



HAL
open science

Étude de l'endommagement par fretting-fatigue de fils de câbles d'ancrage offshore : influence de la galvanisation, de la graisse et de l'eau de mer

Sébastien Montalvo

► **To cite this version:**

Sébastien Montalvo. Étude de l'endommagement par fretting-fatigue de fils de câbles d'ancrage offshore : influence de la galvanisation, de la graisse et de l'eau de mer. Autre. Ecole Centrale de Lyon, 2023. Français. NNT : 2023ECDL0041 . tel-04475732

HAL Id: tel-04475732

<https://theses.hal.science/tel-04475732v1>

Submitted on 23 Feb 2024

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

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



N° d'ordre NNT : 2023ECDL0041

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

membre de l'Université de Lyon

École Doctorale Matériaux de Lyon

École Doctorale n°34

Spécialité de doctorat : Matériaux

Soutenue publiquement le 08/11/2023, par :

Sébastien MONTALVO

Étude de l'endommagement par fretting-fatigue de fils de câbles d'ancrage offshore : influence de la galvanisation, de la graisse et de l'eau de mer

Devant le jury composé de :

Véronique AUBIN	Professeure, CentraleSupélec	Présidente
Cécilie DUHAMEL	Professeure, Mines Paris	Rapporteuse
Habibou MAITOURNAM	Professeur, ENSTA ParisTech	Rapporteur
Pierre ARNAUD	Professeur Assistant	Examineur
Laurent GAILLET	Directeur de recherche, Université Gustave Eiffel	Examineur
Siegfried FOUVRY	Directeur de recherche CNRS, École Centrale de Lyon	Directeur de thèse
Michaël MARTINEZ	Ingénieur de recherche (Docteur), IFP Energies nouvelles	Co-encadrant
François ROPITAL	Ingénieur de recherche (HDR), IFP Energies nouvelles	Co-encadrant

Remerciements

Ce travail de thèse est issu d'une collaboration entre le Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS) et l'IFP Energies nouvelles. Je remercie mes encadrants Siegfried Fouvry, Michaël Martinez et François Ropital pour m'avoir offert cette opportunité, pour le suivi et soutien tout au long de ces années, et pour ces discussions scientifiques qui m'ont fait avancer. Merci aussi pour ces prolongations de contrat, qui m'ont permis de bien terminer ce travail !

J'adresse mes remerciements à Véronique Aubin pour avoir accepté d'être la présidente du jury de ma soutenance, à Cécilie Duhamel et Habibou Maitournam pour avoir évalué mon manuscrit, à Pierre Arnaud et Laurent Gaillet pour l'avoir examiné. Votre intérêt pour ce travail me fait plaisir.

Je voudrais remercier les doctorant-es Julien, Jean et Alixe pour leur accueil, leurs conseils et leur aide sur les machines lors de mon arrivée au labo. Un grand merci aussi aux personnes qui m'ont aidé pour le volet expérimental : Odin pour le montage du banc de test, Julie pour la formation, Sébastien pour la conception du montage, Olivier pour la résolution de ces nombreux problèmes logiciel (plus ou moins obscurs), et Sellim pour tous ces usinages. Merci aussi aux personnes de l'IFPEN qui m'ont donné la recette pour le décapage à l'acide chlorhydrique d'un fil galvanisé. Et puis, merci aux gestionnaires, Dominique du côté LTDS et Françoise du côté IFPEN, pour votre disponibilité. Cela a été un plaisir de travailler avec vous.

Bien sûr, merci à toute l'équipe pour tous ces bons moments passés ensemble, Mélody, Théo, Timothée, Clément, Soha, Laura, Yann, Quentin, Mathilde. Pauline, merci pour l'aide pour la cuisine du pot de thèse, et pour tout le reste. Hugo, merci pour tes retours sur mes présentations, toujours pertinents. Benjamin, merci pour toutes ces discussions scientifiques du soir. Gabrielle, Yvan, merci pour votre écoute et votre aide. Je remercie aussi les stagiaires que j'ai encadré, Francisco et Fanny, pour leur travail précieux. Fanny, ton investissement m'a fait bien plaisir. Je vous souhaite beaucoup de succès et de bonheur dans vos projets présents et futurs.

Enfin, un grand merci à mon père et ma mère pour leur soutien constant.

Résumé

Les éoliennes offshore flottantes sont ancrées au fond marin par des câbles acier, des chaînes ou des câbles synthétiques. La thèse s'intéresse à la fatigue des câbles acier. Ceux-ci sont constitués de fils en acier enroulés en hélices, organisés en couches successives. Une gaine en plastique étanche protège le câble de l'eau de mer. Mais si cette gaine est endommagée, alors de l'eau de mer peut entrer en contact avec les fils. Ces fils sont recouverts d'un revêtement de zinc par galvanisation. Ce revêtement sert de protection cathodique contre la corrosion induite par l'eau de mer. De plus, les fils sont graissés, ce qui apporte une protection physique contre l'eau de mer. Sous l'effet de la houle et du vent, ces câbles sont soumis à des chargements de tension et de flexion variables qui induisent la fatigue du câble. Cette fatigue est essentiellement due au phénomène de fretting-fatigue des fils. Le fretting est défini comme un déplacement relatif de très faible amplitude entre des solides en contact. Le fretting génère des contraintes très fortes et très localisées au niveau des contacts entre les fils, ce qui induit l'apparition rapide de fissures. Sous l'effet du fretting seul, ces fissures arrêteraient rapidement de se propager, les surcontraintes étant localisées en surface. Mais le chargement de fatigue cause la propagation de ces fissures, jusqu'à éventuellement la rupture des fils. Le fretting-fatigue est la combinaison des deux phénomènes. Dans le cas d'une rupture de la gaine, la corrosion induite par l'eau de mer pourrait aggraver le risque de rupture.

Les connaissances sur l'endommagement des câbles sont largement empiriques. Les travaux de cette thèse s'attachent à expliquer et quantifier les différents phénomènes physiques qui ont une influence sur le risque de rupture des fils. Les effets de la galvanisation, de la graisse et de l'eau de mer sont analysés.

Dans un premier temps, un modèle numérique global du câble est créé, qui permet de calculer les chargements de fretting et de fatigue exercés sur les fils. Ces chargements sont ensuite appliqués aux fils lors d'essais expérimentaux. Dans une première série d'essais, les fils sont clairs (c'est-à-dire sans leur revêtement de zinc), et le milieu est l'air ambiant. Ce cas simplifié, qui n'existe pas en service, permet d'obtenir le comportement en fretting-fatigue des fils avec le moins de biais possible. Un modèle numérique de prédiction de rupture est développé. Par la suite, l'influence de la galvanisation, de la graisse et de leurs synergies est étudiée avec des séries d'essais de fretting-fatigue sur fils zingués, clairs graissés et zingués graissés. Les résultats montrent un effet bénéfique significatif de la graisse. Enfin, l'influence de l'eau de mer a été étudiée avec des séries d'essais sur fils clairs en eau de mer avec et sans protection cathodique. Les résultats montrent un effet négatif important de l'eau de mer, en particulier lorsque il n'y a pas de protection cathodique.

Mots clés : fretting-fatigue, corrosion, fils acier, câble, eau de mer, galvanisation, graisse, éléments finis

Abstract

Floating offshore wind turbine are moored by steel wire ropes, synthetic ropes or chains. The present work is dedicated to the fatigue of steel wire ropes. These ropes are made of helically wound steel wires arranged in successive layers. A watertight plastic sheath protects the wire rope from seawater. But if this sheath is damaged, seawater could come into contact with the wires. These wires are zinc coated through a galvanisation process. This coating provides cathodic protection against seawater-induced corrosion. The wires are also greased, providing physical protection against seawater. Under the effect of the swell and the wind, these wire ropes are subjected to variable tensile and bending loads that generate fatigue loads on the rope. This fatigue is mainly related to the fretting fatigue of the wires. Fretting is defined as a relative displacement of very small amplitude between solids in contact. Fretting generates very high and very localised stresses at the contacts between the wires, leading to the rapid appearance of cracks. Under the effect of fretting alone, these cracks would quickly stop propagating, as the fretting-induced stresses are localised at the surface. But fatigue loading causes these cracks to propagate, eventually leading to wire failure. Fretting-fatigue is the combination of these two phenomena. In the case of a sheath failure, seawater-induced corrosion could exacerbate the risk of failure.

Knowledge on cable damage is largely empirical. The aim of this thesis is to explain and quantify the various physical phenomena that influence the risk of wire ruptures. The effects of galvanisation, grease and seawater will be analysed.

Firstly, an overall numerical model of the cable is created, enabling the fretting and fatigue loads exerted on the wires to be calculated. These loads are then applied to the wires in experimental tests. In the first series of tests, the wires are clear (i.e. without their zinc coating), and the environment is ambient air. This simplified case, which does not exist in service, is studied to obtain the fretting-fatigue behaviour of the wires with as little bias as possible. A numerical wire rupture prediction model was developed. Then, the influence of galvanisation, grease and their synergies is studied, with a series of fretting-fatigue tests on galvanised, greased and galvanised-greased wires. The results show a significant beneficial effect of grease. Finally, the influence of seawater was studied with a series of tests on clear wires in seawater with and without cathodic protection. The results show a significant negative effect of seawater, particularly when there is no cathodic protection.

Keywords : fretting-fatigue, corrosion, steel wires, wire rope, seawater, galvanisation, grease, finite elements

Sommaire

Remerciements	2
Résumé.....	3
Abstract.....	4
Sommaire	5
Introduction	7
Contexte industriel.....	7
Plan de la thèse	9
Chapitre 1 : État de l'art.....	11
1. Mécanique des câbles	13
2. Mécanique du contact.....	17
3. Modes d'endommagement	28
Conclusion	55
Chapitre 2 : Calcul des chargements sur les fils dans un câble.....	57
1. Éléments de théorie des poutres appliquée au câble.	59
2. Modèle analytique d'un câble sous chargement de tension.....	61
3. Modèle numérique du câble.....	68
Conclusion.....	84
Chapitre 3 : Matériaux et méthodes expérimentales.....	85
1. Caractéristiques matériau des fils.....	87
2. Méthodes expérimentales, fretting et fretting-fatigue	93
Conclusion	99
Chapitre 4 : Étude expérimentale et numérique du fretting-fatigue sur des fils clairs à sec	101
1. Étude expérimentale de l'endommagement en fretting-fatigue	103
2. Modèle numérique d'endommagement d'un fil.....	119
3. Application du modèle numérique	132
Conclusion.....	134
Chapitre 5 : Endommagement en conditions usuelles de service : effet de la galvanisation et de la graisse	135
1. Étude de l'effet mécanique de la galvanisation sur l'endommagement	137
2. Étude de l'effet de la graisse sur l'endommagement.....	149
3. Étude de l'effet combiné de la galvanisation et de la graisse.....	156
Conclusion.....	161
Chapitre 6 : Endommagement en condition dégradée : effet de l'eau de mer	163
1. Étude de l'effet de l'eau de mer sur l'endommagement de fils clairs	165
2. Étude de l'endommagement de fils clairs en eau de mer avec protection cathodique.....	176
Conclusion.....	180
Conclusion générale et perspectives	181
Bibliographie	185
Annexes.....	193
1. Comportement du contrecorps dans le montage de fretting-fatigue	193
2. Mesures des contraintes résiduelles dans les fils par DRX	194
3. Traces de fretting des essais sur fils clairs en eau de mer, en glissement total	196
4. Application du modèle numérique au cas des fils clairs en eau de mer avec protection cathodique	197

Introduction

Contexte industriel

Une éolienne offshore flottante est constituée d'une éolienne fixée à un flotteur, lui-même relié au fond de la mer grâce à des lignes d'ancrage (cf. Figure 0-1). Cette technologie permet d'installer des éoliennes dans des zones de grande profondeur (40 m – 1000 m), afin d'accéder au vents plus forts et plus constants du grand large, et donc à une production d'énergie plus importante et plus régulière. Par comparaison, la profondeur limite pour une éolienne offshore posée (c'est-à-dire avec une fondation directement fixée au fond marin) est d'environ 50 m.



Figure 0-1 : éolienne offshore flottante - projet Provence Grand Large (adapté de [137])

La Figure 0-2 présente deux systèmes d'ancrage. Le premier, avec lignes caténaires, est le plus simple à mettre en place et le plus répandu. Cependant, l'empreinte au sol est importante, une ferme éolienne nécessite donc beaucoup d'espace. De plus, la biodiversité des fonds marins est perturbée par le frottement permanent des lignes avec le fond. Avec le système d'ancrage à lignes tendues, l'empreinte au sol est faible, et les lignes ne frottent pas sur le fond. De plus, la liaison au sol est plus raide et le flotteur bouge moins sous l'effet de la houle et du vent, permettant une production plus efficace de l'éolienne. En contrepartie, l'installation est plus difficile, puisqu'il faut tendre les lignes en mer. De plus, la poussée d'Archimède qui s'exerce sur le flotteur induit une tension dans les lignes plus importante qu'avec le système caténaire, nécessitant des lignes plus solides.

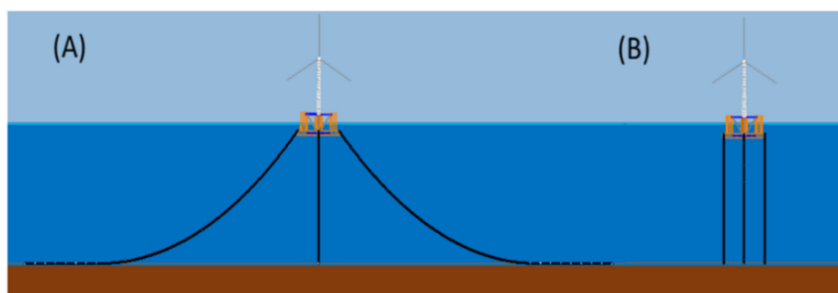


Figure 0-2 : deux types de systèmes d'ancrage : a) lignes caténaires, b) lignes tendues [132]

Les lignes d'ancrage peuvent être constituées de chaînes acier, de câbles synthétiques (polymères), de câbles acier, ou même souvent d'une combinaison de chaînes et de câbles. Dans le cadre de cette étude, nous nous intéresserons uniquement aux câbles acier. Il s'agit souvent de câbles monotorons : un fil central est entouré de couches successives de fils enroulés en hélice, comme représenté Figure 0-3. Les câbles sont recouverts d'une gaine en polymère, ce qui les protège à la fois des chocs et de la corrosion. Toutefois, si cette gaine est abimée, de l'eau de mer pourrait pénétrer dans le câble. Une graisse épaisse est injectée dans le câble, servant principalement comme protection contre la corrosion. Enfin, les fils sont recouverts d'un revêtement de zinc. Il sert de protection physique contre la corrosion des fils, mais surtout agit en tant qu'anode sacrificielle. Tant que du zinc est en connexion électrique avec à la fois l'eau de mer et de l'acier exposé à l'eau de mer, ce dernier ne se corrode pas.

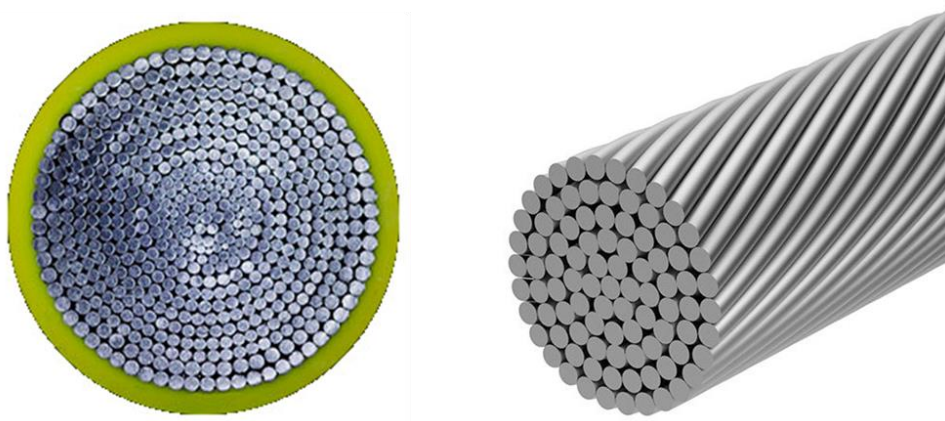


Figure 0-3 : câble monotoron (adapté de [138,139])

À leur extrémités, les câbles sont souvent fixés grâce à des embouts remplis de résine, comme représenté Figure 0-4.



Figure 0-4 : fixation des extrémités du câble avec un système d'embout (adapté de [140])

Les câbles sont soumis à des efforts de tension et de flexion variables sous l'effet de la houle et du vent. Cela engendre des chargements locaux sur les fils : contraintes et forces de contact. Les forces de contact facilitent l'amorçage de fissures (fretting), et les contraintes dans le cœur des fils favorisent la propagation de fissures par fatigue. La combinaison de ces deux mécanismes d'endommagement, appelée fretting-fatigue, est considérée comme une cause majeure de rupture des câbles soumis à des chargements cycliques [110]. Notons que c'est la flexion qui induit les chargements de fretting. En service, une chaîne est souvent utilisée pour faire le lien entre le flotteur et le câble, permettant théoriquement une flexion nulle dans le câble. Nous nous intéresserons cependant au chargement de fretting afin d'étudier des cas de chargements extrêmes sur le câble, et dans l'optique de connecter directement le câble au flotteur.

L'objectif de cette étude est de mieux comprendre le phénomène du fretting-fatigue dans ces câbles puis d'estimer le risque de rupture, ceci à la fois en condition usuelle de service et en condition dégradée (suite à l'infiltration d'eau de mer).

Plan de la thèse

Dans cette thèse, nous utiliserons l'exemple d'un câble prévu pour une ligne tendue. Pour caractériser la durée de vie d'un câble, il faudrait faire des essais sur le câble entier. Toutefois, cela nécessiterait des moyens expérimentaux lourds et coûteux. Dans les faits, de tels essais sont rares, surtout en tension et flexion combinées. Nous utiliserons donc des essais à petite échelle, avec deux fils croisés en contact, qui sont bien plus simples à mettre en place. De plus, les chargements de fretting et de fatigue peuvent alors être variés indépendamment et finement, ce qui permet d'isoler leurs différents effets. Il est pertinent de caractériser le comportement de deux fils en contact, afin de pouvoir ensuite déterminer le comportement d'un assemblage de fils. Cela permet aussi d'extrapoler plus facilement les résultats à différentes géométries de câble et différents chargements imposés au câble.

Ce manuscrit s'articule en 6 chapitres.

Le chapitre 1 est un état de l'art décrivant les notions de mécanique et de corrosion qui seront utilisées par la suite. Des modèles analytiques de la mécanique du câble puis de la mécanique du contact y sont présentés, qui permettront d'obtenir certains chargements dans les fils. Ensuite, les mécanismes d'endommagement sont présentés : fatigue des matériaux, fretting, fretting-fatigue et corrosion. L'objectif est d'apporter les notions nécessaires, ou du moins utiles, à la compréhension de ce travail de thèse.

Le chapitre 2 présente les méthodes analytiques et numériques pour calculer les chargements locaux dans le câble. Un modèle numérique global du câble est créé. Ces chargements locaux seront ensuite appliqués aux fils lors des essais expérimentaux.

Le chapitre 3 porte sur la caractérisation du fil d'acier étudié : microstructure, propriétés mécaniques et comportement en fatigue ; ainsi que sur les méthodes expérimentales qui seront utilisées par la suite, en particulier les bancs d'essais.

Le chapitre 4 commence par présenter une étude de l'endommagement en fretting-fatigue des fils d'acier dans un cas simple : les fils sont clairs (c'est-à-dire sans leur couche de zinc), et le milieu est l'air ambiant. Ce cas simplifié, qui n'existe pas en service, permet d'obtenir le comportement des fils avec

le moins de biais possible. Dans une deuxième partie, un modèle numérique de prédiction de rupture appliqué au cas des fils clairs est développé.

Le chapitre 5 porte sur l'endommagement en fretting-fatigue des fils en conditions usuelles de service, c'est-à-dire zingués et graissés. L'influence de ces deux paramètres est étudiée grâce à des essais spécifiques, puis simulée à l'aide du modèle de prédiction de rupture développés au chapitre précédent. L'objectif est d'obtenir une référence de comportement en situation usuelle, tout en comprenant les phénomènes mis en jeu.

Enfin, le chapitre 6 porte sur l'endommagement en fretting fatigue des fils en condition dégradée, quand de l'eau de mer a pu pénétrer sous la gaine. Lorsque les fils sont exposés à l'eau de mer, la graisse est d'abord lavée, puis la couche de zinc est progressivement corrodée jusqu'à ce que l'acier des fils soit directement exposé à l'eau de mer. Nous avons d'abord étudié la situation finale : des fils en acier, clairs (i.e. non revêtus de zinc), baignant dans l'eau de mer sans aucune protection cathodique. Dans un second temps, nous avons étudié le cas des fils clairs en eau de mer lorsque du zinc reste en contact électrochimique avec l'acier, apportant donc une protection cathodique.

Une conclusion générale récapitule les principaux points d'intérêts de la thèse, et discute des perspectives ouvertes.

Chapitre 1 :

État de l'art

Le premier chapitre a pour objectif d'apporter les notions utiles à la compréhension des chapitres suivants. Il commence par une présentation de l'état de la recherche sur la mécanique des câbles. Le cas des câbles monotorons sera étudié en détail car cette géométrie a été retenue pour le câble étudié. Dans un second temps, un état de la recherche sur la mécanique du contact sera présenté avec un focus sur le contact entre des cylindres croisés. Dans un troisième temps, les phénomènes physiques de fretting, de fatigue, de fretting-fatigue et de corrosion seront présentés.

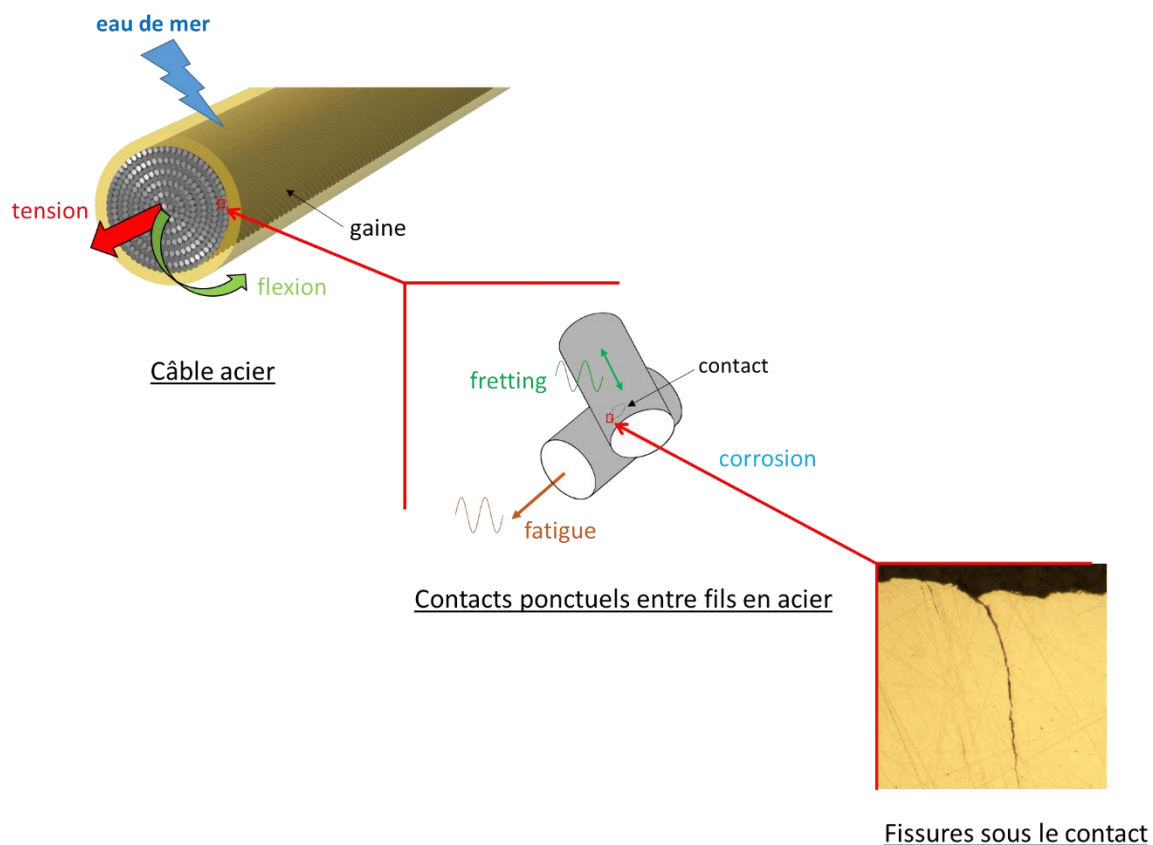


Table des matières

1. Mécanique des câbles.....	13
1.1. Géométrie d'un câble droit	13
1.2. Câble droit soumis à une tension dans son axe	14
1.2.1. Tension dans les fils	14
1.2.2. Forces de contact.....	15
1.3. Flexion du câble.....	16
1.4. Simulations numériques de câbles	17
2. Mécanique du contact	17
2.1. Méthode de Boussinesq	18
2.2. Géométrie du contact	18
2.3. Contact normal	20
2.4. Contact glissant	21
2.5. Contact en glissement partiel - chargement statique	22
2.6. Contact sous sollicitation cyclique : fretting.....	24
2.6.1. Glissement partiel.....	24
2.6.2. Transition glissement partiel/glissement total	26
3. Modes d'endommagement	28
3.1. Fatigue	28
3.1.1. Chargement	29
3.1.2. Durée de vie en fatigue	29
3.1.3. Fissuration	30
3.1.4. Effet d'entaille	35
3.2. Endommagement par fretting.....	37
3.2.1. Fissuration sous l'effet du fretting.....	37
3.2.2. Critères d'amorçage	39
3.2.3. Usure sous l'effet du fretting.....	41
3.2.4. Influence de la lubrification	43
3.3. Fretting-fatigue.....	44
3.3.1. Réduction de l'endurance du matériau	45
3.3.2. Fissuration en fretting-fatigue	45
3.3.3. Compétition usure/fissure.....	48
3.4. Influence de la corrosion	50
3.4.1. Fatigue corrosion	50
3.4.2. Fretting et corrosion	52
3.4.3. Fretting-fatigue et corrosion	53
Conclusion	55

1. Mécanique des câbles

Connaissant les chargements globaux qui s'exercent sur le câble, la mécanique des câbles cherche à déterminer les chargements qui s'exercent localement sur les fils. Les câbles étant des éléments de structure très utilisés, ce problème a été largement étudié. Mais la complexité de cet assemblage de fils nécessite l'utilisation d'hypothèses simplificatrices. Le choix des modèles analytiques et/ou numériques à utiliser implique donc une réflexion sur les phénomènes importants ou non à prendre en compte, sachant que l'objectif final est la prédiction du risque de rupture.

1.1. Géométrie d'un câble droit

Un câble monoton est constitué d'un fil central autour duquel sont enroulés en hélice des fils de section circulaire, par couches successives, comme présenté Figure 1-1. Les couches sont numérotées de 1 à n . Les hélices de la couche i sont toutes de même rayon R_i , et les fils de diamètre $d_i = 2 \cdot r_i$.

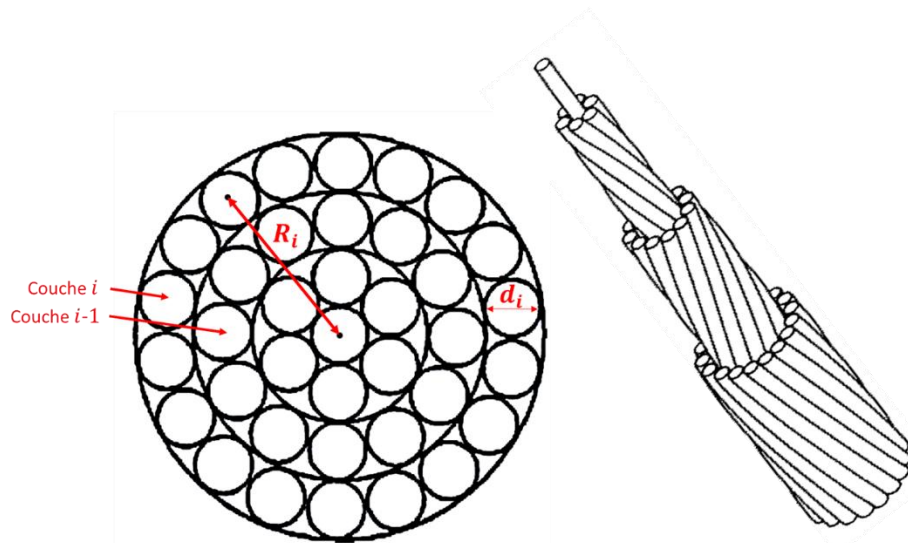


Figure 1-1 : géométrie d'un câble monoton (adapté de [107] et [58])

Soit un repère $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ avec (O, \vec{z}) l'axe central du câble, O l'origine, et \vec{x}, \vec{y} des vecteurs arbitraires tels que $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ soit un repère cartésien orthonormé direct, comme représenté sur la Figure 1-2. x, y, z sont les coordonnées associées. Alors une hélice de la couche i peut être paramétrée par :

$$\overrightarrow{OA} = \begin{pmatrix} x = R_i \cdot \cos \theta_s \\ y = \epsilon_i \cdot R_i \cdot \sin \theta_s \\ z = \frac{l_i}{2\pi} (\theta_s - \theta_{s0}) \end{pmatrix}_{\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}} \quad (1-1)$$

où :

- θ_s est la position angulaire
- θ_{s0} est la position angulaire à l'origine (qui varie pour chaque hélice de la couche i)
- l_i est le pas de l'hélice
- ϵ_i est la direction de rotation de l'hélice (valant ± 1)

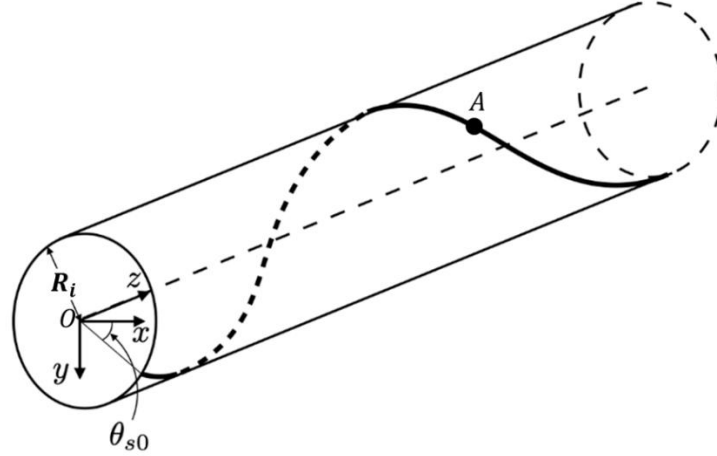


Figure 1-2 : fil enroulé en hélice (adapté de [13])

En fixant le nombre de fils N_i pour chaque couche i , la géométrie du câble est alors complètement déterminée, ce qui permettra de construire facilement le modèle numérique.

Les autres grandeurs couramment utilisées sont l'angle de toronnage α_i (qui correspond à l'angle entre le vecteur directeur de l'hélice et l'axe du câble) et la courbure κ_i de l'hélice, qui s'obtiennent facilement à partir des paramètres précédents avec le formalisme de Frenet-Serret (démonstration détaillée par Costello [21]) :

$$\tan \alpha_i = \frac{2\pi \cdot R_i}{l_i}, \quad \kappa_i = \frac{\sin^2 \alpha_i}{R_i} \quad (1-2)$$

Lorsque le câble est soumis à des chargements, cette géométrie est légèrement modifiée. L'angle de toronnage varie à cause de l'élongation du câble. Le rayon des fils, donc des couches, varie par effet de Poisson. Il est également possible de considérer l'écrasement des fils dû aux forces de contact s'exerçant sur eux, comme le fait Argatov [5]. Enfin, comme le note Papailiou [82], les fils reposent sur des points de contact, ils ont donc tendance à former des lignes polygonales plutôt que des hélices. Suivant le degré de sophistication des modèles, ces effets sont pris en compte ou non.

1.2. Câble droit soumis à une tension dans son axe

1.2.1. Tension dans les fils

La tension dans les fils est un des principaux paramètres gouvernant le risque de rupture. Feyrer [35] présente une synthèse des travaux de Czitary [23], qui aboutit à une expression pour la tension T_i dans un fil de la couche i , connaissant la tension T_{rope} appliquée au câble :

$$T_i = \frac{\frac{\cos^2 \alpha_i}{1 + \nu_i \cdot \sin^2 \alpha_i} \cdot E_i \cdot A_i}{\sum_{k=1}^n \left(\frac{N_k \cdot \cos^3 \alpha_k}{1 + \nu_k \cdot \sin^2 \alpha_k} \cdot E_k \cdot A_k \right)} \cdot T_{rope} \quad (1-3)$$

où E_j , ν_j , A_j correspondent respectivement au module d'Young, coefficient de Poisson et section droite du fil de la couche j , avec des couches numérotées de 1 à n (fil central inclus).

Il n'y a théoriquement pas de déplacement relatif suivant l'axe du câble entre deux fils de couches successives, excepté une rotation, négligée. Dans le cas de la tension, les frottements n'ont donc aucune influence, si ceux entre les fils d'une même couche ne sont pas considérés.

1.2.2. Forces de contact

Lorsque le câble subit uniquement de la tension simple et qu'il n'y a pas de contact entre les fils d'une même couche (contact latéral), les forces normales de contact entre les fils de deux couches successives (contact radial) peuvent être calculées analytiquement. Siegert [107] propose une formulation explicite : pour un câble avec N_c couches, des fils tous de même diamètre et de même angle de toronnage α , en négligeant l'effet de Poisson et l'écrasement des fils, alors la force normale de contact entre deux fils à l'intercouches d'indice m est exprimée par la relation suivante :

$$F_m = \frac{\pi}{6} \cdot \frac{(N_c - m + 1) \left(m - \frac{1}{2}\right)}{m(m-1)(1 + 3N_c(N_c + 1) \cos^3 \alpha)} \cdot \sin \alpha \cdot \cos^2 \alpha \cdot T_{rope} \quad (1-4)$$

Il note que la relation entre force normale de contact et tension exercée sur le câble est linéaire. En appliquant cette formule à deux câbles de respectivement 4 et 8 couches, il obtient la Figure 1-3. Les forces normales de contact augmentent très fortement dans les couches internes du câble. Les forces tangentielles sont quant à elles théoriquement nulles partout, la déformation suivant l'axe du câble étant la même pour toutes les couches.

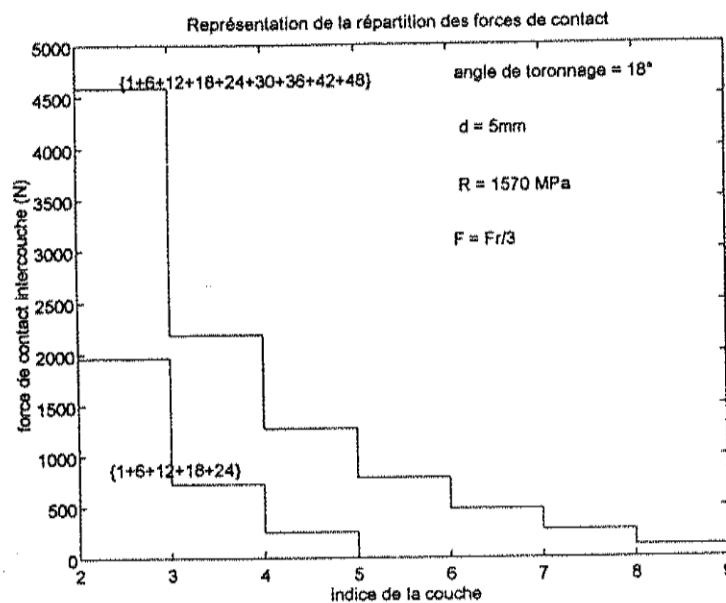


Figure 1-3 : forces normales de contact aux intercouches [107]

Siegert détaille également une méthode pour calculer les forces de contact entre les fils d'une même couche. Ces forces sont générées par la tendance à la contraction de la couche externe sous l'effet de la tension dans le câble. Les retours d'expérience montrent que les ruptures sont toujours situées au niveau de contacts intercouches, où les forces en jeu sont bien plus grandes. Ces contacts latéraux ne sont donc pas critiques pour l'endommagement. Mais Siegert explique que prendre en compte ce contact latéral lorsqu'il existe est nécessaire pour déterminer précisément le contact radial.

La formule (1-5), développée par Costello [21], permet d'évaluer si les fils d'une même couche i sont en contact. Si les deux termes sont égaux, les fils sont en contact. Sinon, l'inégalité est stricte.

$$\sqrt{1 + \frac{\tan^2 \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{N_i}\right)}{\cos^2 \alpha_i}} \leq \frac{R_i}{r_i} \quad (1-5)$$

1.3. Flexion du câble

En service, les câbles sont encastrés aux deux extrémités (flotteur et ancre). Toutefois, ils sont suffisamment longs pour qu'au niveau des extrémités, il soit possible de considérer que le câble est en flexion libre (encastrement d'un côté, pas de restrictions de l'autre côté).

La géométrie du câble est fortement modifiée par un chargement de flexion. En effet, les fils auront tendance à glisser les uns par rapport aux autres. C'est d'ailleurs cette capacité de glissement qui apporte au câble sa grande flexibilité. Deux cas limites, le glissement sans frottement ($\mu = 0$) et le frottement sans glissement, peuvent plus facilement être étudiés analytiquement, de façon à établir deux bornes du comportement du câble. Ces bornes sont toutefois assez éloignées.

Pour la flexion libre, cas où la courbure varie fortement près de l'encastrement, les modèles analytiques s'appuient généralement sur le travail de Papailiou [83]. Son modèle prend en compte la condition de glissement aux intercouches, permettant de combiner les deux cas limites dans un même câble. Il a été remanié et précisé par Hong [51]. Les articles de revue de Cardou et Jolicoeur [16] et Cardou [15] permettent d'avoir une vision d'ensemble du sujet, ainsi que des hypothèses simplificatrices utilisées dans ces modèles. Siegert [107] a calculé les contraintes dans les fils pour de la flexion libre, dans les deux cas limites : voir Figure 1-4.

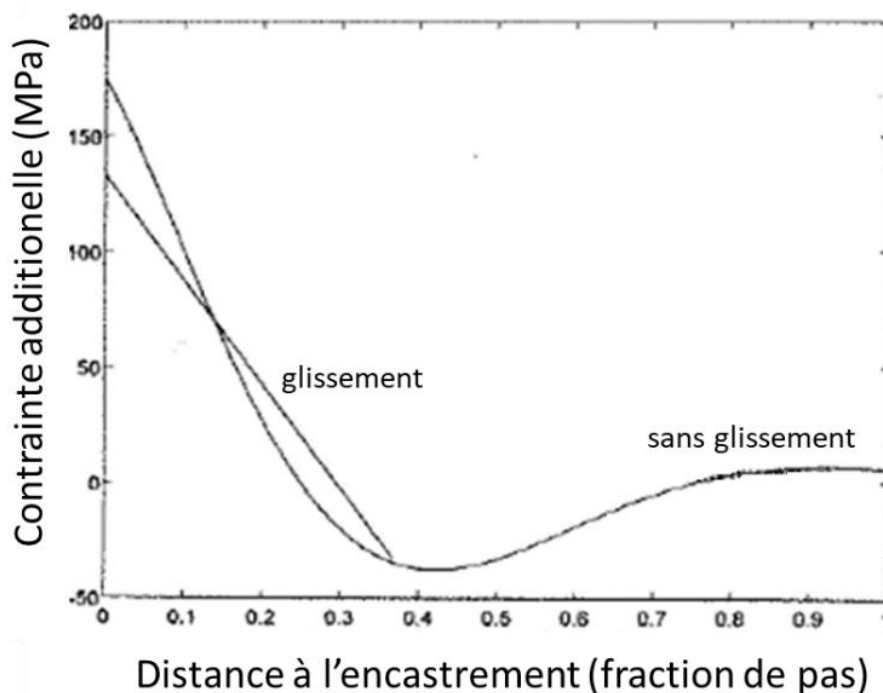


Figure 1-4 : câble soumis à de la flexion libre : contraintes dans un fil en fonction de la distance à l'encastrement (adapté de [107])

Toutefois, il faut remarquer que les développements analytiques donnant les contraintes au niveau des fils considèrent toujours une courbure du câble constante. Pour la flexion libre, cela consiste implicitement à considérer que les contraintes dans les fils dépendent de la courbure locale du câble. À proximité des extrémités du câble, où le gradient de courbure est très fort, la validité des hypothèses de ces modèles n'est plus assurée.

1.4. Simulations numériques de câbles

Les limitations des modèles analytiques ont mené au développement de modèles numériques par éléments finis, qui permettent de relaxer certaines hypothèses simplificatrices et de connaître les contraintes locales près de l'encastrement. Des modèles utilisant des éléments 3D volumiques [58] existent (voir Figure 1-5), mais comme le souligne Lalonde [61], leur coût en puissance de calcul restreint la taille du câble modélisée. Or, afin de minimiser les effets de bord, en particulier dans le cas de la flexion libre, la longueur du câble modélisée doit être assez importante. Zhou [134] a développé une approche intermédiaire, utilisant des éléments poutres pour modéliser les fils, permettant d'obtenir les mêmes résultats à un coût bien moindre. Lalonde s'appuie sur ce travail et modélise un câble avec plus de fils, sur une plus grande longueur, en prenant en compte les grands déplacements. Bussolati [13] utilise la même approche, mais considère une approximation des petits glissements. Celle-ci se justifie dans le cas des câbles d'ancrage, permettant de diminuer drastiquement le temps de calcul.

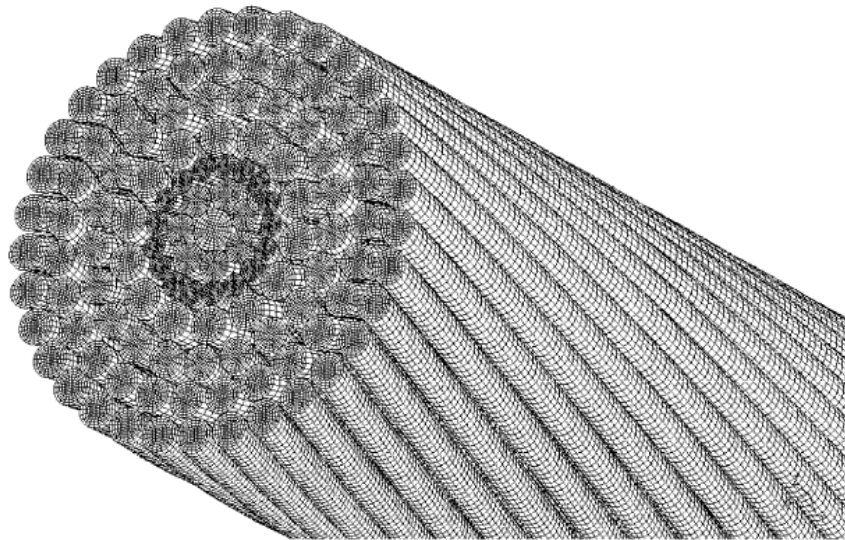


Figure 1-5 : modélisation avec des éléments 3D volumiques d'un câble à 120 fils [58]

2. Mécanique du contact

Connaissant les chargements qui s'exercent sur des solides en contact, la mécanique du contact cherche à déterminer les champs de contraintes et déformations dans ces solides. Hertz [49] a résolu ce problème en 1881 dans le cas du contact élastique entre surfaces quadratiques soumises à une force normale. Il s'appuyait sur des travaux de Cerruti et de Boussinesq [11], qui donnent une méthode analytique pour connaître les contraintes et le déplacement dans un solide semi-infini, connaissant les chargements externes. Par la suite, Johnson [56] et Mindlin [70] se sont intéressés au cas du contact soumis à une force tangentielle. L'ouvrage de référence pour la mécanique du contact, largement utilisé ici, est *Contact Mechanics*, de Johnson [57]. Dans l'optique d'une prédiction du risque de rupture des fils dans un câble, nous chercherons plus particulièrement à analyser le cas du contact entre deux cylindres croisés.

2.1. Méthode de Boussinesq

Boussinesq [11] a développé une méthode pour calculer les contraintes et les déformations dans un solide semi-infini délimité par un plan (Oxy) (représenté Figure 1-6) connaissant la distribution de pression p et de cisaillement q_x, q_y en surface. Comme le soulignent Boussinesq et Johnson, cette méthode peut s'appliquer également à des solides de forme quelconque si la surface S du contact est petite par rapport à la courbure et l'épaisseur des solides. Dans le cas de pièces métalliques en contact non-conforme (c'est à dire dont les géométries ne permettent pas qu'elles soient en contact sur une large surface), cette approximation est généralement justifiée.

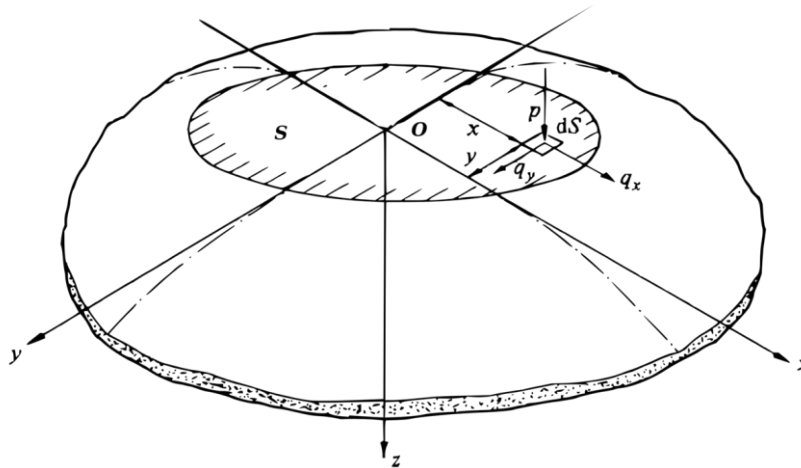


Figure 1-6 : solide semi-infini (adapté de [57])

La méthode de Boussinesq s'appuie sur des fonctions de potentiel $\mathcal{F}, \mathcal{G}, \mathcal{H}, \Psi, \Psi_1$ dépendantes des chargements de pression et de cisaillement en surface dont l'expression exacte est détaillée dans [57]. Il montre ensuite que le champ de déplacement suivant est une solution du problème, car vérifiant l'équation d'équilibre et les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} U_x(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi G} \cdot \left(2 \frac{\partial \mathcal{F}}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x} + 2\nu \frac{\partial \Psi_1}{\partial x} - z \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \\ U_y(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi G} \cdot \left(2 \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial z} - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial y} + 2\nu \frac{\partial \Psi_1}{\partial y} - z \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) \\ U_z(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi G} \cdot \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial z} + (1 - 2\nu)\Psi - z \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (1-6)$$

À partir de ce champ de déplacement, il est théoriquement possible d'obtenir les déformations par dérivation et les contraintes par la loi de Hooke. Il faut noter que dans le cas général le calcul s'avère très complexe.

Il reste alors à déterminer les champs de pression et cisaillement. Pour cela, la première étape est de définir la géométrie du contact.

2.2. Géométrie du contact

Dans ce paragraphe, deux solides non-conformes, notés 1 et 2, sont en contact au niveau d'un point O , mais aucune force n'est exercée. Les surfaces sont "lisses", c'est à dire doublement dérivables. Localement, au niveau du contact, les solides ont donc une normale commune et un plan tangent

commun. Un axe Oz est défini suivant cette normale, et un plan Oxy suivant ce plan tangent. Johnson [57] explique que qu'il est possible de choisir un repère Oxy tel qu'il soit possible d'approximer la distance h entre deux points des deux solides par :

$$h = Ax^2 + By^2 \quad (1-7)$$

avec A et B dépendants de R'_i, R''_i les rayons de courbures locaux des solides suivant leurs axes principaux, et de l'angle θ entre leurs axes principaux respectifs, tels que :

$$A + B = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R'_1} + \frac{1}{R''_1} + \frac{1}{R'_2} + \frac{1}{R''_2} \right) \quad (1-8)$$

$$B - A = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{1}{R'_1} - \frac{1}{R''_1} \right)^2 + \left(\frac{1}{R'_2} - \frac{1}{R''_2} \right)^2 + 2 \cdot \left(\frac{1}{R'_1} - \frac{1}{R''_1} \right) \cdot \left(\frac{1}{R'_2} - \frac{1}{R''_2} \right) \cdot \cos 2\theta} \quad (1-9)$$

Dans le cas des câbles, en négligeant la courbure de l'hélice par rapport à la courbure transverse du fil (c'est à dire, dans les notations du paragraphe 1.1 : $\kappa_i \ll 1/r_i$), les contacts intercouches sont ceux de deux cylindres de rayons R_1, R_2 croisés à un angle de θ , comme représentés Figure 1-7. Ox_1y_1 et Ox_2y_2 sont les repères locaux.

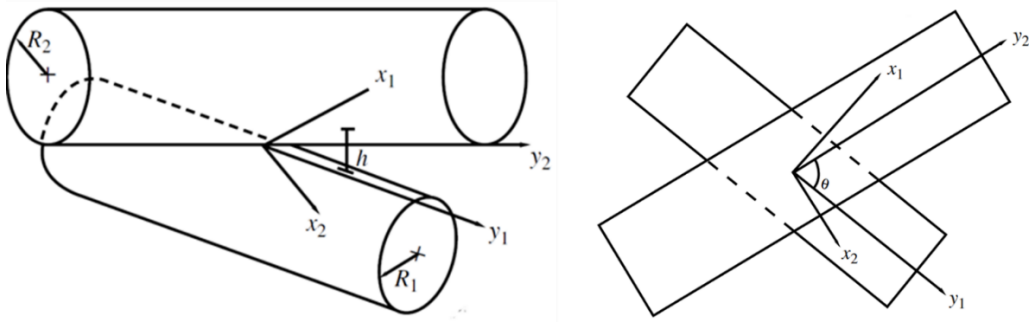


Figure 1-7 : contact entre cylindres croisés [129]

Williams et Dwyer-Joyce [129], appliquant le travail de Johnson à ce cas particulier, montrent qu'alors A, B sont tels que :

$$B - A = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{R_1^2} + \frac{1}{R_2^2} + \frac{2}{R_1 R_2} \cos 2\theta} \quad (1-10)$$

$$B + A = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}}$$

Et le repère Oxy est défini par une rotation d'angle β par rapport au repère Ox_1y_1 , avec β tel que :

$$\frac{R_2}{R_1} \sin 2\beta = \sin(2(\theta - \beta)) \quad (1-11)$$

La géométrie locale du contact est donc complètement définie. Dans le cas général, les expressions sont plus complexes mais similaires.

2.3. Contact normal

Dans ce paragraphe, les solides 1 et 2 sont en contact, et une force normale P est appliquée.

L'objectif est de déterminer la forme de la zone de contact et la distribution de pression connaissant le profil des solides au niveau du contact et la force normale P . Hertz [49] a été le premier à proposer une solution, valide sous les conditions suivantes :

- Les surfaces sont continues et non-conformes : $a \ll R$ (où a est la dimension caractéristique de la zone de contact, et R le rayon de courbure caractéristique)
- L'approximation des faibles déformations peut être appliquée : $a \ll R$
- Les solides sont semi-infinis : $a \ll R$ et $a \ll l$, où l est l'épaisseur caractéristique des solides
- Il n'y a pas de friction

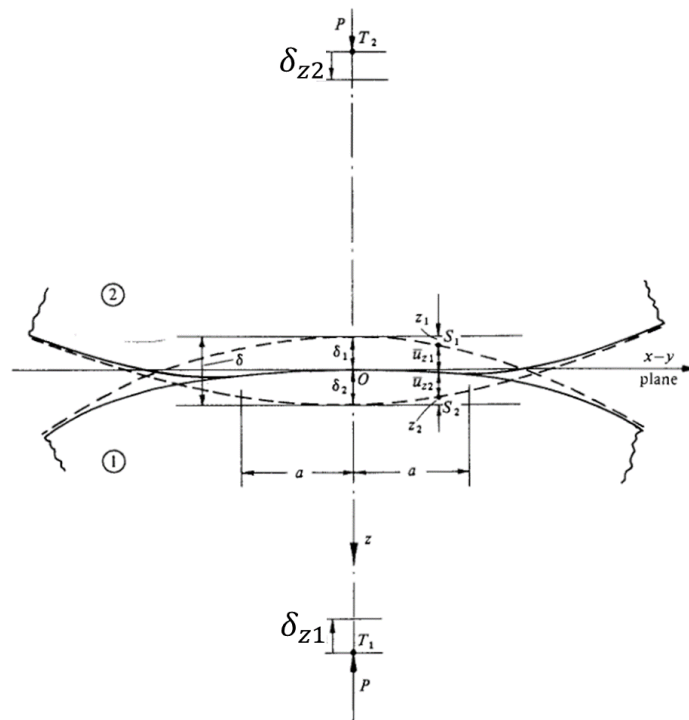


Figure 1-8 : contact entre deux solides (adapté de [57])

La situation est présentée Figure 1-8. Le repère $Oxyz$ est défini de la même manière qu'au paragraphe précédent. Des considérations géométriques permettent d'écrire que dans la zone de contact :

$$\bar{U}_{z1} + \bar{U}_{z2} = \delta_{z1} + \delta_{z2} - Ax^2 - By^2 \quad (1-12)$$

où $\bar{U}_{z1}, \bar{U}_{z2}$ sont les déplacements en surface, et δ_{z1}, δ_{z2} les déplacements "à l'infini". Cette équation se transforme en inégalité stricte hors de la zone de contact.

En appliquant la méthode de Boussinesq, il est possible de vérifier que l'unique distribution de pression qui engendre des déplacements vérifiant ces conditions est la distribution de Hertz :

$$p(x, y) = p_0 \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2} \quad (1-13)$$

où $p_0 = \frac{3P}{2\pi ab}$, $a = k_a \left(\frac{3P}{4E'(A+B)} \right)^{1/3}$, $b = k_b \left(\frac{3P}{4E'(A+B)} \right)^{1/3}$, avec $\frac{1}{E'} = \frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2}$, où E_i, ν_i sont respectivement le module d'Young et le coefficient de Poisson du solide i . k_a et k_b sont des coefficients faisant intervenir A, B et des intégrales elliptiques, compliqués à calculer. Antoine et al. [2] présentent la formulation exacte. Plusieurs auteurs ont proposé des tables (Hertz, dans son article original, puis Cooper [20]) ou des expressions approchées (Brewe & Hamrock [12]). À présent, le calcul numérique est assez rapide pour permettre d'utiliser les expressions exactes de ces coefficients.

Il est intéressant de noter que cette distribution de pression n'est pas identifiée directement à partir de la géométrie du contact et de la force normale, mais grâce à une approche inverse : ce champ de pression induit des fonctions potentielles qui sont l'unique solution de l'équation d'équilibre et des déplacements en surface (équations (1-6)).

Il est ensuite possible d'utiliser la méthode de Boussinesq pour calculer la solution complète : champs de déplacements, de déformations et de contraintes. Sackfield et Hills [99] ont calculé les expressions complètes des contraintes dans le solide dans ce cas. Ils se sont appuyés sur les travaux de Thomas & Hoersch [115], qui permettent d'obtenir les contraintes sur l'axe Oz , et sur ceux de Fessler et Ollerton [34] et Ollerton et Morey [79], qui donnent les cisaillements dans les plans Oyz et Oxz . Le calcul repose sur la théorie des potentiels, et fait intervenir des intégrales elliptiques.

2.4. Contact glissant

Dans ce paragraphe, les solides sont en contact, une force normale P est appliquée, ainsi qu'une force tangentielle Q suffisante pour imposer un déplacement relatif global important des solides. Il s'agit d'un contact glissant.

Johnson [57] a montré que lorsque les deux solides ont les mêmes propriétés mécaniques, alors la distribution de pression n'est pas affectée par la force tangentielle, ce qui relaxe une des hypothèses de la théorie de Hertz. La loi de Coulomb locale permet alors d'obtenir le champ de cisaillement q :

$$q(x, y) = \mu \cdot p(x, y) \quad (1-14)$$

où p est la distribution de Hertz et μ le coefficient de frottement. La Figure 1-9 présente les champs de pression et de cisaillement pour un contact glissant entre un plan et une sphère.

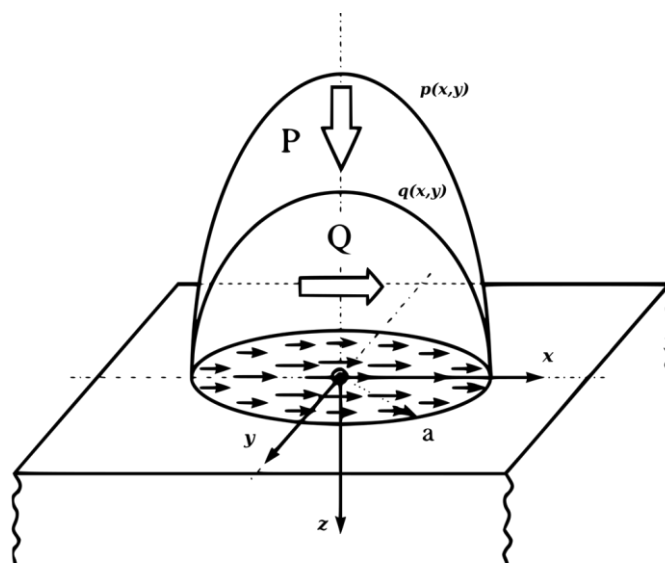


Figure 1-9 : contact glissant (adapté de [39])

Ainsi, le chargement est totalement déterminé, et il est théoriquement possible d'obtenir les contraintes dans les solides à partir des fonctions de potentiel. La Figure 1-10 présente les contours de la contrainte principale de cisaillement dans un solide sous un contact glissant.

