indépendant de x_2 $\forall x_2$

Une comparaison des résultats entre équations intégrales et éléments de frontière est proposée figure 5 13

Deux maillages, notés M1 et M2 sur la figure, ont été utilisés. Pour M1, la taille d'un des côtés d'une cellule d'intégration vaut $\frac{a}{10}$, alors que pour M2, elle vaut $\frac{a}{20}$. Cette dernière valeur correspond à la taille des mailles utilisées pour le calcul effectué par éléments finis. Pour les deux maillages, la discrétisation totale suivant x_2 s'étend de $-6a$ à $+6a$, correspondant ainsi à des maillages de 121×40 pour M1 et

241×60 pour M2 On voit bien, sur l'exemple des contraintes résiduelles stabilisées présenté figure 5 13, la convergence entre les deux méthodes numériques L'importance de la taille des mailles est essentiellement sensible suivant la direction 2 puisque la taille de maille peut être associée dans cette direction à un pas de chargement entre deux points d'une ligne de courant

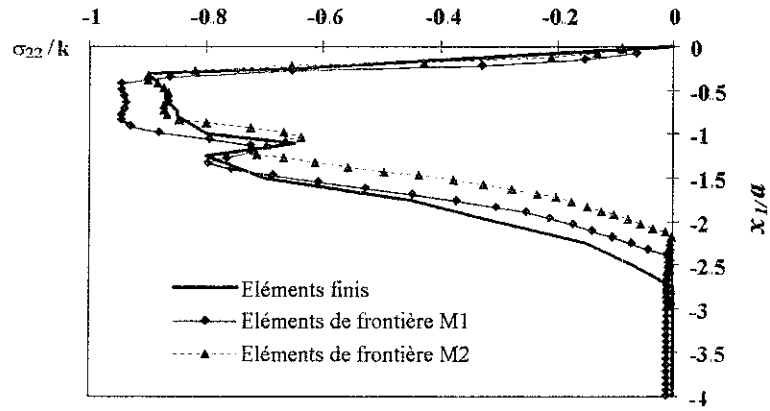


Figure 5 13: Contraintes résiduelles de roulement σ_{22} Comparaison entre équations intégrales et éléments finis

La décroissance légèrement plus rapide de σ_{22} en fonction de la profondeur dans le cas des équations intégrales peut résulter de l'absence de condition de blocage en déplacement à une profondeur donnée, condition qu'il faut imposer en éléments finis et qui peut augmenter légèrement le niveau de contraintes en profondeur

On peut noter pour les figures 5 11 et 5 12 que la zone représentée est la seule zone à mailler, ce maillage étant par ailleurs extrêmement simple

5.3.3 Effet d'un traitement de surface n'affectant pas les propriétés élastiques

A titre d'application, on s'intéresse au problème suivant : un demi-plan élastiquement homogène possédant les mêmes caractéristiques que dans le paragraphe précédent, mais une épaisseur h a été traitée de sorte que la limite élastique k_1 de cette couche soit le double de la limite initiale du matériau, figure 5 14

Figure 5 14: Demi-plan élastiquement homogène traité sur une profondeur h

En fixant la demi largeur de contact à 10 mm comme précédemment, on fait varier la profondeur du traitement pour déterminer les différents régimes d'écoulement pour ce type de matériau

Tout d'abord, on compare sur la figure 5 15 nos résultats avec ceux obtenus par Johnson [19] La carte

présentée figure 5 15 a été obtenue en effectuant des calculs pour des pas de chargement de 10% (accroissement entre les différentes valeurs de P_0/k), et pour des incréments de coefficients de frottement de 0 05.

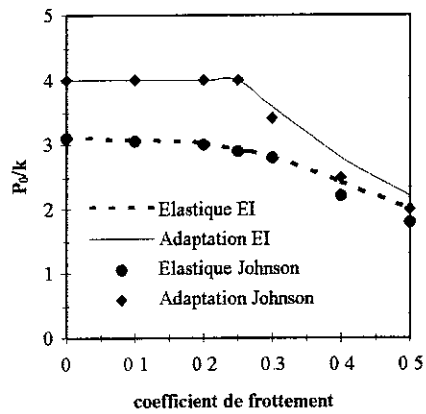


Figure 5 15: Carte d'adaptation pour un contact non-traité et un matériau à écrouissage cinématique.

On observe une bonne cohérence entre nos calculs et les résultats de Johnson, les différences observées pour les coefficients de frottement élevés sont dues au fait que dans ce cas, le déviateur des contraintes est maximum en surface alors que pour nos calculs, nous évaluons les contraintes au centre des cellules plastiques. L'écart observé correspond donc à la différence de la valeur des contraintes de Von Mises en surface en au centre de la première maille.

On voit sur les figures 5 16 et 5 17 de la page suivante l'évolution en fonction de la profondeur (rapport $\frac{h}{a}$) des limites élastiques et d'adaptation du contact. On peut apporter quelques commentaires pratiques à ces courbes :

- connaissant, par un calcul élastique, la demi-largeur de contact, il semble inutile de traiter une profondeur supérieure à $3a$, puisque pour cette valeur, les limites sont quasiment les mêmes que pour un matériau de limite élastique $2k$ ($\frac{h}{a} = \infty$);
- Si on ne connaît pas *a priori* la valeur des forces de frottement, un traitement suivant une profondeur d'environ $\frac{h}{a} = 1$, permet d'obtenir des limites indépendantes du coefficient de frottement. L'augmentation plus rapide des limites d'élasticité et d'adaptation pour des forces de frottement plus élevée est normale puisque dans ce cas, les contraintes de Von Mises sont maximales au voisinage de la surface. Ainsi, un traitement de faible épaisseur s'appliquera mieux pour des frottements élevés alors qu'il pourra être quasiment sans effet pour un contact lubrifié.

5.3.4 Influence de la rugosité

Nous avons montré (figures 5 7 et 5 8) l'effet d'une légère ondulation sur la répartition de pression élastique. Modifiant la répartition de pression, cette ondulation va également modifier les limites élastiques et d'accommodation pour un contact apparemment cylindre/cylindre.

La figure 5 18 présente ainsi à titre d'exemple l'influence de l'amplitude d'ondulation a_0 sur ces deux

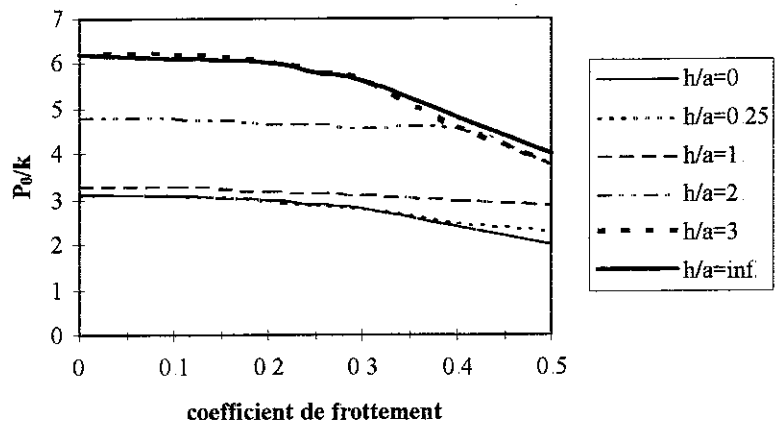


Figure 5.16: Effet de la profondeur de traitement sur la limite du comportement élastique