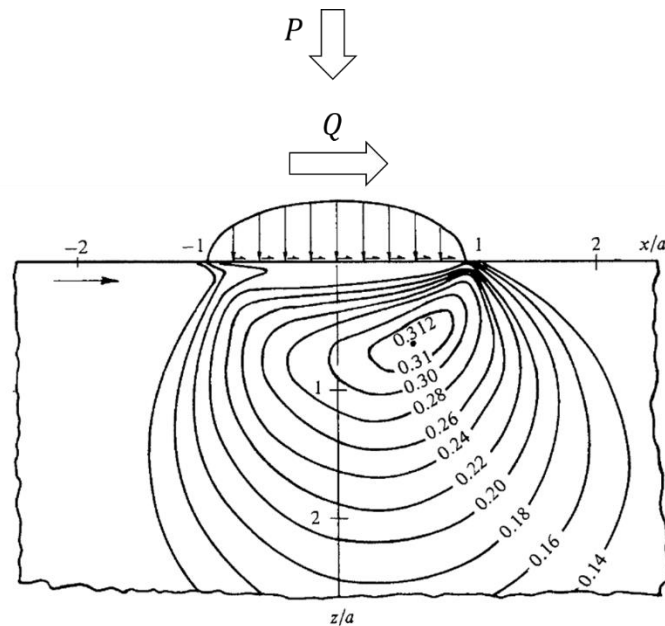


Figure 1-10 : contrainte principale de cisaillement sous contact glissant (adapté de [57])

2.5. Contact en glissement partiel - chargement statique

Dans ce paragraphe, les solides 1 et 2 sont en contact, une force normale P est appliquée, ainsi qu'une force tangentielle Q inférieure à la valeur seuil permettant aux solides de glisser.

Cattaneo [18] puis Mindlin [71] ont étudié cette situation. Mindlin commence par supposer qu'il n'y a pas de glissement entre les surfaces, et calcule la distribution de cisaillement q (*no slip*) pour cette condition. Il constate alors que cela implique un cisaillement infini au bord du contact, ce qui est physiquement impossible. Considérant que, suivant la loi de Coulomb locale, le cisaillement ne peut dépasser une certaine valeur seuil $\mu \cdot p$, il en déduit que ce cisaillement doit être relaxé par du glissement. La surface de contact se sépare en deux zones : une zone externe où se produisent des micro-glissements (*zone glissante*), et une zone interne sans aucun déplacement relatif des points des deux solides initialement en contact (*zone collée*). On parle de *glissement partiel*. Johnson [56] a ensuite montré expérimentalement ce phénomène. Mindlin calcule le rayon a' de la zone collée et la distribution de cisaillement dans le cas du contact sphère-plan. La situation est présentée Figure 1-11. Localement, en surface au centre du contact, il n'y a aucun déplacement relatif d'un point du solide 1 par rapport à un point du solide 2. En profondeur, il y a bien un déplacement relatif, noté à l'infini δ_{xi} pour le solide i .

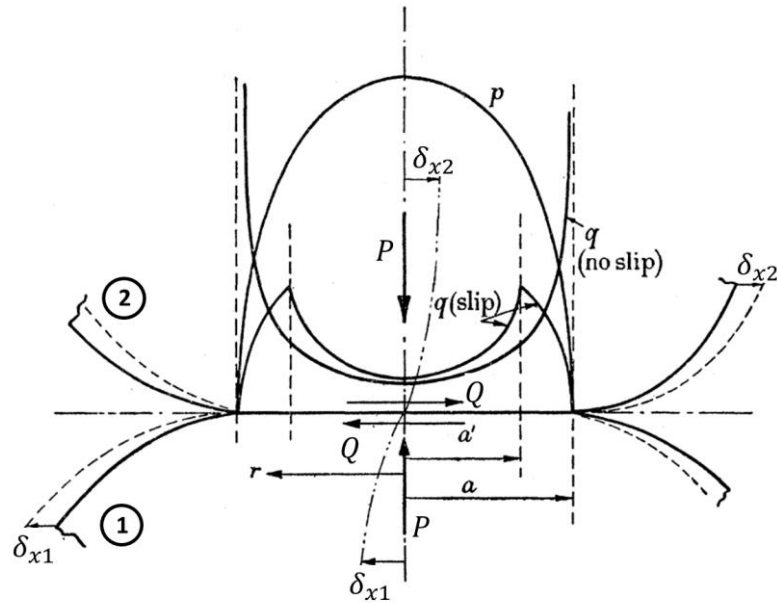


Figure 1-11 : modèle de Mindlin : champs de pression et de cisaillement au contact entre deux solides (adapté de [56])

Par la suite, Cattaneo [18] (publication en italien) et Deresiewicz [26], puis Vermeulen et Johnson [120] étendent l'étude au contact elliptique. Le champ de cisaillement, défini dans un repère Oxy tel que O est le point de contact initial (et donc le centre de l'ellipse) et Ox, Oy les axes définis suivant les directions principales de l'ellipse, vaut :

$$q(x, y) = 0 \quad \text{pour } x, y \text{ tels que } \left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 > 1 \text{ (hors de la zone de contact)}$$

$$q(x, y) = \mu p(x, y) \quad \text{pour } x, y \text{ tels que } \left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 < 1 \text{ et } \left(\frac{x}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{y}{b_1}\right)^2 > 1 \text{ (zone glissante)} \quad (1-15)$$

$$q(x, y) = \mu p(x, y) - \frac{a_1}{a} \mu p_0 \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a_1}\right)^2 - \left(\frac{y}{b_1}\right)^2} \quad \text{pour } x, y \text{ tels que } \left(\frac{x}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{y}{b_1}\right)^2 < 1 \text{ (zone collée)}$$

avec $p(x, y)$ et p_0 tels que définis dans l'équation (1-13) et a_1, b_1 les demi-axes de l'ellipse de la "zone collée".

Ces demi-axes a_1, b_1 de l'ellipse de la "zone collée" peuvent être calculés avec la formule suivante, qui assure que l'intégrale du champ de cisaillement corresponde bien à la force tangentielle appliquée :

$$\left(\frac{a_1}{a}\right)^3 = \left(\frac{b_1}{b}\right)^3 = 1 - \frac{Q}{\mu P} \quad (1-16)$$

Ainsi, le chargement est totalement déterminé, et il est théoriquement possible d'obtenir les contraintes dans les solides.

2.6. Contact sous sollicitation cyclique : fretting

Le fretting est ici défini comme un déplacement relatif cyclique de très faible amplitude entre deux solides en contact. Le chargement de contact résultant peut engendrer l'apparition de fissures dans le matériau, ou causer de l'usure. Dans la littérature, certains auteurs utilisent le terme de « fretting » pour désigner l'endommagement résultant, mais comme cet endommagement peut être de natures différentes voire être inexistant, nous avons ici décidé, comme d'autres auteurs, de considérer que « fretting » désigne le chargement de déplacement.

La première mention du phénomène dans la littérature scientifique remonte à 1911. Alors que Eden et al. [31] réalisaient des essais de fatigue sur des éprouvettes en acier, ils remarquent un grippage des surfaces et des taches de rouille au niveau du contact des éprouvettes avec les supports. Le phénomène sera étudié expérimentalement pour la première fois par Tomlison [117] en 1927, qui montre que lorsque des solides en acier sont mis en contact et soumis à des vibrations, alors une couche d'oxyde apparaît.

Dans ce paragraphe, nous utiliserons l'exemple du contact sphère/plan, cas largement étudié du fait de sa simplicité expérimentale. Notons qu'il s'agit d'un cas particulier de contact elliptique. La situation est présentée Figure 1-12. Une force normale constante P est appliquée sur le poinçon sphérique, ainsi qu'une force tangentielle $Q(t)$ variant sinusoïdalement. Le déplacement du poinçon est noté $\delta(t)$. Le *cycle de fretting* est une courbe paramétrique, définie comme le tracé de $Q(t)$ en fonction de $\delta(t)$ avec t étendu sur une période du signal sinusoïdal.

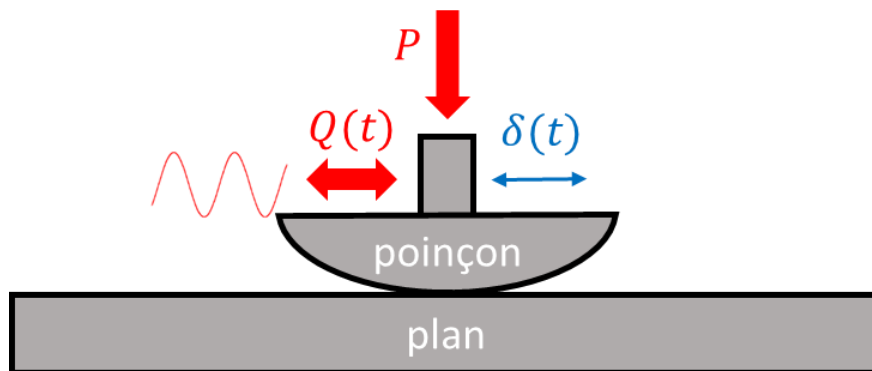


Figure 1-12 : fretting dans un contact sphère/plan

2.6.1. Glissement partiel

À un instant t donné, lorsque la force tangentielle est inférieure à une valeur seuil permettant le glissement global du poinçon par rapport au plan, la surface de contact est séparée en deux zones : zone collée et zone glissante. La force tangentielle variant en fonction du temps au cours d'un cycle, les tailles des zones « collée » et « glissante » au sens strict varient également au cours d'un cycle. Il y a un front de glissement qui se déplace. Par un glissement sémantique, dans le cas d'une sollicitation cyclique, on parle de *zone collée* pour la zone « toujours collée », et de *zone glissante* pour la zone « en glissement à un moment du cycle ». La Figure 1-13 illustre le cas d'un contact sphère/plan, avec a et c respectivement les rayons des zones de contact et collée, et c' le rayon du front de glissement, qui varie donc entre a et c au cours d'un cycle. La relation entre a et c , et entre a et c' peut être facilement obtenue en appliquant l'équation (1-16) au cas du contact circulaire : le fait que le chargement soit cyclique n'a pas d'importance pour le calcul à un instant donné. Avec un glissement sémantique

similaire, on parle de *contact en glissement partiel* pour désigner un contact qui est en glissement partiel (au sens strict du paragraphe 2.5) à tout instant du cycle.

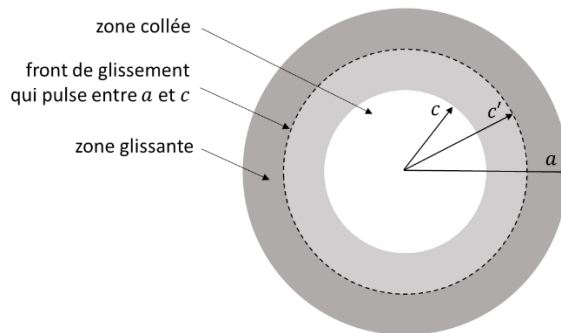


Figure 1-13 : zone collée et zone glissante dans un contact sphère/plan, sollicitation cyclique

Le champ de cisaillement en surface varie donc au cours d'un cycle. La Figure 1-14 présente l'évolution du champ durant un cycle complet, ainsi que le cycle de fretting correspondant. L'hystérésis observé est dû à la dissipation d'énergie par frottement dans la zone glissante. Si le coefficient de frottement était infini, empêchant tout glissement, alors cet hystérésis serait nul.

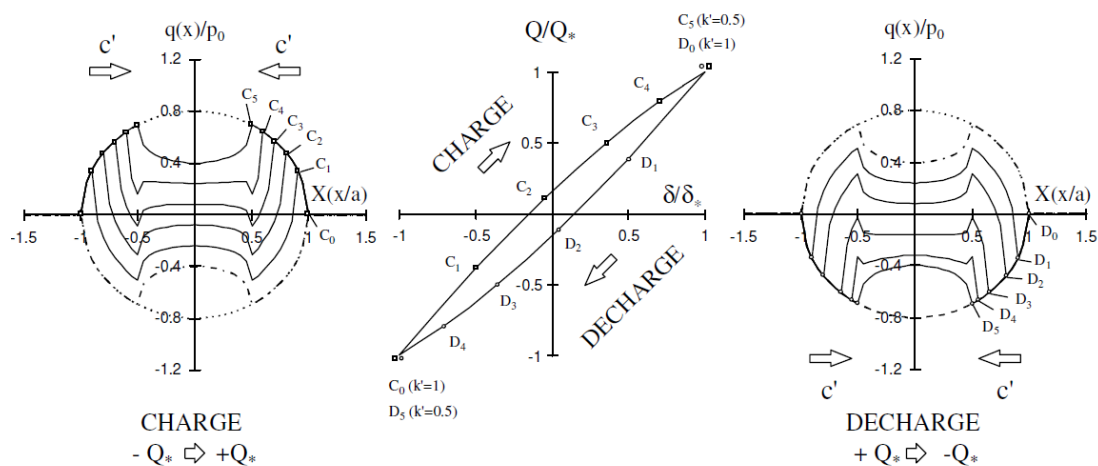


Figure 1-14 : évolution du champs de cisaillement lors d'un cycle de fretting en glissement partiel pour un contact sphère/plan [39]

Dans la zone glissante, les surfaces s'oxydent sous l'effet du frottement, ce qui a historiquement conduit au terme de « fretting-corrosion » pour désigner cet endommagement. Cette oxydation est bien visible sur les résultats de Tomlison, Figure 1-15. La *trace de fretting* désigne la zone de contact, rendue visible grâce à cette oxydation.

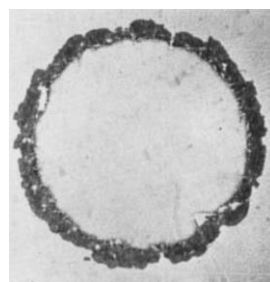


Figure 1-15 : oxydation au contact, contact sphère-plan sous chargement cyclique [116]

2.6.2. Transition glissement partiel/glissement total

La Figure 1-16 présente l'évolution de l'amplitude de la force tangentielle en fonction de l'amplitude de débattement. Cette figure s'obtient à partir de la mesure des amplitudes sur les cycles de fretting.

Pour les très faibles amplitudes de débattement, en glissement partiel, il y a une relation directe entre l'amplitude de la force tangentielle et l'amplitude de débattement. Le contact se sépare en zone collée et zone glissante. Lorsque l'amplitude de la force tangentielle augmente, la taille de la zone collée diminue. À la limite, dite *transition de glissement*, la zone collée est théoriquement réduite à un point. L'amplitude de la force tangentielle atteint alors sa valeur seuil, déterminée par la loi de Coulomb ($Q_t^* = \mu P$, où μ est le coefficient de frottement). Si l'amplitude de débattement est augmentée, alors le contact passe en *glissement total*, c'est-à-dire que le contact en glissement total (au sens du paragraphe 2.5) pendant une partie du cycle. Le cycle de fretting passe alors d'une forme « elliptique » à une forme proche d'un parallélogramme. L'amplitude de la force tangentielle ne dépend alors plus de l'amplitude de débattement, elle reste à sa valeur seuil.

Notons que souvent, le coefficient de frottement à la transition μ_t est légèrement plus élevé que le coefficient de frottement en glissement total μ_{GT} . En effet, le glissement total active de nouveaux phénomènes physiques, comme l'apparition d'un lit de débris entre les solides en contact.

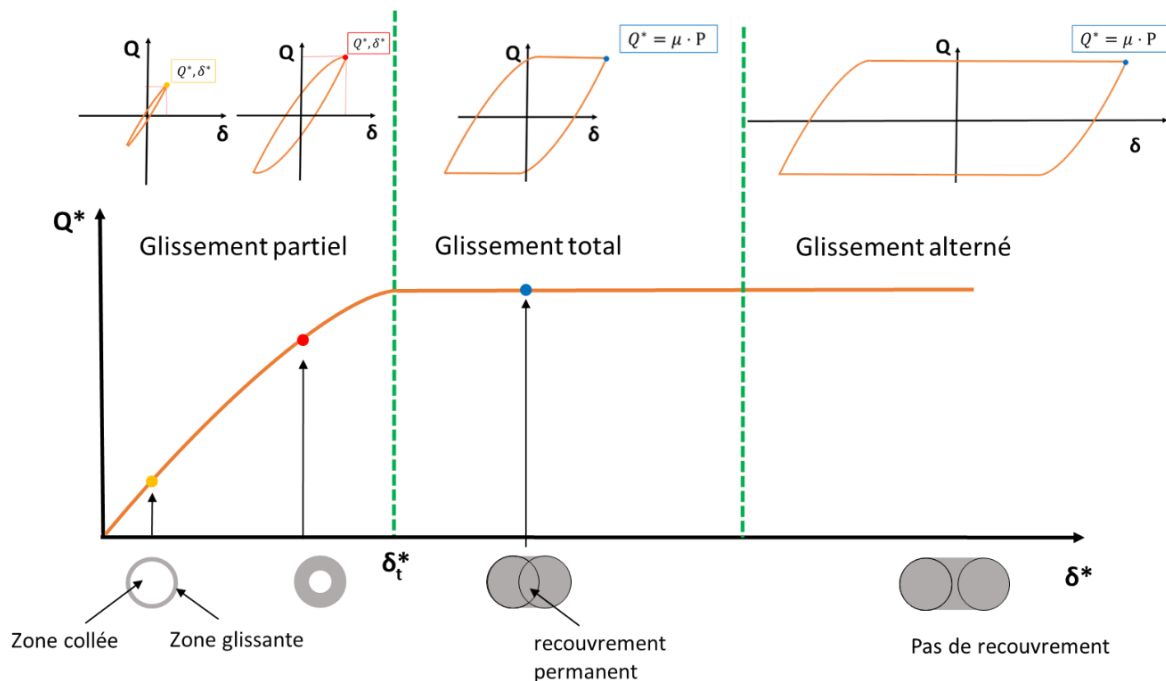


Figure 1-16 : régimes de glissement partiel, glissement total et glissement alterné

La Figure 1-17 présente deux cycles de fretting : un en glissement partiel et un en glissement total. Les axes sont adimensionnés par les valeurs de force tangentielle et de débattement à la transition de glissement. δ_{ouv} est l'ouverture du cycle. L'aire à l'intérieur du cycle représente une énergie dissipée par friction notée E_d . En glissement total, cette énergie peut être séparée en deux termes : E_{dt} , qui correspond à l'énergie dissipée lors le contact est en glissement partiel (au sens strict du paragraphe 2.5), donc à l'énergie dissipée lors d'un cycle à la transition de glissement ; et E_{dg} , qui correspond à l'énergie dissipée lorsque le contact est en glissement total (au sens du paragraphe 2.5). L'amplitude de débattement et l'ouverture de cycle peuvent être séparées en deux termes de la même manière : $\delta^* = \delta_s + \delta_t$ et $\delta_{ouv} = \delta_s + \delta_{ouv,t}$.

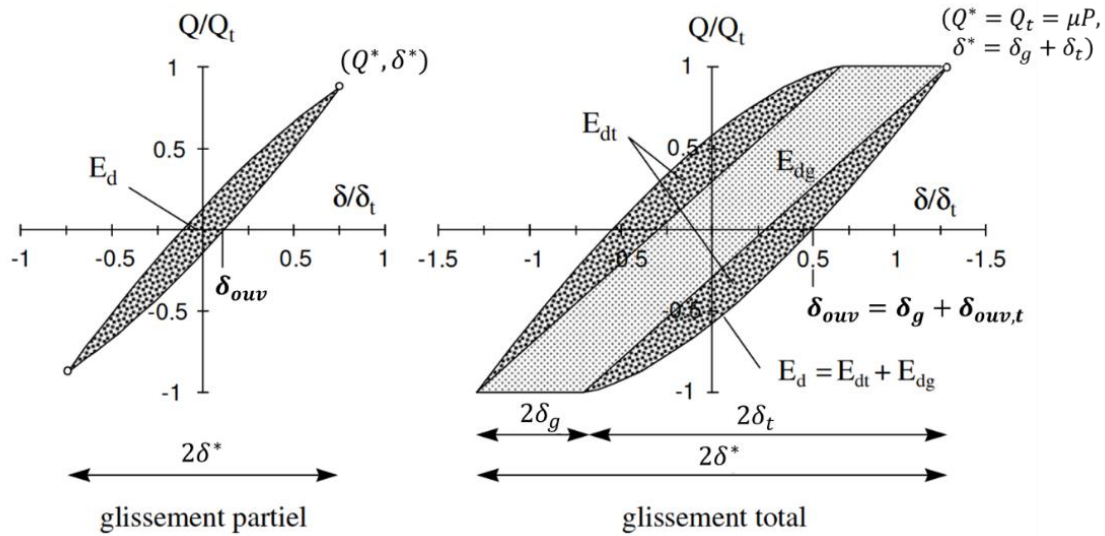


Figure 1-17 : cycles de fretting de glissement partiel et glissement total (adapté de [39])

Fouvry [39] a aussi proposé plusieurs critères pour quantifier la transition glissement partiel/glissement total, dont le critère d'énergie A , basé sur l'aire du cycle de fretting, qui est présenté Figure 1-18. E_d correspond à l'énergie dissipée par friction au cours d'un cycle, et E_t à une énergie dite totale qui correspond à l'énergie qui serait dissipée par un système de rigidité infinie (le contact suivrait alors une loi de Coulomb pure). Lorsque la valeur A est supérieure à une valeur de transition $A_t = 0.2$, alors le contact est en glissement total. Sinon, il est en glissement partiel.

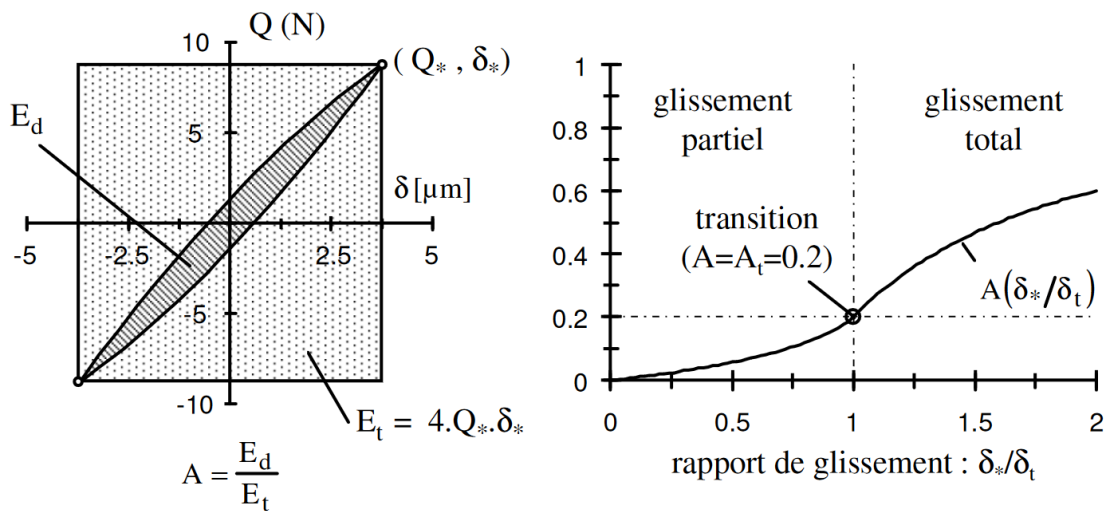


Figure 1-18: critère d'énergie A de transition glissement partiel/glissement total [39]

Lorsqu'un contact reste en glissement partiel durant tout l'essai, on parle de *régime de glissement partiel*. Lorsqu'un contact reste en glissement total durant tout l'essai, on parle de *régime de glissement total*. Et lorsqu'un contact passe de glissement partiel à total ou inversement pendant l'essai, on parle de *régime de glissement mixte*. La Figure 1-19 présente des *bûches de fretting* (c'est-à-dire la représentation 3D des cycles de fretting tout au long d'un essai) pour des essais dans ces trois régimes.

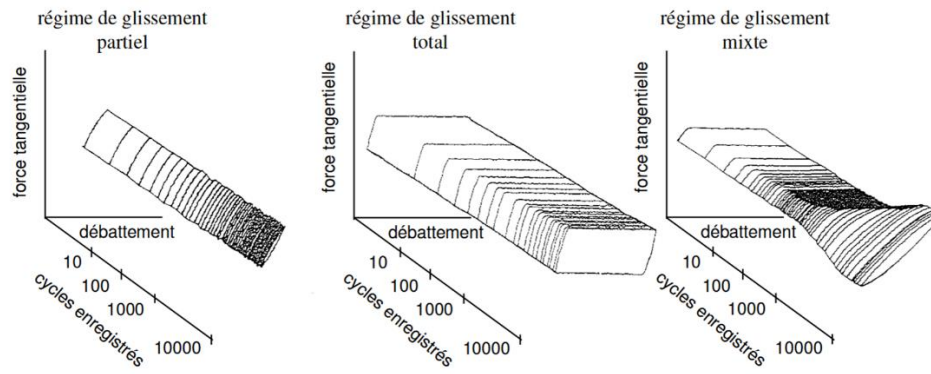


Figure 1-19 : bûches de fretting pour essais en régimes de glissements partiel, total et mixte [39]

Le régime d'un essai dépend donc de l'amplitude de débattement imposée, et aussi de la force normale imposée (rappelons que $Q_t^* = \mu P$). La Figure 1-20 montre cette relation sous la forme d'une *carte de glissement*, représentation proposée par Fouvry et al. [41]. Notons que le domaine du régime de glissement mixte est souvent très réduit.

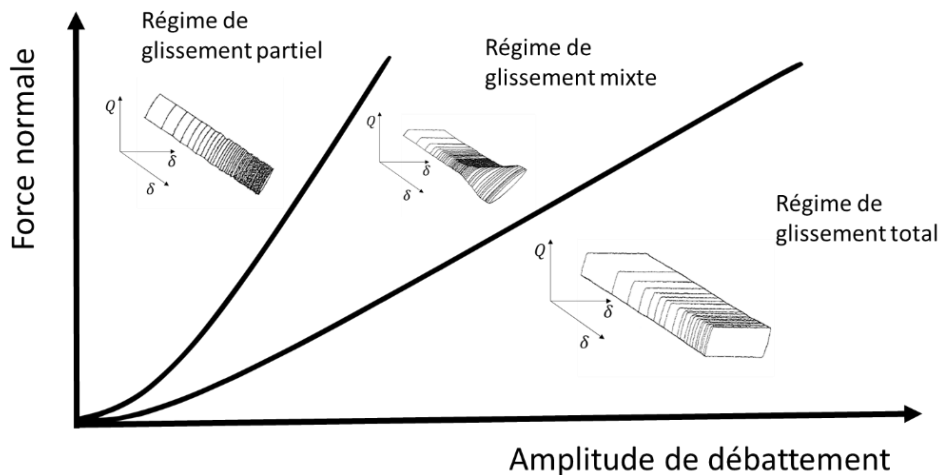


Figure 1-20 : carte de glissement (adapté de [25])

Lorsque l'amplitude de débattement est supérieure à la taille du contact, c'est-à-dire qu'il n'y a plus de zone de recouvrement permanent, on ne parle plus de *fretting* mais de *glissement alterné*. Cette limite a été proposée par Fouvry [39].

3. Modes d'endommagement

Connaissant les chargements s'exerçant sur les fils du câble, pour qualifier le risque de rupture, il est nécessaire de comprendre et quantifier les différents phénomènes physiques engendrés. Dans cette partie, la fatigue des matériaux, le fretting, le fretting-fatigue, et enfin l'influence d'un milieu corrosif sur ces mécanismes seront présentés. Le fretting-fatigue sera plus particulièrement approfondi puisqu'il concerne une grande partie de ce travail de recherche.

3.1. Fatigue

La fatigue est définie comme l'endommagement causé dans un matériau par un chargement cyclique. L'application d'un seul cycle de chargement inférieur à la limite d'élasticité Re à une pièce ne cause

aucun endommagement visible à l'œil nu. Cependant, si ce cycle de chargement est répété de nombreuses fois, alors des fissures peuvent apparaître puis se propager jusqu'à rupture de la pièce : c'est la *fatigue*.

3.1.1. Chargement

Pour un câble d'ancrage d'éolienne offshore, les chargements sont dus à l'action des vagues sur le flotteur et du vent sur l'éolienne. Il s'agit là de phénomènes stochastiques. Convertir une durée en service en un nombre de cycles lors d'essais en laboratoire est une tâche complexe (voir Bussolati [13] pour une rapide présentation de ces enjeux), qui ne sera pas abordée ici. Toutefois, sachant qu'il est possible de décomposer n'importe quel chargement cyclique en somme de chargements sinusoïdaux (décomposition de Fourier), obtenir un modèle d'endommagement pour une pièce soumise à une contrainte sinusoïdale est une première étape pertinente.

La Figure 1-21 présente un chargement cyclique sinusoïdal et les paramètres qui le définissent : contrainte moyenne σ_m , amplitude de contrainte σ_a , contraintes minimales et maximales σ_{min} , σ_{max} et variation de contrainte $\Delta\sigma$. Le *rapport de charge* est défini comme $R = \sigma_{min}/\sigma_{max}$. Différents types d'essais, générant différents chargements, peuvent être réalisés, comme l'essai de traction-compression complètement alterné ($R = -1$) et l'essai de torsion complètement alterné.

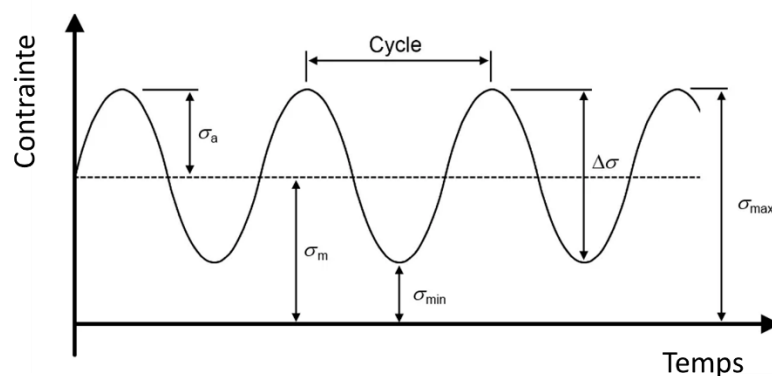


Figure 1-21 : chargement sinusoïdal de fatigue (adapté de [141])

3.1.2. Durée de vie en fatigue

Wöhler [130] a constaté qu'un chargement cyclique pouvait induire une rupture de la pièce après un certain nombre de cycles. Il introduit le concept de *courbe de Wöhler*, qui montre le nombre de cycles avant rupture pour différentes amplitudes de contraintes. Pour l'obtenir, de nombreux essais de fatigue sont menés jusqu'à rupture de l'éprouvette ou jusqu'à une valeur limite de nombre de cycles, en faisant varier l'amplitude de contrainte appliquée. La Figure 1-22 présente une courbe de Wöhler sur un acier faiblement allié, pour des essais de traction purement alternée ($\sigma_m = 0$). Schive [104] explique que sur une large part du domaine de chargement, il y a une relation linéaire en échelle log-log entre l'amplitude de contrainte et le nombre de cycles à rupture : c'est la relation de Basquin ($\sigma_a^k \cdot N_r = \text{constante}$). Pour les hauts chargements, la courbe présente une asymptote horizontale dont la limite est pilotée par la limite à rupture statique $\sigma_{max} = R_m$. Pour les faibles chargements, la courbe présente également une asymptote (du moins pour la plupart des métaux) : c'est la limite de fatigue. Sous ce palier, même un nombre infini de cycles ne cause pas de rupture. La courbe présente une certaine dispersion, due en partie aux incertitudes sur les conditions d'essais et les mesures, mais aussi à la microstructure même du matériau.

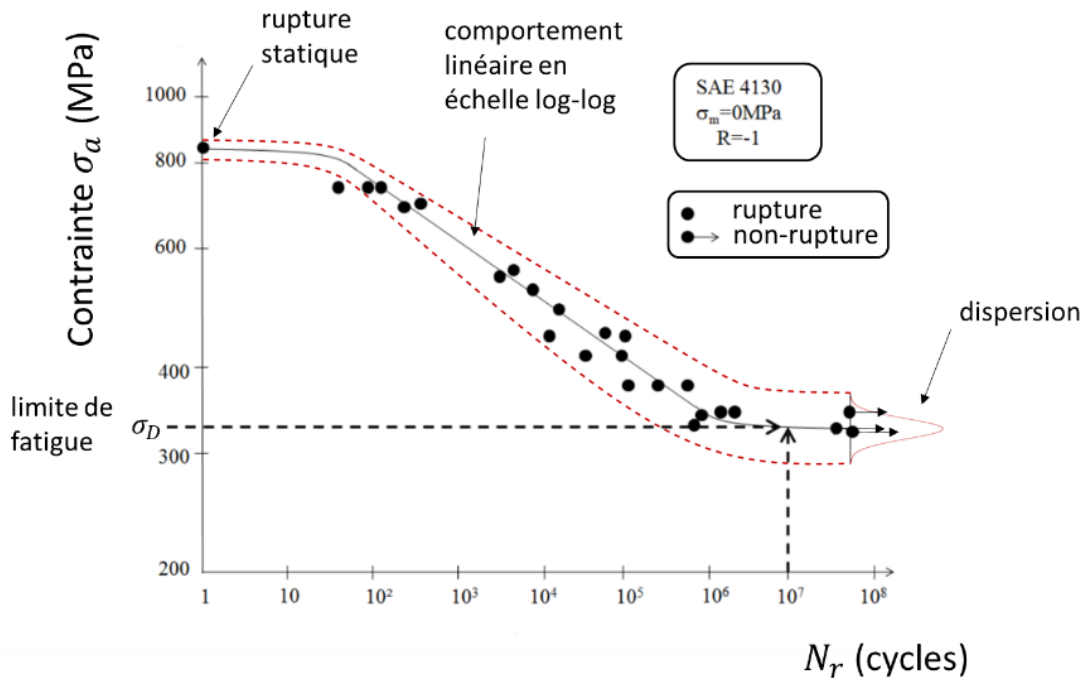


Figure 1-22 : courbe de Wöhler pour un acier SAE4130, traction purement alternée (adapté de [25], source originelle [48,104])

Pour une série d'essais avec une contrainte moyenne σ_m plus élevée, la durée de vie et la limite de fatigue seront dégradées, même si l'amplitude de contrainte σ_a reste le paramètre du chargement qui a la plus grande influence sur le comportement en fatigue (cf. [104]). Le diagramme de Haigh (cf. Figure 1-23), tracé à partir de courbes de Wöhler pour différentes contraintes moyennes, montre les domaines de rupture et de non-rupture en fonction de ces deux paramètres. Notons que pour minimiser l'incertitude, il est utile de réaliser des séries d'essais avec R constant, et non pas à σ_m constante.

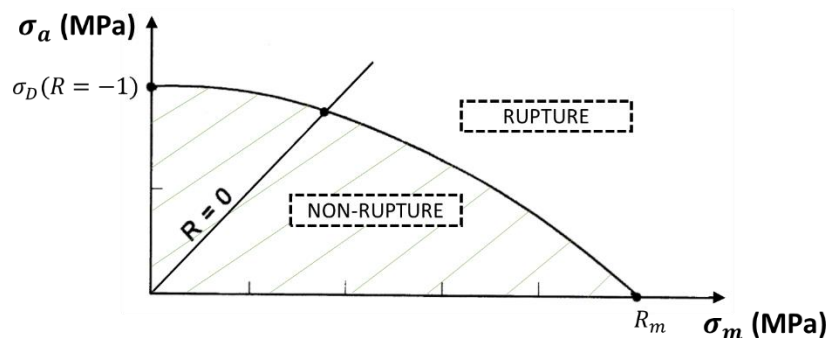


Figure 1-23 : diagramme de Haigh (adapté de [104])

La limite de fatigue pour la traction purement alternée est notée σ_D .

3.1.3. Fissuration

Une fissure peut se propager suivant 3 modes, représentés Figure 1-24 : le mode I, en traction, le mode II, en cisaillement dans la direction de propagation de la fissure, et le mode III, en cisaillement hors de la direction de propagation de la fissure.

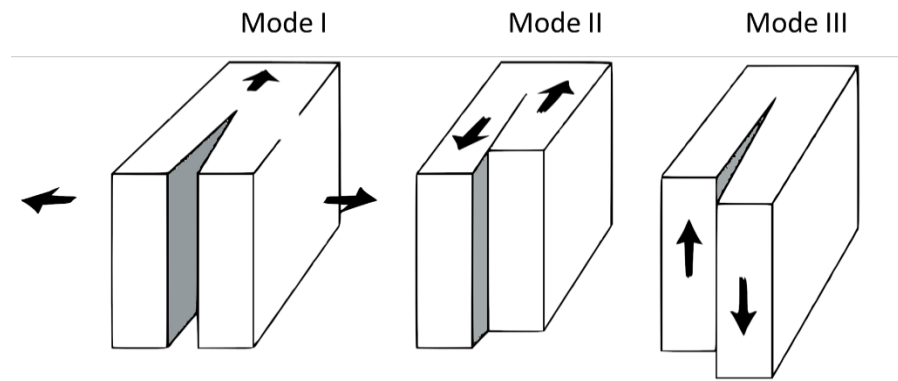


Figure 1-24 : modes de fissuration : ouverture en traction (mode I), ouverture en cisaillement dans la direction de la fissure (mode II), ouverture en cisaillement hors de la direction de la fissure (mode III)

Suivant Schive [104], la durée de vie en fatigue se sépare en deux phases, présentées Figure 1-25 : d'abord une phase d'amorçage de fissure, puis une phase de propagation. Les paramètres influant sur ces phases ne sont pas les mêmes.

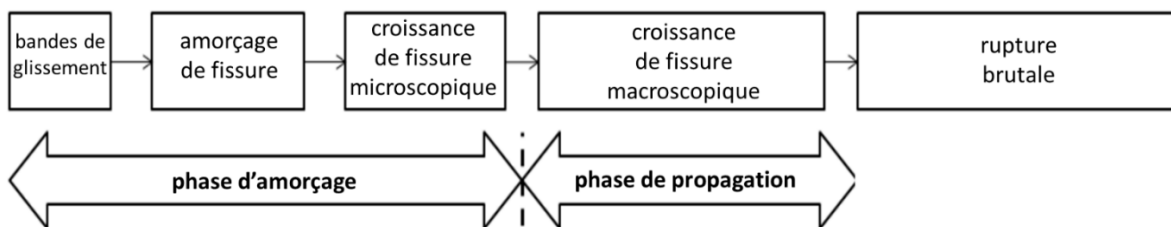


Figure 1-25 : phases de la durée de vie en fatigue (adapté de [104])

3.1.3.1 Amorçage de fissures

Fine [36] explique que des amorçages de fissures ont été observés aux joints de grains, au niveau de précipités, ainsi qu'au niveau de bandes de glissement. Il explicite le phénomène d'amorçage suite à l'apparition de bandes de glissement (découvert par Forsythe [37]). Un métal est constitué de grains. Un grain n'est pas isotrope, il a une certaine orientation cristallographique. Il y a donc des plans de glissement préférentiels, suivant lesquels les atomes peuvent glisser plus facilement (suite à l'accumulation de dislocations). Même pour une contrainte globale inférieure à la limite élastique, ces déformations plastiques très localisées sont possibles, car l'anisotropie du matériau à l'échelle de quelques grains engendre des concentrations de contraintes locales. Schive [104] indique que ces déformations ne sont pas complètement réversibles, à cause de l'écroutissement du matériau, et aussi à cause de la couche d'oxyde qui se dépose sur la surface nouvellement exposée à l'air libre. Le glissement suivant, lors de la décharge, aura alors tendance à se produire sur un plan de glissement proche et parallèle au premier, car le glissement dans le plan de glissement original est rendu plus difficile. La Figure 1-26 illustre ce mécanisme, qui aboutit à l'apparition d'une intrusion à la surface du grain. La fissure va ensuite se propager préférentiellement suivant cette bande de glissement (en mode II). Ici, la pièce est soumise à de la tension alternée. Le cisaillement maximal est donc orienté de 45° par rapport à la direction de la tension, ce qui explique l'orientation du plan de glissement préférentiel observé sur la Figure 1-26.

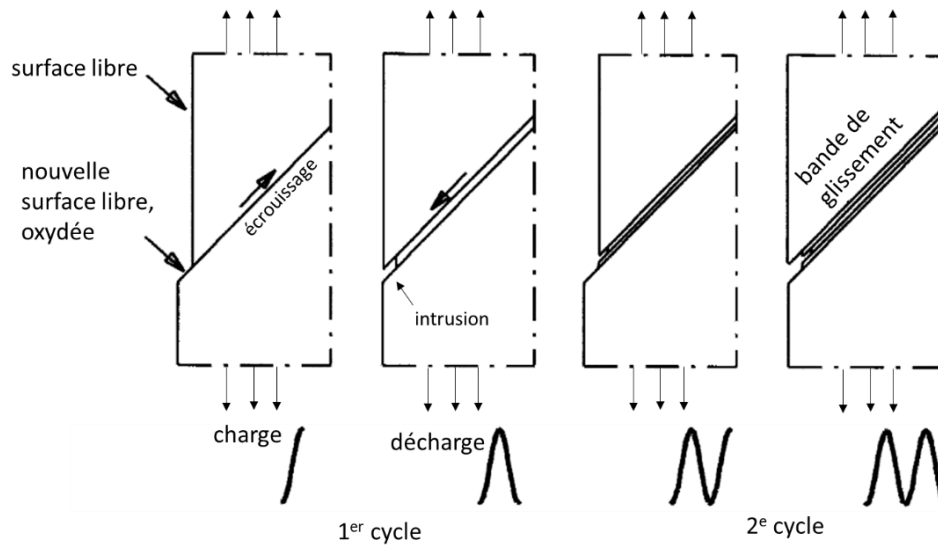


Figure 1-26 : amorçage de fissure suite à l'apparition de bandes de glissement (adapté de [104])

Schive conclut en expliquant que l'amorçage de fissure est principalement un phénomène de surface, largement dépendant de l'état de surface et de l'état du matériau sur une profondeur de quelques grains.

3.1.3.2 Croissance de fissures

Lorsque la taille de la fissure augmente, la contrainte en pointe de fissure augmente, et d'autres systèmes de glissements sont alors activés. Cela induit un changement dans la direction de propagation : la fissure commence à se propager dans la direction perpendiculaire à la contrainte de tension (en mode I). On parle respectivement de propagation en stade I et en stade II. Ce mécanisme est illustré Figure 1-27. Forsythe [38] explique que le passage au stade II est permis par un ratio entre contraintes de cisaillement et contraintes de tension en bout de fissure qui diminue quand la longueur de la fissure augmente. Lorsqu'un défaut en surface génère un champ de contrainte suffisamment fort, une fissure peut commencer à se propager directement en mode I. Retenons que le stade I est associé à une propagation dans la direction du plus grand cisaillement, et le stade II à une propagation dans la direction perpendiculaire à la plus grande contrainte de tension. Le passage du stade I au stade II est dû à une compétition entre ces deux contraintes.

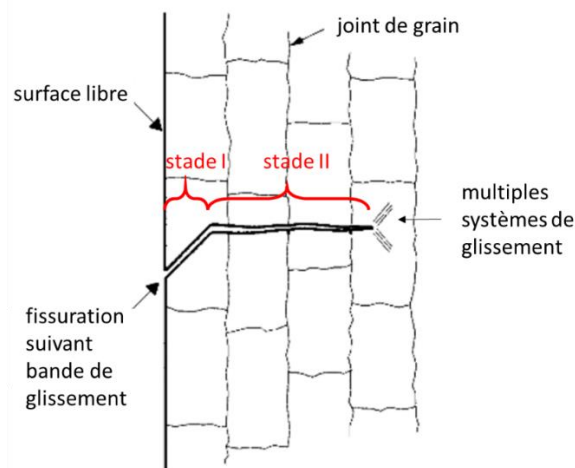


Figure 1-27 : propagation en stade I et stade II (adapté de [104] et [25])

Lorsqu'elle est très courte, la fissure peut être ralentie voire stoppée par la microstructure, en particulier les joints de grains. On parle alors de fissure *microstructurellement courte*. Mais si la fissure devient suffisamment grande et que le front de fissure touche de nombreux grains, alors la fissuration ne peut plus être stoppée par un seul joint de grain, et sa cinétique de propagation est une propriété macroscopique du matériau. L'état de surface n'a alors plus d'influence. Schive inclue l'étape de croissance microscopique dans la phase d'amorçage, car cette étape est très dépendante des propriétés de surface du matériau.

Expérimentalement, l'amorçage est souvent défini comme l'apparition d'une fissure de taille arbitraire, généralement dépendante de la résolution du microscope utilisé [36]. Schive propose une définition certes plus qualitative, mais plus physique : la phase d'amorçage se termine quand la croissance de la fissure ne dépend plus de l'état de surface.

3.1.3.3 Cinétique de fissuration

Afin que quantifier la cinétique de fissuration, Irwin [53] a introduit le facteur d'intensité de contraintes K , qui permet de décrire l'état de contraintes dans un matériau au voisinage d'une pointe de fissure. Il s'exprime ainsi :

$$K = \beta\sigma\sqrt{\pi a} \quad (1-17)$$

où σ est la contrainte appliquée à l'infini, a la longueur de la fissure, et β un facteur sans dimension de correction géométrique. K peut aussi être obtenu analytiquement ou numériquement à partir du tenseur des contraintes autour d'une pointe de fissure.

Pour appréhender la cinétique de propagation en fatigue, Paris et Erdogan [84] expriment la vitesse de propagation de la fissure (N étant le nombre de cycles) en fonction de la variation du facteur d'intensité de contraintes au cours d'un cycle ($\Delta K = K_{max} - K_{min}$) (cf. Figure 1-28). Ce diagramme peut être obtenu sur des essais de fatigue avec suivi de fissuration (contrôle ultrasonore par exemple). Trois domaines sont clairement identifiés : dans le domaine A, la vitesse de propagation diminue rapidement quand ΔK diminue, jusqu'à une valeur seuil ΔK_0 à partir de laquelle la fissure ne se propage plus. Dans le domaine B, la cinétique de fissuration suit une loi puissance. Le domaine C est celui de la rupture brutale. C'est à partir d'une certaine combinaison de taille de fissure et de chargement local appliqué qu'une fissure se propage. Suivant ce diagramme, à contrainte σ constante dans tout le solide, une fissure qui commence à se propager continuera jusqu'à rupture de la pièce : en effet, si la longueur de fissure a augmente, K va augmenter aussi, ce qui crée une boucle de rétroaction positive.

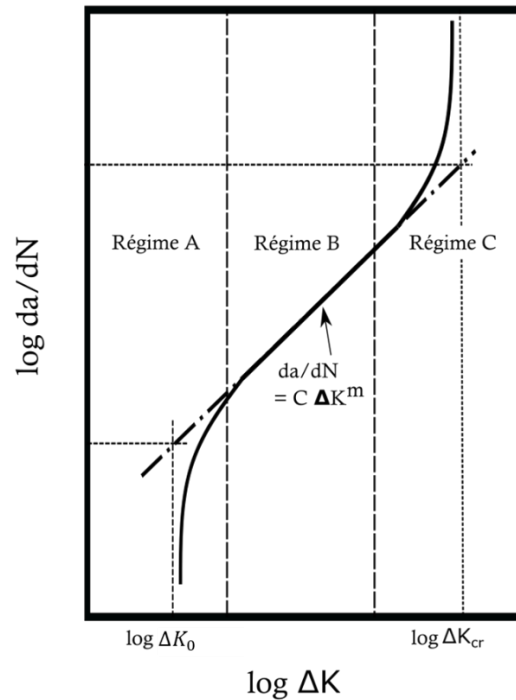


Figure 1-28 : diagramme de Paris : vitesse de propagation de fissure en fonction de la variation du facteur d'intensité de contraintes (adapté de [142])

Cependant, les résultats expérimentaux montrent que ce diagramme est valable pour des fissures suffisamment longues. Pour des fissures assez courtes, la propagation peut se faire plus vite que ce qui est prévu par ce diagramme, voire se produire en dessous de ΔK_0 . La propagation ou l'arrêt de propagation de ces fissures courtes dépend de la limite de fatigue du matériau σ_d . La Figure 1-29 enrichit le diagramme de Paris avec le cas des fissures courtes.

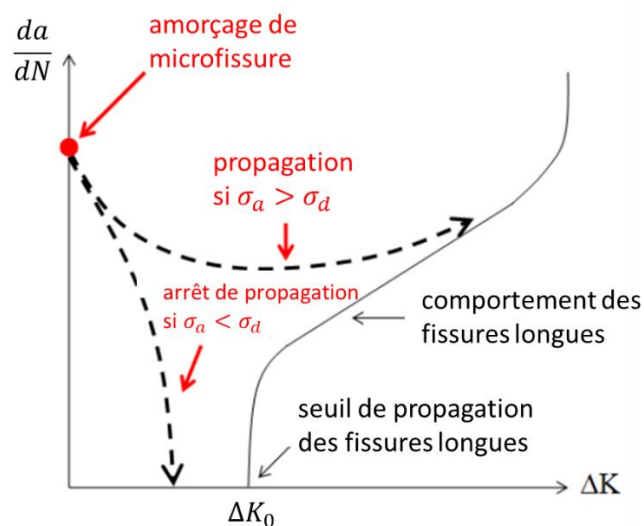


Figure 1-29 : croissance des fissures courtes (adapté de [25])

Kitagawa et Takahashi [59] ont proposé un diagramme, représenté Figure 1-30.a, qui indique les seuils de propagation en fonction de l'amplitude des contraintes appliquées à l'échantillon et de la longueur de la fissure. Il faut considérer que les fissures sont présentes au début de l'essai, par exemple parce

qu'elles ont été créées lors d'un essai précédent avec un autre chargement. Pour des fissures courtes, le seuil de propagation reste la limite de fatigue, qui ne dépend pas de la taille de fissure. Mais lorsque la fissure est suffisamment longue (taille supérieure à une certaine valeur a_0), c'est la mécanique linéaire élastique de la rupture qui s'applique. Le seuil de propagation diminue alors quand la taille de la fissure augmente, car cette longue fissure va générer un champ de contraintes locales en pointe de fissure. Ainsi, si une fissure assez longue est déjà présente, un solide peut rompre alors que la contrainte globale appliquée est bien sous la limite de fatigue. Cette différence de comportement définit les notions de *fissures courtes* et *fissures longues*.

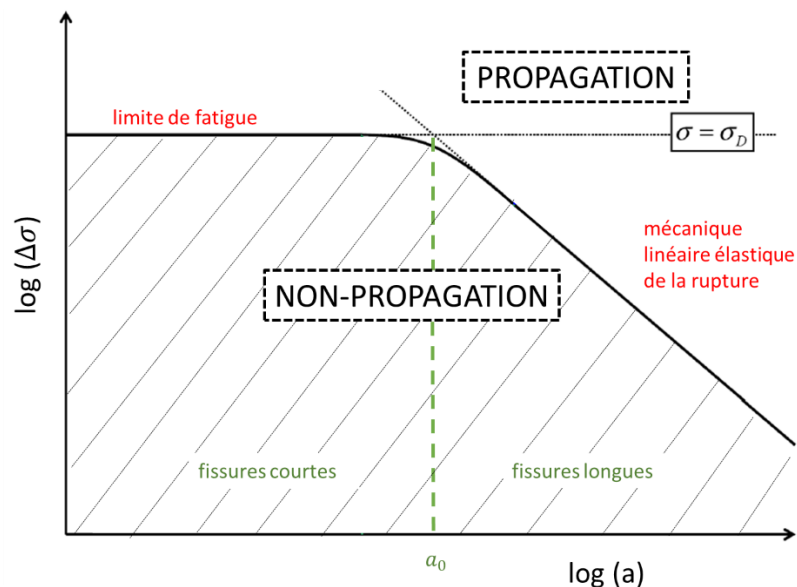


Figure 1-30 : diagramme de Kitagawa-Takahashi : seuil de propagation en fonction de l'amplitude de contrainte et de la taille de fissure (adapté de [69])

3.1.4. Effet d'entaille

Schive [104] indique aussi que l'amorçage de fissure est facilité en surface du fait de la rugosité, qui induit des concentrations de contraintes locales. Plus généralement, toute discontinuité géométrique cause une surcontrainte locale, donc une augmentation du risque d'amorçage. On parle d'*effet d'entaille*. Un paramètre largement utilisé pour quantifier cette surcontrainte est le *facteur de concentration de contraintes* K_t , défini comme :

$$K_t = \frac{\sigma_{pic}}{\sigma_{nominal}}$$

où σ_{pic} est la contrainte maximale et $\sigma_{nominal}$ la contrainte calculée sans considérer de concentration de contrainte. La Figure 1-31 présente un exemple de concentration de contrainte due à un trou elliptique de dimensions a, b dans une plaque de longueur L et de largeur W soumise à une contrainte de tension S à l'infini. Ici, la contrainte nominale peut être calculée comme : $\sigma_{nominal} = S \cdot \frac{W}{W-2a}$, et la contrainte maximale par un calcul analytique ou numérique. Plus le rayon de courbure en fond d'entaille est faible, plus la contrainte maximale est grande.

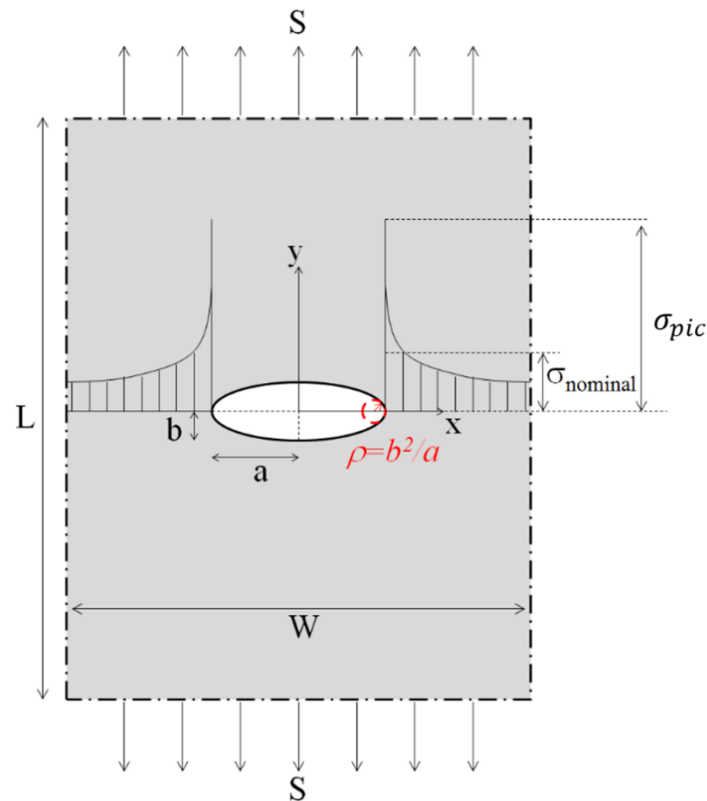


Figure 1-31 : concentration de contrainte due à un trou elliptique dans une plaque soumise à une tension

La Figure 1-32 présente des courbes établies par Wöhler pour des éprouvettes en fer entaillées ou non, montrant l'effet négatif de l'entaille sur la durée de vie ainsi que sur la limite de fatigue.

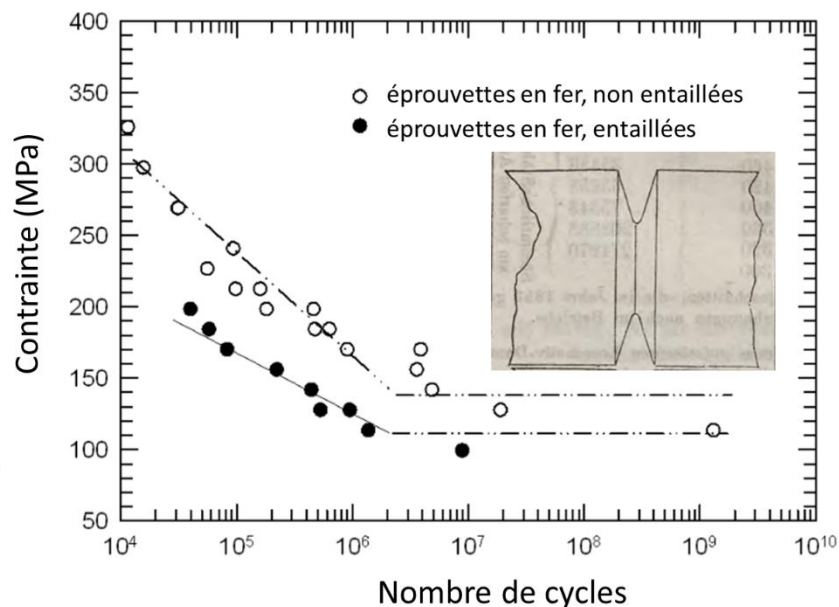


Figure 1-32 : courbes de Wöhler pour éprouvettes en fer entaillées ou non (adapté de [54], données de [131])

L'effet négatif sur la durée de vie pour les hauts chargements s'explique par l'accélération de l'amorçage de fissures à cause du champ de contrainte plus élevé localement.

L'effet négatif sur la limite de fatigue, lui, s'explique par l'apparition de fissures à cause de cette surcontrainte locale. Juste sous la limite de fatigue pour éprouvettes non entaillées, la contrainte globale n'est pas suffisante pour faire amorcer des fissures (du moins, une éventuelle microfissure serait arrêtée par le premier joint de grain). Pour les éprouvettes entaillées et pour le même chargement, la surcontrainte permet à une fissure d'amorcer, et de se propager sur une certaine distance. La surcontrainte est très locale, mais il suffit qu'elle permette à la fissure de devenir une fissure longue (taille supérieure à b_0) pour modifier la contrainte seuil, donc la limite de fatigue apparente. Et plus la fissure générée par cette surcontrainte est longue, plus la limite de fatigue apparente diminue.

Un effet collatéral de l'entaille est qu'il devient possible d'obtenir des fissures arrêtées plus longues que des grains. En effet, la boucle de rétroaction positive qui tend à faire augmenter K quand la fissure grandit peut être compensée par la baisse de contrainte globale lorsque la pointe de fissure s'éloigne de l'entaille, aboutissant à un arrêt de fissuration. Ceci est bien représenté sur un diagramme de Kitagawa-Takahashi modifié, qui indique les seuils de propagation en fonction de la taille de fissure et de l'amplitude du facteur d'intensité de contraintes en pointe de fissure (voir Figure 1-33). Il est alors possible de tracer l'évolution du facteur de concentration de contraintes durant la croissance de la fissure. Si le couple $\Delta K, a$ entre dans la zone de non-propagation, alors la fissure s'arrête. Il faut noter que ces fissures ne sont pas arrêtées par la microstructure, comme ce qui a été vu au paragraphe 3.1.3.2, mais parce que le chargement local a changé.

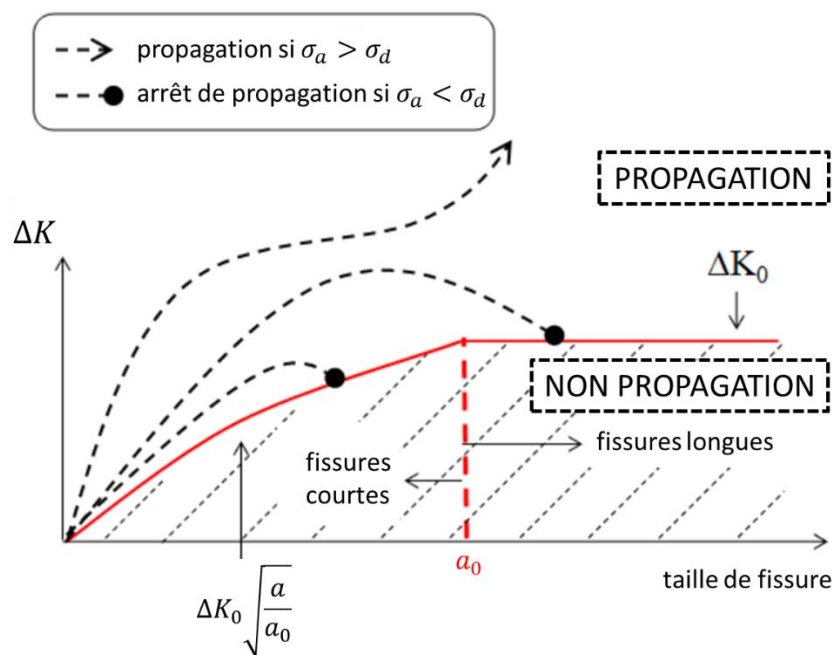


Figure 1-33 : diagramme de Kitagawa Takahashi modifié (adapté de [25])

3.2. Endommagement par fretting

3.2.1. Fissuration sous l'effet du fretting

Le contact entre les solides génère des champs de pression et de cisaillement variables en surface, qui eux-mêmes génèrent des champs de contraintes variables dans les solides. Des fissures peuvent alors apparaître et se propager, suivant les mêmes principes que pour un chargement de fatigue simple vus dans le paragraphe 3.1. Il s'agit du même phénomène physique. Cependant, le champ de contrainte

créé sous le contact est multiaxial et surtout caractérisé par de très forts gradients de contraintes. En ce sens, la situation présente de grandes similitudes avec la fatigue sur éprouvettes entaillées.

La Figure 1-34 présente une coupe d'une éprouvette en aluminium qui a été soumise à du fretting (contact sphère-plan). Des fissures se sont amorcées au bord de la trace, puis se sont propagées en mode II (cisaillement dans le plan de la fissure).

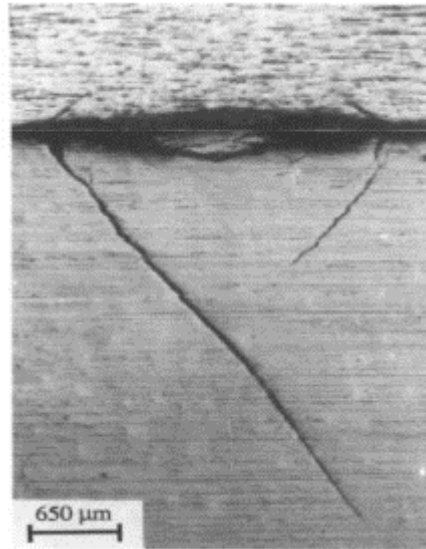


Figure 1-34 : fissuration sous l'effet du fretting [135]

L'amorçage de ces fissures est très rapide comparé aux durées observées en fatigue simple, car le champ de contrainte induit par le contact est très important. Toutefois, les fissures amorcées par du fretting seul ne se propagent pas au-delà d'une certaine profondeur. La Figure 1-35, qui présente l'évolution de la taille des fissures sous le contact en fonction du nombre de cycles, montre un arrêt de la propagation. En effet, les contraintes diminuent rapidement puis disparaissent quand la distance au contact augmente. Une pièce ne va donc pas rompre sous le seul effet du fretting, du moins si elle est d'épaisseur importante par rapport à la taille du contact. Le phénomène d'arrêt de propagation est dû aux mêmes dynamiques que ce qui a été expliqué au paragraphe 3.1.4 pour la fatigue sur éprouvettes entaillées.

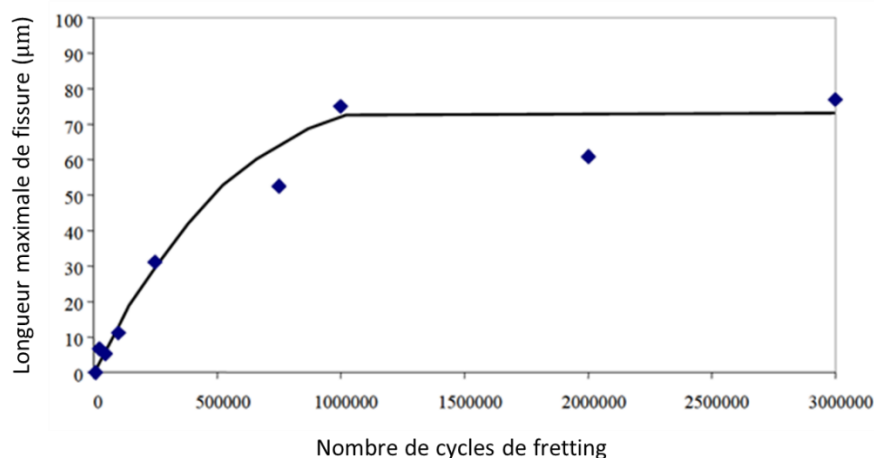


Figure 1-35 : essais interrompus de fretting. Taille de fissure en fonction du nombre de cycles (adapté de [60])

3.2.2. Critères d'amorçage

Le chargement imposé par un contact est très complexe et multiaxial. Afin d'évaluer le risque d'amorçage d'une fissure, en connaissant les contraintes dans le solide, des critères multiaxiaux de fatigue sont appliqués au cas du fretting (et du fretting-fatigue). Ces critères sont nombreux : Sines, Crossland, Dang Van, Papadopoulos... l'article de revue de Papadopoulos [81] en présente un comparatif. Nous nous limitons ici au critère de de Smith-Watson-Topper [109], le seul qui sera appliqué dans cette étude.

3.2.2.1 Critère SWT

Le critère Smith-Watson-Topper (SWT) [109] est largement utilisé pour la prédiction de l'amorçage en fretting (voir [95,96,111]). Ce critère est basé sur une approche "plan critique", c'est à dire que pour chaque point M dans le solide, le risque d'amorçage est évalué pour tous les plans possibles passant par ce point. Le plan pour lequel la condition d'amorçage est vérifiée est le "plan critique". Plus complexe à mettre en place que la méthode basée sur des invariants, cette approche permet d'étudier la direction de propagation des fissures initiées.

Pour chaque point M , pour chaque plan (défini par un vecteur unitaire normal \vec{n}), σ_{max} est définie comme la valeur maximale en fonction du temps de la norme de la contrainte normale :

$$\sigma_{max}(\vec{n}) = \max_{t \in T} (\|\bar{\sigma}(t) \cdot \vec{n}\|) \quad (1-18)$$

Pour chaque point M , pour chaque plan, ε_a est définie comme l'amplitude de déformation :

$$\varepsilon_a(\vec{n}) = \frac{1}{2} \cdot \left(\max_{t \in T} ((\bar{\varepsilon}(t) \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n}) - \min_{t \in T} ((\bar{\varepsilon}(t) \cdot \vec{n}) \cdot \vec{n}) \right) \quad (1-19)$$

Pour chaque point M , le paramètre Γ_{SWT} est défini comme la valeur maximale en fonction de \vec{n} du produit de $\sigma_{max}(\vec{n})$ et $\varepsilon_a(\vec{n})$:

$$\Gamma_{SWT} = \max_{\vec{n}} (\sigma_{max}(\vec{n}) \cdot \varepsilon_a(\vec{n})) \quad (1-20)$$

Pour chaque point M , la contrainte équivalente σ_{SWT} est alors calculée avec :

$$\sigma_{SWT} = \sqrt{E \cdot \Gamma_{SWT}} \quad (1-21)$$

Et enfin, cette contrainte équivalente est comparée à une valeur seuil, la limite de fatigue en traction-compression σ_D . Si $\sigma_{SWT} \leq \sigma_D$, alors il n'y a pas d'amorçage à ce point ; si $\sigma_{SWT} > \sigma_D$, alors il y a amorçage.

3.2.2.2 Correction de « l'effet de gradient » : volume élémentaire et distance critique

Dans le cas du fretting, les critères d'amorçage surestiment largement le risque, ce qui est expliqué dans la littérature par un effet des forts gradients de contraintes sous le contact. La thèse d'Amargier [1] présente ce sujet en détail. Nous ne l'aborderons ici que de manière qualitative, pour comprendre les enjeux et pour pouvoir appliquer la correction nécessaire. Pourquoi ces forts gradients posent-ils problème ?

Un métal est constitué de grains. Les propriétés mécaniques de ces grains ne sont pas isotropes, elles dépendent de leur orientation cristallographique. Lorsque ces grains sont distribués de manière aléatoire, le matériau, à l'échelle macroscopique, est isotrope. Le *volume élémentaire représentatif* d'un matériau est la plus petite unité de volume telle que le matériau se comporte de manière

isotrope. Considérer qu'un matériau est *continu*, donc que les hypothèses de la mécanique des milieux continus sont valides, revient à considérer que le volume élémentaire représentatif de la microstructure est très petit par rapport aux variations spatiales du champ de contraintes. Le calcul des contraintes nécessaire à l'application de ces critères repose sur l'hypothèse d'un milieu continu. Or, calculer un champ de contraintes avec une précision inférieure à la taille d'un grain (avec la mécanique des milieux continus) a peu de sens physique, les contraintes au niveau très local étant fortement influencées par la microstructure. De plus, l'orientation du grain au *point chaud* a une influence sur le risque d'amorçage : si le grain est « bien orienté », alors une contrainte beaucoup plus importante est nécessaire pour le briser et faire amorcer une fissure. Ainsi, cette non-vérification de l'hypothèse de continuité permet d'expliquer qualitativement la surestimation du risque par les critères.

Une autre manière d'envisager le problème est de considérer qu'un amorçage nécessite une certaine quantité d'énergie localisée dans un volume suffisamment grand (pour activer suffisamment de dislocations dans un grain, par exemple). Les contraintes sont généralement un bon indicateur de la quantité d'énergie. Mais lorsque la contrainte est très localisée, la quantité d'énergie disponible dans le volume est trop faible. Cela revient à considérer qu'une fissure, pour amorcer, doit briser entièrement un grain.

Notons que suivant ces explications, ce n'est pas tant le gradient de contrainte en lui-même qui cause cette surestimation, mais la localisation extrême de la contrainte (certes caractéristique du fort gradient de contrainte).

Pour compenser cette surestimation, différentes méthodes sont utilisées. Fouvry [42] utilise une moyennation du tenseur de contraintes sur un volume élémentaire avant de calculer le critère. Dini et al. [28] utilisent une méthode de la distance critique : au lieu de considérer le tenseur de contraintes en surface pour calculer le critère, ils considèrent un point dans le solide à une certaine profondeur ℓ_d dans la direction normale à la surface, sous le point chaud. Cette méthode est illustrée Figure 1-36.

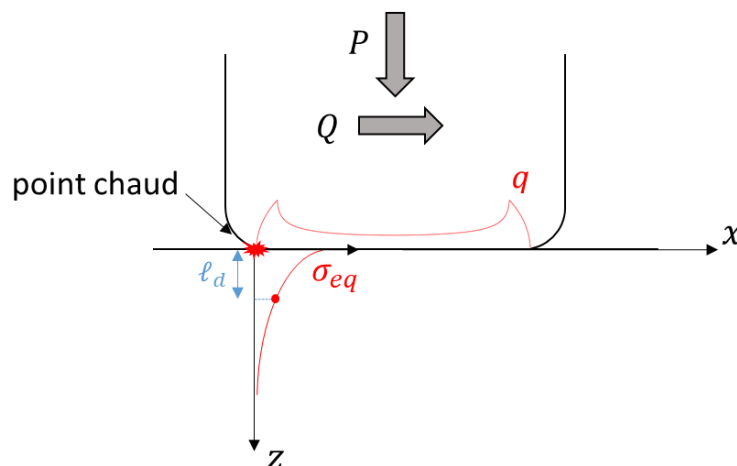


Figure 1-36 : méthode de la distance critique (adapté de [28])

Araujo et al. [3] constatent qu'une distance critique de la taille du grain donne des prédictions satisfaisantes. Généralement, il faut utiliser des résultats expérimentaux pour adapter la méthode de compensation, par une méthode inverse. Une série d'essais de fretting simple, avec différents chargements tangentiels, sont expertisés pour observer la présence ou non de fissures. Puis, l'essai qui

correspond à la limite entre amorçage et non-amorçage est simulé numériquement (ou analytiquement) pour obtenir le champ de contraintes sous le contact. La distance critique est alors définie comme la profondeur sous le point chaud à laquelle le critère atteint sa valeur seuil. Le lien entre ces méthodes de correction et des paramètres physiques est un sujet de recherche qui occupe une partie importante de la communauté scientifique du fretting.

3.2.3. Usure sous l'effet du fretting

L'usure est ici définie comme un enlèvement de matière sous l'effet du déplacement relatif entre deux surfaces en contact.

L'article de revue de Tabor [112] présente plusieurs mécanismes qui peuvent conduire à cet effet :

- Usure par adhésion : à cause des forces d'interactions moléculaires, les surfaces en contact, ici du métal, se « collent ». Mais cette jonction étant souvent plus résistante que les métaux « parents », le cisaillement entraîne donc un petit arrachement de matière de l'une ou l'autre des surfaces.
- Usure par abrasion, qui se produit lorsqu'une aspérité est plus dure que la surface contre laquelle elle frotte. Suivant la ductilité de la surface et la forme de l'aspérité, cela peut produire des sillons de déformation plastique, ou un arrachement de matière.
- Fatigue de contact, qui se produit lorsque le déplacement relatif est très faible voir nul, en roulement, ou en présence de lubrifiant. La force de contact alternée génère des contraintes, et donc des fissures, qui se propagent à un certain angle jusqu'à séparer complètement un morceau de matière de la surface. Ces fissures peuvent être initiées en surface, ou sous la surface, on parle alors respectivement de fatigue de surface et de fatigue de subsurface. Il s'agit plus de fatigue que d'usure au sens communément utilisé, mais puisque ce phénomène aboutit à de la perte de matière, il est abordé ici.

Archard [4] a constaté dans le cas du glissement de grande amplitude que le volume de matière usé est proportionnel à la force normale et à la distance de glissement. Dans le cas du câble, l'usure n'est pas suffisante pour couper à travers les fils, mais elle pourrait causer un effet d'entaille, connu pour diminuer l'endurance des matériaux. Zhang et al. [133] ont réalisé des essais de fatigue sur des fils, après avoir généré des marques d'usure par fretting. Ils observent que les fissures s'initient au fond des traces d'usure, et que l'endurance est proportionnelle à la profondeur de l'entaille, montrant que la rupture est bien due à cet effet d'entaille. La Figure 1-37 présente une de ces traces d'usure.

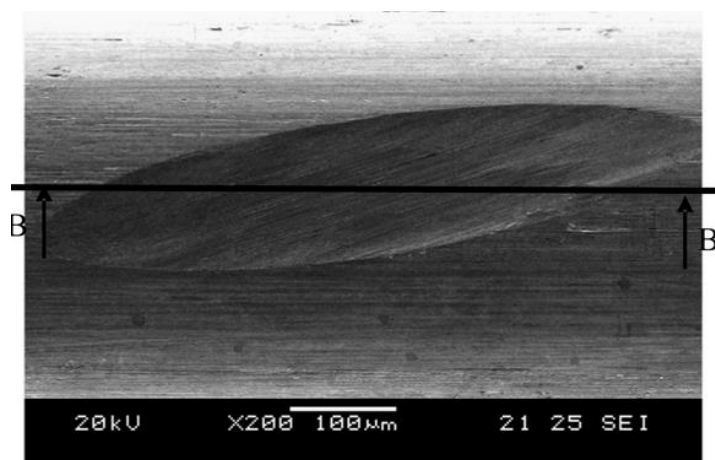


Figure 1-37 : trace d'usure au contact entre deux fils en acier [22]

Cette usure peut aussi avoir un effet bénéfique, suivant deux mécanismes, comme l'expliquent Garcin et al. [46] et Arnaud et al. [7] :

- les fissures amorcées par le fretting sont rabotées par l'usure avant d'avoir eu le temps de se propager (la boucle de rétroaction positive explicité au paragraphe 3.1.3.3 est bloquée)
- l'usure modifie la géométrie du contact et augmente la zone de contact, ce qui entraîne une diminution des pics de contraintes, donc un ralentissement voire un blocage du processus de fissuration.

La Figure 1-38 présente l'évolution du champ de pression et de la profondeur usée lors d'un essai de glissement total, avec une usure continue. À iso-force normale, le pic de pression (et donc de cisaillement) baisse avec l'augmentation de la taille de contact.

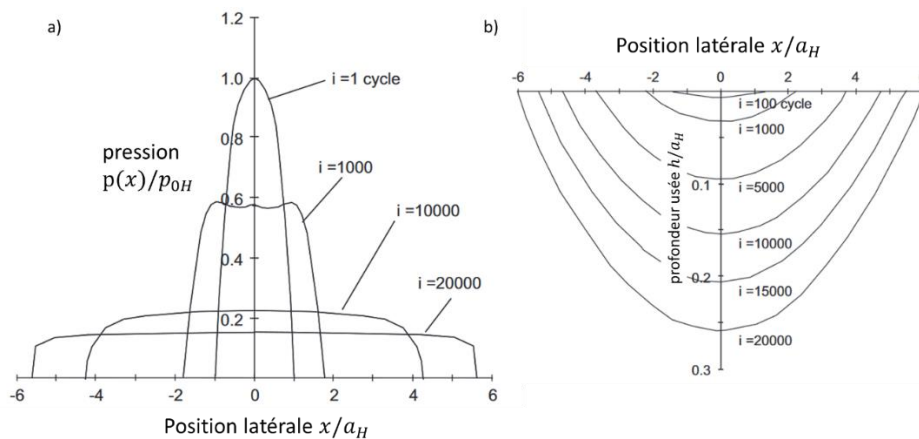


Figure 1-38 : évolution du champ de pression (a) et de la profondeur usée (b) lors d'un essai de fretting en glissement total, pour un contact cylindre/plan (adapté de [43])

La compétition entre usure et fissuration a été étudié par Garcin et al. [46]. La Figure 1-39 montre la taille de fissure ainsi que le volume usé en fonction de l'amplitude de débattement. En glissement partiel, il n'y a pas d'usure et la taille de fissure augmente avec l'amplitude de débattement car la force tangentielle augmente. Puis, lors du passage en glissement total, le volume usé augmente et la taille de fissure diminue jusqu'à revenir à zéro, car l'usure élimine la couche microfissurée en surface.

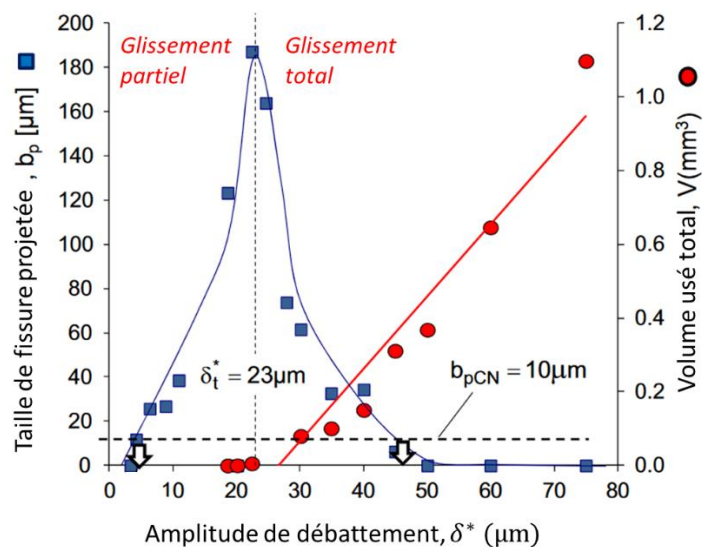


Figure 1-39 : taille de fissure et volume usé en fonction de l'amplitude de débattement (adapté de [46])

La Figure 1-40 présente une *carte de fretting* (qui comprend ici les essais de la Figure 1-39), c'est-à-dire une représentation des domaines d'endommagement en fonction des chargements de fretting. Cela permet de visualiser les effets de la compétition usure/fissure.

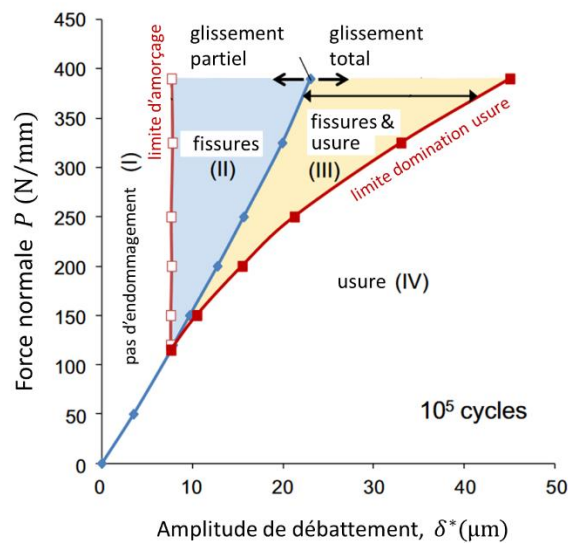


Figure 1-40 : carte de fretting (adapté de [46])

3.2.4. Influence de la lubrification

Turner [118] rappelle que les deux objectifs de la graisse dans un câble sont d'assurer une protection contre la corrosion et de réduire le frottement entre les fils. En effet, pour réduire les contraintes au contact, réduire le coefficient de friction en apportant un lubrifiant est une approche possible. Nous nous concentrons ici sur les lubrifiants liquides et les graisses. Waterhouse [126] soulignait en 1955 qu'à cause des faibles vitesses de déplacement relatif, le lubrifiant n'empêche pas complètement le contact métal/métal. Sato [102] constate également que le lubrifiant seul ne protège pas contre le fretting, car il n'est pas capable de se placer entre les surfaces en contact. Mais dans un article postérieur [103], il constate qu'un certain nombre de cycles est nécessaire pour que le lubrifiant pénètre dans le contact et fasse baisser le coefficient de frottement, ce que montre la Figure 1-41. Remarquons que ces effets peuvent aussi s'appliquer si le lubrifiant est simplement de l'eau (voir Périer et al. [88]).

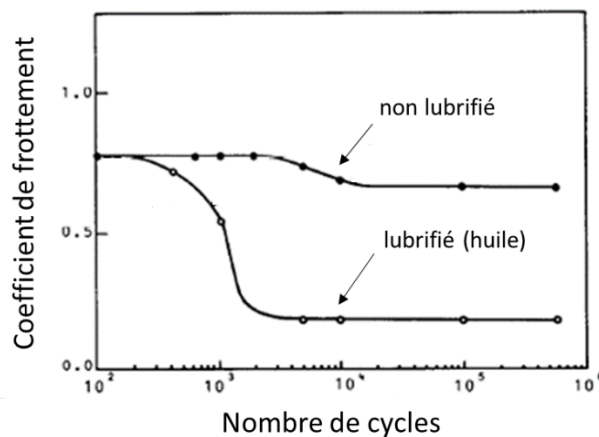


Figure 1-41 : effet de la lubrification : coefficient de frottement en fonction du nombre de cycles (adapté de [103])

Neyman [73] montre que la capacité du lubrifiant à former une couche limite a une influence beaucoup plus importante que sa viscosité sur le volume usé, ce qui s'explique bien dans le cadre des faibles vitesses ; et que les huiles utilisées dans son étude permettent de réduire drastiquement le dommage dû au fretting.

McColl [66] constate également l'efficacité des huiles à maintenir un coefficient de frottement faible. Il s'intéresse aussi à la lubrification avec des graisses : il conclut que bien que la graisse a un effet similaire sur le coefficient de frottement, elle est rapidement chassée de la zone de contact. Elle forme ensuite une « barrière » autour du contact, empêchant l'oxygène de pénétrer et donc l'oxydation des particules d'usure, ce qui génère des microsoudures entre les surfaces, et un aspect plus rugueux après essai. Ceci augmente le coefficient de frottement à la transition, et donc le domaine de chargements atteignables. Ce phénomène de grippage avait déjà été constaté par McDowell [67] en 1958, qui avait remarqué que l'absence d'oxygène avait en parallèle un effet positif sur la profondeur de la surface affectée par le fretting. Waterhouse [126] donnait une explication à ceci : l'oxyde se détache plus facilement de la surface. Lorsque aucun oxyde ne se forme, l'abrasion est plus faible. Baydoun et al. [9] démontrent le lien entre absence d'oxygène et adhésion d'une part, présence d'oxygène et abrasion d'autre part.

L'article de revue de Zhou et Vincent [136] résume cela : lorsque la pression est suffisamment forte pour briser le film, et l'amplitude suffisamment faible pour que le lubrifiant ne pénètre pas sous le contact, l'absence d'oxygène induit un coefficient de frottement plus élevé qu'à sec. Sinon, le lubrifiant est efficace. Ceci est représenté graphiquement Figure 1-42.

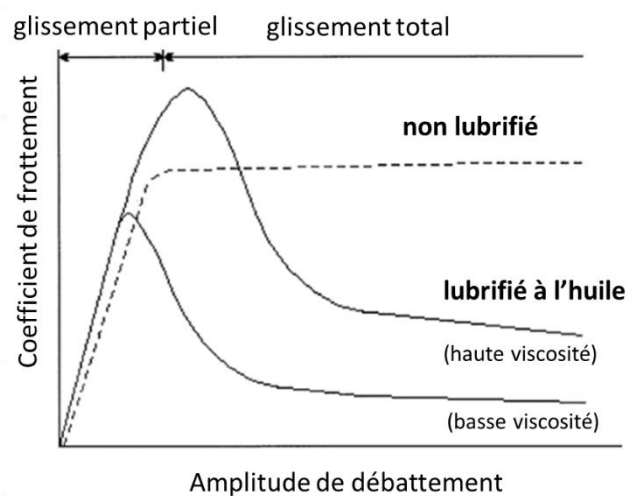


Figure 1-42 : coefficient de frottement en fonction de l'amplitude de débattement dans différentes conditions de lubrification (adapté de [136])

3.3. Fretting-fatigue

Le fretting-fatigue est ici défini comme la combinaison d'une sollicitation de fretting et de fatigue. Remarquons que la définition de la fatigue (endommagement causé par un chargement cyclique), prise au sens strict, englobe le fretting. Toutefois, dans la littérature, on parle de chargement de fatigue pour désigner le chargement global du matériau, dans son volume ; et de fretting pour désigner le chargement de contact.

3.3.1. Réduction de l'endurance du matériau

Warlow-Davies [125] a montré que l'ajout de la sollicitation de fretting réduisait significativement l'endurance du matériau par rapport à la fatigue simple. Ces résultats sont confirmés par Fenner et Field [33], on commence alors à parler de *fretting-fatigue* pour désigner ce phénomène. La Figure 1-43 présente des courbes de Wöhler établies en fatigue simple et en fretting-fatigue pour un alliage d'aluminium : l'influence négative du fretting sur la durée de vie et surtout sur la limite de fatigue est bien visible. Cette influence s'explique exactement de la même manière que celle d'une entaille (voir paragraphe 3.1.4).

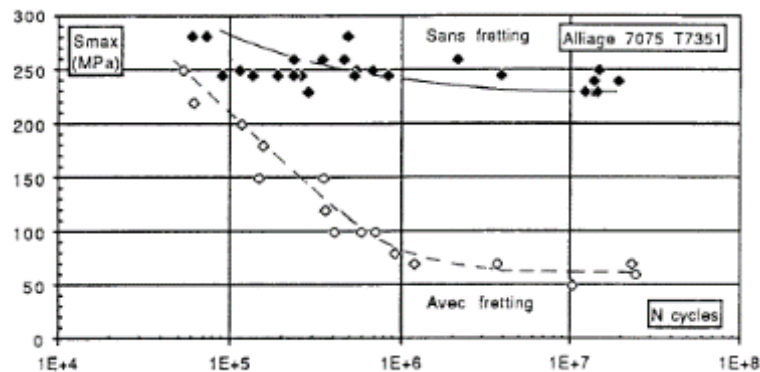


Figure 1-43 : amplitude de contrainte en fonction du nombre de cycles à rupture : réduction de l'endurance à cause du fretting ([10], image tirée de [39])

3.3.2. Fissuration en fretting-fatigue

Historiquement, la fissuration a été d'abord étudiée en fretting-fatigue, puis en fretting simple. Nishioka et Hirakawa [74] appliquent une certaine sollicitation de fretting-fatigue à des échantillons et constatent l'apparition de fissures qui ne se propagent pas, suggérant que le fretting permet l'amorçage et la propagation de fissures sur une courte distance, puis n'influe plus. Hoepfner et Goss [50] observent qu'en appliquant une sollicitation de fretting-fatigue à leurs échantillons, puis en retirant la sollicitation de fretting, la durée de vie des échantillons est la même que lorsque le fretting est présent durant tout l'essai (ce à partir d'un certain seuil de durée de fretting). Nishioka et Hirakawa [75] montrent ensuite que la contrainte moyenne de fatigue influence la propagation des fissures, mais pas leur amorçage.

3.3.2.1 Amorçage de fissures

Les mécanismes d'amorçage de fissures en fretting-fatigue sont les mêmes qu'en fretting simple, il faut simplement prendre en compte la sollicitation de fatigue. Connaître les chargements à l'intérieur des fils, à un niveau très local, permet d'appliquer des critères d'amorçage de fissures, et donc de quantifier le risque. S'il est possible de le faire de manière analytique, la simulation numérique par éléments finis permet de relaxer certaines hypothèses, pour aboutir à un résultat plus proche de la réalité.

Dans son étude des risques de rupture des fils d'un câble conducteur aérien, Said [100] s'est intéressé à la modélisation d'un contact entre deux fils d'aluminium, représenté Figure 1-44. Abaqus/Standard est utilisé. Les chargements (force normale P , force tangentielle $Q(t)$, sollicitation de fatigue $\sigma(t)$) sont simulés. Ceci permet de connaître la distribution de pression en surface, mais aussi la distribution de contraintes dans les corps des fils, ce qui permettra de calculer des critères de risque d'amorçage.

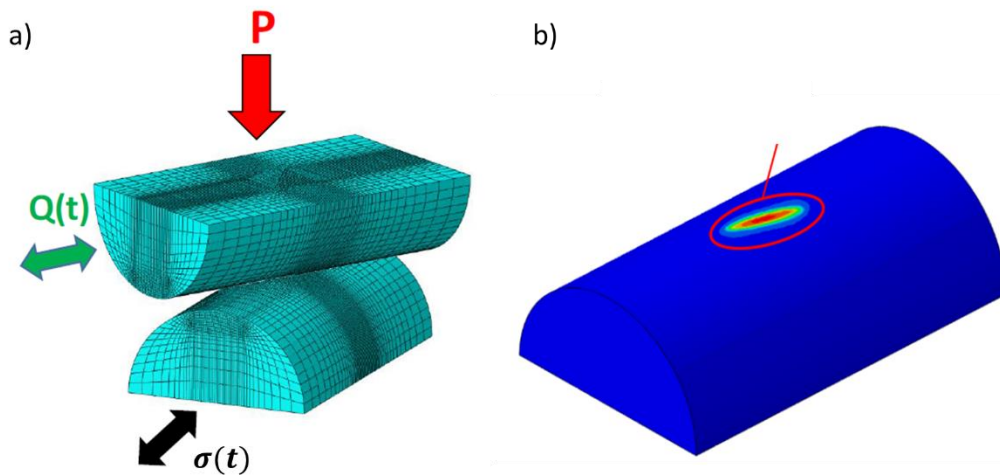


Figure 1-44 : a) chargements de fretting-fatigue ; b) distribution de pression (adapté de [100])

3.3.2.2 Propagation de fissures

Les mécanismes de propagation de fissures en fretting-fatigue sont similaires à ceux en fatigue. Endo et Goto [32] montrent que la fissure se propage d'abord sous l'effet du cisaillement induit par le fretting, puis sous l'effet de la sollicitation de fatigue. La Figure 1-45 représente une fissure dans une éprouvette soumise à du fretting-fatigue, sous un contact. Au début, elle se propage de manière oblique en mode II : c'est le stade I de la propagation. La taille de cette zone dépend principalement de l'intensité du chargement de contact. Puis, la fissure bifurque et se propage perpendiculairement à la contrainte de fatigue, en mode I : c'est le stade II. La taille de ces zones varie en fonction de l'importance respective des chargements de fretting et de fatigue.

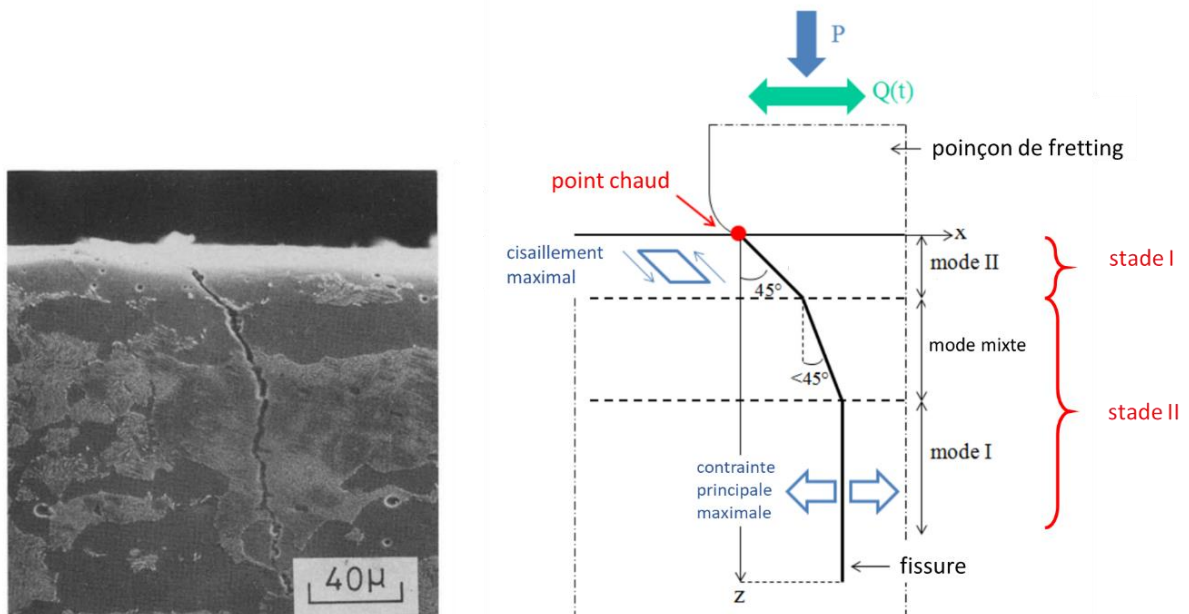


Figure 1-45 : propagation d'une fissure en fretting-fatigue (adapté de [32], [8,25])

Les articles de revue de Waterhouse [32,126] et la thèse de Nowell [77] donnent une vision d'ensemble du sujet. Nowell résume ainsi l'état des connaissances sur le domaine :

- le fretting accélère (voir cause) l'amorçage de fissures, et leur propagation initiale
- si le champ de contraintes local est suffisamment important pour que la fissure grandisse jusqu'à une taille critique, et que la sollicitation de fatigue est suffisamment grande, la fissure continue à se propager jusqu'à la rupture sous l'effet de la sollicitation de fatigue.

Il y a donc une imbrication forte des phénomènes d'amorçage et de propagation de fissures, et des sollicitations de fretting et de fatigue, menant ou non à la rupture des pièces. Le fretting accélère l'amorçage des fissures, ce qui réduit la durée de vie en fretting-fatigue par rapport à un essai avec de la fatigue simple. Mais surtout, en générant une fissure de taille suffisante pour que la mécanique élastique linéaire de la rupture pilote la propagation, il peut diminuer la "limite de fatigue apparente" de la pièce, comme une entaille.

De Pannemaecker [25] propose avec la Figure 1-46 un résumé des différentes possibilités de propagation et d'arrêt de fissuration en fretting et fretting-fatigue :

- A présente le cas d'un chargement de fretting faible. La fissure se propage jusqu'à atteindre le seuil d'arrêt de propagation, et reste dans le domaine des fissures courtes.
- B présente le cas d'un chargement de fretting important. La fissure se propage jusqu'à atteindre le seuil d'arrêt de propagation, cette fois en atteignant le domaine des fissures longues.
- C présente le cas d'un chargement de fretting-fatigue faible. La fissure se propage jusqu'à atteindre le seuil d'arrêt de propagation, mais la combinaison du fretting et du chargement de fatigue est trop faible et la fissure s'arrête, en restant dans le domaine des fissures courtes.
- D présente le cas d'un chargement de fretting-fatigue important. La fissure se propage jusqu'à rupture car elle ne rentre jamais dans la zone d'arrêt de propagation.

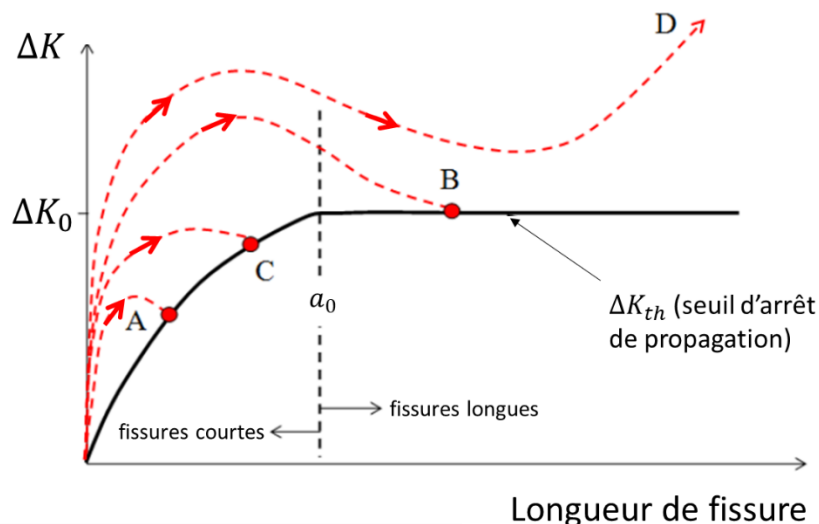


Figure 1-46 : diagramme de Kitagawa Takahashi : propagation en fretting et fretting-fatigue (adapté de [25])

La Figure 1-47 présente un fil fissuré soumis à un chargement de fretting-fatigue. Said [100] explique que le logiciel Zcracks, couplé à Abaqus, permet d'insérer des fissures dans une géométrie, de calculer les facteurs d'intensité de contrainte à partir des champs de contraintes en pointe de fissure, et donc de calculer une direction et une vitesse de propagation à partir d'une loi de Paris. L'objectif final de l'étude de la propagation est de calculer une durée de vie. Kubiak [60] combine une durée d'amorçage de fissures puis des durées de propagation de fissure suivant des cinétiques de fissure courte puis longue pour aboutir à une durée de vie globale en fretting-fatigue.

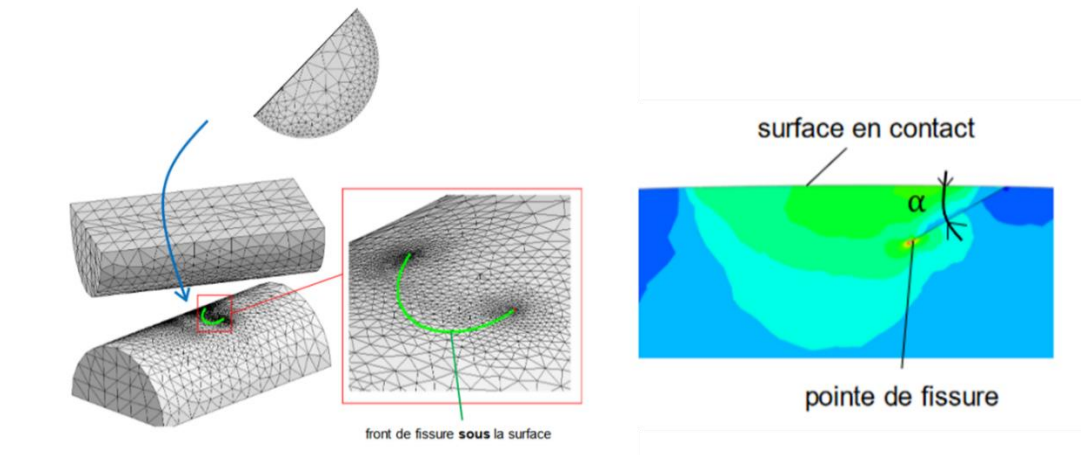


Figure 1-47 : simulation de fissure dans un fil (adapté de [100])

3.3.3. Compétition usure/fissure

Le phénomène de compétition usure/fissure, qui a été abordé au paragraphe 3.2.3, est particulièrement visible en fretting-fatigue car il affecte les durées de vie. La Figure 1-48 présente les durées de vie en fonction des amplitudes de débattement imposée pour une série d'essais de fretting-fatigue avec du contact cylindre/plan d'éprouvettes en acier, réalisés par Arnaud et Fouvry [6]. Ils identifient 3 domaines. Dans le domaine I, le contact est en glissement partiel, et la durée de vie diminue quand l'amplitude de débattement augmente jusqu'à atteindre une valeur minimale à la transition glissement partiel/glissement total. Dans le domaine II, la durée de vie remonte, et Arnaud et Fouvry constatent une augmentation de la surface usée. Enfin, dans le domaine III, la durée de vie est au-delà de 10^6 cycles, et est donc considérée infinie. On parle de courbe « en U ».

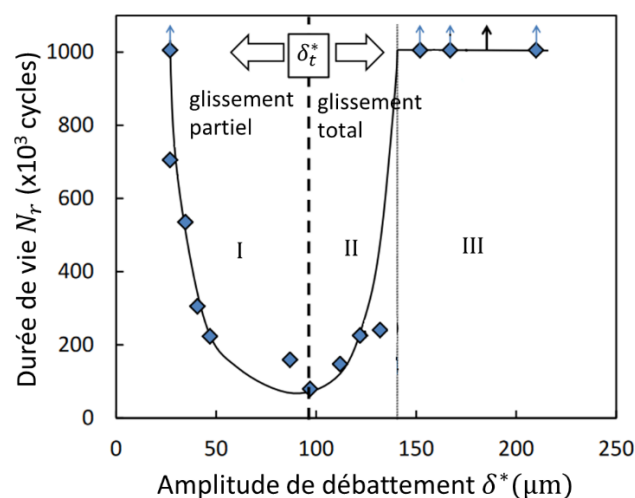


Figure 1-48 : durée de vie en fretting-fatigue en fonction de l'amplitude de débattement, contact cylindre plan, acier (adapté de [6])

Pour prédire ce comportement non monotone de la durée de vie en fretting-fatigue, une modélisation de l'usure est nécessaire. Le premier aspect à prendre en compte est la modification de la géométrie du contact. Madge et al. [63] se basent sur une loi d'Archard, qui, pour chaque incrément de temps, relie la pression et le glissement en chaque nœud à un volume usé, ce qui se traduit par un déplacement du nœud (cf. Figure 1-49). Cette méthode a été largement utilisée pour la modélisation de l'usure [6,14,46]. Le deuxième aspect à prendre en compte est la suppression des fissures avant qu'elles aient pu se propager. Pour cela, Madge et al. [63] utilisent une loi de cumul des dommages de Palmgren-Miner : pour chaque incrément, en chaque « point matériel » (coordonnées fixes), un dommage (exprimé en pourcentage d'endurance théorique) est calculé, puis additionné aux dommages précédents. Ceci permet de modéliser la disparition de certains points matériels.

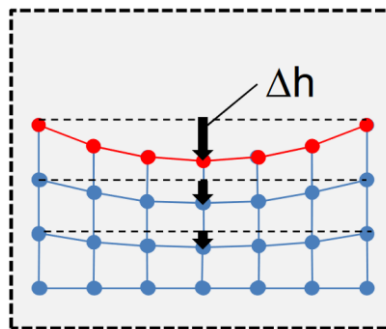


Figure 1-49 : simulation éléments finis de l'usure par translation des nœuds [46]

La Figure 1-50 présente la comparaison entre les durées de vie en fretting-fatigue observées expérimentalement et les durées de vies prédites par la simulation (en prenant en compte ou non l'usure). Logiquement, lorsque l'usure n'est pas simulée en glissement total, la durée de vie prédite est bien inférieure à la durée de vie observée. Modéliser l'usure est indispensable, et permet de prédire des durées de vies similaires à celles observées. En glissement partiel, cette différence est très faible, du fait de l'usure beaucoup plus faible. Modéliser l'usure est alors presque superflu.

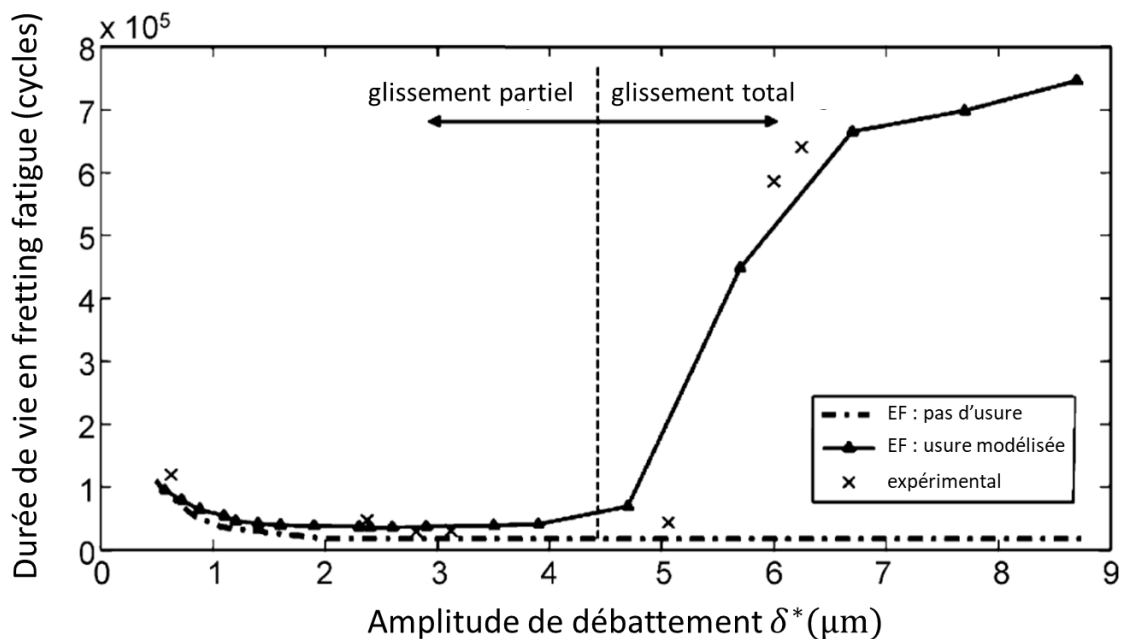


Figure 1-50 : compétition usure/fissure pour chargement de fretting-fatigue : résultats expérimentaux et numériques, contact poinçon-plat-à-bords-arrondis/plan, titane (adapté de [64])

Arnaud et Fouvry [6] utilisent les mêmes méthodes, et vont jusqu'à modéliser la présence d'un lit de débris, simulant plus précisément la courbe « en U » de la Figure 1-49. Ils séparent aussi l'amorçage de fissures de la propagation jusqu'à rupture. La Figure 1-51 présente une *carte de fretting-fatigue* obtenue numériquement, qui montre les domaines de chargement de fretting et de fatigue où : l'usure est prédominante, menant à une durée de vie infinie ; il n'y a pas d'endommagement (ni usure ni fissure) ; des fissures amorcent mais ne se propagent pas ; des fissures amorcent et se propagent jusqu'à rupture de la pièce.

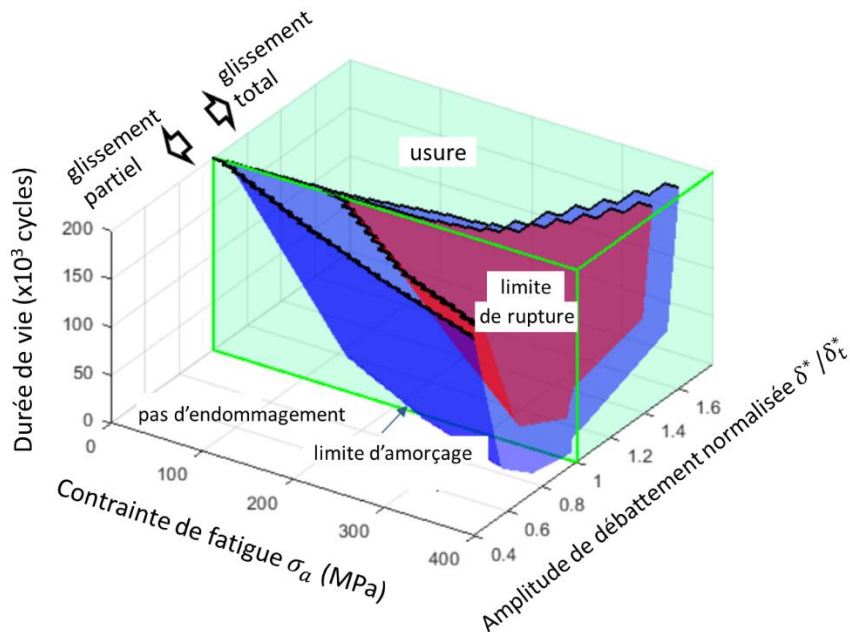


Figure 1-51 : carte de fretting-fatigue, contact cylindre plan, acier (adapté de [6])

3.4. Influence de la corrosion

La corrosion est définie comme le processus électrochimique qui convertit un métal en une forme oxydée plus stable, comme par exemple un oxyde métallique. Dans le cas d'un câble en acier dans l'eau de mer, à long terme, l'acier sera complètement corrodé en oxydes de fer (rouille). Mais à plus court terme, la corrosion peut également avoir un impact négatif sur les propriétés mécaniques du câble, et des synergies avec les phénomènes de fretting et fatigue sont possibles.

3.4.1. Fatigue corrosion

La fatigue corrosion est définie comme la dégradation d'un matériau sous l'effet combiné d'une sollicitation de fatigue et d'un environnement corrosif.

Lee et Uhlig [62] montrent qu'un environnement corrosif réduit considérablement l'endurance (voir Figure 1-52). La courbe de Wöhler de l'acier dans l'air suit le comportement attendu, avec une limite d'endurance bien définie. C'est également le cas pour l'acier plongé dans la solution de NaCl désoxygénée. Mais lorsqu'il est plongé dans la solution oxygénée de NaCl, l'endurance est dégradée, et il ne semble pas y avoir de limite de fatigue. Il s'agit bien de corrosion, Wang et al. [124] montrant que l'application d'une protection cathodique rétablit la limite de fatigue.

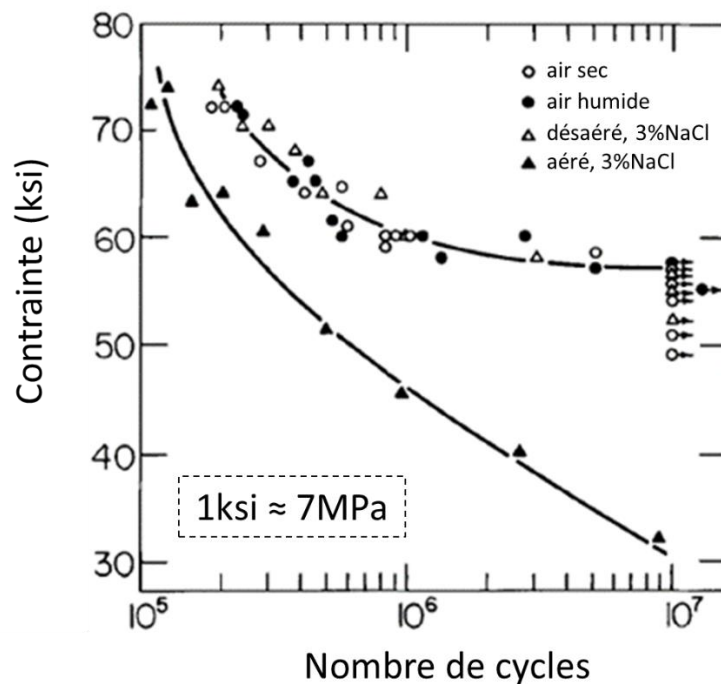


Figure 1-52 : courbes de Wöhler d'un acier sous différentes conditions : air sec, air humide, solution de NaCl désaérée, solution de NaCl oxygénée (adapté de [62])

Murtaza et Akid [72], dans le cas de l'acier plongé dans l'eau salée, constatent dans leur étude que les sites d'initiation des fissures sont associés à de la corrosion par piqûres. Il s'agit là d'un effet purement mécanique, dû à un effet d'entaille. Ce processus n'est pas critique dans le cas du fretting-fatigue dans les câbles, puisque sous l'effet du fretting, les ruptures de fils sont localisées au niveau des contacts. Cependant, les résultats de Lee et Uhlig montrent que ce n'est pas l'unique effet de la corrosion : un effet d'entaille peut diminuer la limite de fatigue, mais pas la supprimer. Or, ici, la limite de fatigue tend vers zéro. Cette suppression de la limite de fatigue est confirmée pour de nombreux matériaux métalliques, et pourrait être due à un effet de la corrosion sur l'apparition des bandes de glissement (voir Wang [98]). La corrosion permet donc des amorçages de fissures même pour des contraintes très faibles, qui n'auraient pas eu lieu sous fatigue simple.

La corrosion a également un effet sur la propagation des fissures, comme le rappelle Pelloux [86] et Wang [98]. La Figure 1-53 présente la superposition des diagrammes de Paris en air et en milieu corrosif, qui montrent que le seuil de propagation ΔK_{seuil} est affecté par le milieu corrosif, ainsi que la vitesse de propagation.