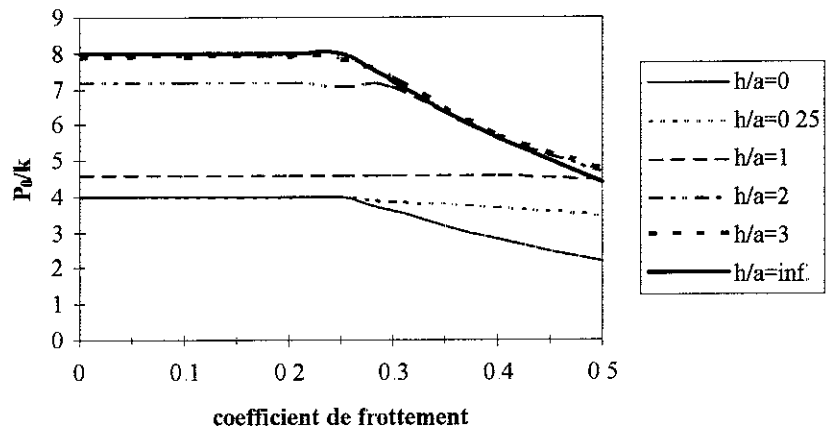


Figure 5.17: Effet de la profondeur de traitement sur la limite d'adaptation

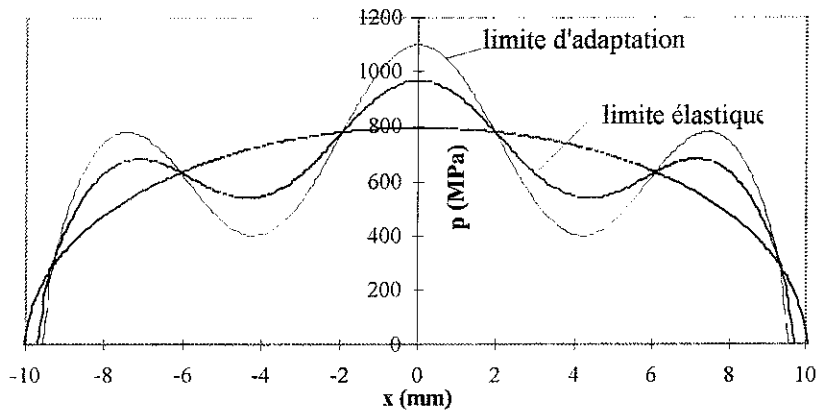


Figure 5 18: Répartitions de pression correspondant à la limite élastique ($a_0 = 0.004$ mm) et à la limite d'adaptation ($a_0 = 0.007$ mm) pour un contact ondulé sans frottement

limites pour un contact sans frottement. Les courbes de la figure 5 18 ont été obtenues de la manière suivante : partant d'un contact lisse ($a_0 = 0$) générant des contraintes légèrement inférieures au seuil de plastification du contact, on augmente progressivement l'amplitude de l'ondulation pour la même charge normale, λ_q restant constante et fixée à 5. Pour chaque ondulation, on effectue donc un calcul de pression de contact puis un calcul stationnaire avec cette répartition de pression afin de déterminer le régime stabilisé.

Les deux courbes donnant les répartitions de pression correspondant à la limite du régime élastique et adapté ont été obtenues pour $a_0 = 0.004$ et $a_0 = 0.007$ millimètres respectivement. Ces répartitions de pression mettent en évidence un point étonnant : les pressions de contact maximales (au centre) correspondant à l'un ou l'autre des états limites sont supérieures dans le cas rugueux aux pressions hertziennes maximales du cas lisse. Ce résultat a été confirmé par une étude systématique de raffinement du maillage, en employant jusqu'à 600 éléments pour l'aire de contact potentielle et des carrés de 0.2 mm de coté pour la zone plastique. Cette dernière étude permet par ailleurs de souligner un des avantages de la méthode puisque l'on peut raffiner indépendamment les éléments de surface pour le calcul des pressions de contact et les éléments "volumiques" pour la zone plastique.

Une explication de ces résultats est fournie par la figure 5.19 présentant les contraintes de Von Mises sous la charge pour une ondulation de 0.007 mm. On voit sur cette figure que la répartition de contrainte est totalement modifiée par rapport à un cas hertzien, et il apparaît notamment une interaction importante entre les trois "pics" de pression. Dans ce cas, on ne peut donc pas considérer simplement le contact hertzien entre un solide ayant un rayon de courbure correspondant à celui de l'ondulation et un plan. Ce type de raisonnement conduirait à ne considérer que la pression maximale au centre du contact en négligeant ainsi la redistribution de contraintes qui apparaît sur la figure 5.19.

On peut toutefois remarquer que dans le cas d'une répartition de pression en trois "pics" séparés comme dans le cas de la figure 5.8 avec $a_0 = 0.03$ mm, l'interaction entre les pics est négligeable. On obtient numériquement dans ce cas une limite élastique correspondant à une pression hertzienne équivalente à la pression au centre du contact (pic de pression le plus important).

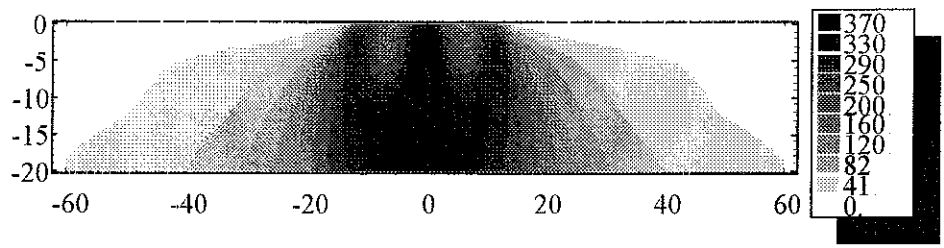


Figure 5.19: Contraintes de Von Mises sous la charge pour un contact adapté ($a_0 = 0.007$ mm).

5.4 Usure abrasive : une approche numérique

Dans cette section nous appliquons notre méthode numérique au calcul de profils d'usure en intégrant l'effet de l'évolution du profil sur la répartition de pression de contact. Nous avons eu l'occasion, au cours du quatrième chapitre de la première partie, de voir l'importance de cette évolution sur l'interprétation des régimes de dégradations et la difficulté pratique qui se pose pour évaluer ces pressions au cours des essais d'usure.

Nous développons ici un modèle numérique très simple visant uniquement à montrer la faisabilité de ce type de calcul. Nous présentons donc rapidement le cadre du problème que nous avons traité en discutant des possibilités d'extension de cette formulation à d'autres lois d'usure.

Nous verrons sur quelques exemples la validité du modèle numérique développé et la performance de la formulation par équations intégrales pour ce problème.

5.4.1 Formulation du problème

Configuration. Comme dans tout le reste de ce travail, nous nous intéressons au problème du frottement continu de deux solides. Pour fixer les idées nous représentons à nouveau les antagonistes par un cylindre se déplaçant sur un demi-plan homogène ou revêtu. Par le choix d'un référentiel approprié, nous considérerons que le demi-plan est immobile et que le cylindre glisse à une vitesse constante V à la surface de ce dernier.

L'usure éventuelle du plan peut influencer la répartition de pression par un effet de modification de rugosité (chapitre 4 de la première partie), mais elle ne modifie pas la répartition macroscopique de la pression, l'usure n'ayant que pour effet de translater la frontière du demi-plan suivant x_1. L'usure du cylindre va par contre modifier le profil local $h(x_2, t)$ du cylindre qui, initialement défini par (4.1) ou (5.4), va évoluer en fonction du temps, modifiant ainsi la répartition de pression.