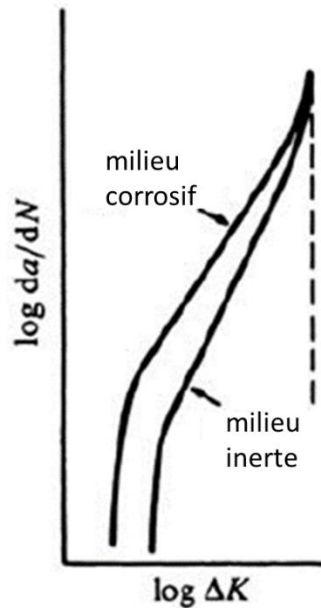


Figure 1-53 : fatigue corrosion, diagramme de Paris (adapté de [98])

Il y a donc des phénomènes électrochimiques qui se produisent au fond de la fissure, facilitant la propagation de fissures. Jiang et al. [55] se concentrent sur la propagation de fissures en milieu corrosif, appliqué aux câbles, et constatent aussi une diminution de l'endurance en milieu corrosif. Ils mettent aussi en évidence l'influence de la fréquence : une fréquence plus élevée induit une durée de vie (en nombre de cycles) plus importante. Ils l'attribuent à la dissolution anodique en pointe de fissure, qui se fait plus ou moins facilement en fonction de la fréquence. Il semble également y avoir un effet de seuil. Enfin, une contrainte importante, en plus d'augmenter le facteur d'intensité de contrainte en pointe de fissure, ouvre plus la fissure, facilitant l'entrée du milieu corrosif.

La corrosion facilite donc l'amorçage et la propagation de fissures.

3.4.2. Fretting et corrosion

Le terme de *fretting corrosion* a été introduit par Tomlison [116] pour désigner ce que l'on appelle aujourd'hui simplement *fretting*. L'emploi du terme « corrosion » avait pour but d'insister sur l'apparition d'oxydes dans la zone glissante. Toutefois, ce qui nous intéresse ici, c'est l'interaction entre les phénomènes de fretting et de corrosion dans un milieu aqueux.

Pearson [85] est l'un des premiers à avoir étudié l'effet de l'eau de mer sur de l'acier soumis à une sollicitation de fretting (application aux câbles). Il constate que bien que le liquide puisse agir comme un lubrifiant abaissant le coefficient de frottement, l'eau de mer induit un processus de corrosion qui génère des débris oxydés faisant augmenter le coefficient de frottement. Il s'agit bien d'un effet corrosion, car l'ajout d'une protection cathodique permet de supprimer totalement cette augmentation de coefficient de frottement.

Price et Taylor [94] ont réalisé des essais similaires sur un acier. Lorsque l'échantillon est soumis à du fretting, ils constatent une augmentation significative du taux de corrosion par rapport à des conditions statiques. Ils attribuent cela à la rupture d'un film d'oxyde de protection sous l'effet du fretting, qui facilite donc la corrosion (effet d'usure). Ils rappellent que d'autres facteurs induits par le fretting peuvent avoir un effet sur ce taux : la vibration, qui peut accélérer la cinétique de la réaction, l'abrasion par des particules d'oxydes, et la formation puis rupture de microsoudures. Ils constatent également

l'influence de l'oxygène : lorsque la solution est saturée en azote, donc vide d'oxygène, la corrosion sous fretting n'est pas plus rapide qu'en condition statique. En effet, la réduction de l'oxygène vers la cathode est un facteur clé de la réaction électrochimique. Ne subsiste alors que l'endommagement mécanique. Cet aspect a été étudié plus en détail par Smallwood [108]. Dans le cas que nous étudions, l'eau de mer sera aérée, car nous considérons les conditions au niveau du flotteur, donc en surface de la mer.

Waterhouse et al. [127] se sont intéressés à l'influence d'un revêtement de zinc sur le fil en fretting corrosion. L'objectif de ce revêtement est en partie de protéger physiquement l'acier de la corrosion, mais surtout de servir d'anode sacrificielle. Ils constatent l'efficacité du revêtement, l'usure étant bien plus faible avec le revêtement que sans. Le zinc est un matériau plus mou que l'acier, il se déforme donc plastiquement sous les charges considérées, et est chassé de la zone de contact. Mais cela ne semble pas poser de problème en terme de protection contre la corrosion (grâce à son effet d'anode sacrificielle). Enfin, ils constatent l'apparition de dépôts de sels de magnésium et de calcium en bordure externe du contact, qui pourraient éventuellement avoir un effet de troisième corps.

Il y a donc une synergie entre les deux effets : la corrosion génère des débris qui modifient le coefficient de frottement, modifiant la sollicitation de fretting ; le fretting, en enlevant la couche d'oxyde et en accélérant la cinétique de la réaction, facilite la corrosion.

3.4.3. Fretting-fatigue et corrosion

En conditions de service, les câbles sont soumis à la fois au fretting, à la fatigue et à la corrosion. Takeuchi et Waterhouse [114] ont étudié l'influence de la corrosion sur le comportement en fretting-fatigue de fils d'acier. La Figure 1-54 présente les résultats : la courbe de fretting-fatigue en eau de mer sans protection montre une dégradation importante de l'endurance par rapport à la courbe en air. Il semble même qu'il n'y ait pas de limite d'endurance, ce qui est typique de la fatigue-corrosion. La courbe de fretting-fatigue en eau de mer sous protection cathodique montre une meilleure endurance du fil qu'à l'air. Takeuchi l'explique par l'effet lubrifiant du liquide.

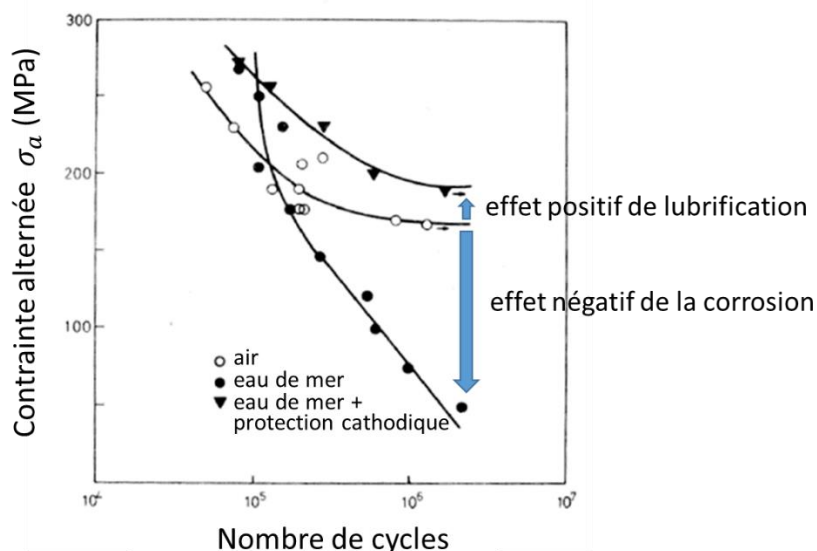


Figure 1-54 : courbes de fretting-fatigue dans l'air, dans l'eau de mer, et dans l'eau de mer sous protection cathodique (adapté de [114])

Notons que Takeuchi et Waterhouse ont également réalisé des essais de fatigue en eau de mer, sans fretting, et constatent une durée de vie bien plus importante que lorsque le fretting est présent. Il s'agit donc bien de la combinaison des trois phénomènes : fretting, fatigue et corrosion, qui induit ces ruptures.

Dans un autre article [113], les mêmes auteurs s'intéressent à la propagation des fissures dans les mêmes conditions, et constatent que pour une certaine sollicitation de fatigue, elle est plus rapide dans l'eau de mer que dans l'air (voir Figure 1-55, gauche). Toutefois, de manière intéressante, cet effet ne se retrouve pas lorsque la sollicitation de fatigue est plus importante, les fissures s'amorçant et se propageant rapidement quel que soit le milieu. Il semble que la corrosion facilite l'activation d'un processus, mais ne l'empire pas une fois activé : il y a un effet de seuil.

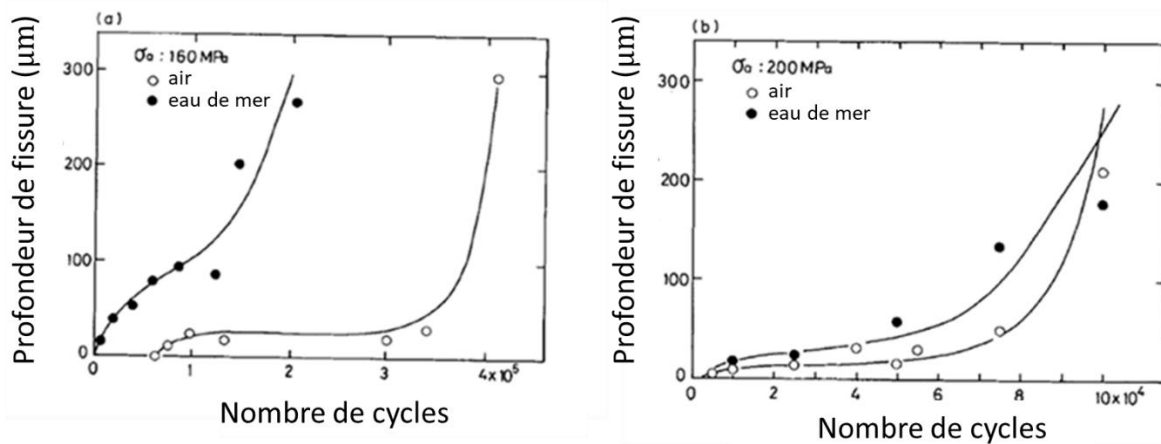


Figure 1-55 : profondeur de fissure en fonction du nombre de cycles en air et en eau de mer, fretting-fatigue pour deux amplitudes de contraintes (adapté de [113])

Périer et al. [89] étudient l'influence d'une solution de NaCl sur la durée de vie en fretting-fatigue de fils d'aciers. Toutefois, la dispersion des données ne leur permet pas d'établir clairement une corrélation. Le changement de direction des fissures de perpendiculaire à l'axe du fil vers parallèle à l'axe du fil est avancé comme une possible cause de cette dispersion. Cet effet est dû à la microstructure du fil, modifiée par le tréfilage.

Dans un article postérieur, Périer et al. [90] utilisent une autre méthodologie : les fissures sont d'abord amorcées en fretting-fatigue, puis le fil est soumis à de la fatigue-corrosion (il est placé dans un milieu corrosif). Cette étude constate cette fois une augmentation de la durée de vie dans l'eau distillée par rapport à l'air, et une augmentation encore plus grande avec la solution de NaCl, ce qui rentre en contradiction avec les résultats vus plus tôt. Mais cette étude souligne qu'il s'agit d'un comportement qui avait déjà été observé par Pao et al. [80] et Menan [68] dans le cas de l'aluminium. Plusieurs hypothèses sont avancées : un émoussement de la pointe de fissure sous l'effet de la dissolution, ce qui diminue le facteur d'intensité de contraintes ; un « effet coin » des dépôts de corrosion, qui réduirait l'amplitude des déformations de fatigue ; une passivation de l'aluminium en pointe de fissure qui ralentirait la propagation.

Dalmau et al. [24] étudient un acier soumis à du fretting-fatigue dans de l'eau de mer saturée en CO_2 (donc en l'absence d'oxygène) pour différentes fréquences. La longueur des fissures générées est ensuite mesurée (voir Figure 1-56). Ces résultats montrent une influence de la fréquence, ce qui est expliqué par le fait que la solution pénètre dans la fissure. C'est cohérent avec les résultats obtenus en

fatigue corrosion par Jiang et al, abordés au paragraphe 3.4.1. Notons qu'en fretting-fatigue simple, la fréquence n'a pas d'influence [126].

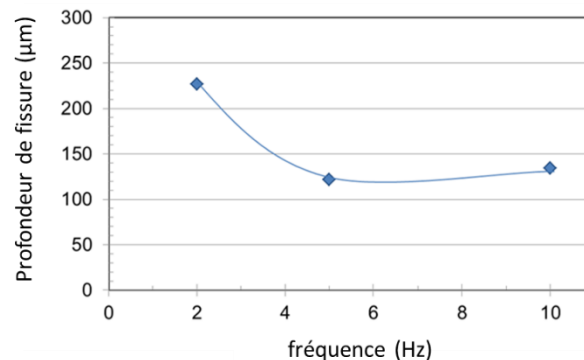


Figure 1-56 : taille de la fissure en fonction de la fréquence. Essais en eau de mer désaérée, même chargement, même nombre de cycles (adapté de [24])

Conclusion

Ce chapitre de bibliographie avait pour objectif d'apporter les notions nécessaires à la compréhension des chapitres suivants et de faire un état de l'art de la bibliographie.

Tout d'abord, les méthodes permettant de calculer les chargements dans les fils à partir des chargements globaux sur un câble ont été présentées. Nous retiendrons que les méthodes analytiques permettent d'étudier assez précisément la tension dans un câble, mais que la simulation numérique devient nécessaire pour l'étude de la flexion. Cette étude est nécessaire dans le cas du câble d'ancrage, la tension seule ne génère d'ailleurs théoriquement pas de fretting.

Ensuite, la mécanique du contact, qui relie les chargements sur les fils aux chargements locaux au niveau du contact, a été présentée. Nous retiendrons que des solutions analytiques relativement précises existent pour les champs de pression et cisaillement en surface. Toutefois, pour le calcul des contraintes dans les solides, la complexité des chargements rend difficile l'obtention de solutions analytiques.

Enfin, les mécanismes d'endommagement dans un câble ont été abordés : fatigue, fretting, corrosion et leurs synergies. Nous retiendrons que la rupture d'un fil est due à l'amorçage d'une fissure, qui est facilité par le fretting, puis à sa propagation sous l'effet du chargement de fatigue, et que la corrosion réduit la résistance du matériau à ces endommagements.

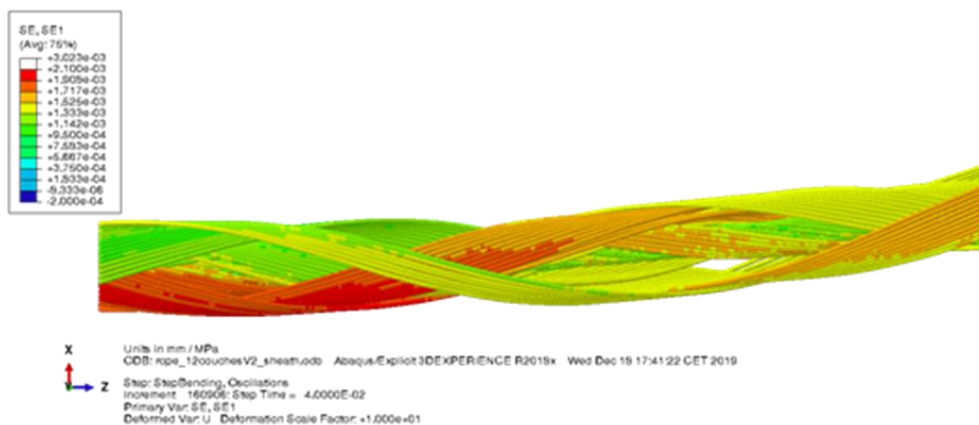
Le travail de thèse présenté dans les chapitres suivants a deux objectifs : la quantification du risque de rupture des fils dans un câble en condition usuelle de service et en condition dégradée (intrusion d'eau de mer), et la compréhension des phénomènes ayant une influence sur ce risque. Pour cela, l'outil principal sera la réalisation d'essais de fretting-fatigue dans différentes conditions environnementales et sous différents chargements. Combiné à un modèle numérique, ceci permettra la création d'un modèle quantitatif du risque de rupture.

Chapitre 2 :

Calcul des chargements sur les fils dans un câble

Le chapitre 2 a pour objectif de calculer les chargements sur les fils du câble à partir des caractéristiques du matériau, de la géométrie du câble et des chargements globaux. Ces chargements seront ensuite appliqués lors des essais de fretting-fatigue avec deux fils en contact.

Dans un premier temps, quelques éléments de théorie des poutres appliqués au câble seront introduits, qui seront utiles pour la compréhension des parties suivantes. Ensuite, un modèle analytique du câble sous chargement de tension simple sera présenté. Cela permettra d'appréhender le comportement mécanique du câble et d'avoir un modèle de référence. Mais en service, le câble est aussi soumis à de la flexion, et dans ce cas les modèles analytiques se complexifient et leurs hypothèses ne sont pas forcément vérifiées. Pour analyser l'effet de la flexion, nous avons développé un modèle numérique du câble, présenté dans une troisième partie.



Simulation d'un câble sous tension + flexion

Table des matières

1. Éléments de théorie des poutres appliquée au câble.	59
1.1. Géométrie du fil et chargements	59
1.2. Cinématique d'une poutre	59
1.3. Efforts de membrane et moments de la poutre	60
1.4. Contraintes généralisées	61
2. Modèle analytique d'un câble sous chargement de tension	61
2.1. Contraintes axiales	62
2.1.1. Calcul des contraintes axiales de membrane	62
2.1.2. Contraintes axiales de flexion	64
2.2. Forces de contact	65
2.2.1. Contact linéique.....	65
2.2.2. Contact treillis.....	66
3. Modèle numérique du câble.....	68
3.1. Géométrie, paramètres du modèle et chargements.....	68
3.2. Chargement en tension	69
3.2.1. Contraintes axiales de membrane dans les fils.....	70
3.2.2. Autres contraintes dans les fils	70
3.2.3. Forces de contact.....	71
3.3. Chargement en flexion	75
3.3.1. Contraintes axiales dans les fils	76
3.3.2. Forces de contact et déplacements relatifs.....	79
Conclusion	84

1. Éléments de théorie des poutres appliquée au câble.

Nous allons aborder quelques éléments de la théorie des poutres, en nous appuyant sur des supports de cours [17,30]. L'objectif est de bien définir les concepts utilisés par la suite.

1.1. Géométrie du fil et chargements

La géométrie d'un fil dans un câble est définie par une courbe génératrice (\mathcal{C}) (qui, dans le cas d'un câble droit, a une forme d'hélice) et une section (ici, un disque de rayon R constant). Considérons un morceau de fil de longueur l , représenté Figure 2-1. Il est soumis à des efforts internes à ses extrémités, exercés par les morceaux de fils voisins. Il est aussi soumis à des forces de contact, exercées par les autres fils. L'effet volumique de la gravité est négligeable.

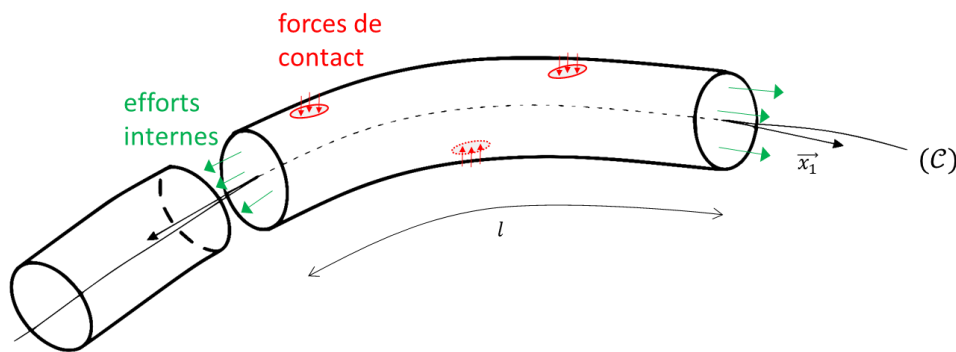


Figure 2-1 : efforts sur un fil dans un câble (adapté de [30])

La longueur du fil et son rayon de courbure sont grands par rapport au diamètre de la section, ce qui encourage à utiliser la théorie des poutres. Cependant, la distance entre les contacts est faible par rapport au diamètre de section (seulement un facteur 2), ce qui peut remettre en cause la pertinence d'appliquer la théorie des poutres. Mais comme les contacts sont très nombreux et distribués régulièrement, il est raisonnable de considérer que leur seul effet est d'agir sur la cinématique du fil, qui elle est bien prise en compte par ce modèle.

Les champs de contraintes sous les contacts ne peuvent pas être modélisés avec une description « poutres », mais c'est finalement une conséquence utile. En effet, les *contraintes généralisées* calculées dans les sections à partir de la déformation et de la rotation de la ligne moyenne correspondent alors directement aux chargements « de fatigue » à appliquer lors des essais de fretting-fatigue. Ceci permet de découpler le chargement « de fatigue » (contraintes généralisées) du chargement « de fretting » (forces de contact). Pour l'application de critères de fatigue multiaxiale, la connaissance du champ de contraintes réel sous le contact sera nécessaire. Cet aspect sera traité dans le chapitre 4.

1.2. Cinématique d'une poutre

En chaque point A de la ligne moyenne, un repère local orthonormé $(A, \vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ est défini, avec \vec{x}_1 tangent à la ligne moyenne, et donc \vec{x}_2, \vec{x}_3 dans le plan de la section S . Ce repère est représenté Figure 2-2. x_1 est l'abscisse curviligne le long de la ligne moyenne et x_2, x_3 sont les coordonnées suivant \vec{x}_2, \vec{x}_3 .

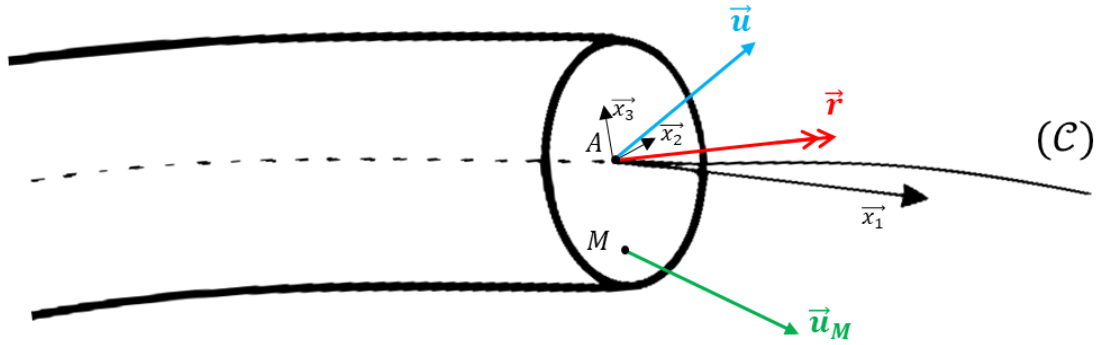


Figure 2-2 : grandeurs cinématiques dans une poutre (adapté de [30])

En considérant que la section a un mouvement de corps rigide (c'est-à-dire que les forces de contact ne la déforment pas), alors le déplacement d'un point $M(x_1, x_2, x_3)$ de la section est complètement déterminé par les vecteurs déplacement $\vec{u}(x_1) = u_1 \cdot \vec{x}_1 + u_2 \cdot \vec{x}_2 + u_3 \cdot \vec{x}_3$ et rotation $\vec{r}(x_1) = r_1 \cdot \vec{x}_1 + r_2 \cdot \vec{x}_2 + r_3 \cdot \vec{x}_3$ du point A , selon :

$$\vec{u}_M = \vec{u}(x_1) + \overline{MA} \wedge \vec{r}(x_1) \quad (2-1)$$

Le champ de déformations dans la section peut être dérivé de ce champ de déplacement :

$$\bar{\bar{\epsilon}}_M(x_1, x_2, x_3) = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} = u'_1 + r'_2 \cdot x_3 - r'_3 \cdot x_2 & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ \epsilon_{12} = \frac{1}{2}(u'_2 - r'_1 \cdot x_3 - r_3) & 0 & 0 \\ \epsilon_{13} = \frac{1}{2}(u'_3 + r'_1 \cdot x_2 + r_2) & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

où, pour tout X , « X' » est une notation pour $\frac{\partial X}{\partial x_1}$.

Enfin, le champ de contraintes peut être obtenu à partir de ce champ de déformations et des propriétés du matériau :

$$\bar{\bar{\sigma}}_M(x_1, x_2, x_3) = \begin{pmatrix} \sigma_{11} = E \cdot \epsilon_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{12} = 2G \cdot \epsilon_{12} & 0 & 0 \\ \sigma_{13} = 2G \cdot \epsilon_{13} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2-3)$$

où E est le module d'élasticité et G le module de cisaillement.

Chaque fil est ainsi théoriquement soumis à une combinaison de tension, efforts tranchants, torsion et flexion, qui génère un champ de contraintes à trois composantes : $\sigma_{11}, \sigma_{12}, \sigma_{13}$.

1.3. Efforts de membrane et moments de la poutre

Les *efforts de membrane* et les *moments* sont définis le long de la ligne moyenne comme les intégrales sur la section des contraintes et des moments des contraintes par rapport au centre de gravité A . Ils permettent de passer d'une description 3D des chargements sur la poutre à une description unidimensionnelle. Ils peuvent être calculés analytiquement ou numériquement à partir des équations (2-4) :

- Effort de tension (normal à \vec{x}_1) :
$$T(x_1) = \int_S \sigma_{11} dS = ESu'_1(x_1)$$
- Effort tranchant suivant \vec{x}_2 :
$$V_2(x_1) = \int_S \sigma_{12} dS = GS(u'_2(x_1) - r_3(x_1))$$
- Effort tranchant suivant \vec{x}_3 :
$$V_3(x_1) = \int_S \sigma_{13} dS = GS(u'_3(x_1) + r_2(x_1)) \quad (2-4)$$
- Moment de torsion :
$$M_t(x_1) = \int_S (x_2\sigma_{13} - x_3\sigma_{12}) dS = 2GIr'_1(x_1)$$
- Moment de flexion suivant \vec{x}_2 :
$$M_{f2}(x_1) = \int_S x_3\sigma_{11} dS = Elr'_2(x_1)$$
- Moment de flexion suivant \vec{x}_3 :
$$M_{f3}(x_1) = \int_S -x_2\sigma_{11} dS = Elr'_3(x_1)$$

où I est le moment quadratique de la section, valant donc $I = \frac{\pi R^4}{4}$:

1.4. Contraintes généralisées

À partir des équations (2-3) et (2-4), les contraintes dans la section du fil, sont séparées en contraintes généralisées *de membrane* (liées aux efforts) et *de flexion* (liées aux moments).

Les contraintes σ_{11} , σ_{12} , σ_{13} s'expriment donc ainsi :

$$\sigma_{11}(x_1, x_2, x_3) = \underbrace{\frac{T(x_1)}{S}}_{\sigma_{11}^m} + \underbrace{\frac{M_{f2}}{I} \cdot x_3 - \frac{M_{f3}}{I} \cdot x_2}_{\sigma_{11}^f} \quad (2-5)$$

$$\sigma_{12}(x_1, x_2, x_3) = \underbrace{\frac{V_2(x_1)}{S}}_{\sigma_{12}^m} - \underbrace{\frac{M_t}{2I} \cdot r}_{\sigma_{12}^f} \quad (2-6)$$

$$\sigma_{13}(x_1, x_2, x_3) = \underbrace{\frac{V_3(x_1)}{S}}_{\sigma_{13}^m} + \underbrace{\frac{M_t}{2I} \cdot r}_{\sigma_{13}^f} \quad (2-7)$$

où r est la position radiale du point $M(x_1, x_2, x_3)$, soit $r = \sqrt{(x_2)^2 + (x_3)^2}$.

Ainsi, l'état de contrainte en tout point M du fil est connu.

2. Modèle analytique d'un câble sous chargement de tension

Le modèle analytique développé ici s'applique théoriquement pour des câbles de géométrie quelconque. Mais pour l'exemple, nous utiliserons un câble prévu pour une ligne tendue, constitué de 371 fils organisés en 12 couches (dont le fil central). Le sens des hélices change à chaque couche. Les

angles de toronnage et le nombre de fils par couche ne sont pas renseignés ici. Les fils sont de diamètre 5.03 mm, sauf le fil central, de diamètre 3.30 mm. Le module d'élasticité de l'acier des fils est de $E = 210\ 000$ MPa, son module de cisaillement de $G = 80\ 000$ MPa.

Le câble est droit. Une force de tension statique $T_{câble}$ est exercée dans son axe. Cette force est égale à 18% de la charge de rupture minimale, ce qui correspond à la limite haute des chargements imposés.

2.1. Contraintes axiales

Chaque fil est théoriquement soumis à une combinaison de tension, efforts tranchants, torsion et flexion, qui génère un champ de contraintes à trois composantes : $\sigma_{11}, \sigma_{12}, \sigma_{13}$. Toutefois, Cardou et Jolicoeur [16] indiquent que la tension est de loin le chargement le plus important, et que de nombreux modèles négligent les autres efforts. L'état de contraintes dans un fil peut alors être approximé sous la forme :

$$\bar{\sigma}_M(x_1, x_2, x_3) \simeq \begin{pmatrix} \sigma_{11} = \sigma_{11}^m = T(x_1)/S & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2-8)$$

Dans ce modèle analytique, nous allons donc uniquement calculer la contrainte axiale de membrane σ_{11}^m (« axiale » signifiant « dans l'axe du fil »), liée aux forces de tension T_i dans les fils. Dans la partie sur le modèle numérique, nous pourrons vérifier que cette approximation est valide. Nous aurons alors besoin de quelques notions liées à la contrainte axiale de flexion, qui sont expliquées ici.

2.1.1. Calcul des contraintes axiales de membrane

La Figure 2-3 présente la situation avec un seul fil. Les notations employées sont les mêmes que dans le chapitre 1.

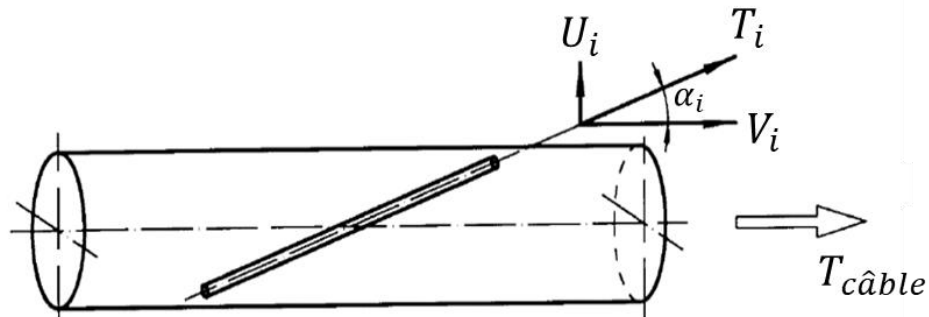


Figure 2-3 : tension dans un fil du câble (adapté de [82])

La situation est complètement équivalente tout le long du câble, et pour tous les fils d'une même couche. Ainsi, suivant la première loi de Newton et en projetant la somme des forces dans les fils de tout le câble suivant l'axe du câble nous avons :

$$T_{câble} = \sum_{i=1}^n N_i \cdot V_i \quad (2-9)$$

où n est le nombre total de couches, N_i est le nombre de fils de la couche i et V_i la projection suivant l'axe du câble de la force dans un fil de la couche i .

V_i est exprimée ainsi :

$$V_i = T_i \cdot \cos \alpha_i \quad (2-10)$$

où T_i est la tension dans un fil de la couche i et α_i son angle de toronnage.

En considérant que l'effet de Poisson est négligeable, alors :

$$T_i = E \cdot A_i \cdot \varepsilon_i \quad (2-11)$$

où E est le module d'élasticité de l'acier, A_i la section axiale du fil et ε_i la déformation axiale.

Costello [21] montre que, en négligeant la variation de l'angle de toronnage suite à la tension, ainsi que l'interpénétration entre les fils et l'effet de Poisson, alors la déformation dans un fil vaut :

$$\varepsilon_i = \cos^2 \alpha_i \cdot \varepsilon_{câble} \quad (2-12)$$

où $\varepsilon_{câble}$ est la déformation globale du câble dans son axe.

En combinant les équations (2-11) et (2-12), on obtient :

$$T_i = E \cdot A_i \cdot \cos^2 \alpha_i \cdot \varepsilon_{câble} \quad (2-13)$$

Et en combinant les équations (2-9), (2-10) et (2-13) :

$$T_{câble} = E \cdot \left(\sum_{i=1}^n N_i \cdot A_i \cdot \cos^3 \alpha_i \right) \cdot \varepsilon_{câble} \quad (2-14)$$

Et enfin, en combinant (2-13) et (2-14) :

$$T_i = A_i \cdot \cos^2 \alpha_i \cdot \left(\frac{T_{câble}}{\sum_{j=1}^n N_j \cdot A_j \cdot \cos^3 \alpha_j} \right) \quad (2-15)$$

Une expression analytique de la tension dans les fils a ainsi été obtenue. Elle est relativement simple, mais repose sur l'approximation des petites déformations. Notons qu'il y a une relation proportionnelle entre la tension appliquée au câble et la tension dans les fils. Les contraintes générées par cette tension, sont distribuées uniformément dans la section du fil, comme représenté dans la Figure 2-4, et sont exprimées par :

$$\sigma_{11}^m = \frac{T_i}{A_i} \quad (2-16)$$

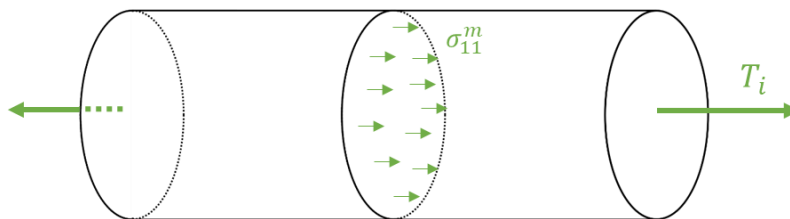


Figure 2-4 : contraintes de membrane dans un fil sous tension

Pour le câble exemple, avec une tension de 18% de la charge de rupture minimale, ces contraintes sont comprises entre 305 MPa et 320 MPa. Elles sont représentées Figure 2-5. La charge est bien répartie dans les différentes couches du câble.

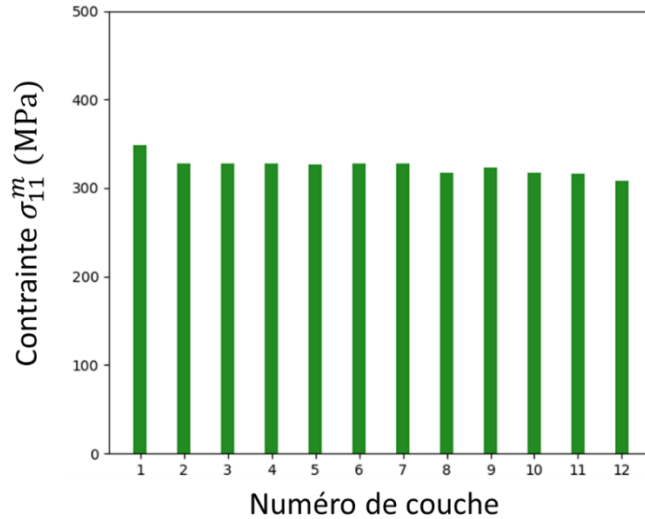


Figure 2-5 : contraintes axiales de membrane dans les fils, calcul analytique, tension simple

2.1.2. Contraintes axiales de flexion

Les moments de flexion dans les fils engendrent des contraintes axiales de flexion σ_{11}^f . Pour les étudier, il est utile de définir plus précisément le repère mouvant $(A, \vec{x}_2, \vec{x}_3)$ de chaque fil. Dans le paragraphe 1.2, le fait que le plan défini par ce repère coïncide avec la section suffit. Mais pour la suite, nous définissons \vec{x}_2, \vec{x}_3 pour qu'ils correspondent respectivement au vecteur normal et au vecteur binormal du repère de Frenet associé à la courbe (C) . \vec{x}_2 est donc un vecteur normal à la surface du cylindre défini par l'axe central du câble et le rayon R_i de la couche, et \vec{x}_3 est défini par $\vec{x}_3 = \vec{x}_1 \wedge \vec{x}_2$. La Figure 2-6 présente ces vecteurs pour un fil en hélice.

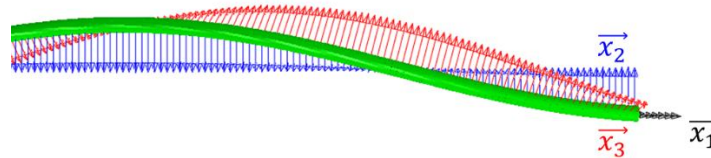


Figure 2-6 : repère de Frenet dans une hélice

Sous l'effet de la tension, le câble a tendance à s'allonger, ce qui fait varier l'angle d'armage ; et à se contracter, du fait de l'écrasement des fils aux contacts. Pour un fil de la couche i , cela engendre un moment $M_{f3,i}$, lié à la variation de courbure Δk_i de son hélice. Le fait que les fils reposent sur des points de contacts va aussi modifier leur géométrie : leur ligne moyenne en hélice va tendre vers une ligne polygonale, avec donc des variations de courbures importantes. Ces effets sont difficiles à modéliser analytiquement. Nous pouvons cependant noter que les contraintes axiales de flexion suivent l'équation suivante, représentée Figure 2-7, et sont donc maximales à la surface du fil.

$$\sigma_{11}^f = -\frac{M_{f3}}{I} \cdot x_2 \tag{2-17}$$

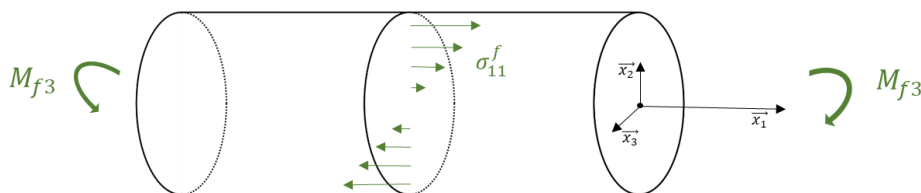


Figure 2-7 : contraintes axiales de flexion

2.2. Forces de contact

2.2.1. Contact linéique

Entre les fils d'une même couche, il y a potentiellement du contact linéique. Toutefois, comme expliqué dans le chapitre 1 paragraphe 1.2.2, ce *contact latéral* induit des efforts faibles qui ne sont pas critiques pour l'endommagement en fretting-fatigue dans le câble.

Entre le fil central et les fils de la deuxième couche, il y a également du contact linéique. Ce contact n'est pas critique non plus, mais son étude fera une bonne introduction au contact « treillis » entre les fils des différentes couches. La Figure 2-8 représente ce contact. Aux extrémités, les fils sont fixés entre eux. Quand une tension est appliquée, le rayon de l'hélice tend à diminuer, mais en est empêché par le fil central. En première approximation, la section du fil ne change pas (effet de Poisson et déformation de contact négligeables). Une force linéique de contact apparaît donc.

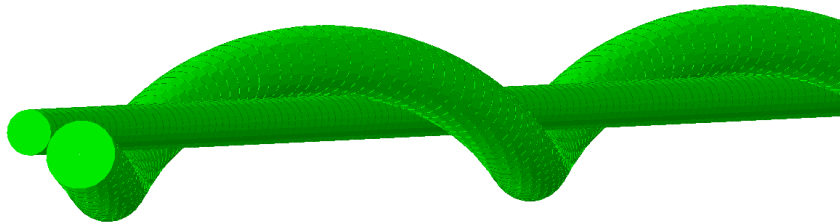


Figure 2-8 : contact linéique entre le fil central et un fil de la 2^e couche

Considérons un élément du fil en hélice de longueur Δl assez petite pour que le problème puisse être approximé à un problème en deux dimensions. La situation est présentée Figure 2-9. ρ est le rayon de courbure, \vec{p}' est la force de contact linéique exercée dans la direction normale, \vec{T}_g et \vec{T}_d sont les forces de tension exercées par les éléments voisins, de norme T .

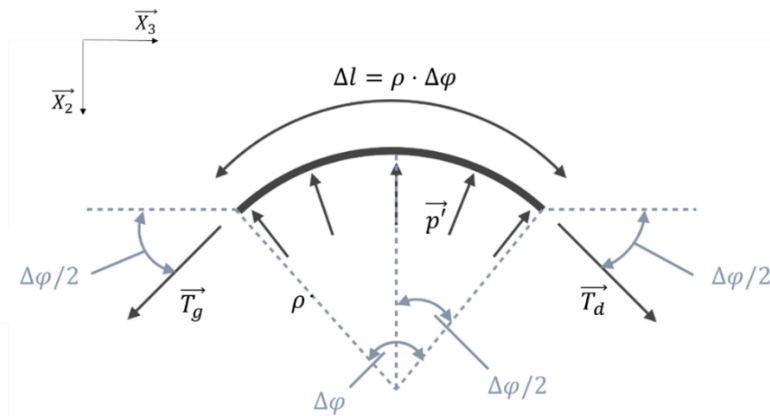


Figure 2-9 : forces sur un élément de fil en contact linéique (adapté de [13])

L'équilibre des forces sur cet élément s'écrit :

$$\int_{x_1=-\Delta l/2}^{\Delta l/2} \vec{p}' \cdot dl + \vec{T}_g + \vec{T}_d = \vec{0} \quad (2-18)$$

En projetant cet équilibre suivant \vec{x}_2 , et en calculant l'intégrale, l'équation suivante est obtenue :

$$p' = \frac{T}{\rho} \quad (2-19)$$

La force de contact linéique ne dépend que du rayon de courbure (défini comme l'inverse de la courbure, soit $\rho = 1/\kappa$) et de la tension dans les fils.

2.2.2. Contact treillis

Entre les fils des couches supérieures, le contact est distribué sur un treillis de contacts ponctuels. Pour calculer les forces de contact en ces points, il est utile de d'abord considérer un modèle simplifié où seules les couches sont représentées. La Figure 2-10 présente ce modèle pour un câble à $n = 4$ couches.

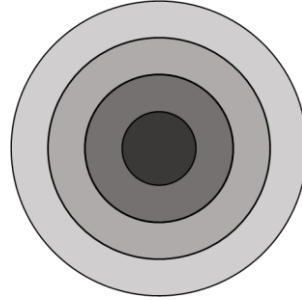


Figure 2-10 : modèle simplifié de câble à 4 couches

Pour calculer la « force totale » exercée par la couche externe n sur la couche inférieure $n - 1$, il suffit de sommer les forces de contact exercées par les fils de la couche externe. La situation est exactement la même que dans le paragraphe 2.2.1. Notons que la notion de « force totale » est un artifice de calcul, qui a la dimension d'une force, mais n'est pas définie par un vecteur. Il s'agit plutôt d'une intégrale de norme de pression sur une surface.

La force de contact exercée par un fil de la couche externe sur une distance \mathcal{L} le long du fil est :

$$F_{surface} = p' \cdot \mathcal{L} = T_n \cdot \kappa_n \cdot \mathcal{L} \quad (2-20)$$

Pour la suite, il sera plus pratique d'utiliser la distance L mesurée le long de l'axe du câble, avec $L = \mathcal{L} \cdot \cos \alpha_n$ (où α_n est l'angle de toronnage de la couche n). L'équation (2-20) peut alors s'écrire :

$$F_{surface} = T_n \cdot \kappa_n \cdot \frac{L}{\cos \alpha_n} \quad (2-21)$$

Pour obtenir la force de contact exercée par les fils de la couche externe sur la couche inférieure, il suffit alors de multiplier par le nombre N_n de fils de la couche externe :

$$F_{n \rightarrow n-1} = N_n \cdot T_n \cdot \kappa_n \cdot \frac{L}{\cos \alpha_n} \quad (2-22)$$

Cette force est entièrement due à la tension dans les fils de la couche n .

Pour calculer la force $F_{tot, n-1 \rightarrow n-2}$ exercée par la couche $n - 1$ sur la couche inférieure $n - 2$, il faut prendre en compte la force $F_{n-1 \rightarrow n-2}$ due à la tension dans les fils de la couche $n - 1$, mais également la force transmise par la couche n . Les forces se transmettent ainsi jusqu'au fil central :

$$\begin{aligned} F_{tot, n \rightarrow n-1} &= F_{n \rightarrow n-1} \\ F_{tot, n-1 \rightarrow n-2} &= F_{tot, n \rightarrow n-1} + F_{n-1 \rightarrow n-2} = F_{n \rightarrow n-1} + F_{n-1 \rightarrow n-2} \\ &\dots \\ F_{tot, n-j \rightarrow n-j-1} &= \sum_{k=0}^j F_{n-k \rightarrow n-k-1} \end{aligned} \quad (2-23)$$

En posant $i = n - j$, la force totale de contact à l'interface entre les couches i et $i - 1$ est :

$$F_{tot,i \rightarrow i-1} = \sum_{k=0}^{n-i} F_{n-k \rightarrow n-k-1} = \sum_{k=0}^{n-i} N_{n-k} \cdot T_{n-k} \cdot \kappa_{n-k} \cdot \frac{L}{\cos \alpha_{n-k}} \quad (2-24)$$

En considérant que la force totale est répartie de manière égale sur tous les points de contact, il suffit de diviser cette force par le nombre de points de contact sur une distance L .

Papailiou [82] indique que le nombre de points de contact entre un fil de la couche i et tous les fils de la couche $i - 1$ sur une distance l_i peut être calculé avec la formule suivante :

$$b_i = N_{i-1} \cdot \left(\frac{l_i}{l_{i-1}} - \epsilon_i \cdot \epsilon_{i-1} \right) \quad (2-25)$$

où l_j est le pas de l'hélice de la couche j et ϵ_j la direction de rotation.

Le nombre total de points de contact à l'interface $i \leftrightarrow i - 1$ est donc :

$$D_i = \frac{L}{l_i} \cdot N_i \cdot N_{i-1} \cdot \left(\frac{l_i}{l_{i-1}} - \epsilon_i \cdot \epsilon_{i-1} \right) \quad (2-26)$$

Ainsi, la force de contact ponctuelle à chaque point de contact de l'interface $i \leftrightarrow i - 1$ est :

$$F_{ponctuelle,i \rightarrow i-1} = \frac{F_{tot,i \rightarrow i-1}}{D_i} = \frac{l_i}{N_i \cdot N_{i-1} \cdot \left(\frac{l_i}{l_{i-1}} - \epsilon_i \cdot \epsilon_{i-1} \right)} \cdot \sum_{k=0}^{n-i} N_{n-k} \cdot T_{n-k} \cdot \kappa_{n-k} \cdot \frac{1}{\cos \alpha_{n-k}} \quad (2-27)$$

Pour une expression exacte, il faudrait théoriquement considérer les pas d'hélice, les angles de toronnage et les courbures après déformation due à la tension. Mais utiliser les valeurs initiales est une approximation satisfaisante.

La Figure 2-11 présente les forces normales de contact (ponctuelles) aux interfaces entre les couches pour le câble complet avec le chargement considéré.

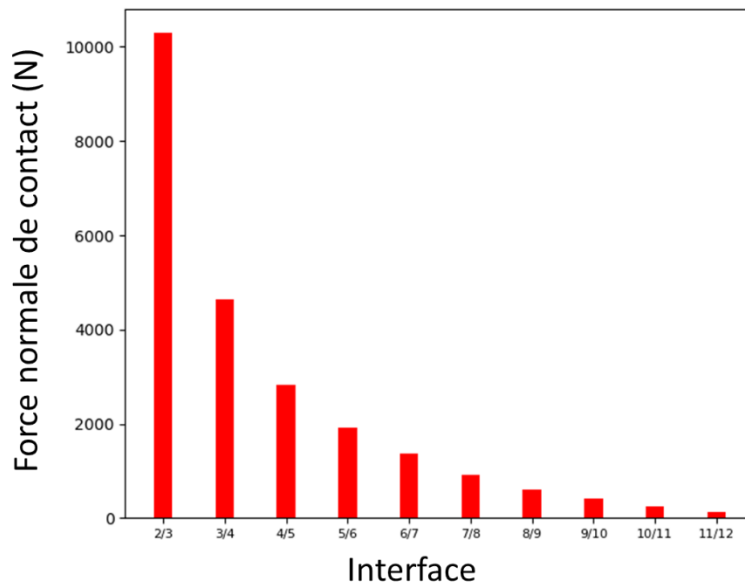


Figure 2-11 : forces normales de contact aux interfaces du câble, calcul analytique, tension simple

Dans le cas de la tension simple, les forces de contact tangentielles sont nulles.

3. Modèle numérique du câble

Afin de pouvoir étudier la flexion du câble, un modèle numérique éléments finis s'impose. Dans un morceau de câble de longueur 1.50 m comme modélisé ici, il y a plus de 50 000 contacts ponctuels. Au vu du coût numérique de la résolution des contacts, il serait impossible d'utiliser des éléments solides, nous avons ici choisi d'utiliser des éléments poutres. Le solveur ABAQUS/Explicit est utilisé. La longueur modélisée est un compromis entre coût numérique (temps et espace mémoire) et minimisation des effets de bords non physiques.

3.1. Géométrie, paramètres du modèle et chargements

La géométrie du modèle s'appuie sur la description analytique des hélices. Un script Python écrit un fichier décrivant la géométrie complète du câble, fichier qui sera ensuite inséré dans le fichier *.inp* pour lancer la simulation Abaqus. Il prend comme données d'entrée la longueur du câble $L = 1500$ mm, et pour chaque couche i , le rayon des fils R_i , le pas d'hélice l_i , l'orientation de l'hélice ϵ_i , le nombre de fils de la couche N_i , et la position angulaire initiale d'un des fils $\theta_{s0,i}$. Les fils sont modélisés avec des éléments poutres linéaires B31, dont le nombre par fil est renseigné. Le modèle complet comprend aussi la gaine, modélisée avec des éléments solides C3D8R. Cette dernière a une influence significative sur la raideur en flexion du câble, ce qui justifie sa prise en compte dans le modèle. Son épaisseur ainsi que le nombre d'éléments dans la circonférence, la longueur et la profondeur sont renseignés. Les modules d'élasticité et de cisaillement de l'acier et du PEHD sont attribués respectivement aux fils et à la gaine.

L'interaction de contact est laissée au défaut : « hard contact » avec une formulation en pénalité déterminée automatiquement. Pour le contact interfil, une loi de Coulomb est implémentée avec un coefficient de frottement $\mu_1 = 0.9$, tiré des essais expérimentaux. La gaine est extrudée à chaud sur le câble. Nous avons peu d'informations sur le comportement en friction réel entre ces deux composants, mais quelques tests ont montré que le coefficient de frottement entre les fils et la gaine avait peu influence sur le comportement du câble. Pour le contact entre les fils et la gaine, le coefficient est fixé à $\mu_2 = 0.1$.

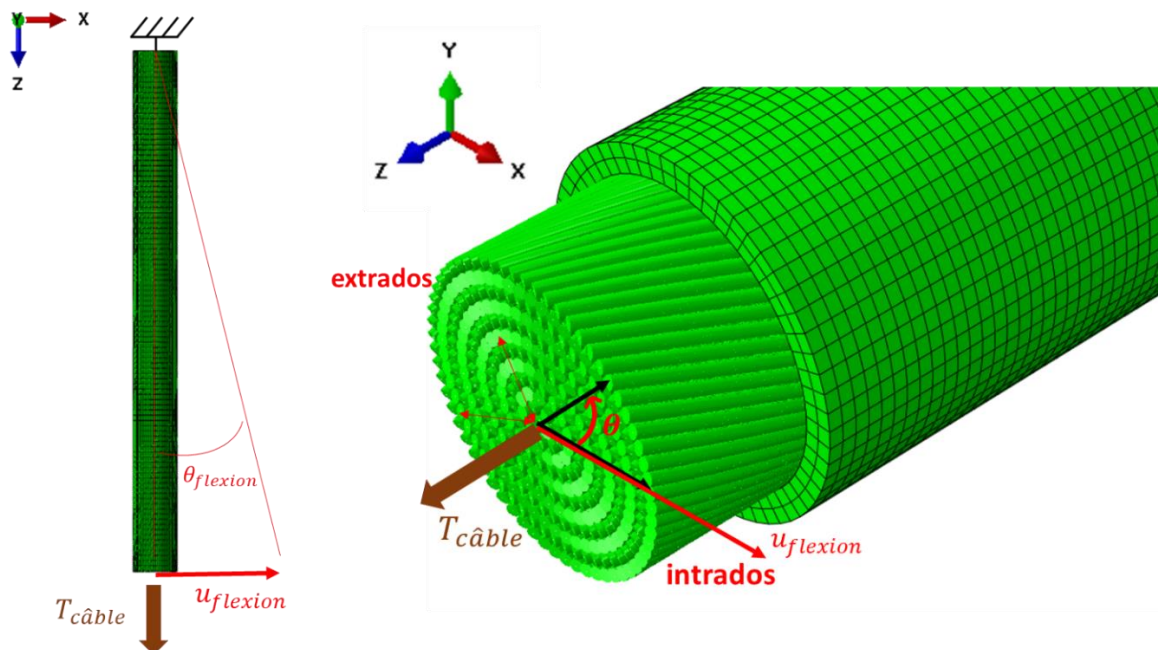


Figure 2-12 : modèle Abaqus du câble et chargements

Aux sections extrêmes du câble, les extrémités de chaque fil et de la gaine sont reliées par une relation cinématique à l'extrémité du fil central, permettant d'éviter que le câble se défasse. Idéalement, cette relation cinématique représenterait l'effet de l'embout d'un côté, et l'effet du reste du câble de l'autre, mais ici, nous avons choisi une relation plus simple : garder les sections planes et indéformables. Du côté de l'embout ($z = 0$), cela se justifie, car la résine limite fortement le déplacement des fils. Du côté libre, cette condition ne correspond pas bien à la réalité, mais elle a l'avantage de la simplicité. La longueur du morceau de câble modélisé est un compromis entre minimisation du temps de calcul et minimisation des effets de bord non-physiques.

Un chargement de tension combinée à de la flexion libre est appliqué au câble. Le nœud au niveau de l'embout est encastré, ce qui fixe donc toute la section du câble. Les chargements sont appliqués sur le nœud à l'autre extrémité du fil central. Tout d'abord, la gaine subit une contraction thermique. Le coefficient d'expansion thermique est celui du PEHD ($10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$), et la variation de température correspond à celle du processus de pose de la gaine (200°C). Cette étape induit peu de contraintes ou de forces de contact dans le câble, mais permet de solidariser les fils et la gaine. Dans une seconde étape, une tension est appliquée à l'extrémité libre du câble. Pour éviter les vibrations du câble dues à des effets dynamiques, les degrés de liberté autres que le déplacement dans la direction z sont contraints pour tout le fil central durant l'étape de tension. Enfin, un déplacement latéral $u_{flexion}$ de l'extrémité libre est imposé dans la direction x , tout en empêchant la rotation du câble. La valeur de la tension est maintenue, et sa direction suit la flexion. La Figure 2-12 présente une synthèse de ces chargements.

Le solveur ABAQUS/Explicit est utilisé, car le nombre très élevé de contacts rend la convergence avec ABAQUS/Standard impossible. Même si l'analyse recherchée est quasi-statique, une valeur de densité est donc nécessaire pour les matériaux, et nous avons renseigné des valeurs cohérentes pour l'acier et le polymère.

3.2. Chargement en tension

La tension appliquée correspond à 18% de la valeur minimale de rupture du câble garantie par le constructeur. La Figure 2-13 présente l'application progressive de cette force de tension pendant l'étape de tension, entre $t = 0.3 \text{ s}$ et $t = 0.6 \text{ s}$. Cette progressivité permet de limiter l'accélération, donc les effets dynamiques inhérents au calcul explicite.

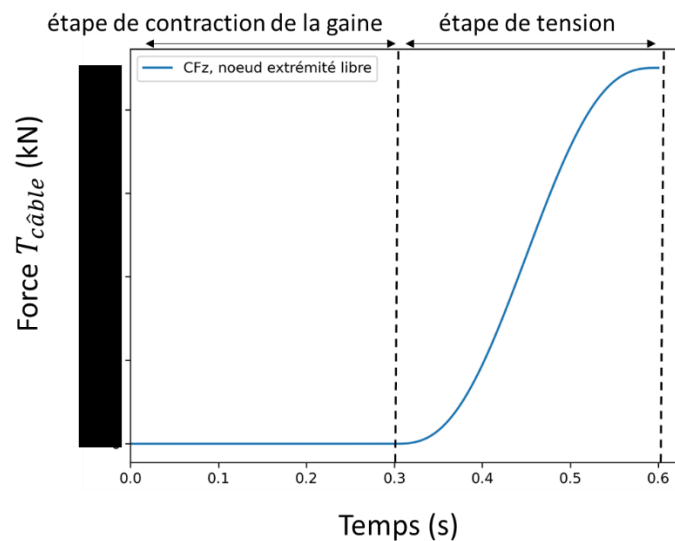


Figure 2-13 : force de tension appliquée sur le câble pendant l'étape de tension

3.2.1. Contraintes axiales de membrane dans les fils

La Figure 2-14.a présente les contraintes axiales de membrane σ_{11}^m , calculées numériquement, dans les fils des différentes couches le long de l'axe du câble. Ces contraintes sont ensuite moyennées sur toute la longueur des fils puis et entre tous les fils d'une même couche. La Figure 2-14.b présente ces moyennes, et les compare aux résultats analytiques. Les barres d'erreur représentent une déviation standard. Les résultats analytiques et numériques sont très proches, et la dispersion est assez faible.

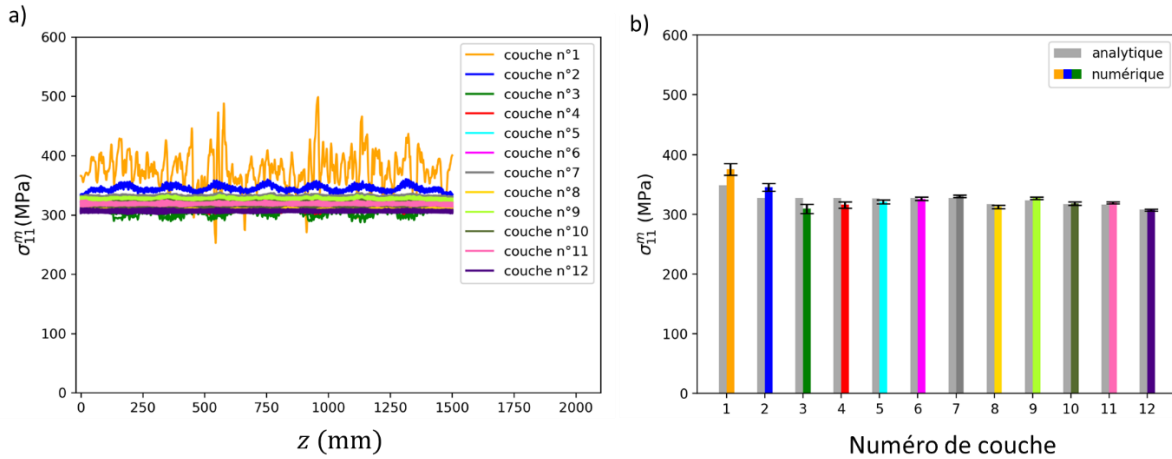


Figure 2-14 : a) contraintes de membranes et b) moyenne des contraintes de membrane dans les fils le long du câble, tension simple

3.2.2. Autres contraintes dans les fils

Le modèle numérique nous permet de vérifier s'il est possible de négliger les autres termes de contraintes dans les fils, dus aux forces tranchantes et moments de flexion et torsion.

3.2.2.1 Contraintes axiales de flexion

La Figure 2-15.a montre les contraintes σ_{11}^f en surface des fils, le long de l'axe du câble. La Figure 2-15.b montre les maximums de ces contraintes pour chaque couche. Ces contraintes sont importantes, et varient très fortement dans l'espace. À première vue, il semble dangereux de les négliger.

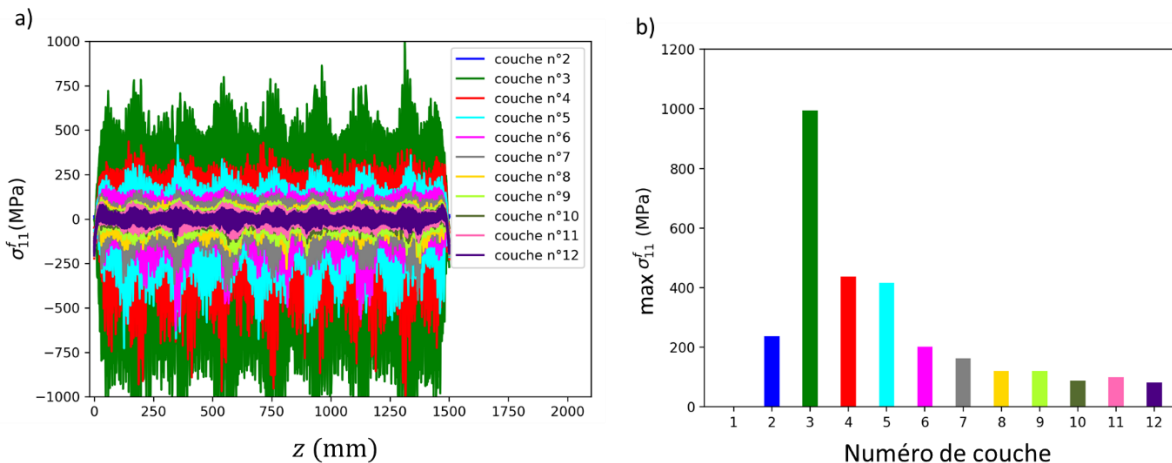


Figure 2-15 : a) contraintes de flexion dans les fils le long du câble, b) maximums des contraintes de flexion, tension simple

Afin de mieux comprendre l'origine de ces variations de contrainte, nous allons les observer de plus près. La Figure 2-16.a présente les contraintes σ_{11}^f dans un fil de la couche n°3. Les positions (calculées analytiquement) des contacts avec les fils de la couche n°2 y sont aussi renseignées. Le point rouge de la Figure 2-16.b montre la position choisie pour le tracé de la contrainte de flexion : $(x_2, x_3) = (r, 0)$. En effet, comme indiqué dans le paragraphe 1.4, les contraintes de flexion varient dans la section d'un fil. Les positions des points de contact du fil avec les fils de la couche n°2 sont calculées à partir des données de la géométrie du câble.

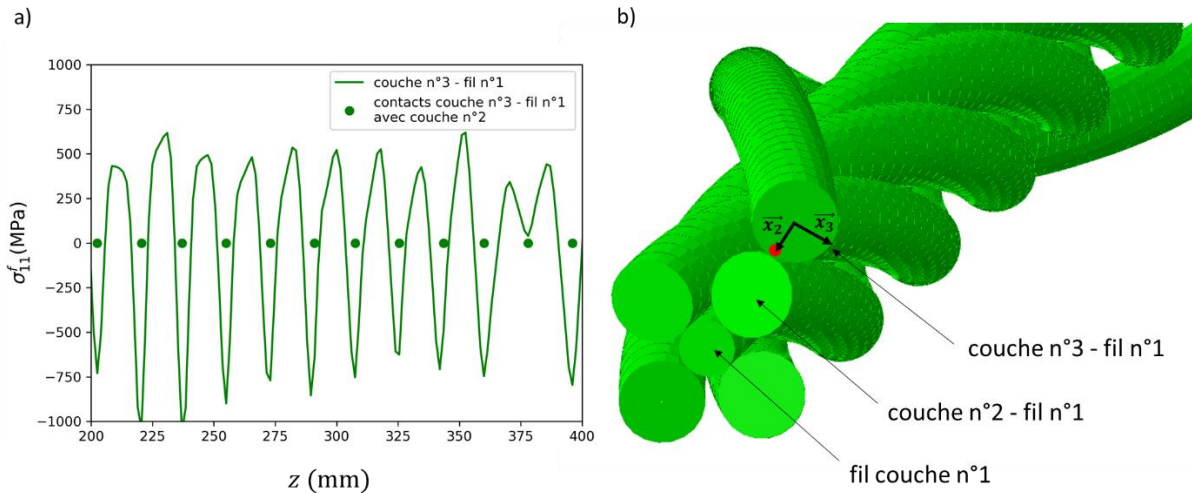


Figure 2-16 : contraintes de flexion dans un fil de la couche n°3, tension simple

La contrainte de flexion varie périodiquement, atteignant un maximum de compression au niveau des contacts avec les fils de la couche inférieure, et un maximum de tension entre ces contacts. Il s'agit là de l'effet de « polygonisation » du fil évoqué précédemment, dans le chapitre 1, paragraphe 1.1. Il semble compliqué d'exploiter ces résultats pour le calcul du risque de rupture, au vu de leur caractère très local et de la taille des éléments. Il ne sera pas possible de prendre en compte cet effet. Cependant, on peut noter qu'il a tendance à diminuer le risque de rupture, car il induit une compression au niveau des contacts. Ne pas le prendre en compte est donc une hypothèse conservative.

3.2.2.2 Cisaillements

Les cisaillements σ_{12} et σ_{13} seraient complexes à implémenter expérimentalement. Nous pouvons cependant vérifier sur la simulation numérique s'ils risquent d'apporter de l'incertitude. Les termes σ_{13}^m , σ_{12}^f , σ_{13}^f ont des valeurs très faibles, inférieures à la dizaine de MPa. Ils sont bien négligeables. Le terme σ_{12}^m a des valeurs plus élevées, qui atteignent la centaine de MPa pour les couches internes, mais sont beaucoup plus faibles dans les couches externes. Il a un comportement similaire à celui de σ_{11}^f , c'est donc l'effet de polygonisation qui induit ces contraintes. Nous le négligerons également.

3.2.3. Forces de contact

Après simulation, Abaqus renvoie en chaque nœud un vecteur CNORMF correspondant à une force normale de contact. Si le contact a lieu entre deux nœuds, Abaqus répartit la valeur entre les nœuds. La Figure 2-17 montre la norme de ce vecteur CNORMF pour chaque nœud d'un fil de la couche n°3. Nous voyons que les valeurs sont très dispersées, rendant l'interprétation difficile. La comparaison des forces de contact entre fils issues de la simulation avec les valeurs analytiques nécessite un post traitement en plusieurs étapes.

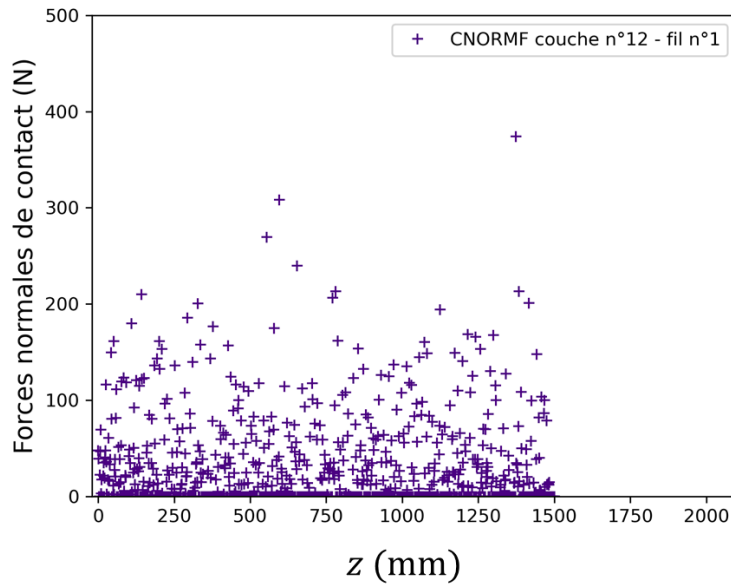


Figure 2-17 : normes de CNORMF dans un fil de la couche n°12, tension simple

La première étape consiste à appliquer une moyenne glissante temporelle en chaque nœud du modèle, créant ainsi un nouveau vecteur CNORMF_SMOOTH. En effet, ABAQUS/Explicit utilisant une formulation explicite, les variables ont tendance à être bruitées. L'étape de tension a lieu entre $t = 0.3s$ et $t = 0.6s$. A la fin de l'étape, les chargements sont maintenus pendant 0.15s. Ceci permet d'appliquer le post traitement de moyenne sur un câble immobile, donc de filtrer uniquement le bruit. Utiliser une fréquence d'écriture des données en mémoire plus élevée uniquement lors de cette étape permet un filtrage efficace du bruit, tout en limitant le coût en espace mémoire. La Figure 2-18 montre les normes des vecteurs CNORMF et CNORMF_SMOOTH en deux nœuds choisis en fonction du temps. Aux bords de la fenêtre, ce sont les dernières valeurs calculées qui sont gardées. C'est la valeur finale qui sera retenue.

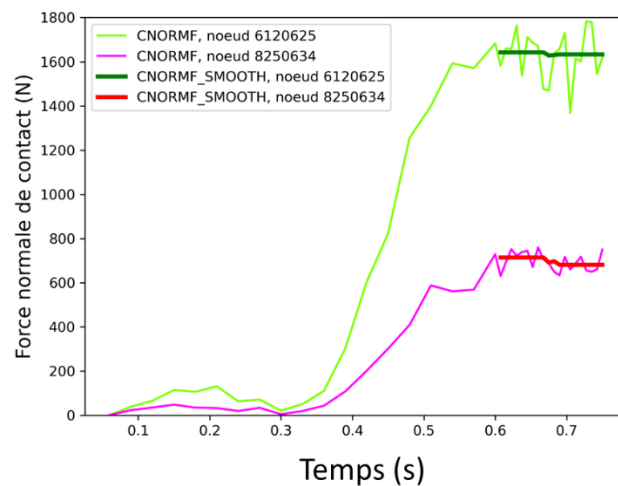


Figure 2-18 : moyenne glissante temporelle en des nœuds des couches n°6 et n°8, tension simple

La deuxième étape consiste à séparer les contacts avec la couche interne de ceux avec la couche externe, ceci en se servant du sens du vecteur force de contact. Toutes les couches sauf la dernière ont deux interfaces de contact treillis, et il est nécessaire séparer les contacts afin de pouvoir appliquer l'étape suivante du post traitement. Les Figure 2-19.a,b,c présentent respectivement les vecteurs

CNORMF_SMOOTH, CNORMF_INTERNAL et CNORMF_EXTERNAL sur un fil de la couche n°3. Les contacts latéraux sont quasi inexistant, les vecteurs sont tous dans la direction radiale.

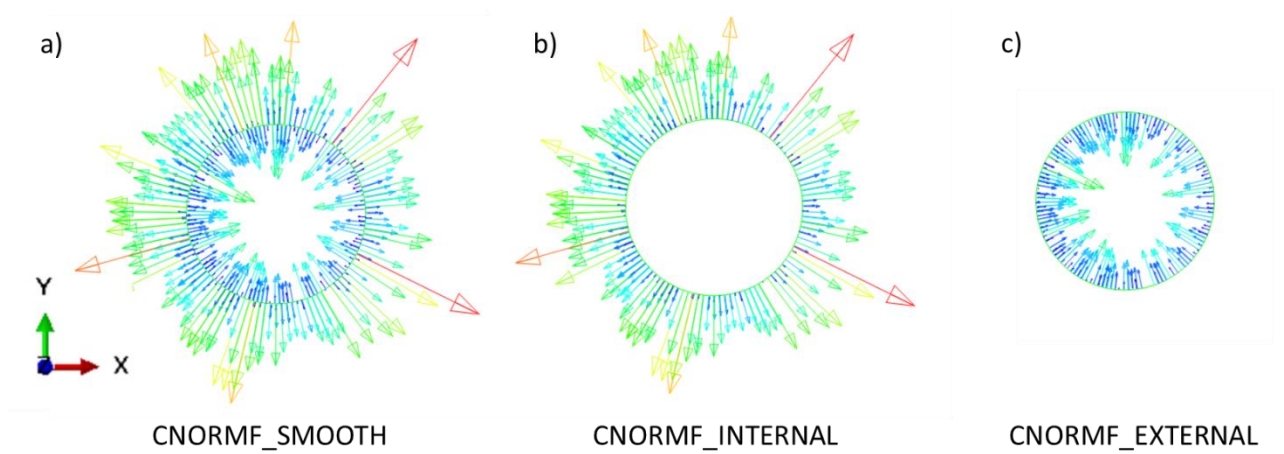


Figure 2-19 : vecteurs $CNORMF_SMOOTH$, $CNORMF_INTERNAL$, $CNORMF_EXTERNAL$ dans un fil de la couche n°11, tension simple

Enfin, la troisième étape consiste à rassembler les forces réparties sur plusieurs nœuds, mais qui représentent un seul contact. Le nœud choisi est celui qui est le plus proche du point de contact calculé analytiquement à partir de la géométrie du câble. Les vecteurs résultants sont nommés $CNORMF_INTERNAL_REGROUP$ et $CNORMF_EXTERNAL_REGROUP$. La Figure 2-20 présente cette étape pour quelques contacts d'un fil de la couche n°12 avec les fils de la couche n°11.

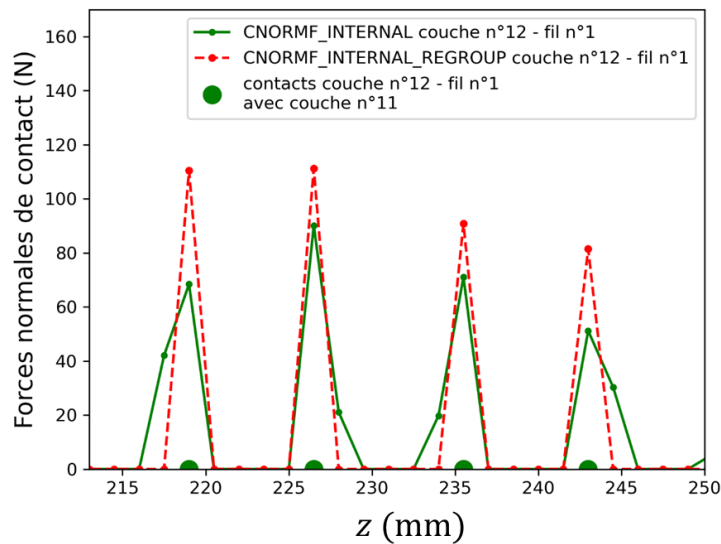


Figure 2-20 : normes de $CNORMF_INTERNAL$ et $CNORMF_INTERNAL_REGROUP$ dans un fil de la couche n°12, tension simple

Ce post traitement permet d'obtenir des valeurs cohérentes avec les résultats analytiques. La Figure 2-21.a présente les normes de $CNORMF_INTERNAL_REGROUP$ pour tous les fils de la couche n°12. Les valeurs faibles aux extrémités sont dues à la condition limite de section indéformable. Ces effets de bords sont limités. La Figure 2-21.b compare la valeur moyenne des forces normales à toutes les interfaces au résultat analytique. Les barres d'erreur représentent une déviation standard. Malgré le post traitement, la dispersion reste importante, rendant impossible une analyse très locale. Cette

dispersion est principalement due au bruit numérique. Toutefois, l'étude des moyennes obtenues permet de comparer la simulation aux résultats analytiques : les deux sont assez proches, bien que la valeur numérique moyenne soit systématiquement plus faible. Cet offset s'explique par le traitement par Abaqus du contact multiple sur un seul nœud : pour obtenir CNORMF en chaque nœud, le code réalise une somme vectorielle des vecteurs forces de contact qui s'exercent sur ce nœud, qui peuvent donc se compenser si le nœud est en contact avec à la fois un fil de la couche interne et un fil de la couche externe. L'information sur les valeurs des différents vecteurs forces n'est pas accessible.

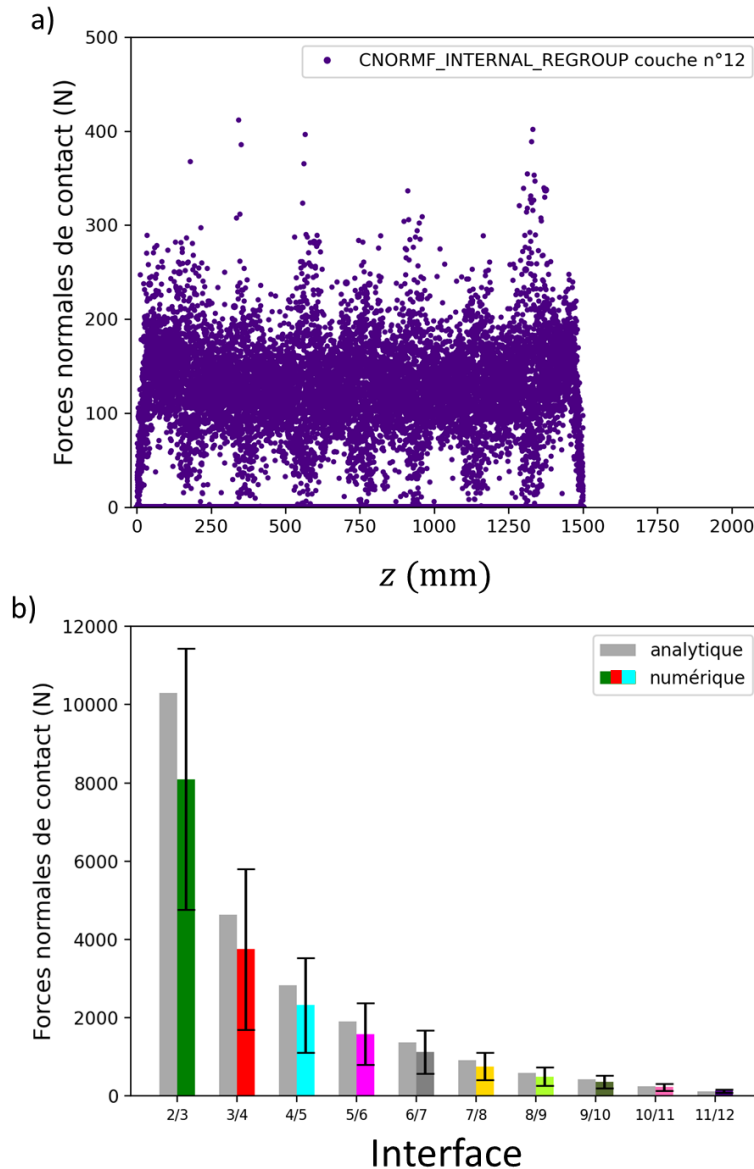


Figure 2-21 : a) normes de CNORMF_INTERNAL_REGROUP dans les fils de la couche n°12, b) moyennes des normes de CNORMF_INTERNAL_REGROUP dans toutes les couches, tension simple

Le même post traitement est appliqué pour les forces tangentielles de contact, calculées à partir de la variable Abaqus CSHEARF. Dans le cas de la tension simple, ces forces sont théoriquement quasi nulles, même si le bruit numérique est ici conséquent. Le coefficient de frottement n'a ici théoriquement aucune influence (même si, en pratique, la dissipation d'énergie due à la friction permet de stabiliser le calcul).

3.3. Chargement en flexion

La tension appliquée dans l'étape de tension est maintenue dans l'axe du câble. Pendant l'étape de flexion, un déplacement latéral sinusoïdal allant de $x = -13$ mm à $x = +13$ mm est imposé à l'extrémité libre, ce qui correspond à une variation angulaire globale de $\theta_{flexion} = \pm 0.5^\circ$. Une pré-étape de flexion est donc nécessaire pour mettre le câble en position. Avant et après l'étape de flexion, les chargements sont maintenus constants pendant 0.15 s pour le post-traitement de moyenne glissante. Ce déplacement est indiqué sur la Figure 2-22.a. La Figure 2-22.b montre le câble après flexion, avec un facteur multiplicatif de 50 sur la déformation afin de la rendre plus visible.

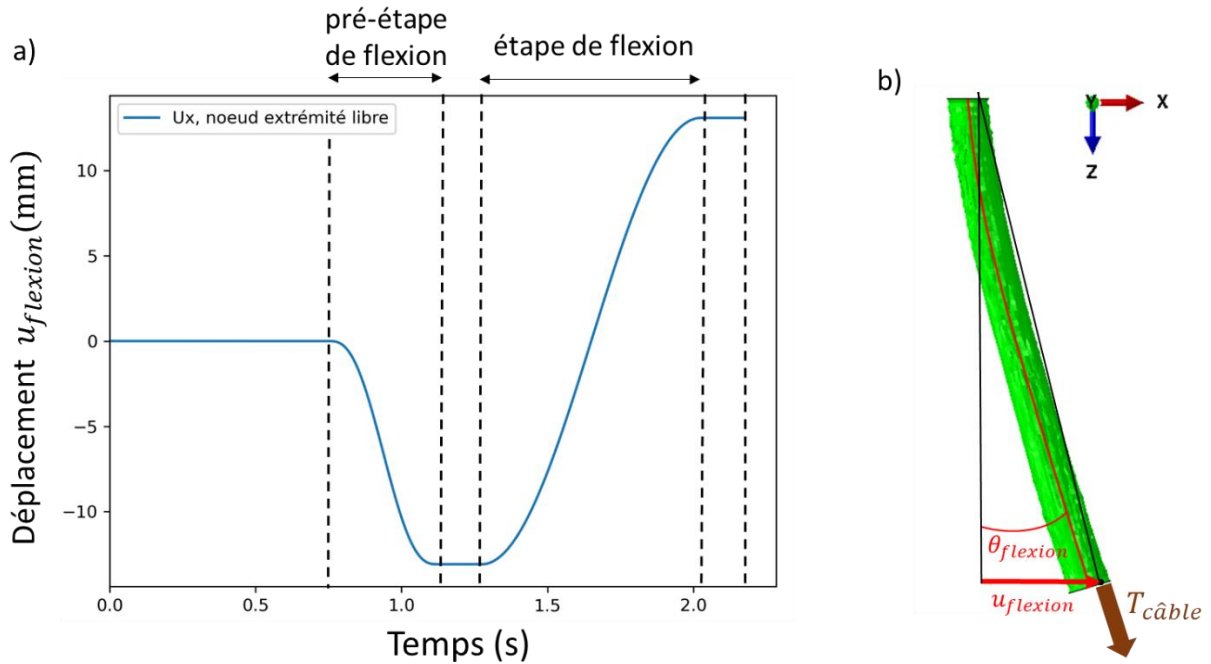


Figure 2-22 : déplacement imposé à l'extrémité du câble pendant l'étape de flexion

L'endommagement de fretting-fatigue est causé par la variation temporelle des contraintes et des forces de contact. Pour une prédiction du risque de rupture en un point précis, il est donc nécessaire de connaître cette variation en ce point. Les critères de risque de rupture ne prennent pas en compte les trajets de chargement, simplement les valeurs maximale et minimale. Ces valeurs sont atteintes aux extrema du déplacement, soit $u_{flexion} = \pm 13$ mm.

3.3.1. Contraintes axiales dans les fils

Les Figure 2-23.a,b montrent les variations des contraintes σ_{11}^m et σ_{11}^f dans les fils, notées $\Delta\sigma_{11}^m$ entre $u_{flexion} = -13$ mm et $u_{flexion} = +13$ mm. Les variations de contraintes $\Delta\sigma_{11}^m$ sont plus importantes à proximité de l'encastrement car la courbure y est plus grande, en particulier pour les couches externes. Notons que c'est la combinaison du frottement et de la flexion qui induit une variation des contraintes σ_{11}^m . La flexion étant cyclique, les contraintes le sont aussi, ce qui génère un endommagement de fatigue. Pour les couches intermédiaires, les variations de contraintes sont réparties sur tout le câble. Pour les couches internes, le bruit numérique empêche l'analyse. Les variations de contraintes de flexion $\Delta\sigma_{11}^f$ sont très bruitées, mais semblent suffisamment faibles par rapport aux variations des contraintes de membrane σ_{11}^m pour les négliger.

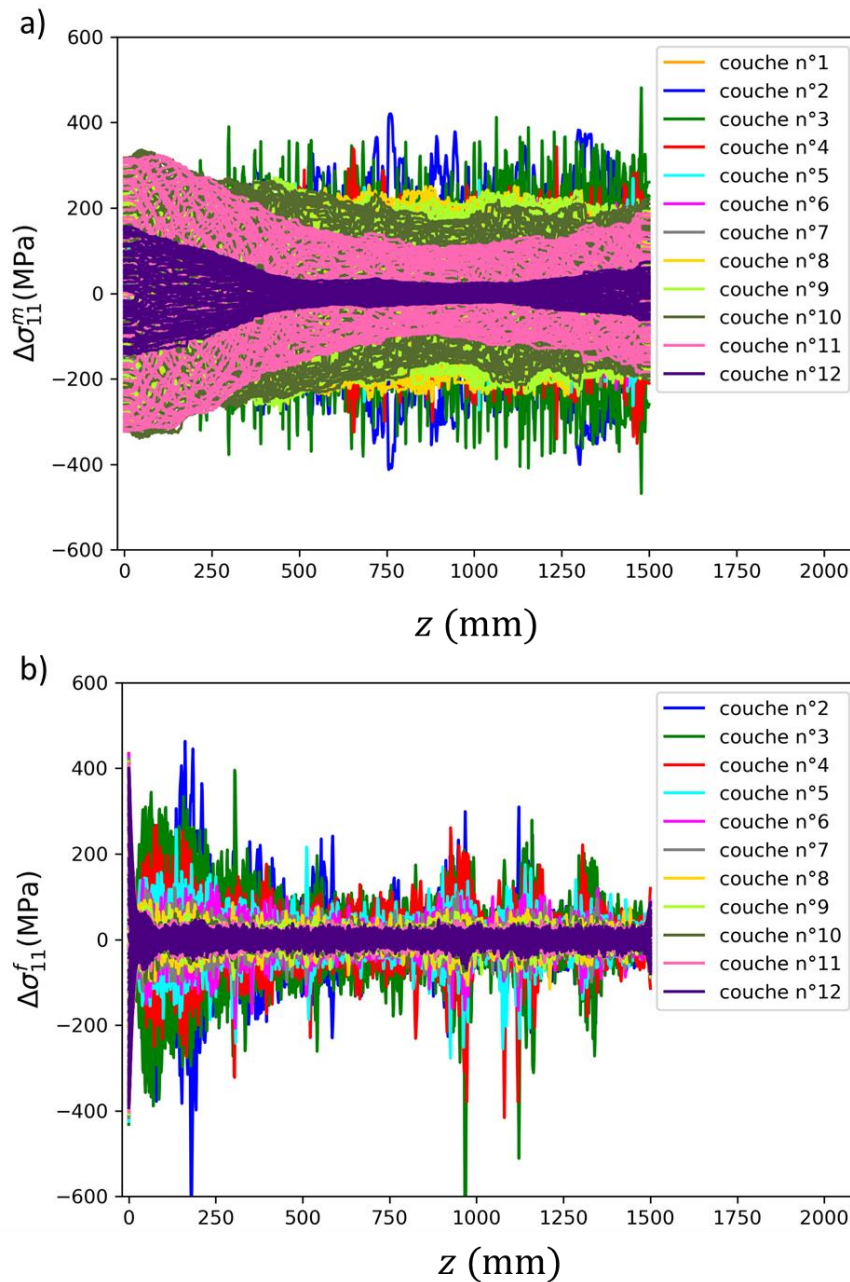


Figure 2-23 : variation de contraintes axiales a) de membrane et b) de flexion dans les fils entre $u_{flexion} = -13$ mm et $u_{flexion} = +13$ mm

Les Figure 2-24.a,b montrent les contraintes σ_{11}^m dans les éléments proches de l'encastrement en fonction de la position circonférentielle θ , ce à la fin et au début de l'étape de flexion. Pour $u_{flexion} = +13$ mm, il y a une sous-contrainte (compression) au niveau de l'intrados ($\theta = 0^\circ$) et une surcontrainte (tension) au niveau de l'extrados ($\theta = 180^\circ$). Pour $u_{flexion} = -13$ mm, la situation est logiquement symétrique. Notons cependant l'influence de l'orientation de l'hélice, qui décale légèrement dans un sens ou l'autre les extrema de contraintes. La variation spatiale des contraintes est sinusoïdale, ce qui est typique du cas où les fils ne glissent pas.

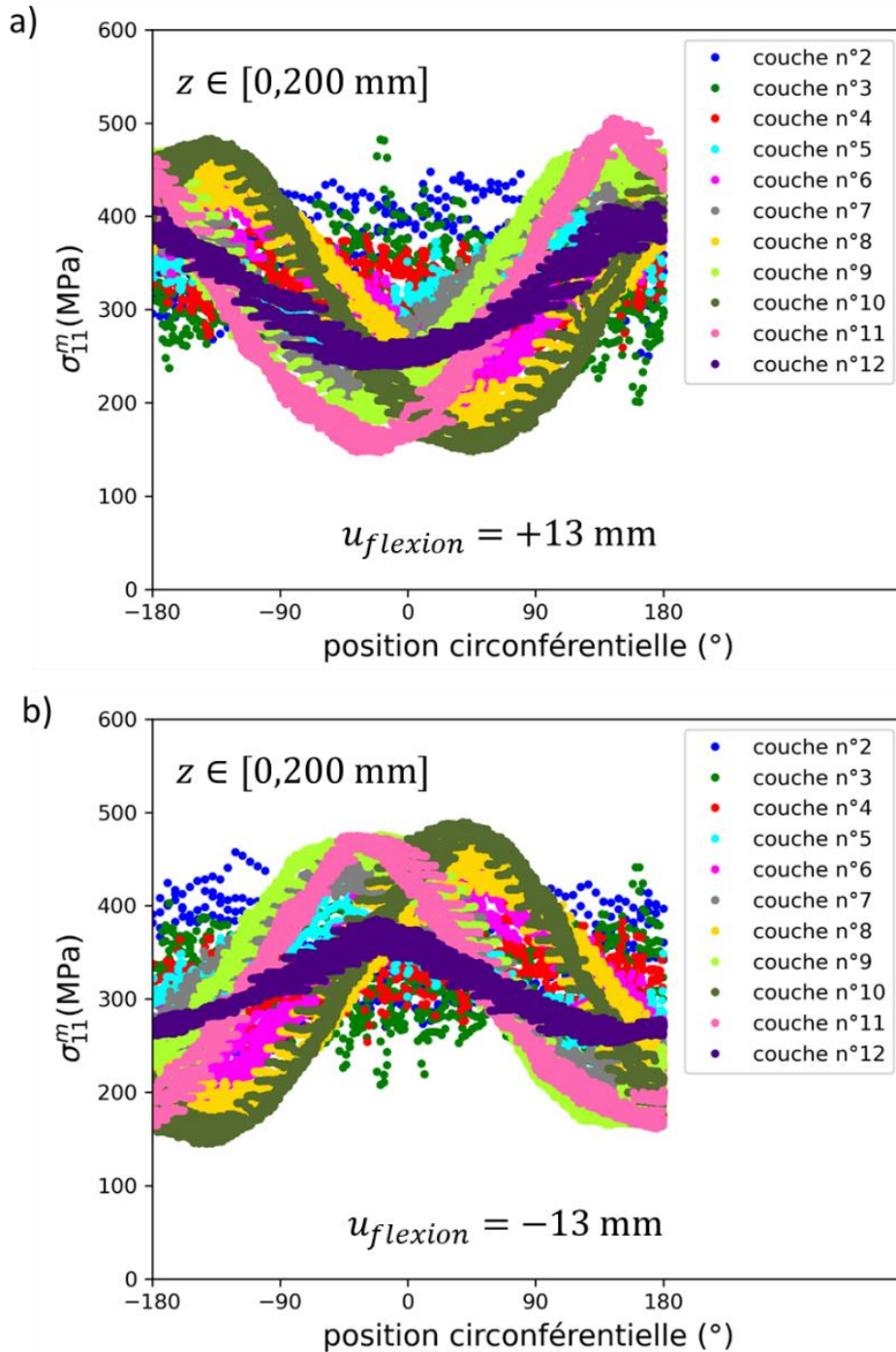


Figure 2-24 : contraintes axiales de membrane en fonction de la position circonférentielle, pour les éléments compris entre $z = 0$ et $z = 200$ mm, pour a) $u_{flexion} = +13$ mm et b) $u_{flexion} = -13$ mm

Les Figure 2-25.a,b montrent les contraintes σ_{11}^m pour des éléments compris entre $z = 1000$ mm et $z = 1200$ mm. Pour les couches intermédiaires, la variation spatiale des contraintes est triangulaire, ce qui indique un glissement des fils. Les extrema de contraintes sont maintenant sur les flancs du câble, pour $\theta = \pm 90^\circ$. Ce comportement, peu intuitif mais observé dans d'autres applications, diffère grandement de celui en flexion à courbure constante. Il semble qu'il s'agit là d'un effet spécifique due à la variation spatiale de courbure et à la structure de câble.

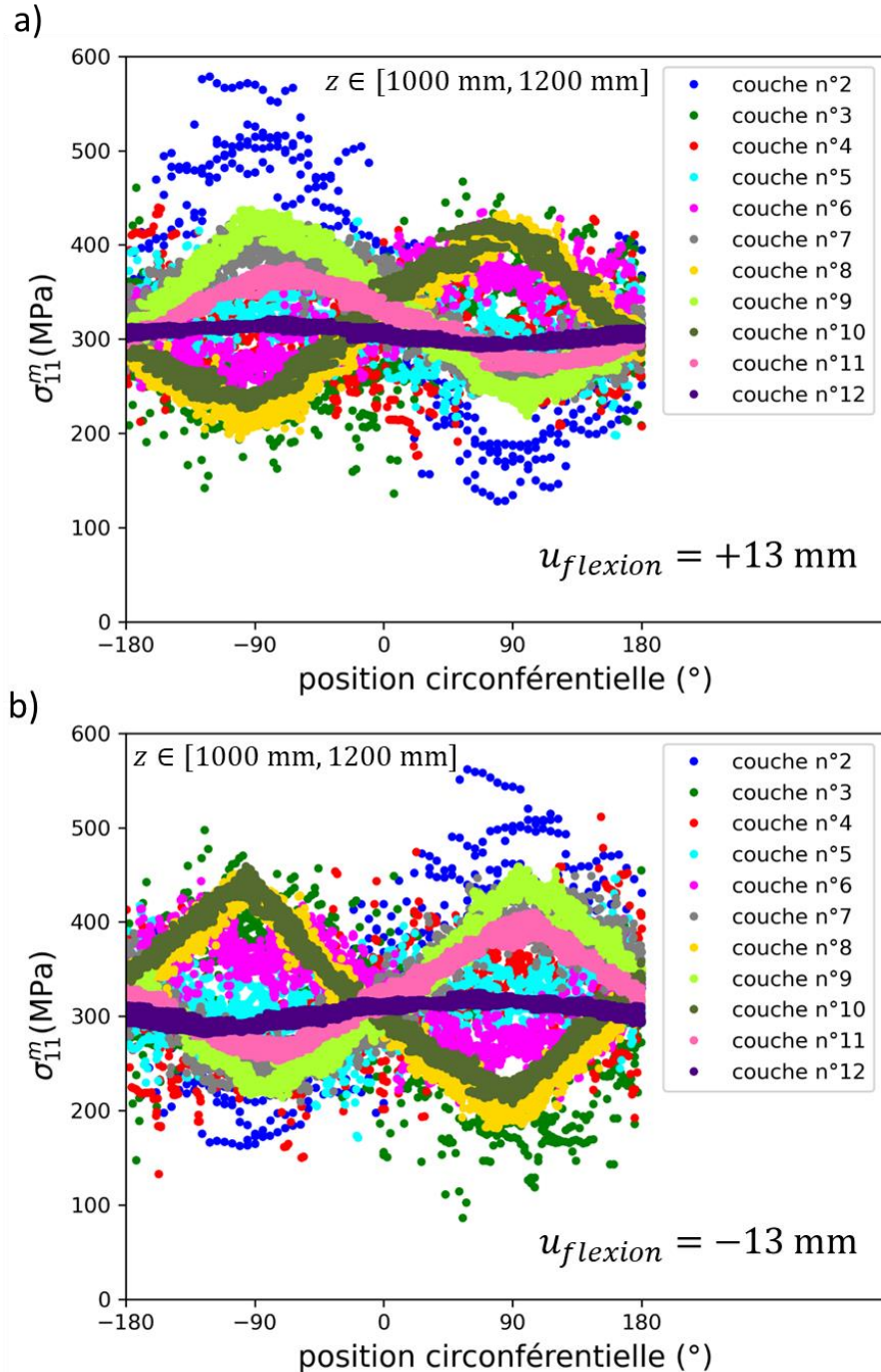


Figure 2-25 : contraintes axiales de membrane en fonction de la position circonférentielle, pour les éléments compris entre $z = 1000$ mm et $z = 1200$ mm, pour a) $u_{flexion} = +13$ mm et b) $u_{flexion} = -13$ mm

3.3.2. Forces de contact et déplacements relatifs

3.3.2.1 Forces de contact à partir de CNORMF et CSHEARF

La flexion a théoriquement une certaine influence sur les forces normales. Mais elle est suffisamment limitée pour que l'on puisse les considérer constantes, et donc utiliser les valeurs calculées après tension simple. La variation de force induite par la flexion est ici indiscernable du bruit numérique. La flexion induit des efforts tangentiels, qu'il faut impérativement prendre en compte. Ces efforts sont bornés par la loi de Coulomb ($Q \leq \mu \cdot P$). Une hypothèse conservatrice serait donc de considérer la valeur maximale possible, et ce en tout endroit du câble. Nous allons cependant essayer d'obtenir une estimation plus précise. La Figure 2-26.a présente les forces tangentielles de contact CSHEARF_INTERNAL_REGROUP (donc pour les contacts avec les fils de la couche interne) le long du câble. Comme attendu, les forces sont nulles au niveau de l'embout, car l'encastrement empêche le déplacement relatif, puis augmentent rapidement. La Figure 2-26.b présente les forces tangentielles pour les couches internes, pour les éléments compris entre $z = 1000$ mm et $z = 1200$ mm, en fonction de la position circonférentielle. En $\theta = \pm 90^\circ$, elles sont nulles, et atteignent un maximum en $\theta = 0^\circ, 180^\circ$. Ainsi, les forces tangentielles sont maximales là où les contraintes axiales sont minimales (cf. Figure 2-25) et inversement. Pour les couches externes, ou pour les éléments proches de l'embout, les tendances sont indiscernables du bruit. Nous allons essayer une autre méthode pour obtenir ces forces tangentielles.

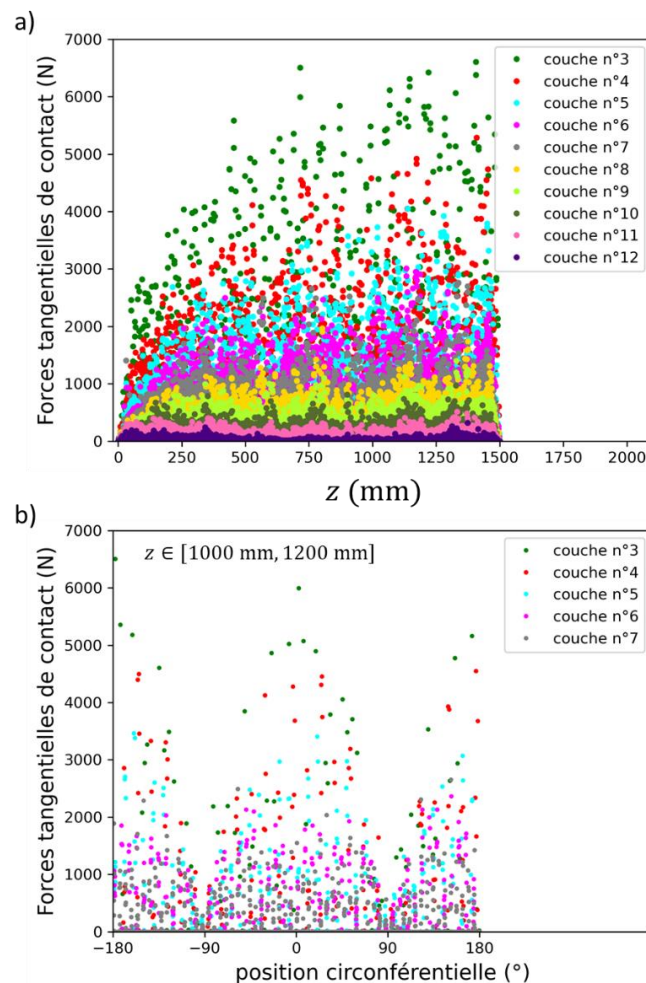


Figure 2-26 : forces tangentielles CSHEARF_INTERNAL_REGROUP a) le long du câble et b) en fonction de la position circonférentielle pour les éléments compris entre $z = 1000$ mm et $z = 1200$ mm

3.3.2.2 Forces tangentielles de contact à partir des déplacements relatifs : post traitement

La loi de friction qui est implémentée dans Abaqus ne correspond pas exactement à une loi de Coulomb (cf. Figure 2-27). En réalité, il est possible d’avoir un déplacement relatif entre deux éléments et une force tangentielle inférieure à la valeur $\mu \cdot P$ à cause de la méthode par pénalité utilisée. C’est alors le coefficient de pénalité k qui pilote la valeur de la force tangentielle. Plus exactement, à chaque incrément de temps t_i , Abaqus calcule un $Q_{prédiction}$ à partir de l’incrément de déplacement $\Delta\delta$, en utilisant la loi de friction ($Q_{prédiction} = Q(t_{i-1}) + k \cdot \Delta\delta$). S’il constate que $Q_{prédiction} \geq \mu \cdot P$, alors $Q(t_i) = \mu \cdot P$. Sinon, $Q(t_i) = Q_{prédiction}$. Nous pourrions utiliser la même méthode, et calculer les forces tangentielles à partir des déplacements relatifs entre les fils en contact, des forces normales et de la loi de friction. Nous avons donc besoin de ces deux éléments.

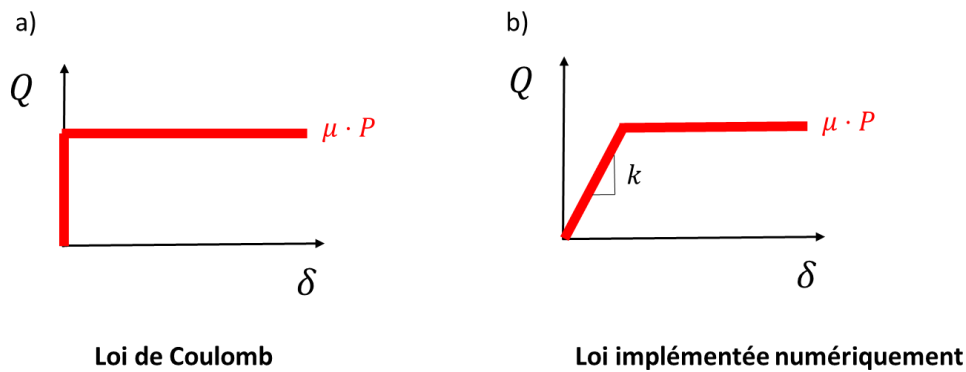


Figure 2-27 : a) loi de Coulomb parfaite et b) loi implémentée dans Abaqus (méthode par pénalité)

Le coefficient de frottement est renseigné lors de la création de la loi de friction. Par défaut, le coefficient de pénalité est déterminé automatiquement par Abaqus. Plus il est grand, plus la loi de friction se rapproche d’une loi de Coulomb, mais plus l’instabilité numérique est forte. Mais il est aussi possible de le renseigner manuellement. Nous avons décidé d’utiliser un coefficient qui correspond à la raideur en cisaillement réelle d’un contact entre deux fils. Dans le cas des éléments poutres, l’incrément de déplacement est mesuré aux nœuds, donc aux centres des sections. Nous avons donc besoin de connaître, pour une force tangentielle donnée, le déplacement relatif du centre d’un fil par rapport au centre de l’autre fil. Pour ce faire, nous avons réalisé une simulation éléments finis avec des éléments solides de deux demi-fils en contact, représentée Figure 2-28.a. Nous renseignons le coefficient de frottement. Il y a aussi un coefficient de pénalité de la loi locale, mais il est cette fois laissé au défaut, et devrait donc implémenter localement une loi de Coulomb, donc représenter fidèlement un contact réel. Un déplacement est imposé sur la surface du fil supérieur, et la force tangentielle résultante est mesurée (cf. Figure 2-28.b). Nous en tirons une raideur tangentielle du contact $k = 51\,000\text{ N/mm}$, qui sera renseignée dans la loi de friction entre éléments poutres. Cela revient à implémenter du glissement partiel dans le modèle.

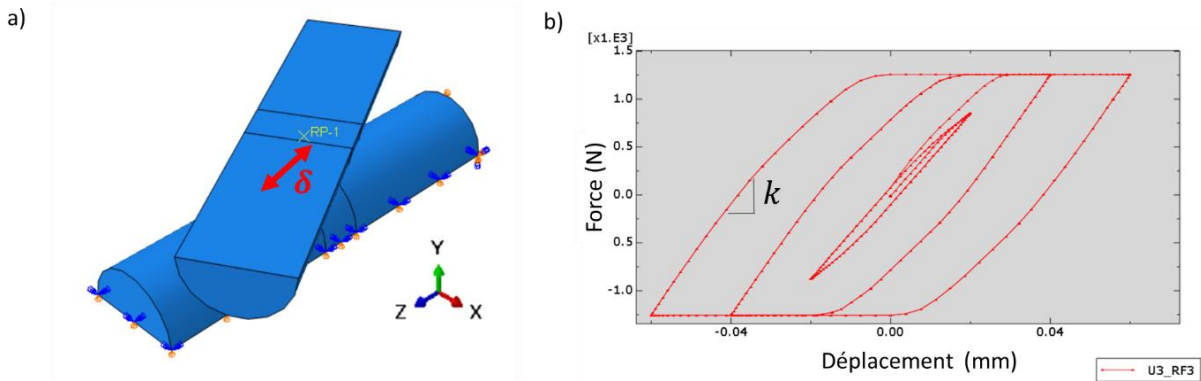


Figure 2-28 : a) modèle numérique de la friction entre deux demi-fils, b) relation entre force tangentielle et déplacement

Il sera aussi nécessaire de connaître le déplacement relatif entre les fils dans le câble. Les variables calculées par Abaqus, CSLIPEQ, CSLIP1, CSLIP2 ne nous seront pas utiles, car ce sont des valeurs de glissement, qui ne prennent pas en compte le déplacement lorsque les fils sont collés. Nous avons donc calculé ces déplacements relatifs à partir des déplacements des nœuds, et créé de nouvelles variables. Nous utilisons un repère initialement cylindrique $(\vec{x}_s, \vec{x}_\theta)$, qui se déforme en même temps que le câble. Les variables SLIP_S, SLIP_THETA et SLIP_TOT correspondent respectivement à la somme des incréments de glissements dans l'axe du câble (suivant \vec{x}_s), dans la direction circonférentielle (suivant \vec{x}_θ), et à la somme de la somme pythagoricienne des incréments de glissement suivant \vec{x}_s et \vec{x}_θ .

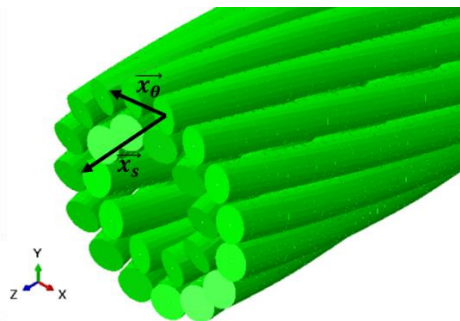


Figure 2-29 : repère semi-cylindrique

Notons que l'incrément de temps utilisé ici correspond à l'incrément de temps demandé d'écriture des données. Un incrément de temps assez grand permet de minimiser grandement l'influence du bruit. Il doit cependant être assez petit pour capturer le déplacement des nœuds de manière assez précise. Le compromis n'est pas difficile à trouver, la durée caractéristique du bruit étant des ordres de grandeur inférieures à la durée caractéristique du déplacement global. SLIP_S, SLIP_THETA, SLIP_TOT sont calculés uniquement aux points de contact déterminés analytiquement, et sont séparés en INTERNAL et EXTERNAL suivant que le contact soit avec une couche interne ou externe. Par souci de simplification, dans la suite, nous ne tracerons que les valeurs INTERNAL.

La Figure 2-30.a présente ces déplacements relatifs pour les fils de la couche n°12 le long du câble à la fin de l'étape de flexion, et la Figure 2-30.b présente les éléments tels que $z \in [0, 150 \text{ mm}]$ en fonction de la position circonférentielle. Les déplacements relatifs sont nuls à l'embout, augmentent rapidement ensuite du fait de la courbure du câble, puis diminuent quand la courbure baisse. La Figure 2-30.b montre que proche de l'embout, les glissements sont nuls à l'intrados et l'extrados, et

atteignent leurs extrema en $\theta = \pm 90^\circ$, ce qui est attendu. Les Figure 2-30.c,d montrent que plus loin dans le câble, les extrema sont atteints en $\theta = 0^\circ, 180^\circ$. Ceci est cohérent avec les résultats sur les contraintes dans les Figure 2-24 et Figure 2-25.

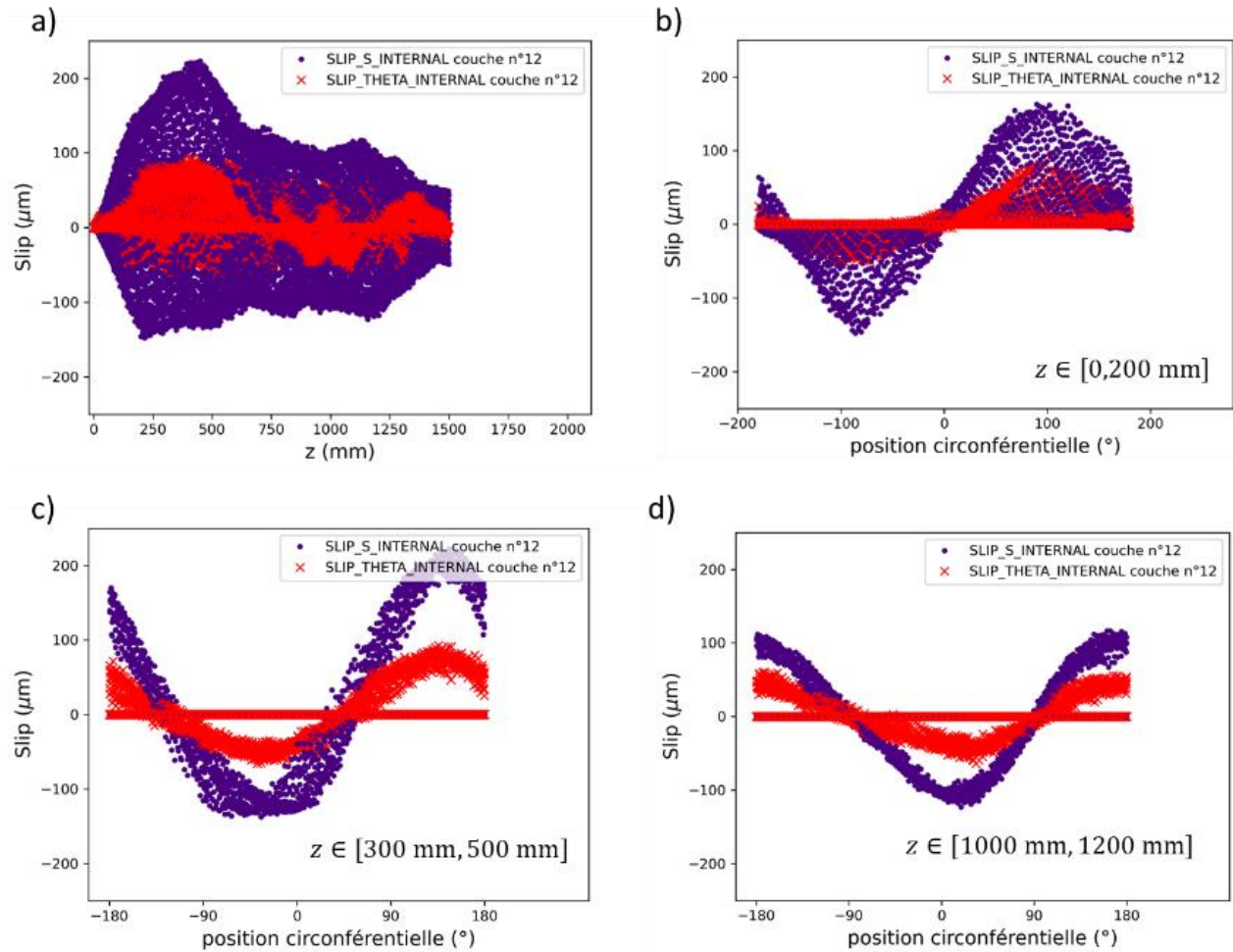


Figure 2-30 : déplacements relatifs SLIP_S et SLIP_THETA dans la couche n°12, flexion libre

Les incréments de SLIP_S et SLIP_THETA peuvent être négatifs : après un cycle complet ces variables reprennent théoriquement leur valeur d'origine.

3.3.2.3 Forces tangentielles de contact à partir des déplacements relatifs : résultats

Il est maintenant possible de recalculer les forces tangentielles en chaque point, à partir des déplacements relatifs, de la loi de friction et des forces normales. Pour les forces normales, nous utilisons la valeur calculée analytiquement, ce qui permet d'éviter d'introduire le bruit numérique de CNORMF. Pour les déplacements relatifs, nous utilisons la somme pythagoricienne de SLIP_S et SLIP_THETA.

La Figure 2-31.a présente les forces tangentielles calculées à partir des déplacements relatifs, le long du câble. Nous pouvons facilement observer les points en glissement partiel et les points en glissement total. La Figure 2-31.b présente les forces tangentielles pour $z \in [1000 \text{ mm}, 1200 \text{ mm}]$ pour quelques couches choisies, en fonction de la position circonférentielle. Les minimums sont situés en $\theta = \pm 90^\circ$. La somme pythagoricienne ne permet plus de voir la direction et le sens de la force, mais il serait possible de les calculer à partir des composantes suivant $\vec{x}_s, \vec{x}_\theta$, et nous verrions un « maximum positif » en $\theta = 180^\circ$ et un « maximum négatif » en $\theta = 0^\circ$.