Ce problème est fréquent en pratique. Citons par exemple les essais tribologiques effectués sur des revêtements durs déposés à la surface du demi-plan. Ces revêtements ne s'usent pas en continu, mais il convient de déterminer quel est leur seuil de dégradation en terme de pression normale appliquée. Il est donc intéressant en pratique de pouvoir faire varier la charge normale appliquée au cours d'un essai d'usure afin de détecter ce seuil. L'usure du cylindre modifiant au cours du temps la répartition de pression, ces résultats deviennent délicats à interpréter à l'aide d'un modèle hertzien.

Formulation du problème d'évolution. Tout le problème dans notre configuration revient donc à déterminer le profil $h(x_2, t)$ du "cylindre" au cours du temps dans l'aire de contact inconnue $\Gamma_c^\eta(t)$. Pour

ce faire, nous pouvons écrire à chaque instant les conditions de Signorini (4.3) sur l'aire de contact potentielle Γ_c et la loi de frottement de Coulomb $q(x_2,t) = \mu(x_2,t)\ p(x_2,t)$ sur $\Gamma_c^\tau(t)$. Nous ne fixons ici aucune restriction sur la loi de frottement locale, et nous verrons par la suite un exemple prenant en compte un coefficient de frottement variable en fonction du temps. Il nous reste donc à lier le profil aux paramètres mécaniques, ce que nous exprimons sous la forme de la loi d'évolution

$$\begin{cases} \dfrac{\partial h(x_2,t)}{\partial t} = f_w(\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x},t)), \quad x_2 \in \Gamma_c^\tau(t) \\ h(x_2,0) = h_0(x_2), \quad x_2 \in \Gamma_c^\tau(0) \end{cases} \tag{5.6}$$

Nous discuterons dans le paragraphe suivant la forme potentielle du critère d'usure f_w. Une fois résolu ce problème d'évolution, le volume d'usure se calcule simplement par

$$W(t) = l \int_{\Gamma_c} (h(x_2,0) - h(x_2,t))dx_2$$

où l désigne la longueur du cylindre en contact.

L'hypothèse de glissement continu permet de faire intervenir la distance de glissement plutôt que le temps dans la relation (5.6). En effet, dans le repère fixe lié au demi-plan immobile l'abscisse x_2 d'un point du cylindre peut se décomposer de la façon suivante :

$$x_2(t) = X(t) + x(t)$$

où X désigne l'abscisse du centre de gravité du cylindre et x l'abscisse du point x_2 dans le repère mobile lié au cylindre. Nous allons négliger la vitesse relative $\dot{x}(t)$ des points de la surface devant la vitesse de glissement globale $\dot{X}(t) = V$. La relation (5.6) peut donc se réécrire :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial h(x,X)}{\partial X} V = f_w(\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x},X)), \quad x \in \Gamma_c^\tau(X) \\ h(x,X=0) = h_0(x), \quad x \in \Gamma_c^\tau(0) \end{cases} \tag{5.7}$$

et nous appellerons par la suite X la distance de glissement.

Expression de la loi d'usure abrasive. Comme nous avons eu l'occasion de le souligner au cours de l'étude bibliographique de la première partie, la modélisation de l'usure, bien que largement étudiée d'un point de vue expérimental, ne fournit pas directement d'expressions de f_w. Les modèles proposés sont la plupart du temps macroscopiques (en fonction de la force normale appliquée ou éventuellement de la pression hertzienne) et n'intègrent pas la variations des contraintes de contact au cours de l'essai. Ils ne peuvent donc fournir que des renseignements indicatifs sur la forme de $f_w(\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{x},t))$.

Nous nous intéressons ici à l'usure abrasive. Cette forme d'usure est caractérisée par la création sensiblement continue de débris de très faible épaisseur. On exclut donc tout phénomène de rupture macroscopique créant des débris de taille importante qui généreraient de fortes singularités de contraintes. L'usure abrasive fait intervenir des phénomènes localisés à la surface ou à son proche voisinage. Nous avons donc choisi un modèle, extrêmement simple tout en étant physiquement acceptable, qui ne fait intervenir que des grandeurs en surface. Plus précisément, nous lions le taux d'usure à la puissance dissipée par le frottement, ce qui nous donne l'expression suivante de f_w :

$$f_w(x,t) = k_1 \mu(t) p(x,t) V \tag{5.8}$$

où k_1 est une constante et $p(x,t)$ désigne la répartition de pression normale de contact. La constante k_1 peut être vue comme une sorte de coefficient de partage entre la puissance dissipée par les dégradations mécaniques de surface et la puissance dissipée en chaleur $(1-k_1)\mu(t)p(x,t)V$. Ce modèle suppose donc que l'abrasion a lieu quelle que soit la valeur de la pression appliquée. Ce dernier point peut s'avérer simpliste, aussi avons nous également envisagé la loi "à seuil" suivante :

$$f_w(x,t) = k_1 \mu(t) < p(x,t) - k_2 > V \tag{5.9}$$

où $< \mathbf{X} >$ signifie valeur positive de $\mathbf{X}$. L'usure suivant cette loi n'a lieu que si la puissance dissipée dans le contact est supérieure à une puissance seuil $k_1 \mu(t) k_2 V$. En pratique nous traiterons tous les exemples à l'aide de cette loi en fixant éventuellement k_2 à 0.

En intégrant les lois (5.8) ou (5.9) dans la relation (5.7) on voit apparaître une des limites de ces lois en puissance : le terme V disparaît et le modèle ne peut donc pas intégrer de variation du taux d'usure en fonction de la vitesse de glissement. Ce problème disparaît si f_w est exprimé en fonction du travail des contraintes de cisaillement par exemple.

D'autres approches faisant intervenir des grandeurs dans le volume proche de la surface sont bien entendu envisageables, et l'on peut citer en particulier les lois basées sur la dissipation plastique pour les contacts fortement chargés [34]. Nous allons voir au paragraphe suivant que ce type d'approche peut être pris en compte par la formulation développée ici.

Résolution numérique du problème. La résolution numérique du problème fait intervenir deux étapes : d'une part la discrétisation (en temps ou en distance de glissement) du problème d'évolution (5.6) ou (5.7), et d'autre part la résolution du problème de contact à la manière du chapitre 4 pour chaque pas de temps.

En ce qui concerne le premier point, nous avons choisi la méthode la plus simple c'est à dire une discrétisation explicite de l'évolution. Nous montrerons sur un exemple la convergence numérique de l'algorithme. Ainsi, partant du problème continu exprimé en distance de glissement

$$\begin{cases} \dfrac{\partial h(x,X)}{\partial X} = k_1 \mu(X) < p(x,X) - k_2 >, \quad x \in \Gamma_c^r(X) \\ h(x, X=0) = h_0(x), \; x \in \Gamma_c^r(0) \end{cases}$$

on discrétise l'évolution en n pas de distance ΔX, et on exprime $h(x, X+\Delta X)$ en fonction des grandeurs en X :

$$\begin{cases} h(x, X+\Delta X) = h(x,X) + \Delta X \cdot k_1 \mu(X) < p(x,X) - k_2 >, \quad x \in \Gamma_c^r(X) \\ h(x, X=0) = h_0(x), \; x \in \Gamma_c^r(0) \end{cases} \tag{5.10}$$

Le deuxième point, la résolution numérique du problème contact à un pas X, reprend exactement les étapes présentées au chapitre 4 pour un profil $h(X,x)$ donné. On voit bien l'intérêt de la formulation par équations intégrales pour ce problème : dans le cas d'antagonistes homogènes, les itérations de convergence sur le calcul des pressions de contact et la résolution de l'expression de la loi d'usure ne font intervenir que des grandeurs sur la zone de contact potentielle Γ_c.

Comme nous l'avons signalé au paragraphe précédent, il est tout à fait possible de faire intervenir des grandeurs volumiques, en particulier des déformations plastiques, dans le calcul de f_w. Connaissant la pression de contact à un pas donné, il suffit d'appliquer les formules de représentation intégrales (2.28) dans le cas de massifs homogène ou (2.34) pour un revêtement pour calculer les différentes grandeurs mécaniques au voisinage de la surface. On note à ce niveau un intérêt supplémentaire de cette méthode numérique par rapport à une approche par éléments finis : l'usure ne faisant intervenir que des grandeurs mécaniques au voisinage de la surface, il n'est nécessaire de calculer ces champs que dans la zone potentiellement intéressante.

Identification des constantes du modèle. Notre but ici n'est pas de démontrer d'une manière théorique dans quelles conditions la loi d'usure est identifiable ni de discuter l'unicité éventuelle des coefficients obtenus, mais de fournir des indications pratiques permettant d'obtenir un jeu de coefficients à partir de mesures expérimentales.

Afin d'identifier les constantes k_1 et k_2 apparaissant dans (5.8) et (5.9) nous disposons pour un essai donné, et dans le meilleur des cas, de deux informations : d'une part le profil final $h^m_{t_{\max}}(x_2)$ du "cylindre" mesuré en fin d'essais à l'aide d'un profilomètre, et d'autre part la courbe "d'usure" $W^m(t)$ traduisant l'enfoncement relatif des deux solides au cours du temps, cette dernière pouvant intégrer éventuellement une usure globale du plan. Le profil final est bien défini et mesuré avec précision, mais il intègre toute l'histoire du chargement. L'évolution de l'enfoncement au cours du temps, en négligeant l'usure du plan, nous renseigne sur la cinétique d'évolution du profil mais cette mesure est globale et assez délicate en pratique pour diverses raisons pratiques (imprécision des capteurs, perturbations vibratoires ...).

L'identification des paramètres à partir du profil final seul semble donc délicate, et il convient d'intégrer $W^m(t)$ dans la fonction coût $J_{t_{\max}}(k_1, k_2, \ldots \alpha_1, \alpha_2)$ à minimiser :

$$J_{t_{\max}}(k_1, k_2, \ldots, \alpha_1, \alpha_2) = \alpha_1 \frac{1}{t_{\max}} \int_0^{t_{\max}} (W^m(t) - W^c(t, k_1, k_2, \ldots))^2 dt + \alpha_2 \frac{1}{\Gamma_c} \int_{\Gamma_c} (h^m_{t_{\max}}(x_2,) - h^c_{t_{\max}}(x_2, k_1, k_2, \ldots))^2 dx_2 \quad (5.11)$$

où $k_1, k_2, \ldots$ désignent les différents paramètres à identifier et $W^c(t, k_1, k_2, \ldots)$ et $h^c_{t_{\max}}(x_2, k_1, k_2, \ldots)$ désignent l'enfoncement relatif maximum et le profil final calculés. Dans la relation (5.11), nous avons opté pour une erreur quadratique pondérée par deux coefficients α_1 et α_2 mais d'autres choix sont bien entendu possibles. On peut aussi envisager de débuter par une identification partielle en fixant $\alpha_2 = 0$ pour différents instants t_i à partir de la courbe d'usure en fonction du temps, puis de corriger la valeur des paramètres en fonction du profil final.

D'un point de vue numérique, l'évaluation analytique du gradient de la fonction coût par rapport aux différents paramètres semble impossible et nous pouvons envisager une minimisation directe de $J_{t_{\max}}$ à l'aide d'une méthode de simplex ([27] chap. 10, par exemple).

5.4.2 Résultats numériques

Les résultats numériques que nous présentons ici ont été obtenus pour un cylindre de 200 mm de rayon en frottement sur un plan homogène sous 2000 N de charge normale. Sauf cas contraire, le coefficient de frottement est constant et fixé à 0.5. Les caractéristiques élastiques des deux solides sont $E = 207000 MPa$ et $\nu = 0.3$. L'analyse hertzienne du contact initial donne donc une demi-largeur de contact de 2.11 mm

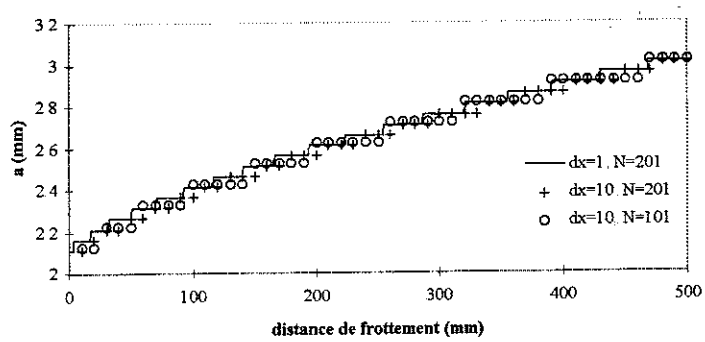


Figure 5.20: Validation des calculs numériques : évolution de a en fonction de la distance. Influence du pas d'intégration (noté dx) et du nombre d'éléments N.

et une pression hertzienne maximale de 601 MPa. Les constantes k_1 et k_2 des lois (5.8) et (5.9) sont fixées arbitrairement à $k_1 = 1.10^{-7}\ MPa^{-1}$ et $k_2 = 0.\ MPa$ ou $k_2 = 200.\ MPa$. La valeur de k_1 a été "physiquement"choisie de la manière suivante : on suppose que le frottement sur 1 mètre d'un pression constante de 100 MPa associée à un coefficient de frottement de 1 génère une usure globale de 10 μm. Par le terme "usure", on entend ici profondeur d'usure maximum après une distance de glissement X ($\max_x(h(x,0) - h(x,X))$. On peut remarquer que la valeur choisie correspond à une vitesse d'usure assez élevée

Convergence numérique de la méthode. Dans ce paragraphe nous présentons un exemple de validation montrant l'insensibilité au maillage et au pas de temps des résultats obtenus. Les résultats ont été obtenus avec une valeur nulle de k_2.

La figure 5.20 présente l'influence du pas d'intégration ΔX et de la discrétisation spatiale de l'aire de contact sur l'évolution de la largeur de contact sur les 500 premiers millimètres de frottement. On voit un très bon accord entre les résultats obtenus pour un pas d'intégration de Δx =1 mm et Δx =10 mm. On observe de même l'insensibilité de a au maillage pour 101 et 201 éléments dans la zone de contact potentielle ($x \in [-5\text{ mm}, +5\text{ mm}]$).

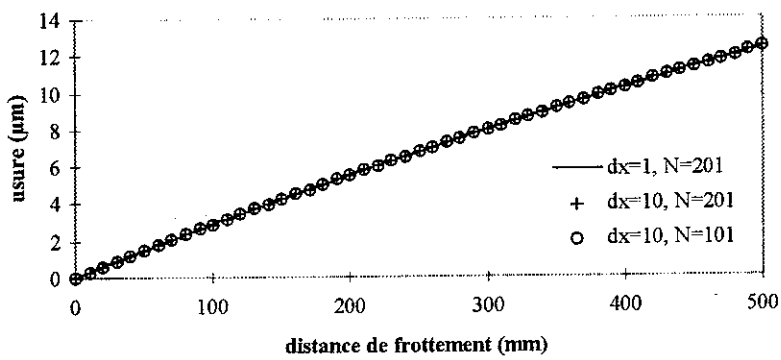


Figure 5.21: Validation des calculs numériques : évolution de l'usure en fonction de la distance. Influence du pas d'intégration (noté Dx) et du nombre d'éléments N.