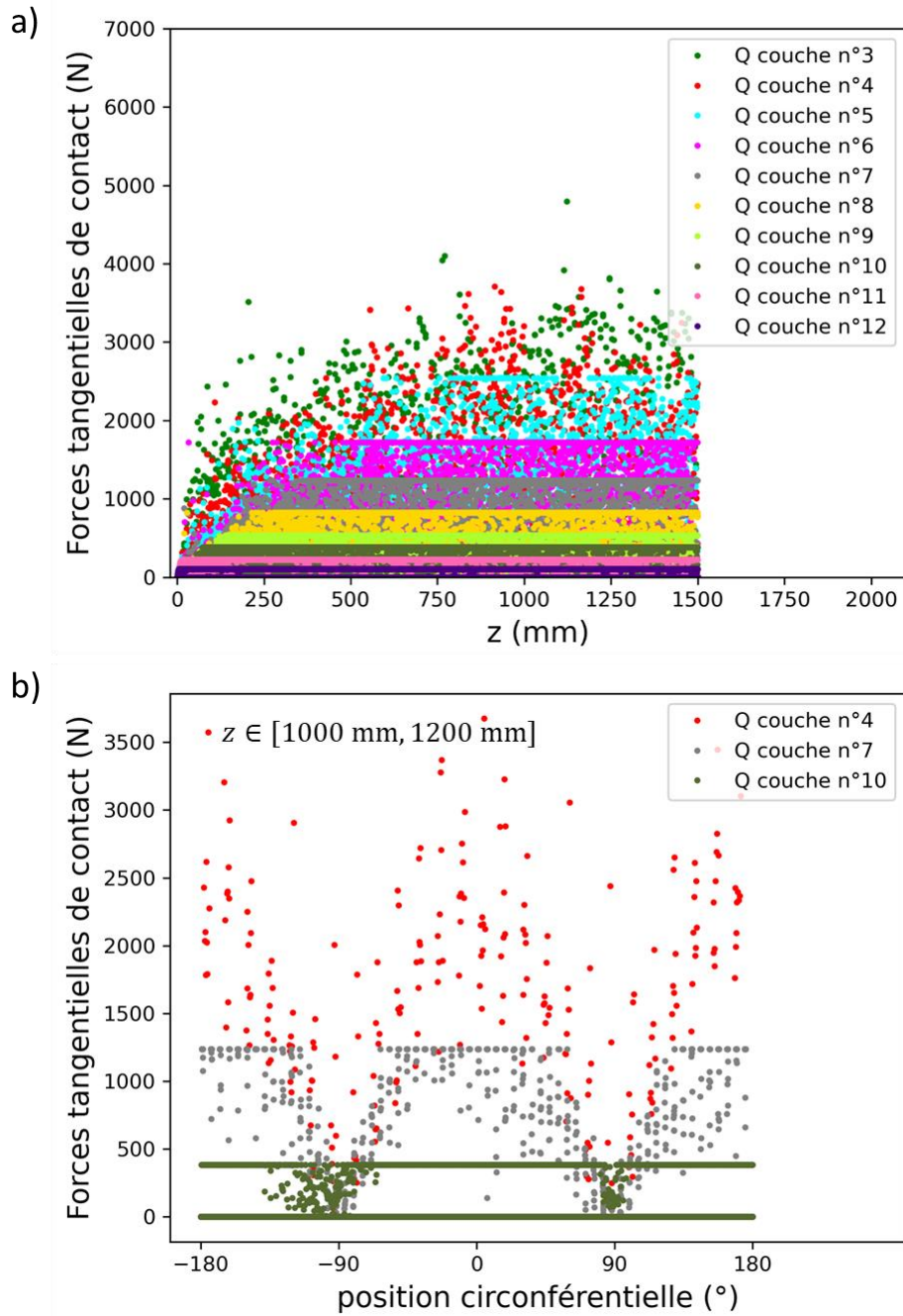


Figure 2-31 : forces tangentielle de contact calculées à partir des déplacements relatifs a) le long du câble et b) en fonction de la position circconférentielle pour les éléments compris entre $z = 1000$ mm et $z = 1200$ mm

Ainsi, les maximums de force tangentielle sont situés là où les contraintes axiales sont minimales, et inversement. Ceci tend à limiter le risque de rupture. Toutefois, nous savons aussi que le risque de rupture est le plus élevé en régime de glissement partiel, juste avant la transition en régime de glissement total. Pour la couche n°10, dont une partie des contacts est en régime de glissement total, ces points sont très proches du maximum de contrainte axiale. Une hypothèse conservatrice serait de toujours considérer que les maximums de force tangentielle et de contrainte axiale sont au même endroit. Lorsque l'on est assuré que tous les fils sont en glissement partiel, cette hypothèse peut être relaxée, mais il faut alors considérer toutes les combinaisons présentes de forces tangentielle et de contrainte axiale.

Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif de déterminer les chargements s'exerçant sur les fils dans le câble, lorsque ce dernier est soumis à une combinaison de tension et flexion libre.

Un modèle analytique a été utilisé pour déterminer les contraintes dans les fils et les forces normales de contact suite à l'application d'une tension simple sur le câble. Ensuite, un modèle numérique éléments finis s'appuyant sur des éléments poutres a permis de vérifier les résultats du modèle analytique pour la tension simple, ainsi que d'obtenir les chargements suite à la flexion libre. Les limitations du modèle nous ont conduit à appliquer des post-traitements plus ou moins complexes pour obtenir les forces de contact en tout point.

Pour réaliser les séries d'essais de fretting fatigue, nous avons besoin d'un set de chargements de référence. Nous constatons que la gamme des forces de contact et des contraintes dans les fils est très étendue, et les moyens expérimentaux ne permettent pas de la couvrir en entier. Afin de pouvoir réaliser des essais en nombre suffisant, nous voudrions appliquer des chargements permettant une rupture assez rapide. Après quelques essais de fretting-fatigue exploratoires, et au vu des résultats de ce chapitre, nous avons choisi comme chargement de référence :

- une contrainte de fatigue moyenne $\sigma_m = 320$ MPa, correspondant à la contrainte σ_{11}^m calculée analytiquement et numériquement pour la tension simple, valide pour tous les fils du câble
- une amplitude de contrainte de fatigue $\sigma_a = 160$ MPa, correspondant à l'amplitude maximale de la contrainte σ_{11}^m pour les couches intermédiaires (n°4 à n°7), observée proche de l'embout
- une force normale $P = 1400$ N, correspondant à la force de contact calculée analytiquement entre les couches n°6 et n°7
- l'amplitude de la force tangentielle sera systématiquement variée afin d'observer son influence.

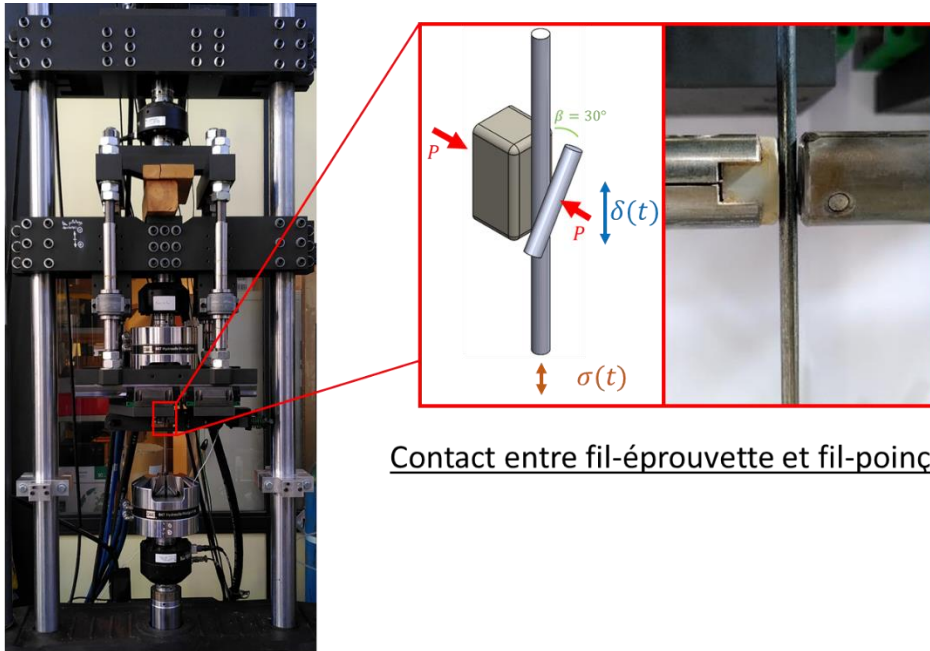
Dans une perspective industrielle, il serait utile de réaliser des études d'influence plus systématiques des différents paramètres du modèle : serrage de la gaine, coefficient de frottement entre fils et gaine, longueur du câble... Ici, au vu de la large gamme de chargements mesurés, ce modèle suffit à déterminer un chargement de référence pertinent pour l'étude de la fissuration par fretting-fatigue.

Dans un second temps, une fois un critère de rupture obtenu, il serait possible de l'appliquer au modèle afin de déterminer les localisations des ruptures en fonction des chargements globaux. Ceci n'a pas été réalisé pendant cette thèse.

Chapitre 3 :

Matériaux et méthodes expérimentales

Dans la première partie de ce chapitre, les caractéristiques métallurgiques et mécaniques des fils seront identifiées à l'aide d'analyses et d'essais de traction et de fatigue. Ces caractéristiques seront utilisées pour le calcul du risque de rupture. Dans la seconde partie, les montages et protocoles pour les essais de fretting et fretting-fatigue seront présentés.



Contact entre fil-échantillon et fil-poinçon

Banc d'essais hydraulique

Table des matières

1. Caractéristiques matériau des fils.....	87
1.1. Microstructure des fils.....	87
1.2. Structure macroscopique des fils	88
1.3. Contraintes résiduelles dues au process	88
1.4. Comportement mécanique statique	89
1.4.1. Préparation des éprouvettes de traction et du montage.....	89
1.4.2. Essais de traction	90
1.5. Comportement en fatigue simple	90
1.5.1. Préparation des éprouvettes de fatigue	90
1.5.2. Essais de fatigue simple	92
2. Méthodes expérimentales, fretting et fretting-fatigue	93
2.1. Préparation des échantillons.....	93
2.2. Montage expérimental de fretting	93
2.3. Application du chargement de fretting	95
2.4. Montage expérimental de fretting-fatigue	96
2.5. Application du chargement de fretting-fatigue.....	97
Conclusion	99

1. Caractéristiques matériau des fils

L'acier du fil a été spécifiquement conçu par le câblier (ArcelorMittal), et ses caractéristiques théoriques sont renseignées dans le Tableau 3-1. Il s'agit d'un acier au carbone à très haute limite élastique.

Module d'élasticité E	210 GPa									
Limite à rupture minimale R_m	1920 MPa									
Composition chimique approximative (en %)	Nuance C92D, standard ISO 16120-2 [143] :									
	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	Mo	Cu	Al
	0.90 à 0.95	0.10 à 0.30	0.50 à 0.80	0.030 max	0.030 max	0.15 max	0.20 max	0.05 max	0.25 max	0.01 max

Tableau 3-1 : propriétés de l'acier, fournies par le câblier

1.1. Microstructure des fils

Le *fil machine*, matière première de l'usine de câble, est en acier au carbone. Le fil subit d'abord un *patentage* (chauffe à 1000°C puis trempe dans un bain de plomb à 500°C), qui donne une structure perlitique à l'acier et le durcit. Le fil subit ensuite un *tréfilage*, qui aplatit les grains et les allonge dans la direction de l'axe du fil. Ceci lui confère de meilleures propriétés mécaniques. L'effet sur la microstructure est bien visible sur les coupes transverse (plan normal à l'axe du fil) et longitudinale (plan parallèle à l'axe du fil) présentées Figure 3-1, où une attaque chimique (Nital 5% pendant 10 s) a été réalisée afin de faire apparaître la microstructure. Le matériau est donc fortement anisotrope, plus exactement isotrope transverse. Le Nital fait apparaître une microstructure biphasée, avec la ferrite en blanc, et la perlite en noir. Ceci est typique des aciers utilisés pour des fils à haute résistance [105].

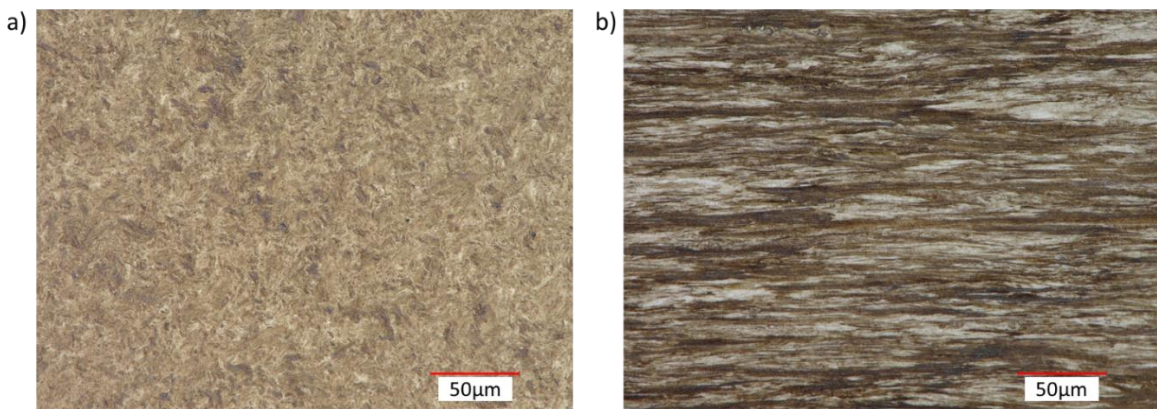


Figure 3-1 : a) coupe transverse et b) coupe longitudinale d'un fil acier, attaque Nital

Les grains ont une taille de quelques dizaines de microns dans la direction axiale, et de 3 µm à 10 µm dans la direction radiale.

1.2. Structure macroscopique des fils

Après tréfilage, une *phosphatation* (trempe dans un bain d'acide phosphorique) permet d'augmenter la rugosité de la surface et donc de faciliter la pose du revêtement de zinc, lequel est appliqué par *galvanisation à chaud* (trempage du fil dans un bain de zinc en fusion à 450°C). La Figure 3-2 présente une coupe transverse d'un fil. Le revêtement de zinc a une épaisseur d'environ 50 μm . Une couche intermédiaire d'environ 10 μm est visible : il est probable que lors de la galvanisation, une partie des atomes de l'acier migrent dans le zinc, créant un composé intermétallique Zn-Fe. La présence de ce composé est indiquée à plusieurs reprises dans la littérature [27,128].

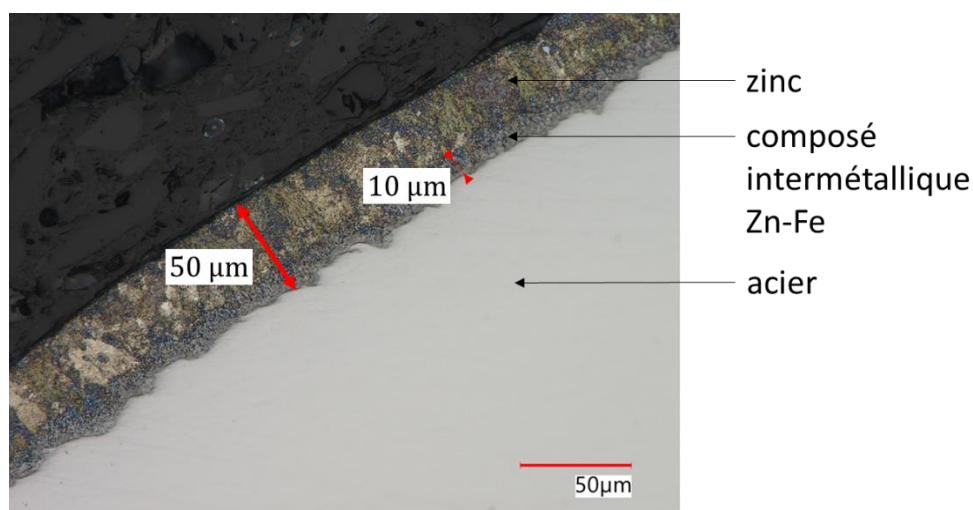


Figure 3-2 : coupe transverse d'un fil, zoom sur le revêtement de zinc

1.3. Contraintes résiduelles dues au process

Le processus de tréfilage induit des déformations plastiques qui varient dans la direction radiale du fil, ce qui génère des contraintes résiduelles. En surface, il s'agit de contraintes de tension, et au cœur du fil, il s'agit de contraintes de compression. Le câblier nous ayant fourni les fils n'a pas de données sur la valeur de ces contraintes. La littérature indique des valeurs pour les contraintes axiales de l'ordre de 200 MPa en surface et de -400 MPa au cœur, avec un gradient entre les deux (cf. Salcedo et al. [101], Dmitriy [29]). Salcedo et al. constatent dans leur simulation un passage de tension à compression à une profondeur relative de 0.3, ce qui correspondrait dans notre cas à une profondeur de 700 μm . Les contraintes de tension en surface faciliteront l'amorçage de fissures, et les contraintes de compression au cœur ralentiront la propagation de fissures. Des contraintes résiduelles radiales et orthoradiales sont également présentes, mais leur influence sur le risque de rupture est moindre. Dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons surtout à l'amorçage des fissures, donc aux contraintes axiales en surface et à faible profondeur. Nous avons demandé à un laboratoire extérieur de mesurer les contraintes résiduelles dans la direction axiale d'un fil clair, en surface et à diverses profondeurs. Pour ce faire, la technique par diffraction de rayons X a été utilisée. Comme il s'agit d'une technique surfacique qui analyse le matériau sur une profondeur d'environ 10 μm , des enlèvements de matière successifs ont été réalisés afin de caractériser les contraintes en sous-couche. En surface, les résultats sont très dispersés. Il semble que le processus de tréfilage induise une hétérogénéité de contraintes importantes. Il s'agit là d'une source potentielle de dispersion sur le comportement du fil vis-à-vis de l'amorçage des fissures. Notons cependant que l'amorçage est un phénomène complexe, qui est potentiellement volumique. Il est tout à fait possible que l'état de contrainte dans la couche de 10 μm d'épaisseur en surface soit peu critique par rapport à l'état de contrainte dans une couche plus épaisse.

Malheureusement, les résultats sont inexploitable sur une large gamme de profondeur. Les courbes obtenues sont caractéristiques d'une forte texture (orientation préférentielle des grains, ici due au tréfilage) du matériau, leur forme rendant le calcul des contraintes impossible. Il s'agit là d'une limitation bien connue de la technique DRX. L'annexe A.2 apporte quelques précisions sur le protocole et les résultats de mesures.

En l'état, nous pouvons uniquement conclure que les contraintes résiduelles sont une source potentielle de dispersion sur les résultats expérimentaux, et que leur non-prise en compte est une limitation dans la précision du modèle que nous allons développer.

1.4. Comportement mécanique statique

Afin d'obtenir expérimentalement la limite élastique et la limite à rupture de l'acier, des essais de traction uniaxiale ont été réalisés.

1.4.1. Préparation des éprouvettes de traction et du montage

Le fil est initialement stocké sur une bobine. Lorsqu'il est déroulé, il conserve une certaine courbure. La première étape consiste à en couper de longs morceaux à la disqueuse, puis à les redresser à l'aide d'une cintreuse manuelle. Cette étape induit une plastification, mais qui est négligeable devant celle subie lors du tressage du câble. Les morceaux de fils sont ensuite coupés en éprouvettes de la taille voulue. Enfin, les éprouvettes sont usinées avec un touret à meuler afin d'y réduire la section au centre et d'y localiser la rupture. Le diamètre est réduit de 4.85mm initialement à 3.50mm. La Figure 3-3.a présente une éprouvette avant et après usinage (ici rompue après essai). Le rayon de courbure de cette réduction de section a été choisi assez grand pour minimiser l'effet d'entaille. La contrainte au centre de l'éprouvette, là où la rupture aura lieu, peut donc être simplement calculée à partir de la mesure de la section locale (avec un pied à coulisse) et de la force appliquée.

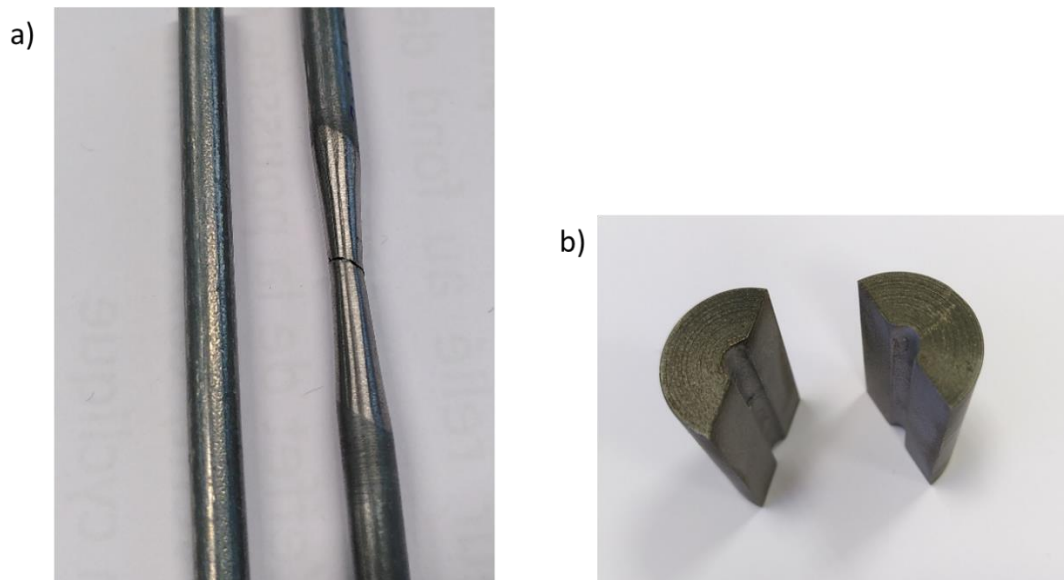


Figure 3-3 : a) éprouvettes de traction avant et après usinage, b) "demi-coquilles" pour adaptation des mors aux éprouvettes

Un banc d'essai hydraulique de la marque MTS a été utilisé. Des « demi-coquilles », présentées Figure 3-3.b servent à adapter les mors de la machine aux éprouvettes. Afin d'augmenter l'adhérence entre les éprouvettes et les demi-coquilles, les deux surfaces en contact sont sablées (projection de sable par air comprimé), ce qui augmente la rugosité.

1.4.2. Essais de traction

Un déplacement linéaire est imposé jusqu'à rupture de l'éprouvette. Trois essais ont été réalisés.

La Figure 3-3 montre que la rupture de l'éprouvette se fait dans le plan de cisaillement maximal, à 45° par rapport à la direction de traction, ce qui est attendu.

La Figure 3-4 présente les courbes conventionnelles, c'est-à-dire la force divisée par la section mesurée initialement, en fonction du déplacement imposé. Notons que le déplacement imposé ne correspond pas à une elongation de l'éprouvette. En effet, le déplacement est mesuré au niveau du vérin, et prend donc en compte la raideur finie du montage. En moyennant les trois essais, la limite élastique et la limite à rupture sont obtenues : $Re \simeq 1800\text{MPa}$, $Rm \simeq 2080\text{MPa}$. Cette valeur de limite à rupture est cohérente avec celle fournie par le câblier.

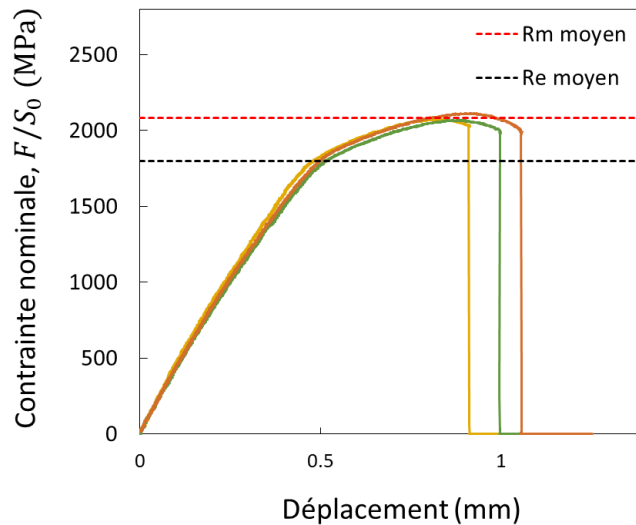


Figure 3-4 : essais de traction simple

1.5. Comportement en fatigue simple

1.5.1. Préparation des éprouvettes de fatigue

Les éprouvettes de fatigue ont une forme similaire à celle des éprouvettes de traction. Lors des premiers essais de fatigue, les ruptures ont eu lieu au niveau des demi-coquilles, proche de l'ouverture, et pas au niveau de la section réduite. Un dépôt noir caractéristique du fretting a été observé à cet endroit. Afin d'éviter cela, du ruban adhésif électrique a été enroulé autour des éprouvettes, comme représenté Figure 3-5.a. La Figure 3-5.b présente un plan de l'éprouvette. Le diamètre de la section a été réduit à environ 2.2mm, ce qui permet d'atteindre localement des contraintes élevées tout en diminuant la force au niveau des demi-coquilles, donc la sollicitation de fretting. Le rayon de courbure de 70mm induit une surcontrainte faible (cela a été vérifié par une simulation éléments finis), la contrainte nominale F/S_0 est donc très proche de la contrainte réelle. Le diamètre de la section réduite est mesuré au pied à coulisse numérique pour chaque éprouvette, afin de calculer précisément la contrainte imposée. La précision du pied à coulisse est de 0.01mm.

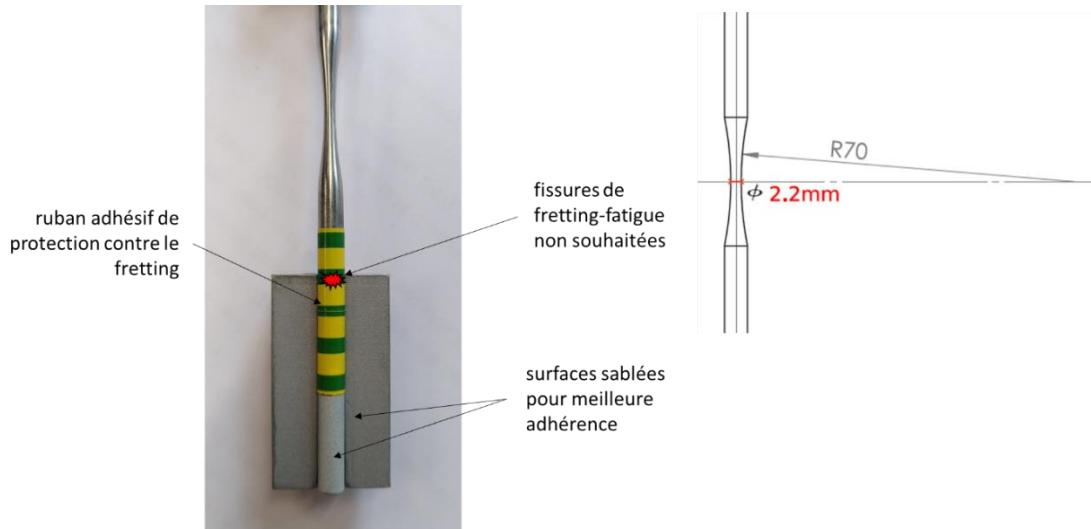


Figure 3-5 : éprouvette de fatigue et demi-coquille

Une rugosité de surface importante induit des surcontraintes locales, qui servent de sites d'initiation de fissures et affectent donc la tenue en fatigue. Or, dans le cas du fretting-fatigue, l'initiation des fissures est pilotée par le chargement de fretting, pas par la rugosité de surface ; nous recherchons donc ici le comportement en fatigue intrinsèque au matériau. La surface est polie avec du papier de polissage SiC (P600), permettant d'obtenir une rugosité de $Ra = 0.2 \mu\text{m}$ (mesurée au profilomètre laser) suffisamment faible pour avoir une influence limitée sur la limite de fatigue (cf. [76]). Ce polissage est réalisé en installant l'éprouvette sur un tour, afin d'obtenir un polissage uniforme et reproductible.

Ces essais ont pour objectif d'identifier des paramètres pour application de critères de fatigue multiaxiaux. Nous recherchons donc le comportement en fatigue du matériau proche de la surface, pas le comportement de la section entière de l'éprouvette. Or, il serait théoriquement possible que, suite au tréfilage, les propriétés mécaniques de l'acier dépendent de la position radiale dans la section (inhomogénéité, cf. [52,119]). Toutefois, les observations de la microstructure après attaque chimique ainsi que des tests de dureté ne montrent pas de variation significative. Nous négligerons donc un tel effet.

L'anisotropie importante observée Figure 3-1 induit très probablement une anisotropie du comportement en fatigue. Nous porterons une attention particulière aux différences de directions de propagation initiales entre les essais de fatigue et de fretting-fatigue. Une partie de ces essais ont été menés sur des éprouvettes dans l'air ambiant, et une autre partie sur des éprouvettes recouvertes de graisse minérale, comme présenté Figure 3-6. Cette graisse, de nom commercial PJ207 OVOLINE CALCITE, a été fournie par le câblier. Nous expliciterons dans le chapitre 5 l'intérêt de ces essais graissés. La graisse est réchauffée au bain marie pour la fluidifier avant application. Elle est suffisamment visqueuse pour ne pas couler durant l'essai de fatigue.

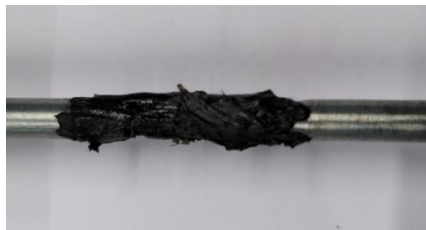


Figure 3-6 : éprouvette de fatigue graissée

1.5.2. Essais de fatigue simple

Une force sinusoïdale est imposée jusqu'à rupture de l'éprouvette ou jusqu'à 10 millions de cycles. La fréquence du signal (20Hz) n'a théoriquement pas d'influence sur le risque de rupture. Une série d'essais de traction-compression alternée (rapport de charge $R = -1$) a été réalisée avec différentes valeurs d'amplitude de contrainte. La Figure 3-7 présente les courbes de Wöhler pour les essais avec des éprouvettes graissées et « à sec ». Les premiers essais ont été réalisés avec des contraintes importantes pour estimer grossièrement la limite de fatigue. Pour les essais « à sec », la méthode de l'escalier (voir [91] pour un explication de la méthode) a été appliquée pour une détermination plus précise. Le Tableau 3-2 montre la série d'essais retenus pour le calcul de la limite de fatigue.

Notons que l'incertitude sur l'amplitude de contrainte découlant de l'incertitude sur la mesure du diamètre est de ± 4 MPa. L'espacement des niveaux de contraintes imposées est de 10 MPa. Utiliser un espacement plus petit conduirait à cacher la dispersion intrinsèque au matériau par une dispersion due à la mesure du diamètre.

La limite de fatigue obtenue pour les essais à sec est de $\sigma_{D,sec} = 850$ MPa. Pour les essais graissés, la méthode de l'escalier n'a pas été appliquée, mais les résultats suffisent pour conclure que l'effet de la graisse est négligeable.

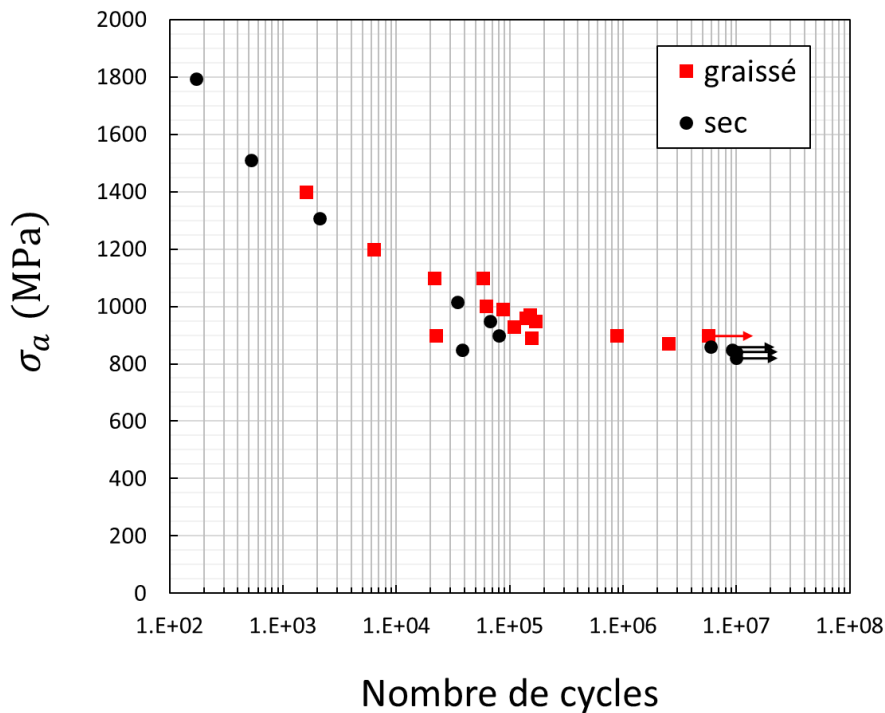


Figure 3-7 : courbes de Wöhler, éprouvettes à sec et graissées, $R = -1$

σ_a (MPa)	Ordre des essais (X = rompu, O = non rompu)				
	1	2	3	4	5
860 (1 essai)				X	
850 (3 essais)	X		O		O
840 (1 essai)		O			

Tableau 3-2 : méthode de l'escalier, essais de fatigue $R = -1$, à sec

2. Méthodes expérimentales, fretting et fretting-fatigue

Des séries d'essais de fretting simple et de fretting-fatigue ont été réalisées. Dans cette partie, nous décrivons les protocoles expérimentaux utilisés.

2.1. Préparation des échantillons

Comme pour les échantillons de traction et de fatigue, les échantillons de fretting et de fretting-fatigue sont tirés de morceaux de fil redressés et coupés à la taille nécessaire.

Pour étudier l'effet de la corrosion en eau de mer sans la protection cathodique du zinc, nous avons réalisé certains essais sur des *fils clairs* , c'est-à-dire sans revêtement. Celui-ci a été enlevé par une attaque chimique à l'acide chlorhydrique inhibé. Le fil est ensuite frotté avec une éponge sèche pour enlever les dépôts de zinc attaqué résiduels. La Figure 3-8 présente une coupe transverse d'un fil après traitement, à comparer à une coupe avant traitement présentée Figure 3-2. Le zinc, complètement éliminé, n'apportera plus aucune protection. L'inhibiteur empêche l'acide de trop attaquer l'acier, protégeant son état de surface. Nous considérons que l'effet de l'acide inhibé sur l'acier est négligeable par rapport à l'effet de l'étape de phosphatation.

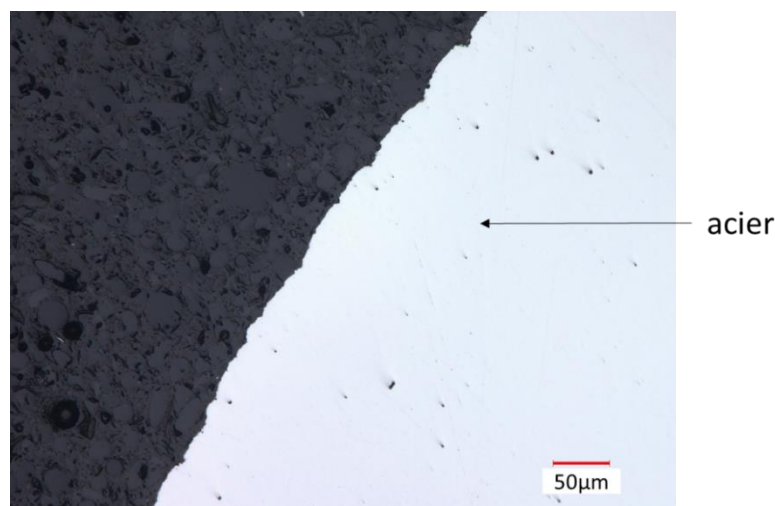


Figure 3-8 : coupe transverse d'un fil après décapage

Juste avant l'essai, les échantillons sont nettoyés avec un papier imbibé d'éthanol afin d'enlever les impuretés de surface.

La solution utilisée pour les essais « en eau de mer » est un mélange d'eau distillée, de chlorure de sodium de sulfate de sodium et d'autres espèces en petites quantités suivant la norme ASTM D1141 [144]. Ceci permet d'utiliser une « eau de mer » synthétique ayant toujours la même composition.

2.2. Montage expérimental de fretting

Afin de mieux comprendre les mécanismes d'usure, des séries d'essais de fretting simple ont été réalisées dans différentes conditions (à sec, graissé, en eau de mer). Un banc hydraulique équipé d'un vérin de la marque MTS a été utilisé, le montage est présenté Figure 3-9. Le fil éprouvette (noté 6 sur la figure), de longueur 2cm, est enserré dans le porte-éprouvette grâce à une vis de serrage. Le porte-éprouvette est placé dans un bassin qui pourra être rempli d'eau de mer et submerger le contact. Il est fixé grâce à deux vis de pression. Le fil poinçon est enserré dans le porte-poinçon avec le même système. Il est incliné de 30° par rapport au fil éprouvette, ce qui correspond environ à l'angle entre les fils des différentes couches dans le câble. Le fil poinçon applique une force normale P sur le fil

éprouvette grâce aux bras de force normale. Un vérin hydraulique permet d'appliquer un déplacement $\delta(t)$ (la sollicitation de fretting) au fil poinçon. Un roulement permet de limiter le frottement entre la partie fixe du montage et la partie mouvante. Enfin, un capteur de force mesure la force exercée sur le vérin, qui correspond à la force tangentielle de contact entre les fils (la force tangentielle appliquée par le roulement est négligée).

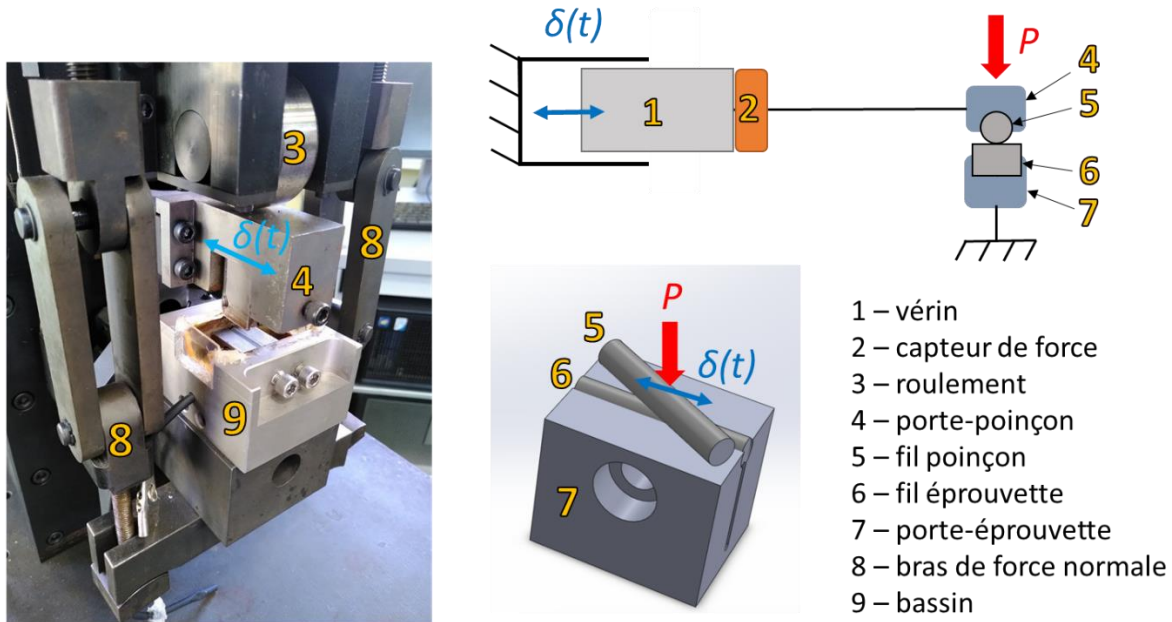


Figure 3-9 : montage de fretting simple

Notons que la direction du glissement est suivant l'axe du vérin, qui est aligné avec le fil éprouvette. Nous avons vu au chapitre 1, paragraphe 1.2 que dans le câble, le glissement est très majoritairement suivant la direction \vec{x}_s , avec une parfois une petite composante suivant \vec{x}_θ . Le montage est donc assez représentatif du cas réel. La comparaison est présentée Figure 3-10. Sur ce montage, nous pourrions incliner le fil éprouvette pour observer l'effet d'un changement d'angle, mais cela n'est pas possible sur le montage de fretting-fatigue (cf. paragraphe 2.4). Nous avons donc décidé de garder la même configuration dans les deux montages.

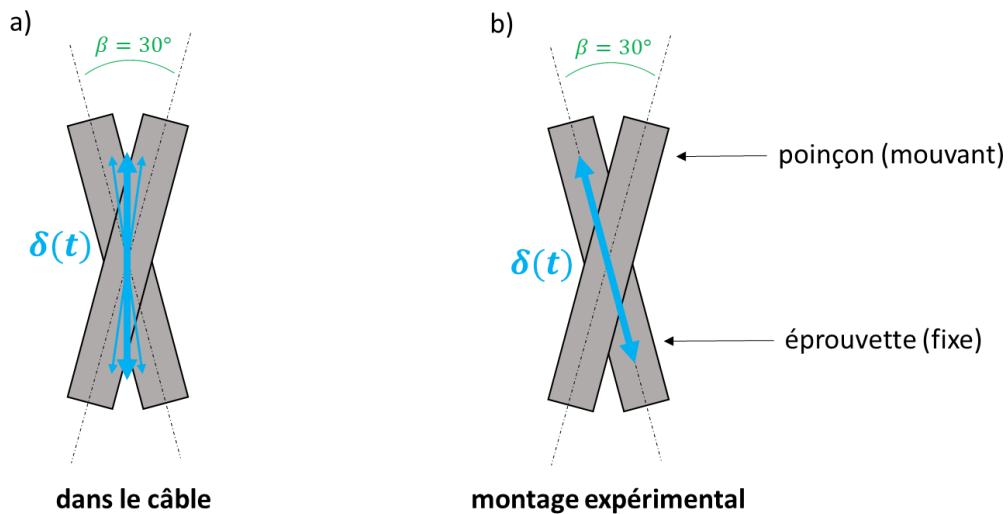


Figure 3-10 : directions de glissements du poinçon par rapport à l'éprouvette a) dans le câble et b) dans le montage expérimental de fretting simple

2.3. Application du chargement de fretting

Lors des essais de fretting simple, un déplacement sinusoïdal $\delta(t)$ (aussi appelé débattement) est imposé au vérin de fretting pendant un nombre de cycles défini, et la force tangentielle $Q(t)$ est mesurée tout au long de l'essai. Pour chaque cycle, l'amplitude de débattement δ^* ainsi que l'amplitude de la force tangentielle Q^* sont calculées. Rappelons que « X^* » signifie « amplitude de $X(t)$ ».

La Figure 3-11.c présente Q^* en fonction de δ^* pour un essai de *débattement variable* entre deux fils clairs, c'est-à-dire un essai où l'amplitude de débattement a été augmentée à intervalles réguliers (ici tous les 200 cycles). Deux cycles de fretting, en glissement partiel et en glissement total, sont représentés Figure 3-11.a,b. La distinction entre régimes de glissements partiel et total est nette. L'amplitude de débattement à la transition δ_t^* est indiquée par des pointillés verticaux. Le coefficient de frottement à la transition μ_t est significativement plus élevé que le coefficient de frottement en glissement total μ_{GT} . Cette différence est courante, et peut être expliquée par l'apparition d'un lit de débris suite à de l'usure (3^e corps) entre les deux solides en contact, qui permet une lubrification.

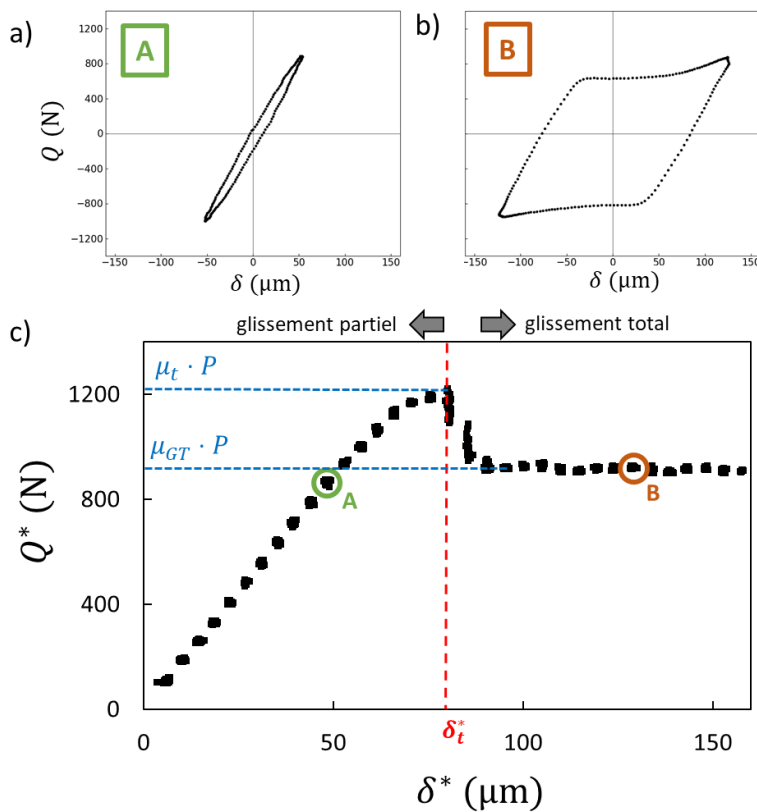


Figure 3-11 : essai de débattement variable, montage de fretting simple, fils clairs à sec, $f = 10 \text{ Hz}$, $P = 1400 \text{ N}$

En glissement partiel, le débattement δ ne correspond pas à un glissement entre les deux surfaces, mais à une déformation des fils et surtout du montage. L'amplitude de débattement mesurée dépend donc du montage utilisé. En glissement total, il est théoriquement possible d'extraire la composante de glissement δ_s^* du cycle de fretting (cf. chapitre 1, paragraphe 2.6), qui sera utilisée lors de l'étude de la cinétique d'usure. Toutefois, la difficulté de mesurer cette composante a conduit les concepteurs du logiciel de post-traitement utilisé à assimiler l'amplitude de glissement δ_s^* à l'ouverture de cycle δ_{ouv}^* . La différence entre ces deux valeurs est négligeable. δ_s^* peut aussi être estimée à partir de l'amplitude de débattement avec :

$$\delta_s^* = \delta^* - \delta_t^* \cdot \frac{\mu_{GT}}{\mu_t} \quad (3-1)$$

où $\mu_{GT} = 0.66$, $\mu_t = 0.88$ et $\delta_t^* = 80 \mu\text{m}$ (pour le montage de fretting simple).

Rappelons que le débattement mesuré dépend du montage utilisé, et a donc un sens physique limité. Q^* est une variable plus pertinente pour décrire le chargement en glissement partiel, et δ_s^* en glissement total. Toutefois, δ^* a l'avantage de bien discriminer les essais dans ces deux domaines, d'où son utilisation dans les figures.

2.4. Montage expérimental de fretting-fatigue

Les essais de fretting-fatigue ont pour objectif de reproduire sur un fil éprouvette les chargements qui s'exercent sur un fil dans le câble. La Figure 3-12 présente le montage, qui utilise un banc hydraulique avec deux vérins de la marque MTS. Comme pour les essais de fatigue, le fil éprouvette (de longueur 40 cm) est enserré dans les mors grâce à un système de demi-coquilles et de scotch électrique. Le vérin « de fatigue » applique une tension sur le fil éprouvette. Comme pour les essais de fretting simple, un fil poinçon, enserré dans un porte poinçon grâce à une vis de serrage, est en contact avec le fil éprouvette avec un angle de 30° . Un contrecorps en polymère, placé à l'opposé du fil poinçon, permet d'appliquer la force normale grâce à des bras de force sans déformer le fil éprouvette. La forme de ce contrecorps (plat) et son matériau (nylon avec lubrifiant solide intégré, de nom commercial Ertalyte TX) ont été choisis afin de minimiser la friction avec le fil éprouvette. Le tout est monté sur un système de chariot coulissant, qui assure la symétrie du chargement de force normale.

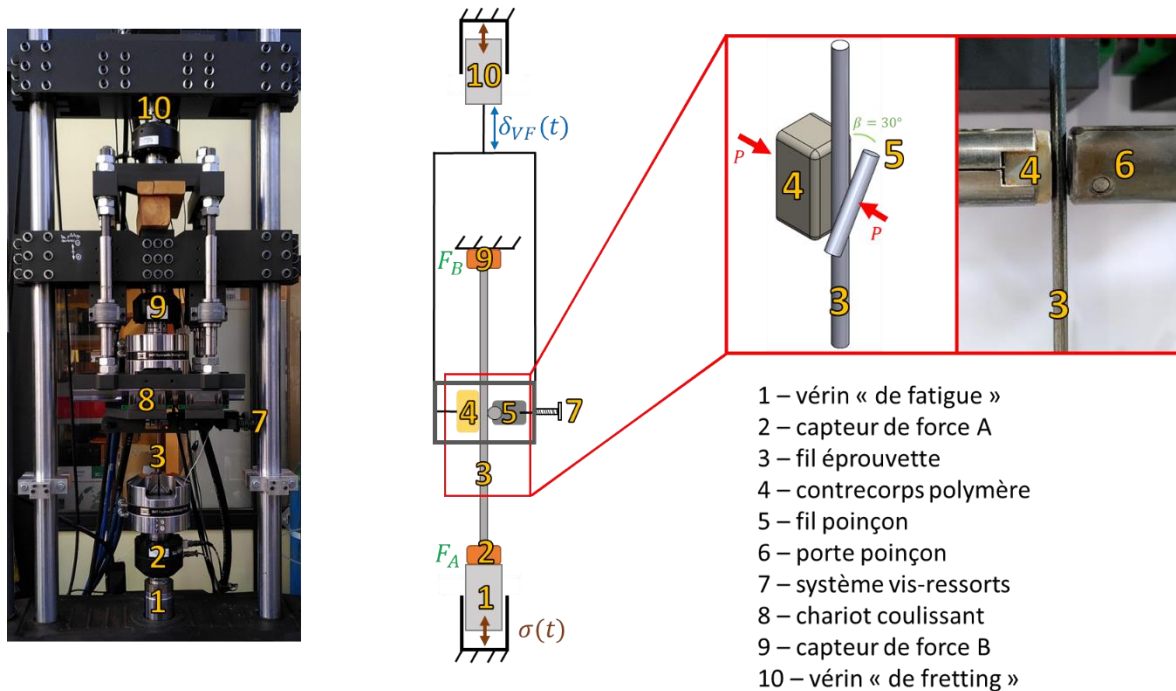


Figure 3-12 : montage de fretting-fatigue, double vérins

Une cellule de corrosion représentée Figure 3-13 permet de placer le contact en eau de mer. Des joints assurent l'étanchéité de la cellule. Des arrivées et sorties d'eau à l'arrière de la cellule permettent le remplissage. Les bras (17) permettent de fixer la cellule à la cage de fretting. Un système à trois électrodes est connecté à un potentiostat à masse flottante (Gamry Interface 1010B) pour mesurer le potentiel électrochimique. La contre électrode est une barre de graphite pur, l'électrode de référence

est une électrode Ag/AgCl (électrolyte KCl 3M), l'électrode de travail est le fil éprouvette. Notons cependant que le suivi du potentiel électrochimique a été mis en place tardivement : pour une partie des essais, ces données ne sont donc pas disponibles.

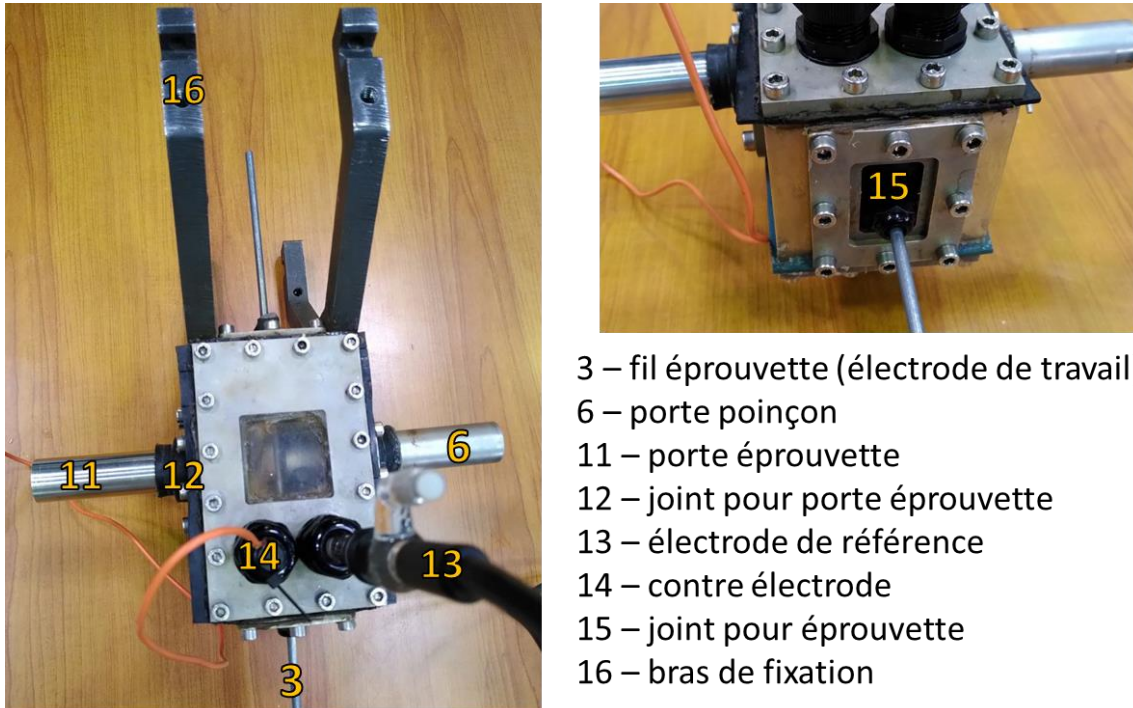


Figure 3-13 : cellule de corrosion pour montage de fretting-fatigue

2.5. Application du chargement de fretting-fatigue

Pendant un essai de fretting-fatigue, un déplacement cyclique $\delta_{VF}(t) = \delta_{VF}^* \cdot \sin(2\pi ft)$ est imposé au vérin « de fretting », lequel est relié directement au fil poinçon et au contrecorps polymère par la cage de fretting. Les capteurs de force A et B mesurent les forces $F_A(t)$ et $F_B(t)$ aux deux extrémités du fil. La force tangentielle totale $Q_{somme}(t)$ exercée sur le fil éprouvette par le fil poinçon et le contrecorps polymère est calculée par la différence des forces mesurées par les capteurs A et B :

$$Q_{somme} = F_B - F_A \quad (3-2)$$

Le vérin « de fatigue » applique une force sinusoïdale $F_A(t)$ au fil éprouvette. Utiliser deux vérins permet de découpler les chargements « de fretting » et « de fatigue ». Les vérins se déplacent à la même fréquence, et sont en phase. Ainsi, la force $F_B(t)$ dans la partie supérieure du fil éprouvette est toujours plus grande que la force $F_A(t)$ dans la partie inférieure, et les fissures apparaissent toujours sur le bord supérieur de la trace de fretting. La force $F_B(t)$, mesurée par le capteur de force B, est donc la force à mesurer pour prédire l'initiation de fissures. Le vérin de fatigue est piloté en force de telle manière que F_B^* reste constante même si Q_{somme}^* varie. Le chargement de fatigue $\sigma = \sigma_m + \sigma_a \cdot \sin(2\pi ft)$ est calculé à partir de F_B et de l'aire de la section transversale du fil S :

$$\sigma = \frac{F_B}{S} \quad (3-3)$$

La Figure 3-14.c présente Q_{somme}^* en fonction de δ_{VF}^* pour un essai de débattement variable entre deux fils clairs avec un chargement de fatigue $\sigma(t)$. Le déplacement en phase des vérins génère cette courbe non-monotone. Quand le vérin de fretting est immobile (i.e. $\delta_{VF}^* = 0$), la force tangentielle n'est pas nulle, car le chargement de fatigue impose un champ de déformation cyclique au fil

éprouvette. En augmentant δ_{VF}^* , l'amplitude de la force tangentielle diminue, car le déplacement du vérin de fretting tend à compenser la déformation due à la fatigue. Le poinçon tend à « freiner » le déplacement de l'éprouvette : quand δ augmente, Q_{somme} diminue, car le déplacement de l'éprouvette due à la fatigue est plus grand. Le cycle de fretting a alors une forme représentée Figure 3-14.a. Lorsque $\delta_{VF}^* = \delta_{VF,0}^*$, le déplacement du vérin de fretting correspond parfaitement à la déformation due à la fatigue, et la force tangentielle est théoriquement nulle. En augmentant encore δ^* , le poinçon tendra à « tirer » l'éprouvette : si δ_{VF} augmente, Q_{somme} augmente. La « pente » du cycle de fretting change alors de sens. Ce point de bascule peut être mesuré, mais aussi calculé avec l'équation suivante :

$$\delta_{VF,0}^* = l_{upper} \cdot \frac{\sigma_a}{E} \quad (3-4)$$

où l_{upper} est la longueur du fil éprouvette au dessus du contact, et E le module d'élasticité de l'acier. Pour les essais, nous avons utilisé exclusivement le domaine $\delta_{VF}^* \geq \delta_{VF,0}^*$, car il permet d'obtenir toute la gamme de glissement partiel et glissement total. Par la suite, pour une meilleure lisibilité des figures, nous utiliserons une *amplitude de déplacement effective* δ^* définie par :

$$\delta^* = \delta_{VF}^* - \delta_{VF,0}^* \quad (3-5)$$

Afin d'éviter des forces tangentielles plus grandes que la valeur recherchée en début d'essai, les consignes de fretting et de fatigue sont augmentées peu à peu et alternativement.