L'évolution en "marches d'escalier" de a est due au passage successif d'éléments hors de la zone de contact à l'intérieur de Γ_c^n. Il est intéressant de noter sur la figure 5.21 que les autres grandeurs caractéristiques du contact (usure, pression maximale) évoluent quant à elles de manière beaucoup plus régulière

A titre indicatif, la différence sur la valeur de l'usure après 3 mètres de frottement, c'est à dire 300 ou 3000 pas suivant la valeur de ΔX, est de 0.1 % Le temps de calcul pour 300 pas d'intégration et 101 éléments dans la zone de contact potentielle est de 20 secondes sur une station HP 7000

Sur cet exemple, il faut monter à un pas d'intégration de 100 mm pour observer de fortes instabilités sur les résultats Ceci étant, on peut donner une estimation à priori de la limite supérieure du pas de temps acceptable : en effectuant un calcul hertzien, on peut déterminer l'aire de contact et la hauteur déformée maximum dans le contact Il convient alors de s'assurer que l'usure maximum sur le premier pas de temps ($\Delta X\ k_1\mu(0)\ p_0$) est inférieure à cette hauteur déformée maximum, sans quoi le profil en fin de premiers pas peut devenir localement concave et dans ce cas les résultats sont erronés

Exemples. Les exemples que nous présentons on été obtenus avec un pas $\Delta X = 10$ mm et 101 éléments dans la zone de contact potentielle Les premiers résultats, obtenus avec un seuil d'usure nul, montrent l'évolution de la pression de contact et du profil du "cylindre" au cours de l'usure

La figure 5.23 présente les pressions d'usure pour différentes distances de frottement On voit clairement l'affaissement de la pression en fonction de l'usure, la pression tendant apparemment vers une pression uniforme

La figure 5.24 présente les profils correspondant aux pressions précédentes, ce type de profil étant couramment observé dans les essais cylindre-plan On observe que le profil final tend approximativement vers celui proposé par Dundurs et Comninou [12] ou Hills *et al* [16] pour un contact générant une pression constante

La figure 5.22 présente l'influence d'un coefficient de frottement variable en fonction du temps sur la courbe d'usure La variation du coefficient de frottement est donnée par $\mu(t) = 0.5(1 - e^{-\frac{X}{200}})$ afin de pouvoir comparer ce résultat avec la courbe obtenue avec un coefficient constant de 0.5

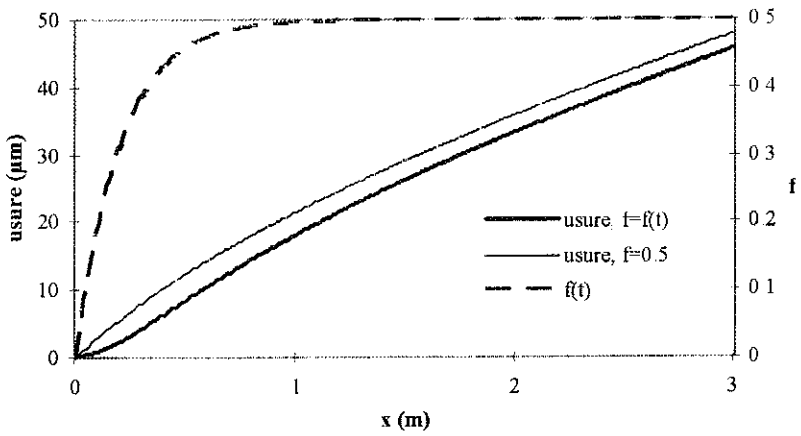


Figure 5.22: Influence d'une variation en fonction du temps du coefficient de frottement (noté f sur la figure) : $f(t) = 0.5(1 - e^{-\frac{X}{200}})$

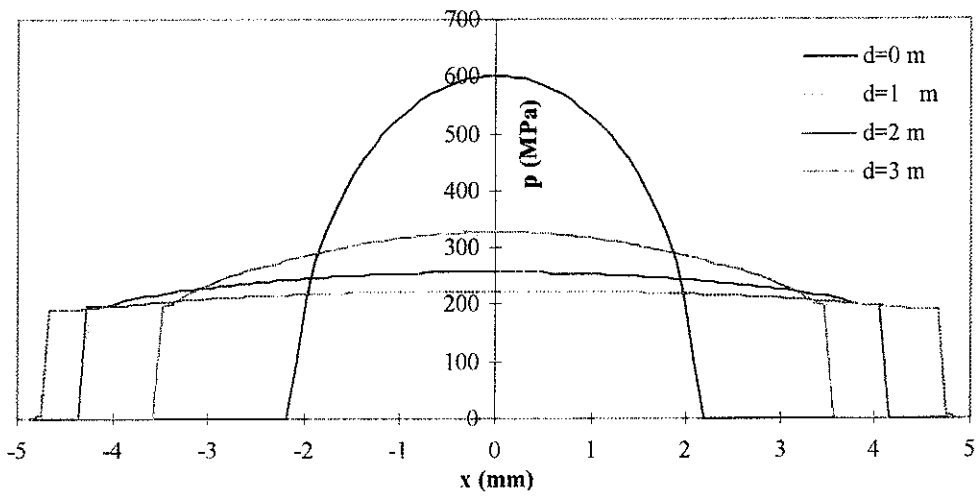


Figure 5 23: Evolution des pressions d'usure avec la distance d'usure

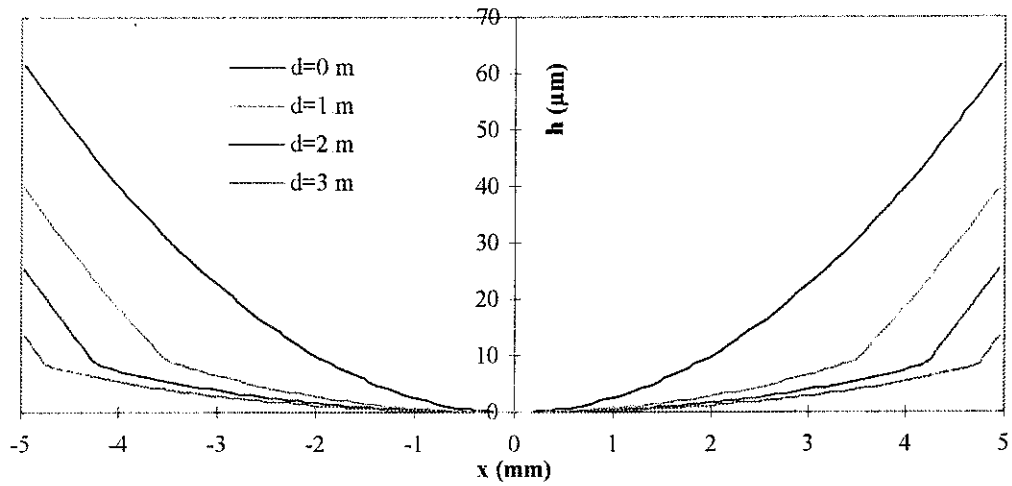


Figure 5 24: Evolution du profil au cours de l'essai d'usure

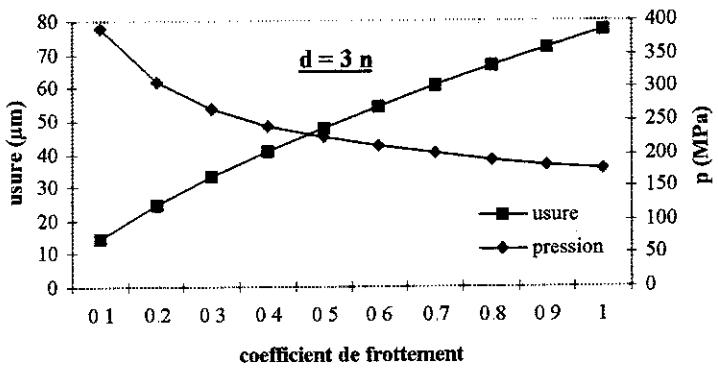


Figure 5 25: Evolution de l'usure et de la pression maximale dans le contact après 3 mètres de frottement en fonction du coefficient de frottement

On observe tout d'abord d'une manière commune aux deux courbes d'usure le ralentissement de la vitesse d'usure avec la distance de frottement. Ce résultat est cohérent avec la loi d'usure proposée et le résultat de la figure 5 23, puisque plus la distance de frottement est importante, plus la pression diminue et donc plus le taux d'usure est faible.

La comparaison des deux courbes d'usure fait apparaître un décalage sensiblement constant pour les distances de frottement élevées. Ce décalage est bien entendu dû à la différence de puissance d'usure consommée avant la stabilisation du coefficient de frottement, l'évolution à coefficient variable ayant au total moins "dissipé" au terme des 3 mètres de frottement

La figure 5 25 présente l'évolution de l'usure et de la pression maximale dans le contact après 3 mètres de frottement pour différentes valeurs du coefficient de frottement. On voit bien sur l'évolution de l'usure que cette dernière n'est pas linéaire en fonction du coefficient de frottement. Cette figure fait donc clairement apparaître la non-linéarité du problème : à distance égale, plus les forces de frottement sont élevées et plus la pression normale diminue, ce qui a pour conséquence de limiter l'usure.

L'effet de la valeur de k_2, le seuil de dégradation, est présenté figure 5 26. La différence entre les deux courbes fait clairement apparaître deux phénomènes : la valeur plus faible de l'usure et la stabilisation de l'usure dans le cas d'un seuil non-nul. Le premier phénomène est évidemment lié au fait que seule

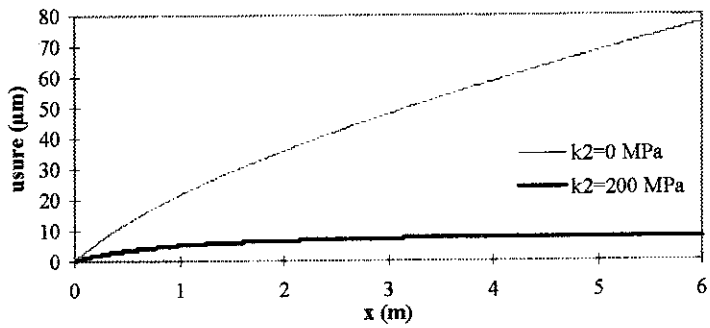


Figure 5 26: Effet du seuil de dégradation donné en légende sur la courbe d'usure

la puissance dépassant le seuil est endommageante, ce qui limite la puissance totale dissipée en usure. La stabilisation de l'usure s'explique par la diminution de la pression normale montrée figure 5 23 : la diminution des contraintes normales va entraîner une diminution du taux d'usure qui tend vers 0, la pression normale tendant quant à elle vers une valeur constante voisine de 200 MPa.

La prise en compte de ce seuil présente également une certaine importance d'un point de vue numérique. En effet, nous avons signalé plus haut que le profil en fin d'usure tend vers celui d'un solide générant une pression constante dont l'équation est

$$h(x_2) = \frac{N}{2aE^*}\left\{(a+x_2)\ \ln(1+\frac{x_2}{a}) + (a-x_2)\ \ln(1-\frac{x_2}{a}) + \beta\mu x_2\right\} \qquad (5.12)$$

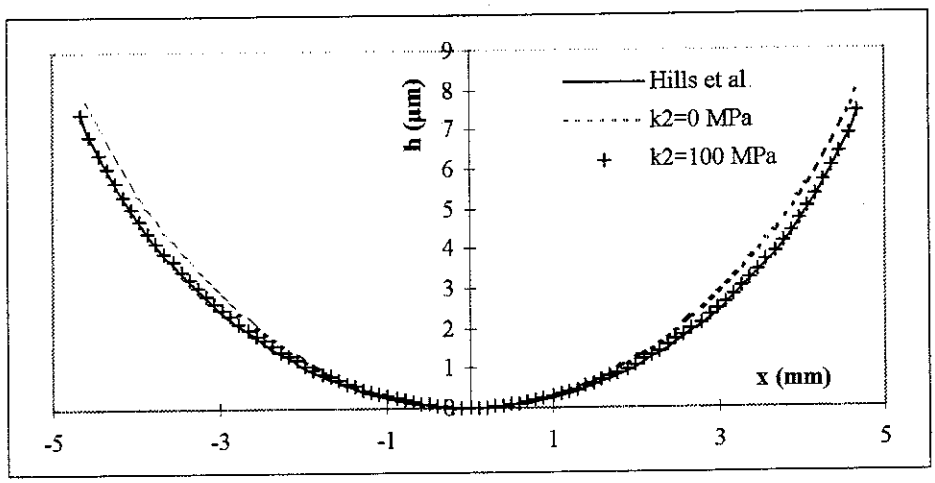


Figure 5 27: Nécessité de la présence d'un seuil de dégradation pour atteindre une pression constante en fin d'essai

Or, comme l'indique la figure 5 27, le profil obtenu avec un loi à seuil nul ne coïncide pas parfaitement avec la courbe théorique, et ce quel que soit la distance d'usure. Cette différence de profil se retrouve figure 5 23 où l'on voit que la répartition de pression présente toujours une légère courbure. Ce point peut s'expliquer par le raisonnement suivant : avec notre discrétisation (pression constante par élément), les éléments à l'extrémité du contact voient une pression non-nulle, cette pression générant de l'usure le profil va donc être modifié à cet endroit. En théorie, la pression décroissant continûment jusqu'à 0 à l'extrémité du contact, l'usure devrait être nulle à cet endroit, ce dont nous ne rendons pas compte numériquement. L'utilisation d'un seuil de dégradation va donc limiter l'extension de l'aire de contact et permettre de retrouver le profil donné par l'équation (5 12) comme en témoigne la figure 5 27 obtenue à l'aide d'un seuil de 100 MPa. Nous confirmons donc bien numériquement la conjecture de Dundurs et Comninou [12] concernant le profil que devrait avoir un solide en glissement si l'usure est fonction de la pression normale.

Comme nous l'avons indiqué plus haut, notre approche se distingue des modèles d'usure de type Archard (voir section 1 1 de la première partie) en ce sens qu'elle intègre directement la géométrie de contact. Cette remarque peut être illustrée par le cas suivant : considérons une loi d'usure ne faisant intervenir comme paramètre de chargement que la force normale N et une série d'essais effectués à l'aide de cylindres de différents rayons pour une charge normale constante. La charge étant constante, un modèle de type Archard ne pourra rendre compte directement d'une éventuelle variation de l'usure pour ces différentes géométries, et devra donc faire intervenir une "constante variable" fonction de la géométrie. Notre

approche faisant intervenir directement des pressions, nous pourrons par contre traduire une dépendance de l'usure vis-à-vis du rayon du cylindre

De la même manière, pour une configuration géométrique initiale donnée, nous présentons figure 5.28 la variation de l'usure en fonction de la charge. On voit que la profondeur d'usure suit une loi en puissance de la charge normale avec un exposant d'environ $\frac{2}{3}$, que l'on peut rapprocher de la dépendance de la pression hertzienne maximum en fonction de la charge ($p_0 \sim N^{\frac{2}{3}}$).