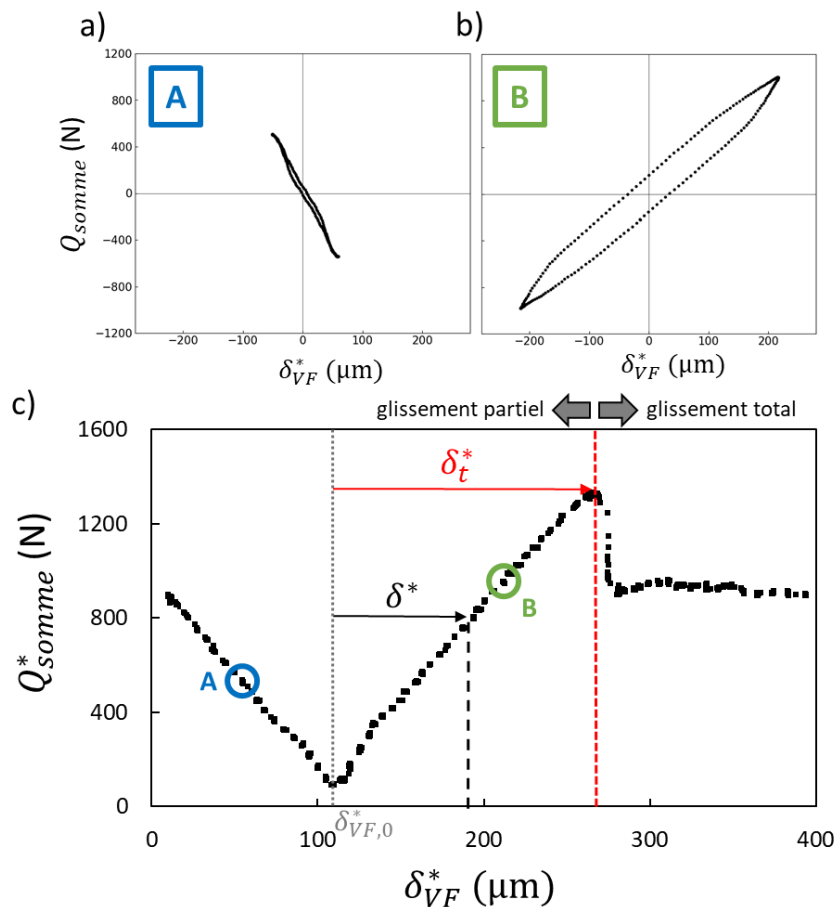


Figure 3-14 : essai de débattement variable, montage de fretting-fatigue, fils clairs à sec, $f = 10$ Hz, $P = 1400$ N, $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa

Pour prédire le risque d'initiation de fissure, la force tangentielle à considérer est la force tangentielle de contact entre le fil éprouvette et le fil poinçon Q^* . Son amplitude peut être calculée en soustrayant l'effet du contrecorps polymère :

$$Q^* = Q_{total}^* - Q_{cp}^* \quad (3-6)$$

Q_{cp}^* a été mesurée pour toute la gamme de débattement grâce à un essai de débattement variable avec deux contrecorps et vaut :

- $Q_{cp}^* = \mu_{cp} \cdot P$ si $\delta^* \geq \delta_{t,cp}^*$ (contact éprouvette/contrecorps en glissement total)
- $Q_{cp}^* = \frac{\delta^*}{\delta_{t,cp}^*} \cdot \mu_{cp} \cdot P$ si $\delta^* < \delta_{t,cp}^*$ (contact éprouvette/contrecorps en glissement partiel)

où $\mu_{cp} = 0.07$ est le coefficient de frottement du contact éprouvette/contrecorps et $\delta_{t,cp}^* = 20 \mu\text{m}$ est l'amplitude de débattement effective à la transition entre glissement partiel et glissement total de ce contact, pour la force normale $P = 1400 \text{ N}$. L'annexe A.1 présente quelques précisions sur le comportement de ce contrecorps.

À $\delta^* = \delta_{t,cp}^*$, il y a un léger changement de pente sur la Figure 3-14.c : il s'agit du passage en glissement total du contact éprouvette/contrecorps. Ceci explique également l'hystérésis du cycle de fretting plus importante que sur le montage de fretting simple, et ce même changement de pente est visible sur le cycle de fretting de la Figure 3-14.b.

Conclusion

L'analyse microstructurale et les essais de traction ont permis d'identifier rapidement les caractéristiques d'importance de l'acier des fils : forte anisotropie due au tréfilage, limite élastique et limite à rupture très élevées.

Les essais de fatigue ont servi à identifier les limites de fatigue, qui seront utilisées pour le calcul du risque de rupture. Pour déterminer une limite de fatigue suivant les règles de la littérature, un plus grand nombre d'essais serait nécessaire. Mais la précision obtenue ici est suffisante pour faire apparaître les phénomènes physiques qui nous intéressent et pouvoir appliquer les critères de risque de rupture avec des paramètres cohérents.

Les essais de fretting simple seront utiles pour étudier rapidement la cinétique d'usure des fils. Nous avons ici détaillé le fonctionnement du montage qui sera utilisé, qui a l'avantage de la simplicité par rapport au montage de fretting-fatigue.

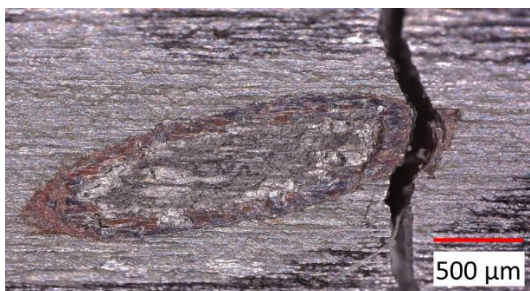
Enfin, les essais de fretting-fatigue (dans différentes conditions environnementales) serviront à simuler les conditions dans le câble, de manière contrôlée et reproductible. Le fonctionnement du montage et les post-traitements ont été détaillés ici, ce qui permettra de simplifier la présentation des résultats dans les chapitres suivants.

Chapitre 4 :

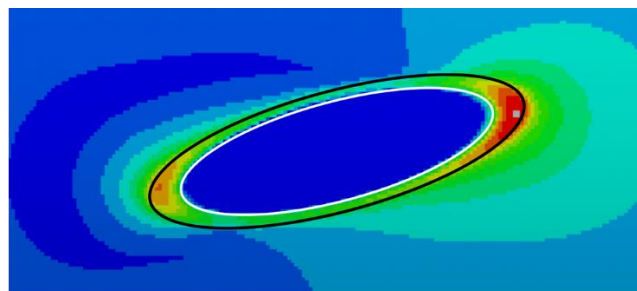
Étude expérimentale et numérique du fretting-fatigue sur des fils clairs à sec

Ce chapitre présente la démarche d'étude de l'endommagement en fretting-fatigue des fils, appliquée au cas des fils clairs (donc sans revêtement de zinc), dans l'air ambiant. Cette configuration n'existe pas en service, les fils étant alors zingués et graissés. Toutefois, ce cas simplifié permet d'analyser l'endommagement en évitant certains biais, et donc de faciliter la compréhension des phénomènes physiques à l'œuvre. Il servira de référence pour comprendre les autres configurations (fils zingués, graissés, en eau de mer).

Ce chapitre commence par l'étude expérimentale, avec la présentation des résultats d'essais de fretting-fatigue et de fretting simple. Dans une deuxième partie, un modèle numérique décrivant l'endommagement en fretting-fatigue des fils est développé.



Trace de fretting sur un fil



Simulation numérique d'un fil

Table des matières

1. Étude expérimentale de l'endommagement en fretting-fatigue	103
1.1. Influence du chargement de fretting	103
1.1.1. Essais de fretting-fatigue	103
1.1.2. Étude de l'usure en glissement partiel	109
1.1.3. Étude de l'usure en glissement total	113
1.2. Influence du chargement de fatigue	116
2. Modèle numérique d'endommagement d'un fil	119
2.1. Présentation de l'algorithme	119
2.1.1. Dimensions de la surface de contact	121
2.1.2. Calcul des champs de pression et de cisaillement	121
2.1.3. Modèle éléments finis	123
2.1.4. Critère de fatigue multiaxial	124
2.1.5. Correction de « l'effet de gradient »	125
2.1.6. Relation entre contrainte équivalente à la distance critique et durée de vie, en glissement partiel	126
2.1.7. Cumul d'endommagement en glissement total	127
2.2. Discussion sur le modèle numérique	128
2.2.1. Hypothèse du champ de pression hertzien (en glissement partiel)	128
2.2.2. Hypothèse du non déplacement dans le massif de l'interface de frottement	128
2.2.3. Hypothèse de matériau élastique	128
2.2.4. Comparaison du temps de calcul par rapport à un modèle « numérique complet »	130
2.2.5. Influence de la forme de la distribution de pression en glissement total	130
3. Application du modèle numérique	132
Conclusion	134

1. Étude expérimentale de l'endommagement en fretting-fatigue

Les chargements appliqués pour ces essais sont issus des valeurs obtenues par la simulation numérique du câble présentée dans le chapitre 2. Au vu de l'importante dispersion des chargements entre les différentes couches du câble, un set de chargements de référence a été fixé, dont les valeurs sont renseignées dans le Tableau 4-1. Il a été choisi car il engendre des ruptures assez rapides, permettant de réaliser les essais dans un temps raisonnable. De plus, il correspond au chargement pour un fil d'une couche intermédiaire, là où les ruptures de fils sont le plus souvent observées en service. Notons d'ailleurs que la fréquence, en fatigue comme en fretting-fatigue, n'a théoriquement pas d'impact sur le nombre de cycles à rupture. L'influence de plusieurs paramètres sera explorée à partir de ces chargements de référence.

Chargements	Valeurs
Force normale P	1400 N
Fréquence f	10 Hz
Valeur moyenne de sollicitation de fatigue σ_m	320 MPa
Amplitude de sollicitation de fatigue σ_a	160 MPa
Amplitude de force tangentielle Q^*	1000 N

Tableau 4-1 : chargements de référence

1.1. Influence du chargement de fretting

1.1.1. Essais de fretting-fatigue

Afin d'analyser l'influence du chargement de fretting sur la durée de vie, une série d'essais de fretting-fatigue a été réalisée. La sollicitation de fatigue a été fixée à $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, et la force normale à $P = 1400$ N. Seule l'amplitude de débattement est modifiée entre les essais.

La Figure 4-1.a montre la durée de vie pour chaque essai en fonction de l'amplitude de débattement effective imposée. Rappelons que l'amplitude de débattement dépend de la raideur du montage et n'a donc pas de signification physique, mais a l'avantage de permettre la visualisation sur un seul axe des essais en glissements partiel et total (cf. chapitre 3 paragraphe 2.5). Lorsque l'éprouvette n'est pas rompue après 10^6 cycles, l'essai est interrompu. Ce plafond a été choisi car il permet de réaliser les essais en un temps assez court, tout en étant suffisant pour appréhender les conditions d'endurance infinie. La Figure 4-1.b montre les amplitudes de force tangentielle moyennées sur la durée de l'essai, en fonction de l'amplitude de débattement effective. Pour faciliter la lecture, un deuxième axe vertical est créé avec les amplitudes de force tangentielles moyennées sur la durée de l'essai divisées par la valeur de force normale visée (1400 N). La Figure 4-1.c montre les aires des traces mesurées à la fin des essais en fonction de l'amplitude de débattement effective, avec un zoom sur les traces des essais en glissement partiel.

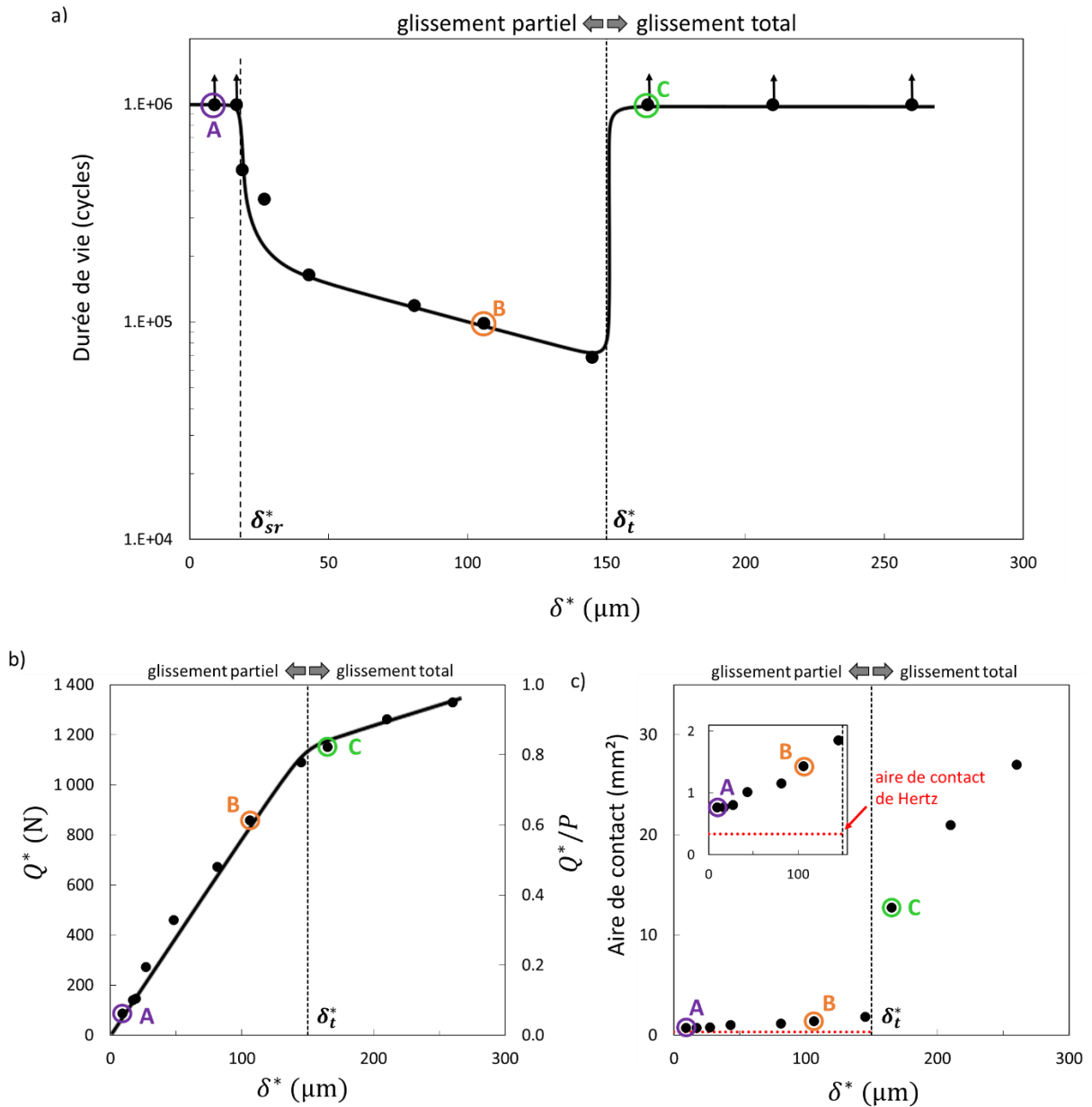


Figure 4-1 : essais de fretting-fatigue, fils clairs à sec. $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$.
 a) durées de vie, b) amplitudes de force tangentielle et c) aires de contact à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective.

Pour $\delta^* \leq 17 \mu\text{m}$, la durée de vie de vie est supérieure à 10^6 cycles. Un seuil de rupture/non-rupture après lequel la durée de vie chute brutalement est observé à $\delta_{sr}^* = 17 \mu\text{m}$. La Figure 4-2.a présente la trace de fretting sur le fil-éprouvette de l'essai A ($\delta^* = 9 \mu\text{m}$, interrompu après 10^6 cycles) et la Figure 4-2.b présente une coupe dans le même fil-éprouvette. Le plan de coupe et la direction de la vue sont indiquées sur la Figure 4-2.a. Une fissure de taille $120 \mu\text{m}$ est observée au bord de la zone de contact. Le seuil de rupture ne correspond donc pas à un seuil d'amorçage à proprement parler. En l'état, il est difficile de déterminer si cette fissure a atteint une condition d'arrêt de propagation, ou si elle aurait induit une rupture après un nombre de cycles supérieur à 1 million. Toutefois, au vu de la chute très rapide de la durée de vie après le seuil de rupture, il semble pertinent de conserver ce seuil pour distinguer ces domaines.

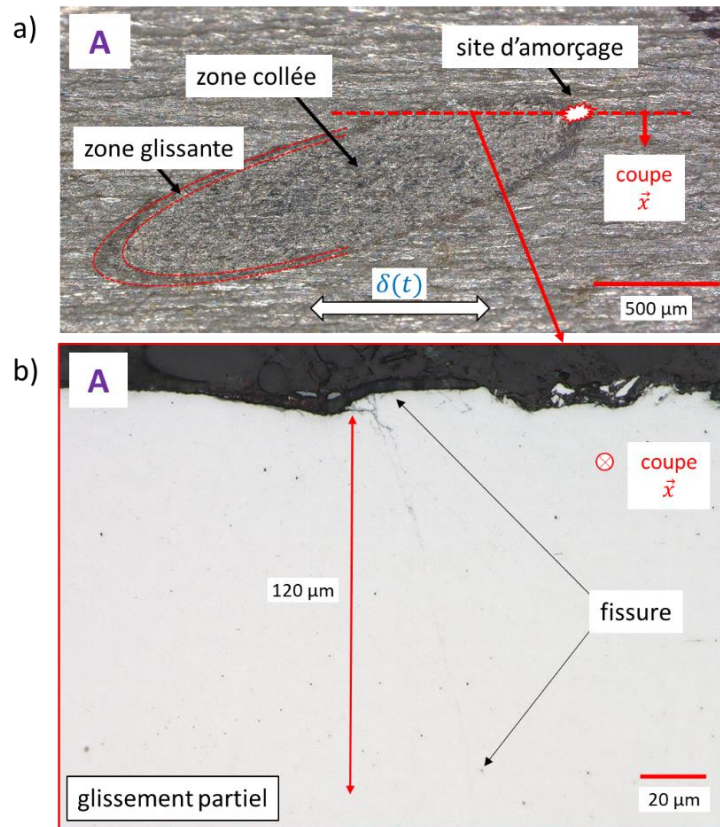


Figure 4-2 : essai de fretting-fatigue A (cf. Figure 4-1). $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 9$ μm . a) trace de fretting sur le fil-éprouvette, b) coupe du fil-éprouvette

Entre $\delta^* = 40$ μm et $\delta^* = 150$ μm , la durée de vie continue à décroître, mais plus lentement. Le contact est alors en glissement partiel. L'amplitude de débattement à la transition glissement partiel/glissement total (GP/GT) est de $\delta_t^* = 150$ μm , elle est déterminée grâce à la forme des cycles de fretting pendant les essais. La Figure 4-3.a présente la trace de fretting sur le fil éprouvette de l'essai de fretting-fatigue à $\delta^* = 105$ μm (essai B). Du fait de la rupture, il est plus difficile de distinguer les zones collée et glissante. La Figure 4-3.b présente le faciès de rupture correspondant. La zone de propagation s'étend sur près de la moitié de la section. Il est difficile de distinguer la zone de propagation en mode II de la zone en mode I. La zone de rupture brutale est accidentée.

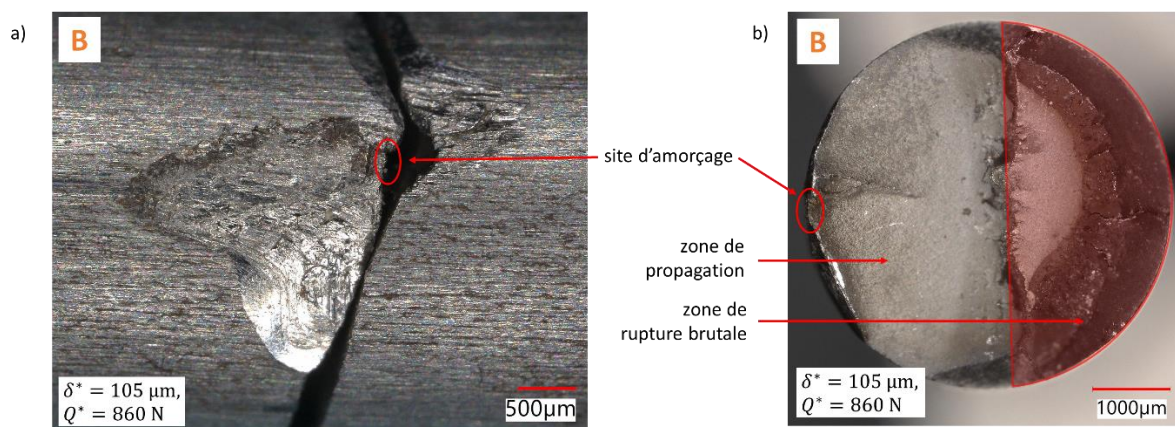


Figure 4-3 : essai de fretting-fatigue B (cf. Figure 4-1). $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 105$ μm . a) trace de fretting sur le fil-éprouvette, b) faciès de rupture du fil-éprouvette

Afin de pouvoir observer les zones collée et glissante sur la trace de fretting ainsi que la localisation du site d'amorçage, un essai de fretting-fatigue a été réalisé puis interrompu avant rupture (70 000 cycles) et brisé avec un mouton de Charpy après trempe dans l'azote liquide pour rendre l'acier fragile. La Figure 4-4.a présente la trace de fretting. La fissure apparaît dans la zone glissante, en bordure du contact. La Figure 4-4.b présente une vue EDX de la trace, avec un affichage de l'élément oxygène. Une concentration en oxydes est observée sur la zone glissante, ce qui est attendu. La Figure 4-4.c présente le faciès de rupture du fil-éprouvette. La forme en arc de cercle de la fissure est bien visible. Après 70 000 cycles, la fissure a atteint une profondeur d'environ 300 μm . Notons que cette méthode permet une mesure très rapide et précise de la profondeur maximale de fissure.

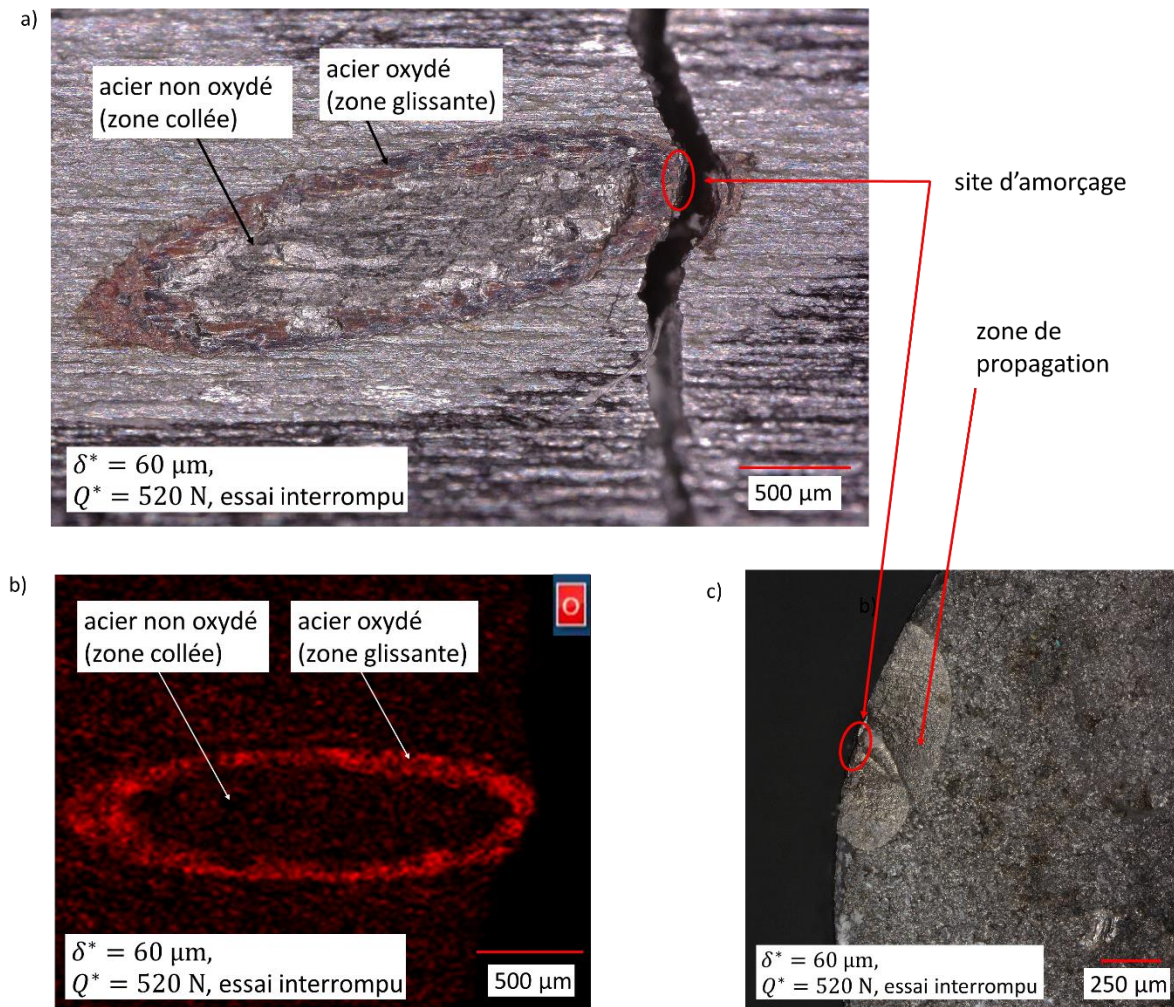


Figure 4-4 : essai de fretting-fatigue interrompu, puis rompu à l'azote liquide. $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$, $\delta^* = 60 \mu\text{m}$, 70 000 cycles. a) trace de fretting du fil-éprouvette, b) vue EDX (affichage de l'oxygène) de la trace de fretting du fil-éprouvette, c) faciès de rupture du fil-éprouvette

Afin de mieux distinguer les stades I et II de la propagation des fissures, un essai de fretting-fatigue interrompu a été réalisé, puis le fil-éprouvette et le fil-poinçon ont été enrobés et polis. Les Figure 4-5.a,b présentent les fissures observées. Dans le fil-poinçon, qui subit uniquement un chargement de fretting, plusieurs fissures d'une profondeur d'environ 30 μm et d'un angle d'environ 60° ont été observées. Dans le fil-éprouvette, qui subit le même chargement de fretting additionné du chargement de fatigue, la fissure se propage initialement avec un angle similaire durant quelques dizaines de microns, puis l'angle augmente progressivement jusqu'à atteindre environ 90°. La transition entre le

mode II et le mode I est progressive. Les Figure 4-5.c,d,e présentent respectivement des vues au MEB, à l'EDX (affichage du fer) et à l'EDX (affichage de l'oxygène) des fissures dans le fil-éprouvette observée Figure 4-5.b. Il y a comme attendu un déficit de fer ainsi qu'une présence d'oxydes dans la fissure.

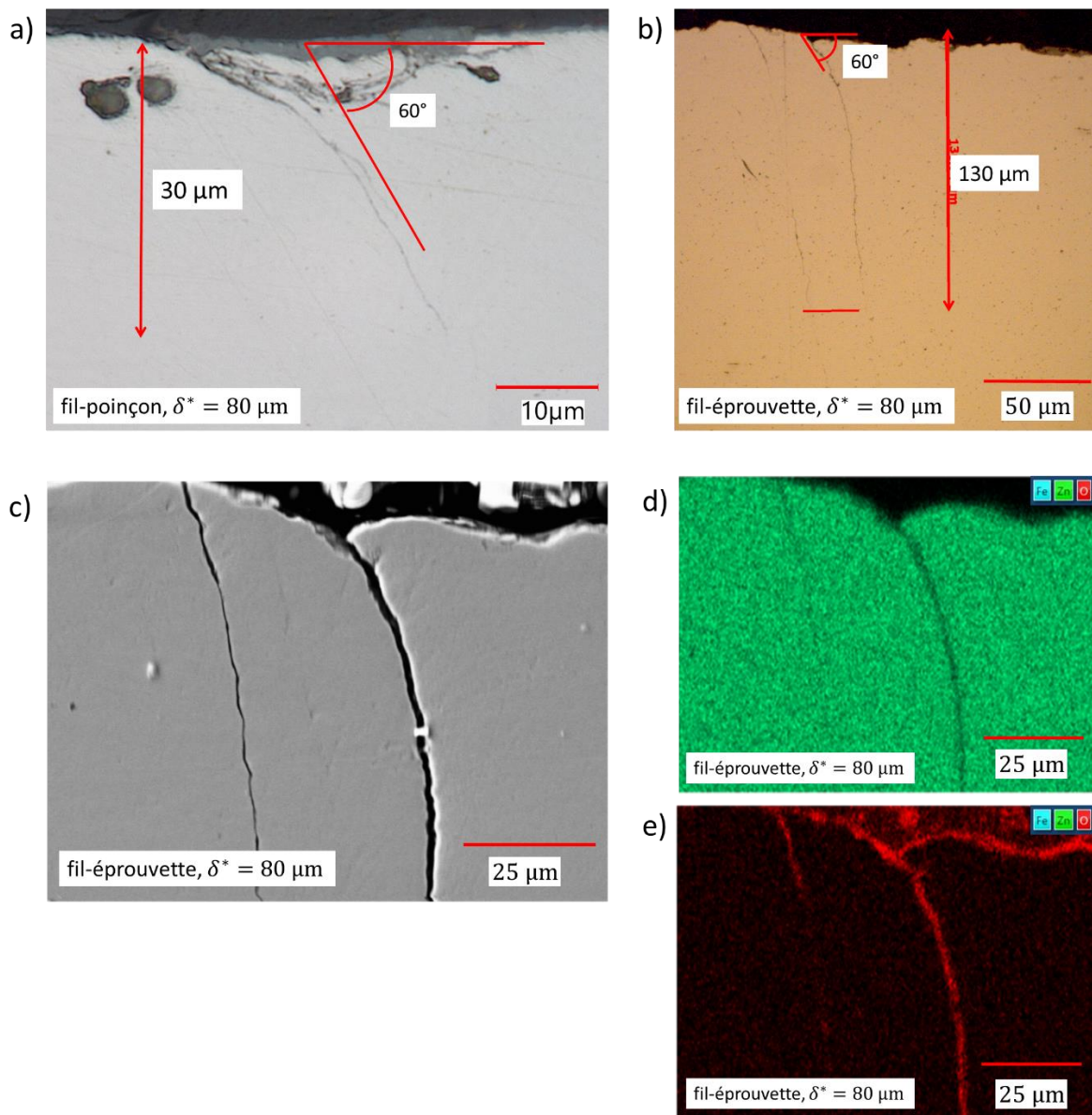


Figure 4-5 : essai de fretting-fatigue interrompu. $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 80$ μm , 80 000 cycles. a) coupe du fil-poinçon, b) coupe du fil-éprouvette

Pour $\delta^* > 150$ μm , le contact est en glissement total, et la durée de vie remonte brutalement à plus de 10^6 cycles. La Figure 4-1.c. montre en parallèle une augmentation importante de la taille de contact. L'usure, en augmentant la taille de contact, diminue les pics de contraintes et donc le risque de rupture. Cet effet bénéfique de l'usure a été expliqué en détail dans au chapitre 1, paragraphes 3.2.3, et cette forme « en U » de la courbe de durée de vie est largement documentée dans la littérature. La remontée de durée de vie à la transition GP/GT est généralement moins rapide : ici, dès que le contact est en glissement total, il n'y a plus de rupture. La Figure 4-6 présente une coupe dans le fil-éprouvette de l'essai C, où aucune fissure n'a été détectée. Il est toutefois possible que des fissures aient amorcé au cours de l'essai, puis que la matière environnante ait été usée avant qu'elles n'aient pu se propager.

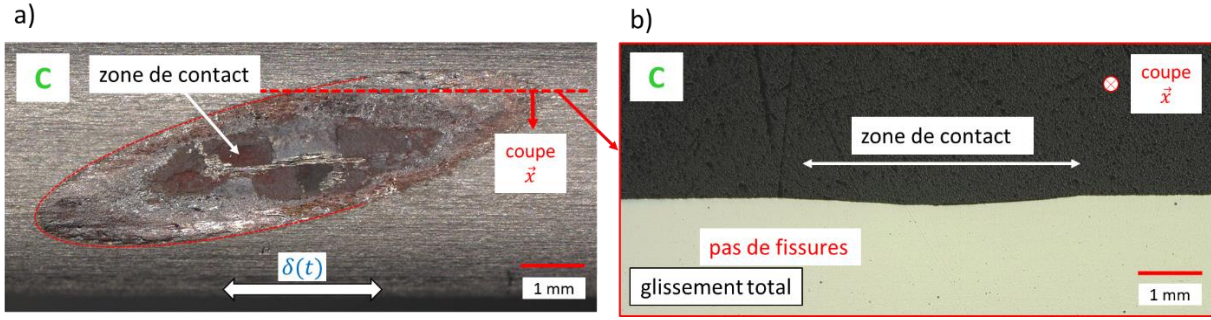


Figure 4-6 : essai de fretting-fatigue B (cf. Figure 4-1). $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 165$ μ m. a) trace de fretting sur le fil-éprouvette, b) faciès de rupture du fil-éprouvette

L'amplitude de la force tangentielle Q^* a une influence directe sur le risque de rupture. La Figure 4-1.b montre qu'en glissement partiel, Q^* dépend quasi linéairement de l'amplitude de débattement, ce qui est cohérent avec ce qui avait été observé durant l'essai de débattement variable Figure 3-11. Après la transition GP/GT, Q^* augmente, ce qui semble en contradiction avec le coefficient de frottement constant observé durant l'essai de débattement variable. Ceci s'explique par une variation de Q^* au cours de l'essai. La Figure 4-7.a présente l'évolution de Q^* pour quelques essais de fretting-fatigue choisis. Pour les essais en glissement partiel, elle reste stable, mais pour les essais en glissement total, elle augmente progressivement au cours du temps. Cette augmentation de Q^* peut s'expliquer par un effet « de charrue » : l'usure creuse un sillon dans l'éprouvette (voir Figure 4-7.c), ce qui engendre une augmentation du pic de force tangentielle à chaque extrémité du cycle de fretting (voir Figure 4-7.b). Cette augmentation du coefficient de frottement apparent est un effet purement mécanique. Notons d'ailleurs que la force tangentielle Q_t à la transition entre glissement partiel et glissement total (au sens instantané) ne change pas. Un effet similaire avait été observé par Fouvry et al. [40] sur un alliage de titane. Cet effet n'est pas visible sur les essais de débattement variables présentés au chapitre 3 car la durée de ces essais est faible, l'usure n'a donc pas eu le temps de créer de sillon.

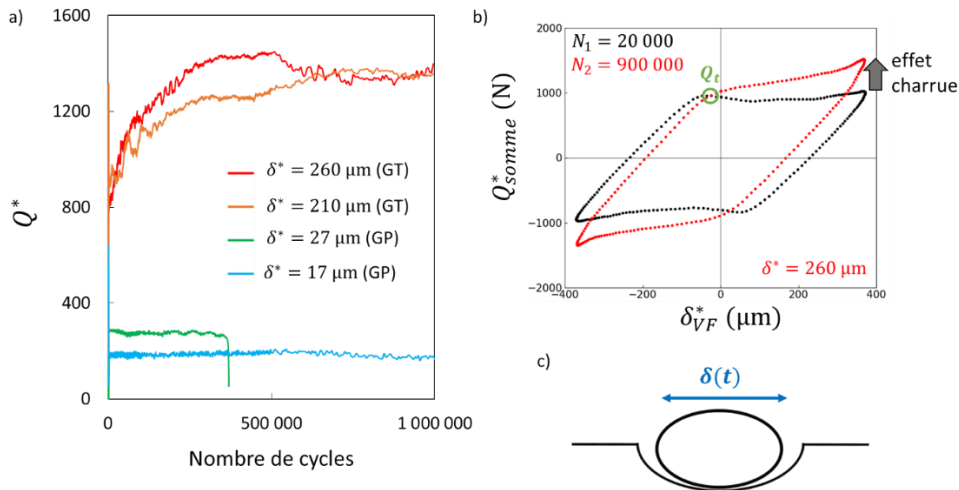


Figure 4-7 : a) Q^* en fonction du nombre de cycles, essais de fretting-fatigue. $P = 1400$ N, b) cycles de fretting d'un essai de fretting-fatigue à $\delta^* = 260$ μ m, c) illustration de coupe d'un contact usé

La taille de la zone de contact a une influence directe sur les champs de pression et de cisaillement, et donc sur le risque de rupture, d'où l'intérêt de l'étudier. La Figure 4-1.c montre les aires de contact mesurées à la fin des essais de fretting-fatigue, avec un zoom sur le domaine du glissement partiel. Dans le domaine du glissement total, l'aire de contact augmente quand l'amplitude de débattement

augmente : l'usure est plus importante quand l'amplitude de glissement est plus grande. Dans le domaine du glissement partiel, l'aire de contact semble aussi dépendre de l'amplitude de débattement. Or, suivant la théorie de Mindlin, cette aire devrait être constante, car dépendant uniquement de la force normale et de la géométrie du contact. Pour δ^* proche de zéro, l'aire de contact se rapproche de la prédiction analytique de Hertz, calculée avec la méthode décrite dans le chapitre 1, paragraphe 2. Afin de caractériser l'endommagement de fretting-fatigue, il est nécessaire d'étudier cette dépendance inattendue de l'aire de contact à l'amplitude de débattement.

1.1.2. Étude de l'usure en glissement partiel et glissement total

Afin de quantifier la taille et la géométrie de la trace de fretting en glissement partiel et en glissement total, nous avons réalisé plusieurs séries d'essais de fretting simple. Ceux-ci permettent un meilleur contrôle des conditions opératoires.

1.1.2.1 Dimensions de la trace de fretting en glissement partiel

Nous cherchons ici à expliquer les aires de contact observées dans le domaine du glissement partiel. Tout d'abord, un essai de fretting simple a été réalisé sur le banc de fretting simple, avec une amplitude de débattement imposée de $\delta^* = 60 \mu\text{m}$. Rappelons que l'amplitude de débattement mesurée dépend du banc d'essai, la comparaison avec la Figure 4-1 n'est donc pas directe. La Figure 4-8 présente la bûche de fretting correspondante. Au début, le contact est en glissement total, avant de passer en glissement partiel et de s'y stabiliser. Le glissement total durant cette phase de transition pourrait induire de l'usure, et donc une augmentation de l'aire de contact. Un effet similaire a été observé par Wang et al. [123].

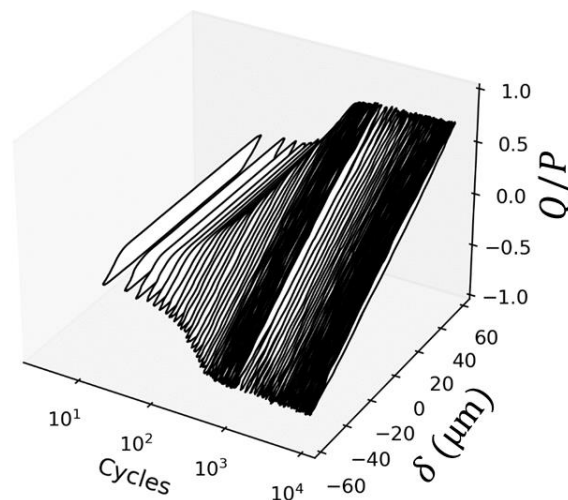


Figure 4-8 : bûche de fretting, essai de fretting simple, $P = 1400 \text{ N}$, $\delta^* = 60 \mu\text{m}$

Pour confirmer cette hypothèse, nous avons réalisé une série d'essais de fretting simple en imposant une amplitude de débattement $\delta^* = 65 \mu\text{m}$, interrompus après différents nombres de cycles. La Figure 4-9.a présente pour chaque essai l'aire de contact mesurée après interruption de l'essai, ainsi que le critère d'énergie A (décrit au chapitre 1 paragraphe 2.6.2) pour le dernier cycle de l'essai. La Figure 4-9.b présente le ratio Q^*/P et le critère A . Ceci simule un unique essai interrompu à plusieurs reprises. Ces résultats montrent que l'usure est bien générée exclusivement durant une courte période de transition (moins de 10^3 cycles), correspondant à un contact en glissement total. Initialement, l'aire de contact est proche de celle prédite par la théorie de Hertz. Une fois le critère A stabilisé (sous 0.2) l'aire de contact n'évolue plus. Les essais dits « en glissement partiel » correspondent donc en réalité

à des essais en régime de glissement mixte. Par simplicité, nous continuerons à parler « d'essais en glissement partiel », le contact se stabilisant très rapidement en glissement partiel.

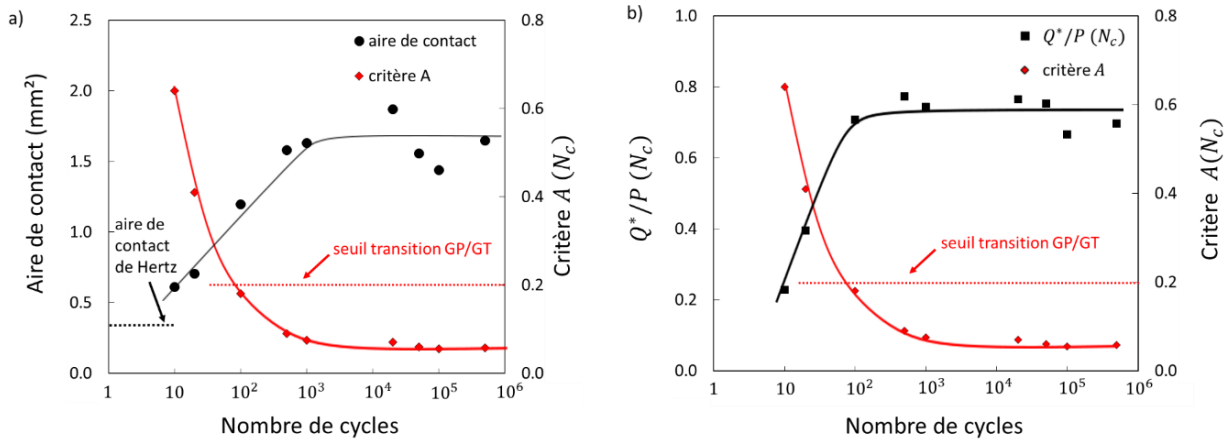


Figure 4-9 : essais de fretting simple interrompus. a) aires de contact, b) amplitude de force tangentielle normalisée mesurée à la fin de l'essai et critère de glissement total A en fonction du nombre de cycles. $P = 1400 \text{ N}$, $\delta^* = 65 \mu\text{m}$

Les aires de contact observées sur les essais de fretting-fatigue en glissement partiel sont donc dues à une phase transitoire de glissement total. Pour la prédiction de l'amorçage de fissures, nous aurons besoin de quantifier cet effet, et d'obtenir les dimensions de la trace de fretting (i.e. les demi-axes a , b de l'ellipse) connaissant le chargement appliqué.

La Figure 4-10 montre les demi-axes a , b mesurés sur les traces de fretting à la fin des essais de fretting-fatigue (en glissement partiel) en fonction de l'amplitude de force tangentielle stabilisée. Elle montre aussi a , b pour une série d'essais de fretting simple réalisés avec la même force normale, interrompus à plus de 10³ cycles (donc bien après que la taille de la trace de fretting soit stabilisée). Les deux séries d'essais se superposent bien, confirmant que les essais de fretting simple reproduisent bien le phénomène d'usure observé dans les essais de fretting-fatigue. Ceci est utile pour la généralisation du modèle à d'autres chargements de fretting, car ces essais de fretting simple sont bien plus simples à mettre en place. Ces essais montrent qu'en glissement partiel, les demi-axes a , b peuvent être déterminés à partir de l'amplitude de la force tangentielle stabilisée.

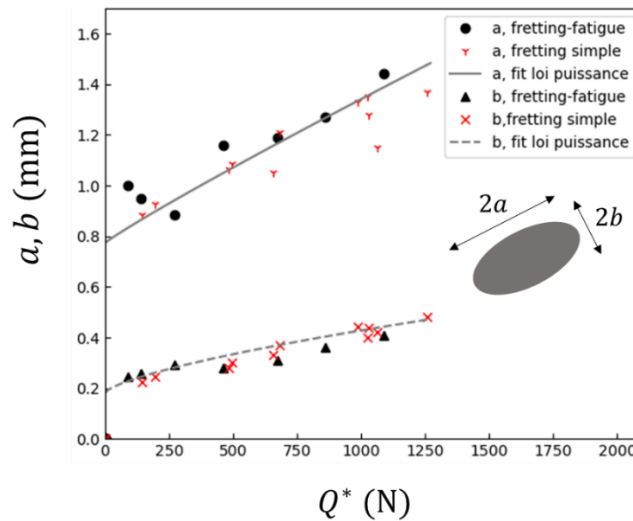


Figure 4-10 : dimensions des traces de fretting à la fin d'essais de fretting-fatigue et fretting simple, en glissement partiel. $P = 1400 \text{ N}$

Pour généraliser ces résultats et lisser la dispersion expérimentale, des relations (lois de puissance) ont été ajustées (méthode des moindres carrés non linéaires) à partir de ces mesures :

$$a = k_a \cdot (Q^*)^{n_a} + a_0, \quad b = k_b \cdot (Q^*)^{n_b} + b_0 \quad (4-1)$$

avec $k_a = 0.0009066, n_a = 0.9323, a_0 = 0.77$ et $k_b = 0.002051, n_b = 0.6931, b_0 = 0.18$.

Nous avons à présent un outil permettant de calculer les dimensions de la zone de contact pour les essais en glissement partiel, connaissant l'amplitude de la force tangentielle appliquée.

1.1.2.2 Modification de la géométrie du contact

L'usure entraîne aussi une modification de la géométrie du contact (i.e. le profil des surfaces), ce qui pourrait avoir une influence sur les champs de pression et de cisaillement. Dans cette optique, analyser cette géométrie est donc utile. La Figure 4-11.a présente le profil 3D d'une trace (obtenu avec un profilomètre laser) après un essai de fretting simple en glissement partiel (réalisé sur le montage de fretting simple). Les Figure 4-11.b,d présentent plusieurs profils 2D de traces pour des essais de fretting simple à différentes amplitudes de débattement, suivant deux directions de coupe. Nous nous intéressons ici principalement aux profils issus d'essais en glissement partiel (GP), mais un profil issu d'un essai en glissement total (GT) est inclus pour comparaison.

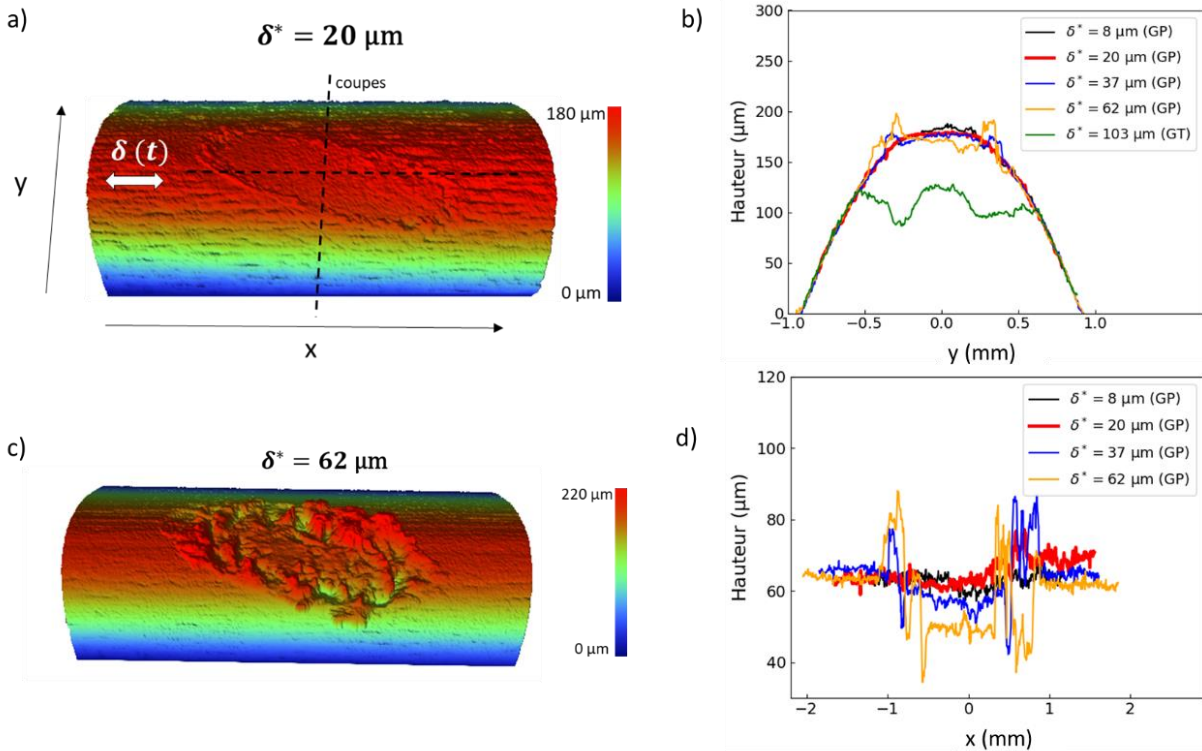


Figure 4-11 : profils de traces, essais de fretting simple (10 000 cycles, $P = 1400$ N) a) profil 3D de l'essai $\delta^* = 20 \mu\text{m}$, c) profil 3D de l'essai $\delta^* = 62 \mu\text{m}$, b,d) profils 2D de traces suivant deux directions de coupe

Pour les faibles amplitudes de débattement, la géométrie des fils est très peu affectée. Le contact reste quasiment hertzien. Pour les plus grandes amplitudes de débattement (et encore plus en glissement total), l'usure est plus significative. Ceci devrait logiquement aplanir le champ de pression. Dans la zone glissante, les débris d'usure s'accumulent et forment des excroissances, qui sont bien visibles sur le

profil 3D de la Figure 4-11.a, ainsi que sur les profils 2D de la Figure 4-11.d. Au vu du profil assez accidenté des surfaces (en particulier pour les forts chargements), essayer d'obtenir des champs de pression basés sur la géométrie observée expérimentalement serait difficile. Nous ne prendrons pas en compte cet effet de géométrie pour le calcul du champ de pression, et conserverons l'hypothèse de contact hertzien.

Afin d'étudier l'effet de cette modification de géométrie sur le champ de cisaillement, il est utile d'observer la taille des zones collées et glissantes. Ceci n'est pas possible sur les éprouvettes de fretting-fatigue rompues, car la rupture endommage trop la trace. Nous avons donc utilisé des essais de fretting simple (à plus de 10 000 cycles). Les Figure 4-12.a et Figure 4-12.b montrent des traces de fretting, avec les demi-axes de la zone collée a_1, b_1 . En supposant que le contact est hertzien, c'est-à-dire qu'il répond aux conditions développées au chapitre 1, paragraphe 2.3, le ratio a_1/a peut être calculé à partir de l'équation (1-15), rappelée ici :

$$\left(\frac{a_1}{a}\right)^3 = 1 - \frac{Q^*}{\mu P} \quad (4-2)$$

où μ est le coefficient de frottement dans la zone glissante. Proudhon et al [95] ont montré que le coefficient de frottement à la transition μ_t est une bonne approximation du coefficient de frottement opérant dans la zone glissante d'un contact en glissement partiel. La Figure 4-12.c compare les ratios a_1/a observés sur les traces de fretting, et calculés à partir de la mesure de l'amplitude de la force tangentielle, de la force normale et du coefficient de frottement à la transition de glissement. Ce dernier est obtenu à partir de l'essai de débattement variable Figure 3-14 : $\mu_t = 0.9$. Pour les chargements faibles, les ratios observés et calculés à partir de l'hypothèse de contact hertzien coïncident. Pour le chargement le plus élevé, le ratio observé semble être plus élevé que le ratio calculé. Cela peut s'expliquer par l'usure plus conséquente : les hypothèses du contact hertzien ne seraient alors plus valides. La distribution de pression serait alors plus aplatie.

Cependant, par simplicité, nous avons décidé de conserver l'hypothèse de contact hertzien, et d'utiliser les distributions de pression et de cisaillement issues de cette hypothèse.

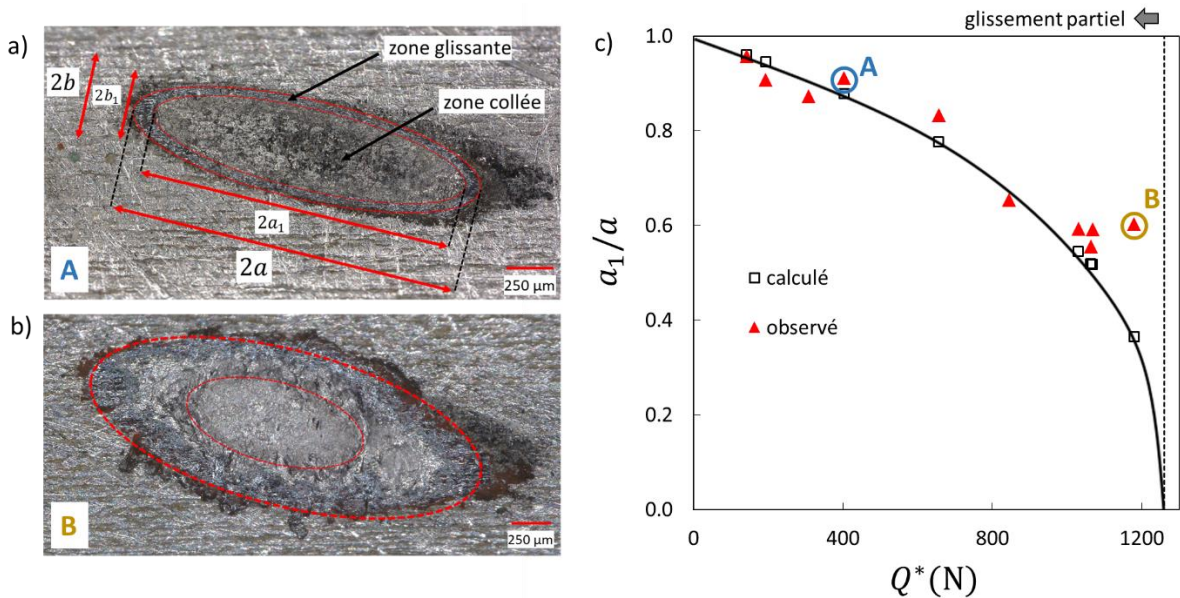


Figure 4-12 : a) trace de fretting d'un essai de fretting simple ($P = 1400$ N, $\delta^* = 20$ μm , 10 000 cycles), b) idem ($\delta^* = 70$ μm), c) ratios a_1/a calculés et observés, essais de fretting simple ($P = 1400$ N)

1.1.2.3 Étude de l'usure en glissement total

En glissement total, l'usure est continue tout au long de l'essai. Afin d'étudier son effet sur le risque de rupture, une formalisation de la cinétique d'usure est nécessaire, et c'est là l'objectif de ce paragraphe.

La loi d'Archard prédit le volume usé avec la formule suivante :

$$V_{usé} = k \cdot P \cdot 4\delta_s^* \cdot N_c \quad (4-3)$$

où P est la force normale, δ_s^* l'amplitude de glissement (et donc $4\delta_s^*$ le glissement au cours d'un cycle), N_c est le nombre de cycles, et k une constante appelée coefficient d'usure. Le travail d'Archard $\sum W = P \cdot 4 \cdot \delta_s^* \cdot N_c$ est proportionnel à l'énergie dissipée par friction au cours de l'essai.

Nous aurons aussi besoin d'une relation entre le volume usé et l'aire de contact. En effet, il est bien plus simple de mesurer une aire sur une simple photo que de mesurer un volume (en particulier lorsqu'il est très faible). Considérons deux cylindres C_1 et C_2 de rayon R , en contact, inclinés d'un angle β , comme illustré sur la Figure 4-13.a. Si nous diminuons la distance entre les cylindres de sorte qu'ils s'interpénètrent, le volume d'intersection correspond au volume d'usure des deux cylindres (donc, deux fois le volume d'usure d'un cylindre). La projection de ce volume d'intersection sur le plan perpendiculaire à la normale de contact est « l'aire de contact » (plus précisément, elle correspond à l'aire que nous mesurons optiquement). L'obtention d'une expression analytique de cette relation pour $\beta = 30^\circ$ est trop complexe, nous avons donc décidé d'utiliser une approximation numérique. Considérons une grille en trois dimensions (x, y, z) avec des tailles de pas ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$). Nous évaluons chaque nœud : à l'intérieur/à l'extérieur de C_1 , à l'intérieur/à l'extérieur de C_2 . Le volume d'usure est calculé comme le nombre de nœuds à l'intérieur de C_1 et C_2 , multiplié par le volume nodal $\Delta v = \Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z$. L'aire de contact est calculée de manière similaire comme la projection sur le plan (O, x, z) des nœuds sur le volume d'usure, multipliée par $\Delta x \cdot \Delta z$. La Figure 4-13.b présente une tranche 2D de ce processus (les tailles de pas affichées sont plus grandes pour une meilleure visualisation). La précision de cette méthode a été évaluée avec le cas $\beta = 90^\circ$, pour lequel il existe une formule analytique.