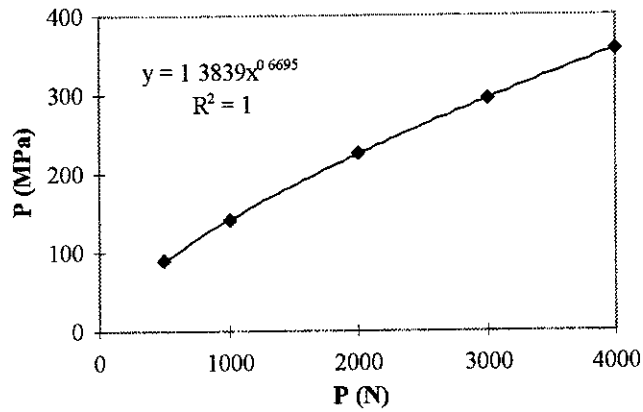


Figure 5 28: Influence de la charge normale sur l'usure

Le choix de f_w comme une fonction linéaire de la puissance dissipée présente, comme nous l'avons déjà indiqué, l'inconvénient de faire disparaître toute dépendance de l'usure en fonction de la vitesse de glissement. Cette difficulté peut facilement être surmontée en envisageant une loi du type

$$f_w(x,t) = k_1(\mu(t) < p(x,t) - k_2 > V)^{k_3} \tag{5 13}$$

Cette loi non-linéaire permet donc d'introduire une dépendance de l'usure en fonction de la vitesse et, comme le montre la figure 5 29, de rendre compte d'accroissements rapides de dégradations, voire de changement de régimes

Nous présentons enfin, à titre d'exemple, le problème suivant : combien de temps faut-il polir un cylindre brut d'usinage pour obtenir un état de surface acceptable ? Si l'on dispose pour un couple matériau/abrasif donné de la valeur de k_1 et que d'autre part on connaît le profil initial du solide, on peut calculer le nombre de cycle ou la distance de frottement nécessaire au polissage. La figure 5.30 présente ainsi l'évolution de la pression de contact au cours du processus de polissage pour un contact similaire à celui de la figure 5 8 et une ondulation initiale de $a_0 = 0.03$ mm. On voit apparaître un point intéressant : au cours du polissage, le nombre de stries en contact passe de 3 à 5 du fait de l'usure progressive des trois stries initiales.

L'évolution au cours du processus de la pression maximale (figure 5.31) montre bien la chute rapide des pressions de contact au cours des premiers mètres de frottement

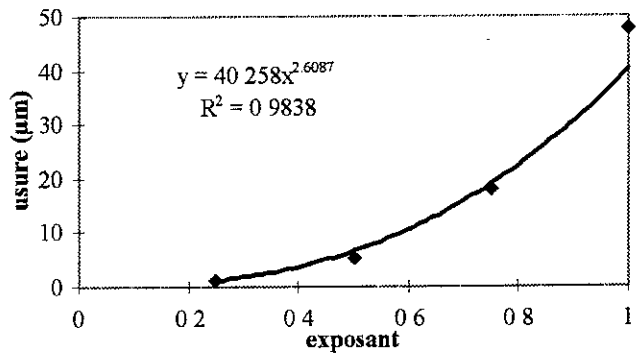


Figure 5 29: Evolution de l'usure en fonction de l'exposant k_3 pour un seuil k_2 nul

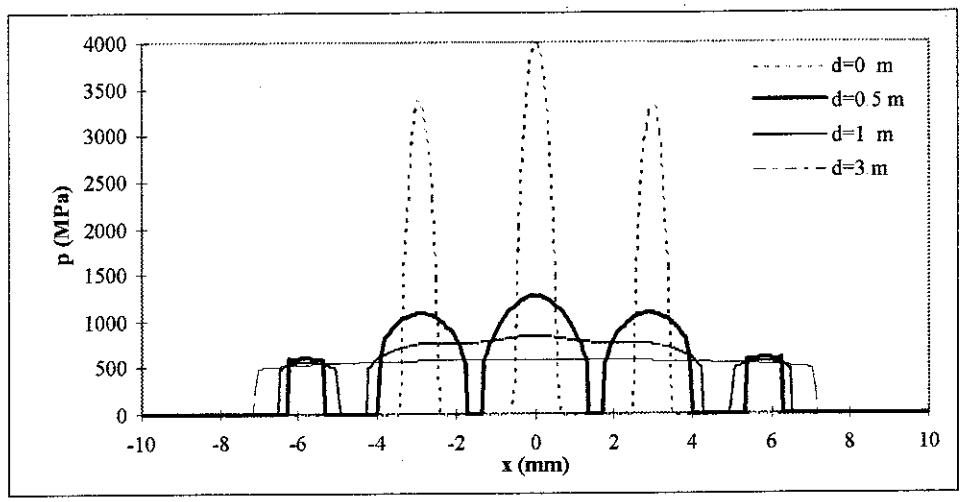


Figure 5 30: Evolution de la répartition de pression normale au cours du "polissage" d'un cylindre

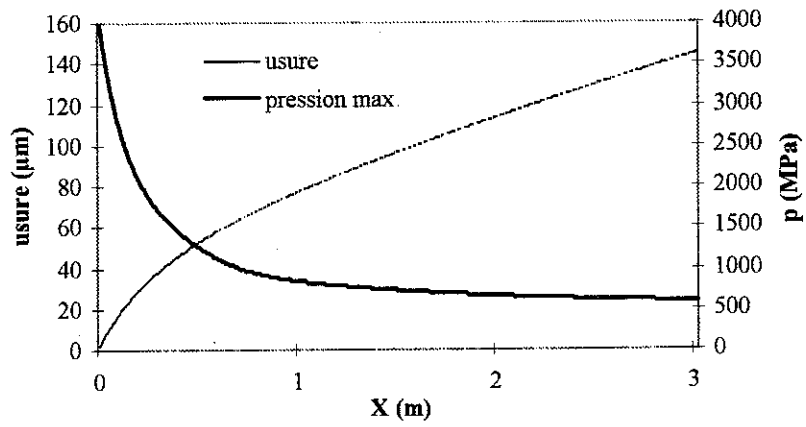


Figure 5.31: Polissage d'un cylindre, éloution de la pression maximale au cours du temps.

Références

[1] Ballard P. Constantinescu A., *J. Mech. Phys. Solids*, **42** 1767-1787 (1994)
[2] Batoz J L , Dhatt G., *Modélisation des structures par éléments finis*, Hermes (1990)
[3] Bonnet M , *Equations intégrales et élements de frontière*, Eyrolles (1995)
[4] Bonnet M , Mukherjee S , *Int. J Solids Structures*, **33,** 4461-4480 (1996)
[5] Bonnet M , Poon H., Mukherjee S., "Hypersingular formulation for boundary strain evaluation in the context of CTO-based implicit BEM scheme for small strain elasto-plasticity, soumis à *Int. J of Plasticity* (1996)
[6] Brebbia C A , Telles J C F, Wrobel L C., *Boundary Element Techniques*, Springer Verlag (1984)
[7] Bui H D , *Etude de l'évolution de la frontière de domaine élastique avec l'écrouissage et relations de comportement élasto-plastique des métaux cubiques*, Thèse Université de Paris (1969)
[8] Bui H D., *Int. J. Solids Structures*, **14**, 935-939 (1978)
[9] Chan K S , Karsudhi P., Lee S L., *Int. J. Solids Structures*, **10,** 1179-1199 (1974)
[10] Dang Van K , Maitournam M. H , *J. Mech. Phys. Solids*, **41,** 1691-1710 (1993)
[11] Dundurs J., Hetenyi M., *J. Appl. Mech* , **28**, 106-111 (1961)
[12] Dundurs J., Comninou M ,*Wear*, **62**, 419-424 (1980)
[13] Duvaut G., Lions J L , *Les inéquations en mécanique et en physique*, Dunod, Paris (1972)
[14] Flamand L , Thèse de doctorat d'Etat, Université Claude Bernard, Lyon (1989)
[15] Frasier J T., Rongved L , *J. Appl. Mech*, **24,** 582-584 (1957)
[16] Hills D A , Nowell D , Sackfield A , *Mechanics of Elastic Contacts*, Butterworth-Heinemann Ltd (1993)
[17] Hetenyi M , Dundurs J., *J Appl. Mech* , **29**, 362-368 (1962)
[18] Johnson K L , *Contact Mechanics*, Cambridge University Press (1985)
[19] Johnson K L., *Wear*, **190**, 162-170 (1995)
[20] Kalker J J., *Three-Dimensional Elastic Bodies in Rolling Contact*, Kluwer (1990)
[21] Lemaitre J , Chaboche J L , *Mécanique des matériaux solides*, 2ème ed , Dunod, Paris (1988)
[22] M^c Ewen E , *Phil. Mag* , **40**, 454-460 (1949)
[23] Maitournam M. H., *Formulation et résolution des problèmes thermoviscoplastiques en régime permanent*, Thèse ENPC, Paris, (1989)
[24] Mindlin R D , *Physics*, **7**, 195-202 (1936)
[25] Nečas J., Jarušek J., Haslinger J , *Bollettino U M I* , **17-B**, 796-811 (1980)
[26] Nguyen Q S , *Int. J Numerical Methods Engng* , **11**, 817-832 (1977)
[27] Press WH , Teukolsky S A., Vetterling W T, Flannery B P., *Numerical Recipes in FORTRAN*, 2nd ed , Cambridge University Press (1992)
[28] Rezayat M., Shippy D J , Rizzo F J , *Comp. Meth. in Appl. Mech. Engng* ,**55**, 346-367 (1986)
[29] Rongved L , *Force in the Interior of One of Two Joined Semi-Infinite Solids*, Second Midwestern Conference on Solid Mechanics, Lafayette (Ind), September 8-9 (1955)
[30] Ryoji Y, Sang-Bong C., *Engng. Fracture Mech* , **34**, 179-188, (1989)
[31] Salençon J , *Mécanique des milieux continus TII*, Ecole Polytechnique (1994)
[32] Seabra J., Berthe D , J. of Trib , **109**, 462-470 (1987)
[33] Simo J C , Taylor R L , *Comput. Meths. Appl. Mech. Engrg* , **48,** 101-118 (1985)
[34] Stalin-Muller N., Thèse, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1996)
[35] Telles J C F, Brebbia C A , *Int. J. Solids Structures*, **17**, 1149-1158 (1981)
[36] Tewary V.K , Wagoner R.H , Hirth J P., *J. Mater. Res*, **4**, 113-123 (1989)

[37] Timoshenko S P., Goodier J N , *Theory of Elasticity*, M^{c}Graw-Hill (1970)
[38] Zienkiewicz O C., The finite Element Method, 3eme Edition, M^{c}Graw-Hill (1977)

Conclusion

L'intérêt de ce travail est triple : il permet d'une part de clarifier les couplages existant entre usure et corrosion pour un acier inoxydable en milieu marin, et d'autre part il développe une approche numérique par équations intégrales appliquée au problème de frottement continu en régime élasto-plastique Le troisième intérêt de ce travail est lié aux applications de cette méthode numérique à certains problèmes de tribologie.

La première partie de ce travail montre d'un point de vue expérimental l'influence d'un environnement agressif sur les caractéristiques tribologiques d'un contact En particulier, les essais effectués sur un acier inoxydable 316L en milieu chloruré font apparaître la sensibilité des forces de frottement et de l'usure au potentiel électrochimique appliqué La réactivité globale de l'interface entre l'acier inoxydable et la solution présente de même une forte sensibilité au frottement Afin d'appréhender et de tenter de quantifier les différents termes apparaissant dans le couplage entre usure et corrosion, nous développons une méthodologie applicable aux alliages passivables et transposable à des configurations de frottement industrielles Cette analyse, basée tant sur une modélisation mécanique des régimes de dégradation que sur une analyse électrochimique de la part corrosive de l'usure, permet de séparer clairement les composantes purement surfaciques de l'usure des composantes volumiques. A défaut d'être totalement quantitative, cette approche permet de prédire la variation du volume d'usure en fonction du potentiel électrochimique de la surface.

La deuxième partie de ce travail développe et met en place une formulation par équations intégrales du problème de contact en régime élasto-plastique pour des contacts ponctuels. Cette formulation est couplée à un algorithme d'intégration plastique spécifique permettant de calculer les déformations plastiques sous une sollicitation de frottement continu. On montre que cette formulation permet, dans le cas de matériaux homogènes et isotropes, de généraliser aux problèmes non-linéaires les calculs classiques de mécanique du contact élastique Les intégrales singulières apparaissant dans le domaine en raison de la présence de déformations plastiques ou d'inhomogénéités sont traitées à l'aide d'une méthode de régularisation Cette dernière ne nécessite aucune hypothèse sur les solutions fondamentales employées et peut s'appliquer au cas de solides non-bornés.

Le troisième intérêt de ce travail est d'ordre pratique et concerne les applications de la formulation par équations intégrales aux problèmes de frottement. Parmi celles-ci, on peut citer avant tout la modélisation élasto-plastique des revêtements et des surfaces traitées Ces calculs permettent de fournir des informations concernant les régimes de dégradation de contact revêtus fortement chargés. La résolution par équations intégrales du problème de contact en glissement continu s'avère très performante numériquement, ce qui permet d'appliquer cette formulation au problème d'évolution des pressions de contact

au cours des essais d'usure. On montre ainsi, sur une configuration type, qu'il est possible d'accéder aux pressions d'usure en résolvant le problème d'évolution pour une loi d'usure donnée.

Différentes perspectives s'ouvrent à partir de ces conclusions. La première concerne les aspects expérimentaux liés à la tribocorrosion où subsistent différents points à éclaircir. L'aspect le plus fondamental étant de préciser, à l'aide de moyens d'analyse de surface performants, le lien entre les forces de frottement, l'usure abrasive et la nature physico-chimique des couches superficielles.

La formulation par équations intégrales est implémentée pour l'instant dans un cas bidimensionnel, l'extension à des contacts tridimensionnels de cette méthode permettra ainsi de résoudre des problèmes plus généraux. Une autre évolution possible concerne la prise en compte de revêtements ou d'inhomogénéités anisotropes. La formulation étendue à de tels cas s'appliquera à des problèmes pratiques plus généraux et réalistes.

Enfin, le modèle numérique d'usure développé pouvant être appliqué à différents types de lois d'usure, il serait intéressant de valider cette approche à l'aide d'essais expérimentaux et d'identifier ainsi les coefficients des lois d'usure. Ces derniers seront donc indépendants de la configuration de contact.