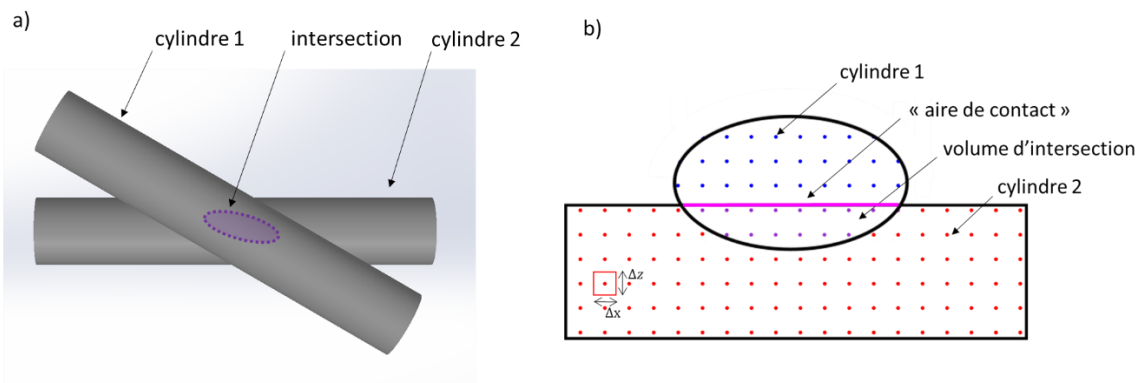


Figure 4-13 : a) interpénétration de cylindres croisés, b) coupe des cylindres illustrant la méthode numérique pour déterminer la relation entre volume usé et aire de contact observée

La Figure 4-14 montre la relation entre volume usé et aire de contact, obtenue avec des cylindres à plusieurs distances d'interpénétration. Elle montre aussi plusieurs points obtenus avec des mesures du volume usé au profilomètre, permettant de valider la méthode. Notons que pour les faibles volumes, la dispersion des mesures faites avec le profilomètre est significative, ce qui encourage à utiliser la méthode basée sur l'aire de contact mesurée optiquement.

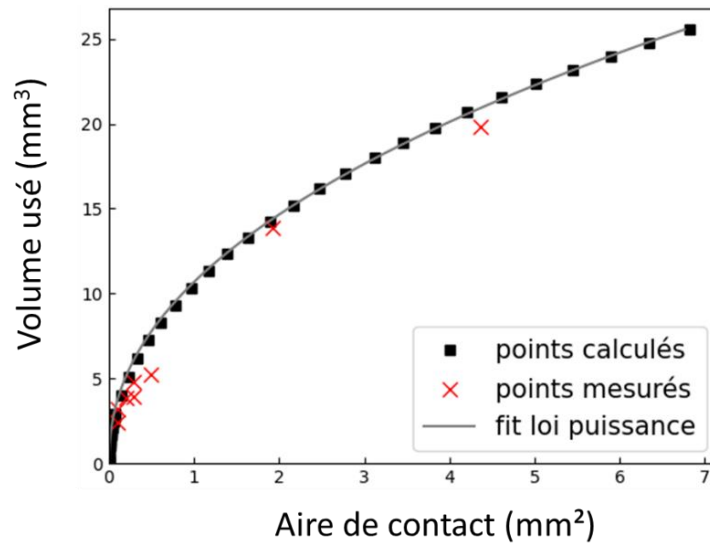


Figure 4-14 : relation entre volume utilisé et aire de contact obtenue avec la méthode numérique approchée

Une loi puissance est fittée (méthode des moindres carrés non linéaires) à partir de ces points :

$$V_{usé} \approx A_V \cdot (\text{aire contact})^{B_V} \quad (4-4)$$

avec $A_V = 0.005553$, $B_V = 2.192$.

La Figure 4-15 présente les volumes utilisés pour les essais de fretting-fatigue (calculés à partir des aires de contact de la Figure 4-1.c et de la formule (4-4)). Il y a bien une relation affine entre le volume utilisé et l'amplitude de débattement.

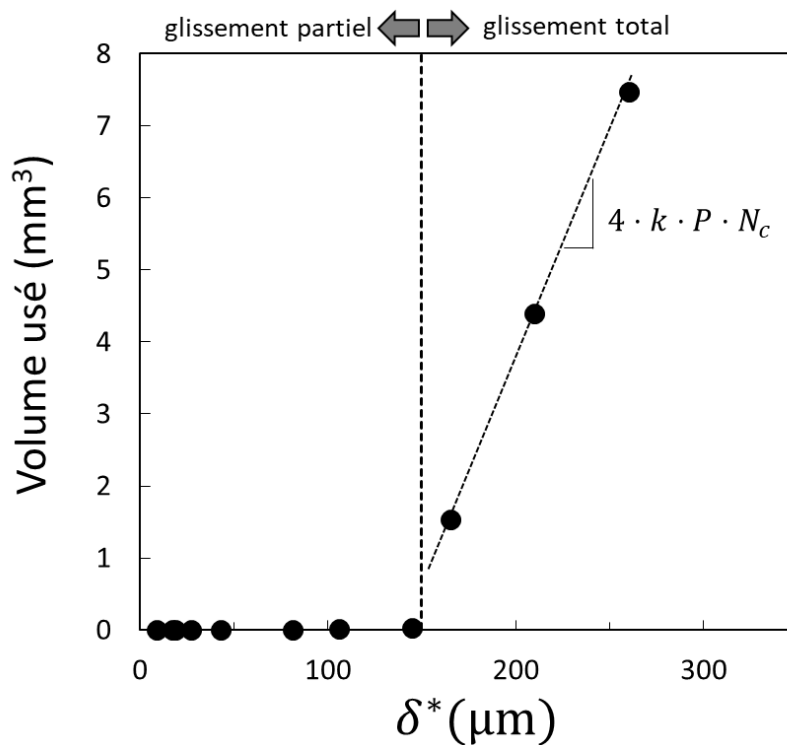


Figure 4-15 : volume utilisé en fonction de l'amplitude de débattement, essais de fretting-fatigue.

Toutefois, ces essais n'apportent pas d'informations directes sur la dépendance au nombre de cycles. De plus, la force normale a tendance à baisser significativement au cours de l'essai (de 1400 N à 1200 N), alors qu'elle est bien plus stable pour les essais en glissement partiel. En effet, puisque de la matière est retirée, il est logique que la force normale appliquée par le ressort diminue. Nous avons réalisé plusieurs essais de fretting simple, interrompus à différents nombres de cycles et pour différentes amplitudes de glissement (calculées avec l'équation (3-1)). Ces essais ont été réalisés sur le banc de fretting simple, mais comme l'amplitude de glissement ne dépend pas du banc, la loi d'Archard obtenue peut être transposée aux essais de fretting-fatigue. Le Tableau 4-2 présente les volumes usés pour ces essais.

	$\delta_s^* = 30 \mu\text{m}$	$\delta_s^* = 70 \mu\text{m}$	$\delta_s^* = 140 \mu\text{m}$
$N_c = 20\ 000$	$V_{usé} = 0.09 \text{ mm}^3$	$V_{usé} = 0.19 \text{ mm}^3$	$V_{usé} = 0.26 \text{ mm}^3$
$N_c = 50\ 000$	$V_{usé} = 0.18 \text{ mm}^3$	$V_{usé} = 0.32 \text{ mm}^3$	$V_{usé} = 0.63 \text{ mm}^3$
$N_c = 100\ 000$	$V_{usé} = 0.22 \text{ mm}^3$	$V_{usé} = 0.61 \text{ mm}^3$	$V_{usé} = 1.42 \text{ mm}^3$
$N_c = 500\ 000$	X	$V_{usé} = 2.63 \text{ mm}^3$	X

Tableau 4-2 : volume usé en fonction du nombre de cycles N_c et de l'amplitude de glissement δ_s^* , essais de fretting simple ($P \approx 1400 \text{ N}$)

La Figure 4-16 présente le volume usé (pour les essais de fretting simple et de fretting-fatigue) en fonction du travail d'Archard. Pour le calcul du travail d'Archard, la force normale est moyennée sur la durée de chaque essai. Un zoom est inclus dans la figure. Le coefficient d'usure ainsi calculé vaut $k = 1.26 \cdot 10^{-8} \text{ mm}^3 / (\text{N} \cdot \text{mm} \cdot \text{cycle})$. Pour les valeurs de travail d'Archard faibles, le coefficient d'usure semble être légèrement plus grand. Toutefois, considérant que l'usure a un effet bénéfique sur la fissuration, la sous-estimer induit une prédiction conservatrice du risque de fissuration.

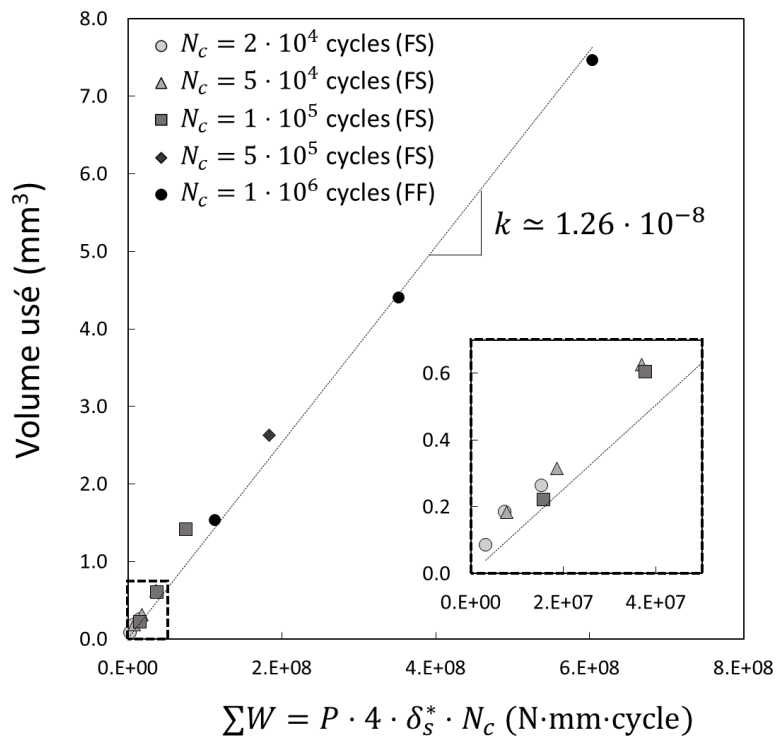


Figure 4-16 : volume usé en fonction du travail d'Archard, essais de fretting simple (FS) et fretting-fatigue (FF) ($P \approx 1400 \text{ N}$)

Pour la prédiction du risque de rupture, les demi-axes a, b de l'ellipse de contact seront nécessaires. À partir du modèle décrit dans la Figure 4-13, le grand axe $2a$ est calculé à partir du maximum des distances entre toutes les paires de nœuds dans le volume utilisé. Le petit axe $2b$ est calculé en supposant que la surface de contact forme bien une ellipse, avec la formule :

$$b = \frac{\text{aire contact}}{\pi \cdot a} \quad (4-5)$$

La Figure 4-17 montre la relation entre le volume utilisé et les demi-axes a, b , obtenue avec la méthode numérique.

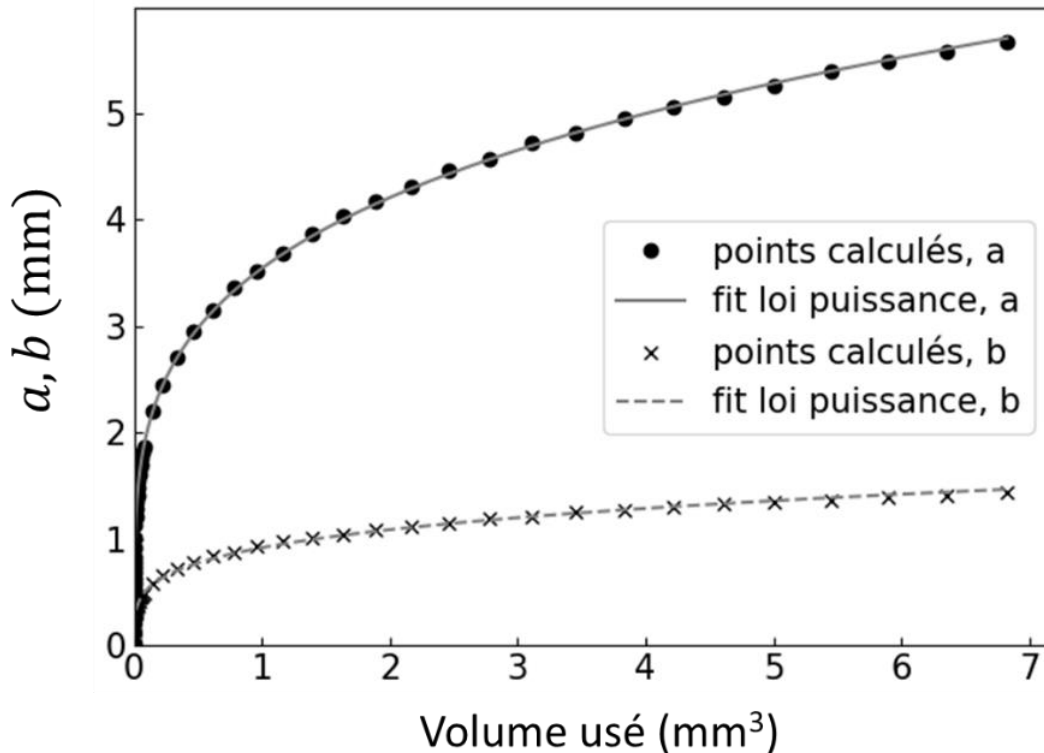


Figure 4-17 : relation entre dimensions de la surface de contact et volume utilisé, obtenue avec la méthode numérique approchée

Des lois puissance reliant le volume utilisé aux demi-axes ont été identifiées :

$$a \approx A_a \cdot (V_{usé})^{B_a}, \quad b \approx A_b \cdot (V_{usé})^{B_b} \quad (4-6)$$

avec $A_a \approx 3.54$, $B_a \approx 0.248$ et $A_b \approx 0.921$, $B_b \approx 0.243$.

En combinant les équations (4-3) et (4-6), nous avons un outil permettant de calculer les dimensions de la surface de contact pour les essais en glissement total, en fonction de l'amplitude de glissement et du nombre de cycles.

1.2. Influence du chargement de fatigue

L'amplitude de la sollicitation de fatigue σ_a a une influence sur la durée de vie. De plus, elle varie significativement dans le câble, et l'incertitude sur sa valeur en service est assez élevée (cf. conclusion du chapitre 2). Il est donc particulièrement pertinent d'analyser quantitativement son influence. Deux

séries d'essais de fretting-fatigue ont été réalisées en fixant le chargement de fretting (force normale $P = 1400$ N et amplitude de force tangentielle $Q^* \simeq \{1000$ N, 270 N}) ainsi que la valeur moyenne de sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320$ MPa, et en variant l'amplitude de la sollicitation de fatigue.

La Figure 4-18.a présente les durées de vie obtenues pour les différentes valeurs de σ_a imposées. Pour la première série, l'amplitude de force tangentielle est fixée à $Q^* \simeq 1000$ N. Il s'agit du chargement de fretting le plus critique observé Figure 4-1. Lorsque σ_a varie de 160 MPa à 50 MPa, la durée de vie augmente progressivement. En effet, la baisse de chargement de fatigue diminue la vitesse d'amorçage, et surtout diminue la vitesse de propagation de la fissure. Pour les plus faibles chargements, la courbe semble former une asymptote. Mais il n'est pas possible, avec la configuration en phase de déplacement des vérins, de réaliser des essais avec des valeurs de σ_a inférieures à 36 MPa. En effet, la force tangentielle elle-même génère une sollicitation de fatigue, même lorsque le vérin de fatigue est à l'arrêt. Pour diminuer la valeur minimale de sollicitation de fatigue applicable, une deuxième série d'essais a été réalisée à $Q^* \simeq 270$ N. Cette fois, l'asymptote de durée de vie infinie semble avoir été atteinte pour $\sigma_a \simeq 60$ MPa. La Figure 4-18.b présente les aires de contact à la fin des essais, en fonction de la durée de vie. L'aire de contact pour la série à $Q^* \simeq 270$ N est stable, comme attendu pour des essais en glissement partiel. De manière inattendue, l'aire de contact pour la série à $Q^* \simeq 1000$ N est plus grande lorsque l'essai a duré plus longtemps. Il semble que lorsque l'amplitude de débattement est proche de la transition glissement partiel/glissement total, une usure significative a lieu, même en glissement partiel. Cette usure n'empêche toutefois pas la rupture.

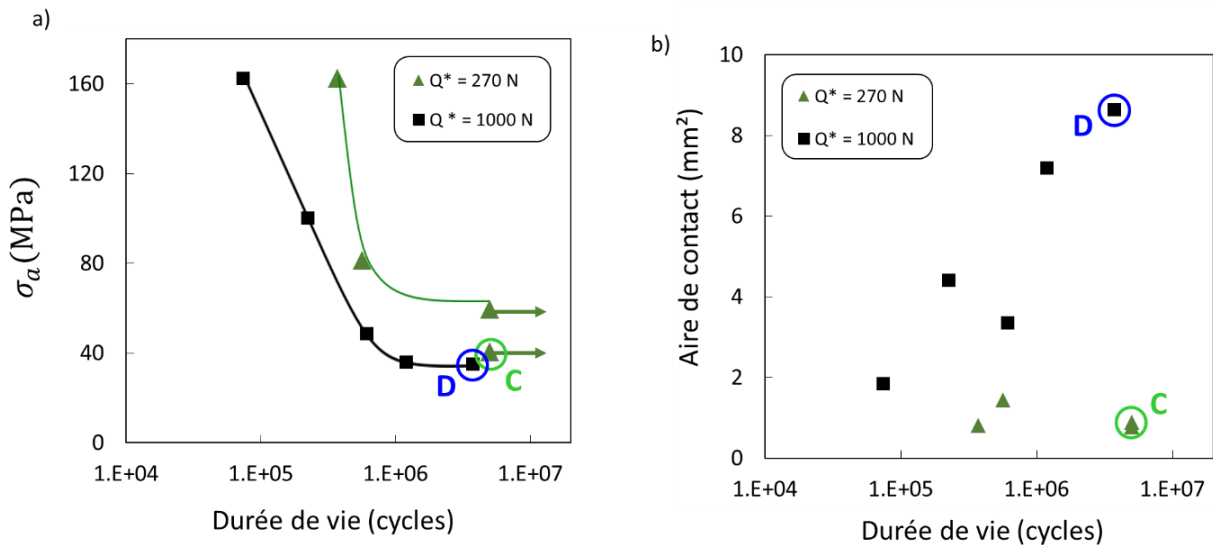


Figure 4-18 : essais de fretting-fatigue, fils clairs à sec. $\sigma_m = 320$ MPa, $P = 1400$ N, $Q^* \simeq \{1000$ N, 270 N}. a) durées de vie en fonction de l'amplitude de la sollicitation de fatigue, b) aires de contact en fonction de la durée de vie

La Figure 4-19.a présente présente la trace de fretting du fil-éprouvette de l'essai C ($Q^* = 270$ N), interrompu après 5 millions de cycles, et la Figure 4-19.b présente une coupe dans le même fil-éprouvette. Une fissure de profondeur $160 \mu\text{m}$ y a été observée. Cette fissure a probablement atteint une condition d'arrêt de propagation. La fissure a amorcé au niveau du bord du contact, comme attendu.

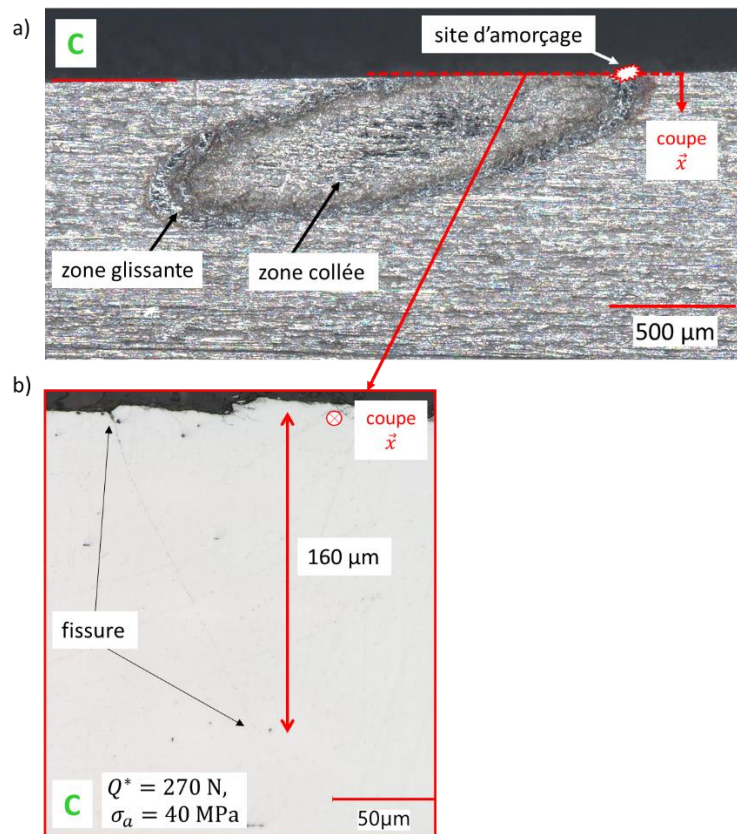


Figure 4-19 : essai de fretting-fatigue C (cf. Figure 4-18). $P = 1400 \text{ N}$, $Q^* = 270 \text{ N}$, $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 40 \text{ MPa}$. a) trace de fretting sur le fil-épreuve, b) coupe du fil-épreuve

La Figure 4-20 présente la trace de fretting du fil-épreuve de l'essai D ($Q^* = 1000 \text{ N}$), qui a rompu après 3.7 millions de cycles. Les fissures se sont propagées simultanément des deux côtés de la trace, ce qui était attendu, le chargement de fatigue étant très bas. La distinction entre zone collée et zone glissante n'est pas visible : du fait de l'usure, la zone glissante s'étend peu à peu, laissant des débris oxydés sur une large partie de la zone de contact. La rupture a eu lieu non pas au bord de la trace, mais plutôt vers le centre. En effet, l'usure modifiant les distributions de champs de pression et de cisaillement au cours de l'essai, l'endommagement n'est pas uniforme. Pour simplifier, nous pourrions considérer que l'amorçage a eu lieu au cycle $N_{\text{amorçage}}$ au niveau du bord du contact, mais que pendant que la fissure se propageait l'usure a étendu la taille de la trace.

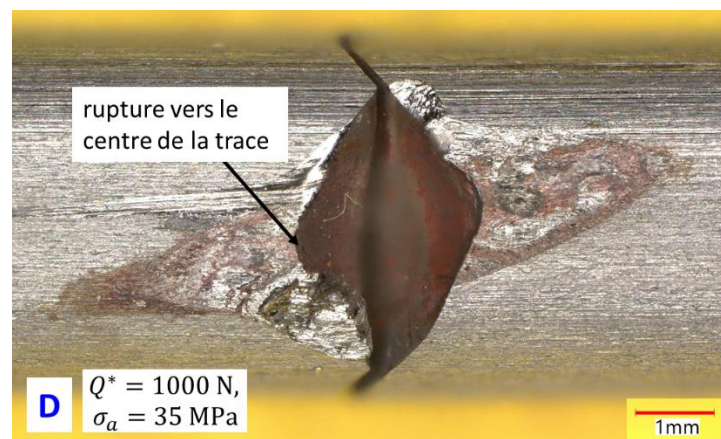


Figure 4-20 : essai de fretting-fatigue D (cf. Figure 4-18). $P = 1400 \text{ N}$, $Q^* = 1000 \text{ N}$, $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 35 \text{ MPa}$. Trace de fretting sur le fil-épreuve

2. Modèle numérique d'endommagement d'un fil

Idéalement, nous voudrions un modèle numérique qui prédise la rupture ou non ainsi que la durée de vie d'un fil soumis à un chargement de fretting-fatigue donné. Nous pourrions alors le coupler avec le modèle numérique du câble et prédire les ruptures de fils. En pratique, nous verrons que certaines parties du modèle développé ne sont valables que dans certaines conditions et/ou reposent sur des résultats expérimentaux. Certains aspects de ce modèle sont donc plus descriptifs que prédictifs. Il permettra cependant une discussion quantitative des phénomènes physiques, ainsi qu'un éclairage de la comparaison entre conditions environnementales (fils à sec, graissés, en eau de mer). Les domaines de validité des différents résultats du modèle ainsi que leurs dépendances aux résultats expérimentaux sont indiqués.

2.1. Présentation de l'algorithme

Pour estimer l'endommagement, il est nécessaire de décrire la géométrie du contact, qui dépend de l'usure. Dans le cas du glissement partiel, l'usure est limitée à une très courte période de transition, nous pouvons donc considérer qu'elle est instantanée. Dans le cas du glissement total, l'usure est continue tout au long de l'essai. Nous devons donc utiliser des stratégies différentes suivant le régime : glissement partiel ou glissement total. Dans les deux cas, prendre en compte la modification de géométrie du contact sera nécessaire pour une prédiction fiable. Pour simuler les essais en glissement partiel, l'approche directe serait de réaliser des modèles éléments finis des fils avec la géométrie usée, sans qu'elle n'évolue. Pour simuler les essais en glissement total, elle serait de modifier en continu le maillage des modèles grâce à une loi d'usure locale (cf. chapitre 1, paragraphe 3.3.3). Cette approche directe est assez complexe : dans le cas du glissement partiel, elle requiert de générer un maillage avec une géométrie spécifique (un cylindre usé) ; et dans le cas du glissement total, d'implémenter un remaillage continu. De plus, la résolution du contact est coûteuse en temps de calcul, en particulier pour des simulations 3D. Nous présentons ici une méthode prenant en compte la modification de la géométrie du contact de manière alternative. Elle est basée sur le calcul analytique des champs de pression et cisaillement générés par le contact, qui sont ensuite appliqués à un modèle éléments finis d'un fil.

La Figure 4-21 présente l'algorithme complet de cette méthode alternative, dont les différents blocs seront analysés plus en détail dans la suite. Les résultats expérimentaux qui sont utilisés dans le modèle numérique sont indiqués en rouge. Si l'essai est en glissement partiel, les dimensions de l'ellipse de contact sont calculées à partir du modèle empirique déterminé paragraphe 1.1.2.1. À partir de ces dimensions, les champs de pression et de cisaillement sont calculés avec les théories de Hertz et Mindlin. Ces champs ainsi que le chargement de fatigue sont appliqués au modèle éléments finis du fil. Après la simulation, la contrainte équivalente d'un critère de fatigue multiaxiale est évaluée à une « distance critique » sous le point chaud. Notons que cette distance critique est identifiée à partir du seuil de rupture/non-rupture des essais des fretting-fatigue présentés dans la Figure 4-1 et qu'une fissure (non-propagée) a été observée en dessous de ce seuil. En théorie, un critère de fatigue multiaxiale prédit l'amorçage, mais il a ici été identifié pour prédire la rupture, en se basant sur des essais ayant tous le même chargement de fatigue. Enfin, la durée de vie est estimée avec une loi déterminée à partir des essais de fretting-fatigue en glissement partiel de la Figure 4-1, reliant durée de vie et contrainte équivalente à la distance critique. Cette loi n'est valide que pour le chargement de fatigue de référence et constitue simplement un fit des points expérimentaux. Si l'essai est en glissement total, estimer un cumul d'endommagement est rendu nécessaire par la variation continue du chargement de fretting. L'algorithme de calcul est réalisé en boucle pour simuler l'usure continue,

au moins jusqu'à ce que l'état final (rupture ou endommagement additionnel nul) soit atteint. L'endommagement est calculé à partir de la loi reliant durée de vie et contrainte équivalente. Cette loi est déterminée à partir des essais de fretting-fatigue en glissement partiel de la Figure 4-1, et n'est donc valide que pour le chargement de fatigue de référence. Une fois la boucle terminée, l'endommagement cumulé final est comparé à une valeur seuil, prédisant la rupture ou non. La durée de vie (finie ou infinie) correspond simplement au nombre de cycles pour atteindre ce seuil.

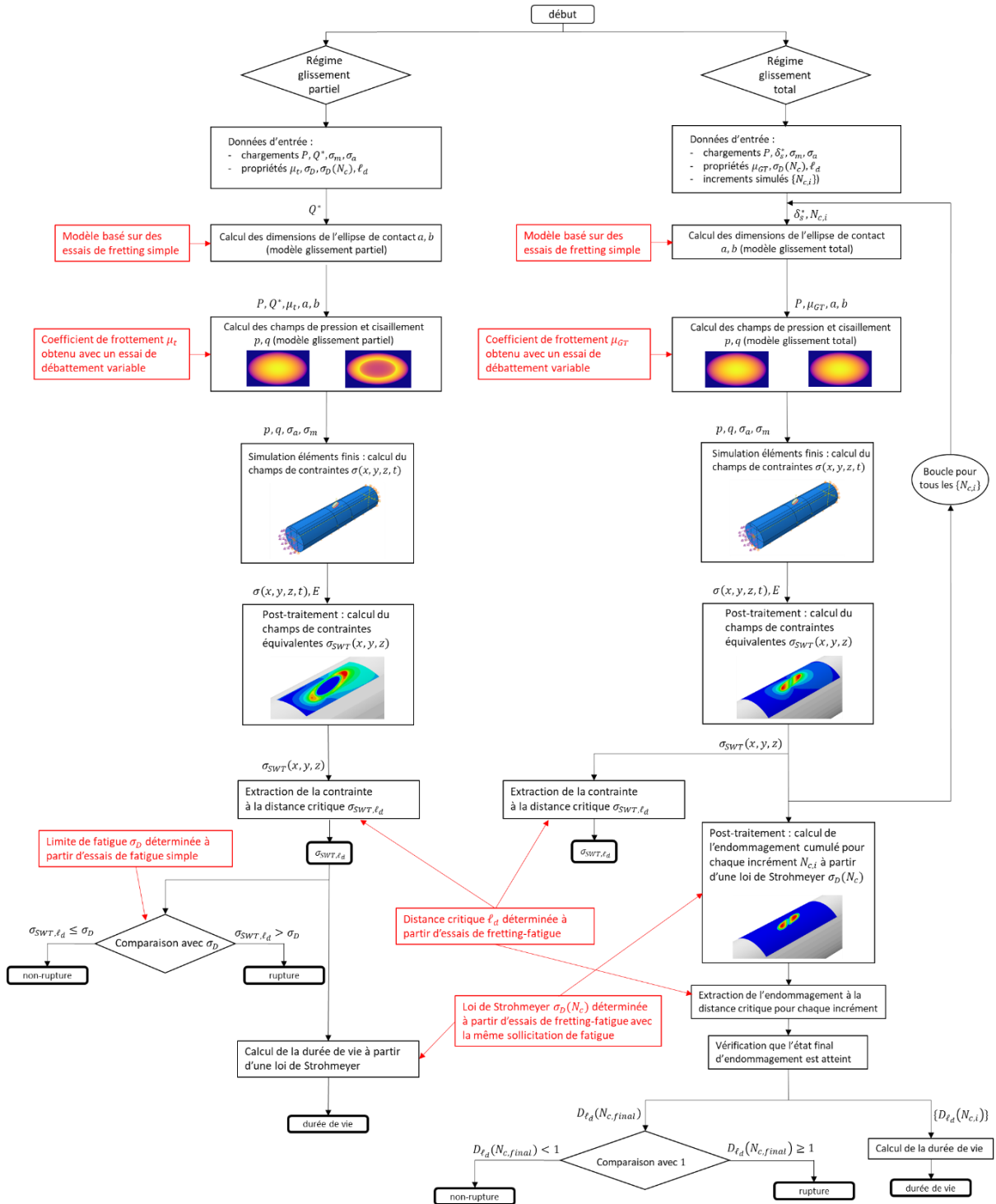


Figure 4-21 : algorithme du modèle d'endommagement d'un fil

2.1.1. Dimensions de la surface de contact

2.1.1.1 Dimensions de la surface de contact en glissement partiel

Pour l'algorithme du glissement partiel, le demi-grand axe a et le demi-petit axe b de l'ellipse de contact sont calculés à partir de l'amplitude de force tangentielle renseignée et des équations (4-1) obtenues empiriquement, rappelées ci-dessous :

$$a_{GP} = k_a \cdot (Q^*)^{n_a} + a_0, \quad b_{GP} = k_b \cdot (Q^*)^{n_b} + b_0 \quad (4-7)$$

Rappelons que dans le cas du glissement partiel, l'usure est limitée à une très courte période de transition au début de l'essai, nous pouvons donc considérer une géométrie de contact unique, constante au cours de l'essai.

2.1.1.2 Dimensions de la surface de contact en glissement total

Connaissant l'amplitude de glissement δ_s^* , la force normale P et le nombre de cycles N_c , l'outil développé au paragraphe 1.1.2.3, rappelé ci-dessous, donne les dimensions de la surface de contact :

$$a_{GT} \simeq A_a \cdot (k \cdot P \cdot 4\delta_s^* \cdot N_c)^{B_a}, \quad b_{GT} \simeq A_b \cdot (k \cdot P \cdot 4\delta_s^* \cdot N_c)^{B_b} \quad (4-8)$$

Dans le cas du glissement total, la géométrie varie au cours de l'essai du fait de l'usure, d'où la dépendance de a_{GT} , b_{GT} au nombre de cycles N_c . La Figure 4-7 montre que l'effet de charrue ne modifie pas l'amplitude de glissement, δ_s^* reste donc bien constante tout au long de l'essai et peut être calculée avec la formule (3-1).

Cet outil ne prend pas en compte l'écrasement du contact sous l'effet de la force normale. Pour le premier cycle, la taille de contact qu'il prédit est ponctuelle, ce qui induira des contraintes non-physiques et une surestimation du risque. Nous avons choisi de fixer une borne supérieure égale à la taille de contact pour un essai de glissement partiel soumis à la même force tangentielle. Les dimensions de la surface de contact utilisées dans la simulation sont donc définies par :

$$\begin{aligned} a &= a_{GP}, b = b_{GP} \quad \text{si } a_{GT} \cdot b_{GT} < a_{GP} \cdot b_{GP} \\ a &= a_{GT}, b = b_{GT} \quad \text{si } a_{GT} \cdot b_{GT} \geq a_{GP} \cdot b_{GP} \end{aligned} \quad (4-9)$$

Pour la première étape de la simulation, c'est donc toujours la borne supérieure a_{GP} , b_{GP} qui sera utilisée.

2.1.2. Calcul des champs de pression et de cisaillement

2.1.2.1 Calcul des champs de pression et de cisaillement en glissement partiel

Le calcul des champs de pression et cisaillement en glissement partiel repose sur les conditions de Hertz, détaillées au chapitre 1, paragraphe 2.3.

Un système de coordonnées est défini avec le point de contact initial O pour origine, Ox et Oy les axes suivant respectivement le grand axe et petit axe de l'ellipse, avec Oxy le plan dont la normale correspond à la normale de contact.

La pression suit alors l'expression suivante :

$$\begin{aligned} p(x, y) &= p_0 \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2} \quad \text{pour } x, y \text{ tels que } \left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 < 1 \text{ (zone de contact)} \\ p(x, y) &= 0 \quad \text{sinon} \end{aligned} \quad (4-10)$$

où $p_0 = \frac{3P}{2\pi ab}$, avec P la force normale.

L'amplitude du champ de cisaillement peut être calculée à partir des formules établies pour le chargement statique au chapitre 1, paragraphe 2.5 :

$$q^*(x, y) = 0 \quad \text{pour } x, y \text{ tels que } \left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 > 1 \text{ (hors de la zone de contact)}$$

$$q^*(x, y) = \mu p(x, y) \quad \text{pour } x, y \text{ tels que } \left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 < 1 \text{ et } \left(\frac{x}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{y}{b_1}\right)^2 > 1 \text{ (zone glissante)} \quad (4-11)$$

$$q^*(x, y) = \mu p(x, y) - \frac{a_1}{a} \mu p_0 \sqrt{1 - \left(\frac{x}{a_1}\right)^2 - \left(\frac{y}{b_1}\right)^2} \quad \text{pour } x, y \text{ tels que } \left(\frac{x}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{y}{b_1}\right)^2 < 1 \text{ (zone collée)}$$

où a_1, b_1 sont les demi-axes de l'ellipse de la zone collée, déterminés avec :

$$\left(\frac{a_1}{a}\right)^3 = \left(\frac{b_1}{b}\right)^3 = 1 - \frac{Q^*}{\mu P} \quad (4-12)$$

La Figure 4-22 présente une représentation 3D de ces champs de pression et de cisaillement.

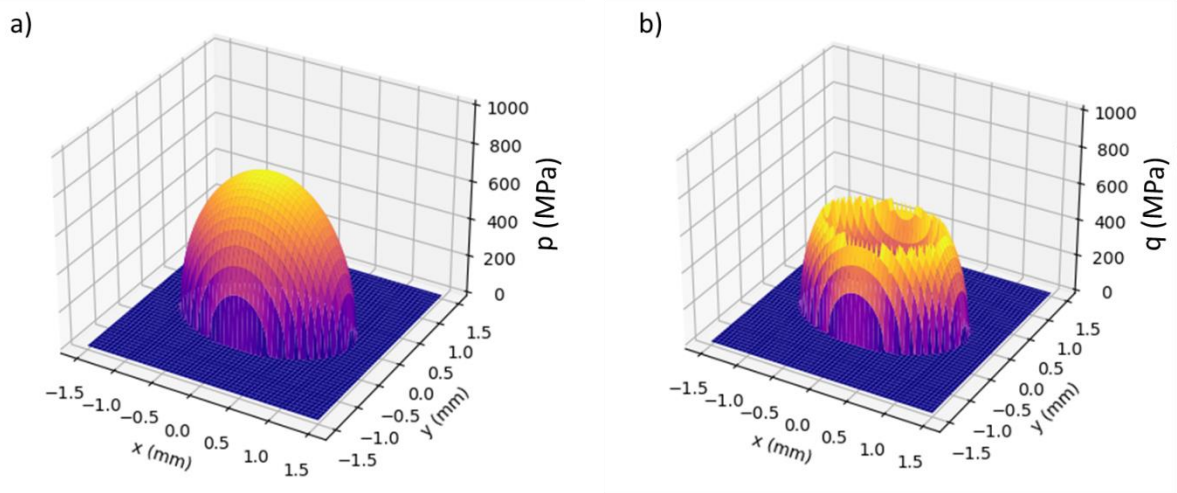


Figure 4-22 : a) champ de pression et b) champ de cisaillement hertziens calculés analytiquement

L'équation (4-11) permettra de calculer les états extrêmes du cycle de fretting, où $q = \pm q^*$. Elle n'est pas applicable pour les états intermédiaires, du fait des phénomènes d'hystérésis observés dans la Figure 1-14. Pour calculer le champ de cisaillement à tout instant du cycle de fretting, il faudrait utiliser un principe de superposition (Fouvry [39] l'a fait pour le contact sphère-plan), mais ce point ne sera pas exploré dans ce travail. Nous verrons au paragraphe 2.1.3 que les états extrêmes suffisent pour calculer les critères de fatigue multiaxiale et donc prédire le risque de rupture.

Notons que l'équation (4-11) ne prend pas en compte l'offset de déplacement de la zone collée induite par la déformation de fatigue, décrit par Nowell et Hills [78].

2.1.2.2 Calcul des champs de pression et cisaillement en glissement total

Pour un contact non-hertzien, la formule du chapitre 1, paragraphe 2.3 n'est plus valide. L'usure tend à aplanir les champs de pression et cisaillement (cf. Figure 1-38). En l'absence d'une véritable simulation itérative de l'usure, nous utiliserons deux distributions bornes encadrant le cas réel : la distribution de pression hertzienne (équation (1-13)) et une distribution parfaitement plate :

$$p(x, y) = \frac{P}{\pi ab} \text{ pour } x, y \text{ tels que } \left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 < 1 \text{ (zone de contact)} \quad (4-13)$$

$$p(x, y) = 0 \text{ sinon}$$

La Figure 4-23 présente ces deux distributions de pression suivant l'axe x . Ces deux distributions sont basées sur la même taille de contact et la même force normale. La distribution hertzienne correspond au cas sans usure, elle est donc valide pour le premier cycle de l'essai. La distribution plate correspond à l'asymptote de l'évolution du champ de pression réel. Fouvry et al. [44] montrent que pour un contact cylindre/plan, le champ de pression s'aplanit rapidement, et ce phénomène sera logiquement encore plus rapide pour un contact entre cylindres croisés.

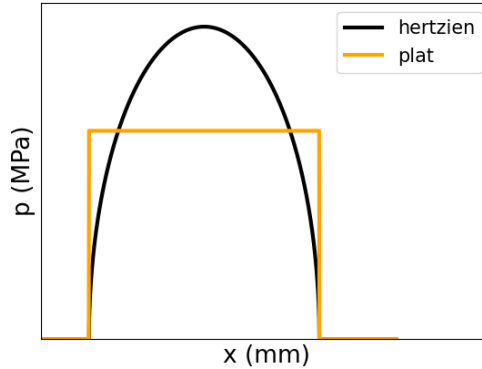


Figure 4-23 : distributions bornes de champs de pression en glissement total

Le champ de cisaillement est défini par :

$$q(x, y) = \mu_{app} \cdot p(x, y) \quad (4-14)$$

où $\mu_{app} = Q^*/P$ est le coefficient de frottement apparent, qui prend en compte les pics de force tangentielle dûs à l'effet de charrue abordés au paragraphe 1.1.2.3. Ce coefficient de frottement apparent variant en fonction de l'usure, nous utiliserons des valeurs conservatives en première approximation.

Ces champs de pression et de cisaillement sont ensuite appliqués au modèle éléments finis, exactement comme pour l'algorithme du glissement partiel.

2.1.3. Modèle éléments finis

La Figure 4-24 présente le modèle éléments finis du fil, sur lequel les champs de pression et cisaillement et chargement de fatigue sont appliqués. Une loi élastique avec les propriétés de l'acier est renseignée : $E = 210 \text{ GPa}$, $\nu = 0.3$. Des éléments briques linéaires à intégration réduite C3D8R ont été utilisés. Le maillage proche du contact est raffiné (environ $20 \mu\text{m}$ de côté), mais est plus grossier dans le reste du modèle. Du côté « fixé » du fil, le déplacement suivant la direction z est contraint, et les déplacements suivant x et y sont laissés libres, pour permettre la contraction radiale du fil. Mais le nœud au centre de la section du côté « fixé » est encasté, pour bloquer les mouvements de corps rigide. Sur la surface « contrecorps », le déplacement suivant y est contraint, pour empêcher le fil de fléchir. Les déplacements suivant x et y du nœud au centre de la section du côté « libre » sont contraints, pour éviter un fléchissement du fil.

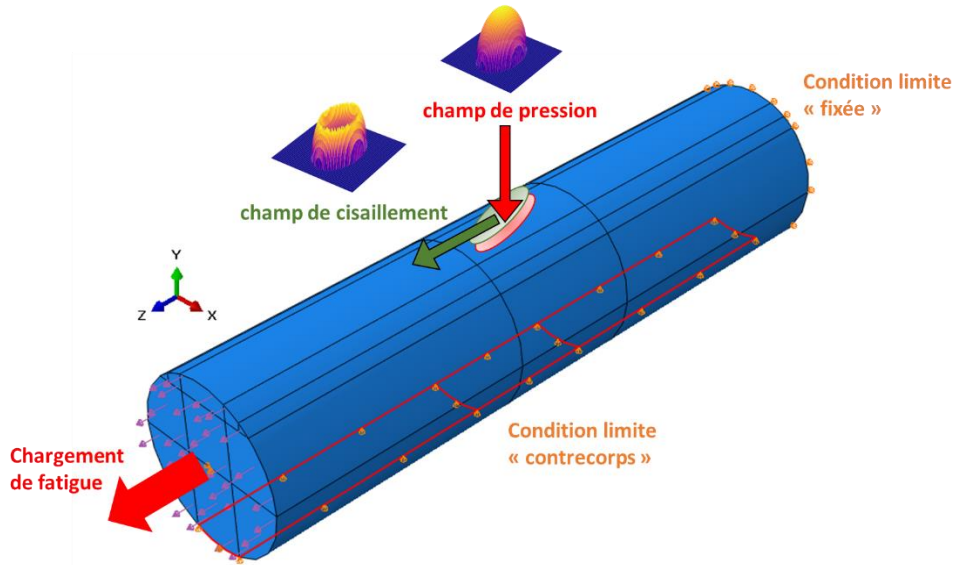


Figure 4-24 : modèle éléments finis

Les champs de pression et cisaillement sont appliqués respectivement suivant les directions y et z . L'angle de 15° entre les axes x, y locaux utilisés dans les expressions (1-13),(4-11) et les axes z, x du modèle global sont pris en compte avec la création d'un repère local. La contrainte de fatigue $\sigma = \sigma_m + \sigma_{a,imposé}$ est appliquée avec une traction de surface sur tout le côté « libre » (définie sur l'aire non déformée). L'amplitude $\sigma_{a,imposé}$ est calculée pour que l'amplitude de contrainte de fatigue du côté « fixe » soit égale à la valeur cible, avec la formule :

$$\sigma_{a,imposé} = \sigma_a - Q^*/S \quad (4-15)$$

où S est la section radiale du fil. Sur le montage expérimental de fretting-fatigue, cette adaptation est faite automatiquement grâce à l'asservissement.

Seuls les états extrêmes du cycle sont simulés : dans le premier, $\sigma(t_1) = \sigma_m + \sigma_a$ et $q(t_1) = +q^*$; dans le second, $\sigma(t_2) = \sigma_m - \sigma_a$ et $q(t_2) = -q^*$ (le champ de pression reste constant). Cela suffit dans notre cas, car les critères de fatigue multiaxiale utilisés ne dépendent pas du trajet de chargement, uniquement des états extrêmes du critère. Cependant, si les chargements de fretting et de fatigue étaient déphasés, il est possible que les états extrêmes du cycle de fretting ne coïncident pas avec les états extrêmes du critère. Il faudrait alors simuler tout le cycle de fretting, et donc considérer l'effet de l'hystérésis sur le champ de cisaillement (cf. paragraphe 2.1.2).

2.1.4. Critère de fatigue multiaxial

Le critère SWT, dont la formulation est détaillée dans le chapitre 1, paragraphe 3.2.2.1, est implémenté dans un script Python de post-traitement de la simulation éléments finis. Les contraintes équivalentes σ_{SWT} sont calculées dans tous les points d'intégration de la zone à maillage fin. La Figure 4-25.a présente les distributions de surface des contraintes σ_{SWT} pour un essai de fretting-fatigue en glissement partiel à $Q^* = 520$ N. Les ellipses blanche et noire délimitent les zones collée et glissante. La Figure 4-25.b présente la trace de fretting pour l'essai correspondant, qui a été interrompu avant rupture puis brisé à l'azote liquide. Le critère prédit un risque maximum d'amorçage à la limite extérieure de la zone glissante, du côté où la sollicitation de fatigue est la plus grande, ce qui correspond au site d'amorçage observé expérimentalement.

Rappelons que dans le montage expérimental, le vérin de fatigue est piloté en force de telle manière que F_B^* reste constante même si Q_{somme}^* varie (cf. chapitre 3, paragraphe 2.5). Ce choix est dû à la localisation du site d'amorçage de fissure : toujours du côté supérieur de la trace (les chargements de fretting et de fatigue étant en phase). Ainsi, si l'on cherche à avoir une « fatigue constante » pour comparer plusieurs essais, il est plus pertinent de garder F_B^* constante.

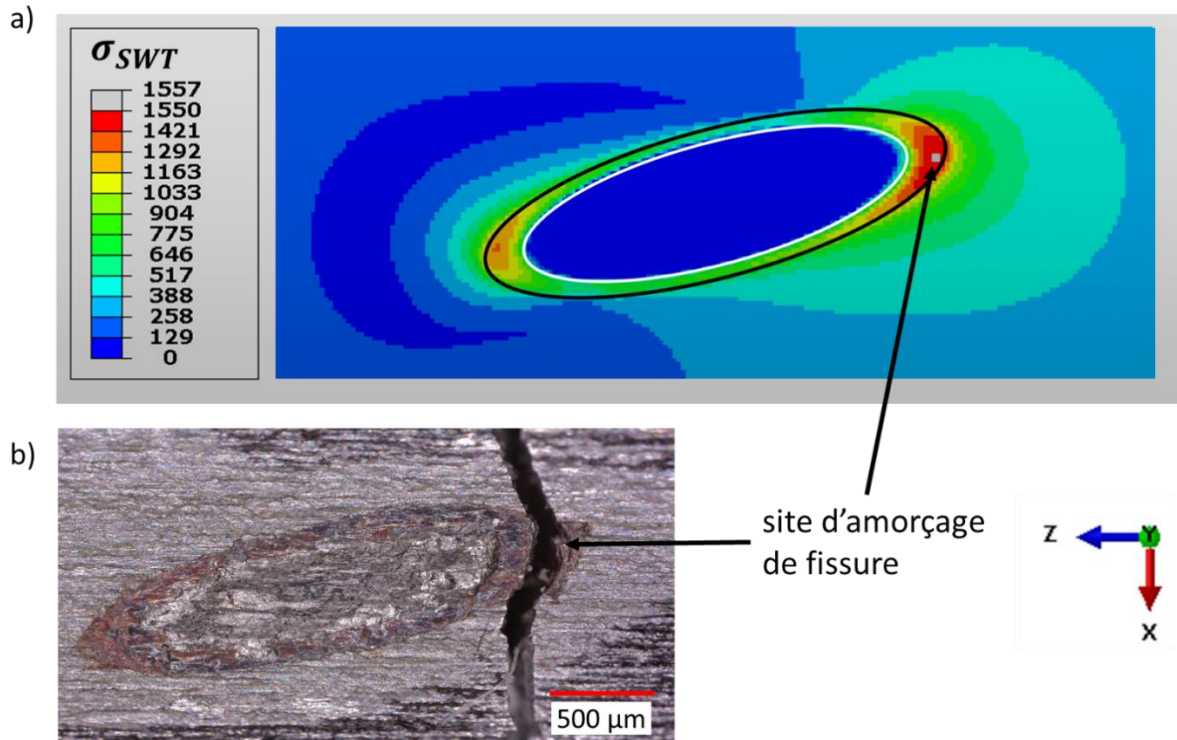


Figure 4-25 : a) σ_{SWT} issu de la simulation d'un essai de fretting-fatigue ($\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$, $Q^* = 520 \text{ N}$), b) trace de fretting de l'essai correspondant (interrompu avant rupture puis brisé à l'azote liquide)

2.1.5. Correction de « l'effet de gradient »

Nous l'avons vu au chapitre 1, paragraphe 3.2.2.2, les critères de fatigue multiaxiale ont tendance à surestimer le risque dans le cas du fretting, à cause de l'extrême localisation des contraintes sous le contact (« effet de gradient »). Pour corriger cela, la méthode de la distance critique a été appliquée. Elle consiste à considérer la contrainte équivalente non pas au *point chaud*, où elle est maximale, mais à un point situé à une certaine profondeur sous le point chaud. Pour déterminer cette valeur, une approche inverse (utilisée par exemple par Said [100]) consiste à réaliser une série d'essais de fretting simple, avec différents chargements tangentiels et à les expertiser pour observer la présence ou non de fissures. Ces expertises sont relativement longues et complexes, car elles nécessitent de réaliser des polissages successifs des échantillons à différentes profondeurs, jusqu'à trouver le maximum de longueur de la fissure. Ici, nous avons ajusté la distance critique non pas sur un seuil d'amorçage en fretting simple, mais sur un seuil de rupture en fretting-fatigue. Rappelons qu'une fissure (non-propagée) a été observée en dessous de ce seuil. En théorie, un critère de fatigue multiaxiale prédit l'amorçage, mais il a ici été identifié pour prédire la rupture. Ainsi, « l'amorçage au sens du critère » est défini comme l'apparition d'une fissure de taille suffisante pour qu'elle se propage jusqu'à rupture, il dépend donc du chargement de fatigue considéré. Pour un chargement de fatigue faible voire nul, des fissures pourraient amorcer mais ne pas se propager au-delà d'une certaine profondeur. Ce critère

fournit une estimation conservatrice pour les chargements de fatigue inférieurs au chargement de référence (qui correspond ici à celui des essais de la Figure 4-1). La Figure 4-26 montre l'évolution de la contrainte équivalente σ_{SWT} à la verticale du point chaud pour un essai de fretting-fatigue correspondant au seuil de rupture/non rupture, à $\delta^* = 17 \mu\text{m}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$. Comme attendu, σ_{SWT} est supérieur à σ_D proche de la surface. Pour rappel, σ_D est la limite de fatigue en traction purement alternée, qui est la valeur seuil pour le critère SWT. La distance critique ℓ_d est définie comme la profondeur sous le point chaud à laquelle $\sigma_{SWT} = \sigma_D$. À partir d'une interpolation linéaire sur la figure, la distance critique est identifiée à $\ell_d = 23 \mu\text{m}$.

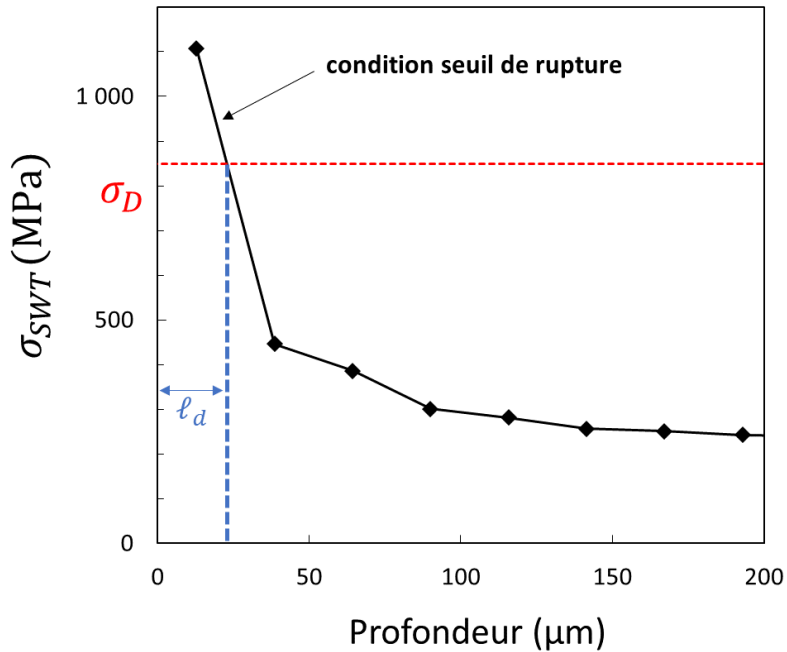


Figure 4-26 : σ_{SWT} sous le point chaud pour essai de fretting-fatigue au seuil de rupture/non rupture, à $\delta^* = 17 \mu\text{m}$ ($Q^* = 140 \text{ N}$, $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$)

Notons que le gradient de contrainte à la verticale du point chaud est très élevé, et qu'une interpolation linéaire surestime probablement la distance critique (donc sous-estimera le risque). Mais un maillage plus raffiné génère un modèle trop coûteux en mémoire. Une taille de maille d'environ $20 \mu\text{m}$ est un bon compromis.

Nous pouvons à présent estimer la rupture dans un essai de fretting-fatigue en glissement partiel, avec une estimation conservatrice pour les chargements de fatigue inférieurs au chargement de référence.

2.1.6. Relation entre contrainte équivalente à la distance critique et durée de vie, en glissement partiel
 Afin d'aller plus loin, nous voudrions étudier la relation entre la durée de vie et le critère de fatigue multiaxial. La durée de vie peut être séparée en deux phases : amorçage et propagation, avec $N_r = N_{\text{amorçage}} + N_{\text{propagation}}$. En fatigue simple, changer le chargement agit de la même manière sur ces deux phases et la durée de la phase de propagation est négligeable, il est donc possible de déterminer une loi $N_r(\sigma_{SWT})$ générale sans différencier les deux phases. En fretting-fatigue, l'amorçage est principalement contrôlé par le chargement de fretting, et la propagation par le chargement de fatigue : les phases sont découplées, et il n'y a pas de loi générale reliant la durée de vie à un unique paramètre. Ceci est visible sur la Figure 4-27, qui présente les contraintes équivalentes σ_{SWT, ℓ_d} calculées pour les essais en glissement partiel des séries d'essais des Figure 4-1 et Figure 4-18 en fonction de leur durée de vie : à des mêmes contraintes équivalentes correspondent différentes durées de vie.

Pour les essais avec le chargement de fatigue de référence, nous avons fitté une loi de Strohmeier $N_{r,\sigma_a=160\text{ MPa}}(\sigma_{SWT,\ell_d})$ reliant contrainte équivalente à la distance critique à durée de vie, définie par :

$$N_{r,\sigma_a=160\text{ MPa}}(\sigma_{SWT,\ell_d}) = \left(\frac{A}{\sigma_{SWT,\ell_d} - \sigma_D} \right)^m \quad (4-16)$$

où $A \simeq 4.4 \cdot 10^{16}$, $m \simeq 0.37$.

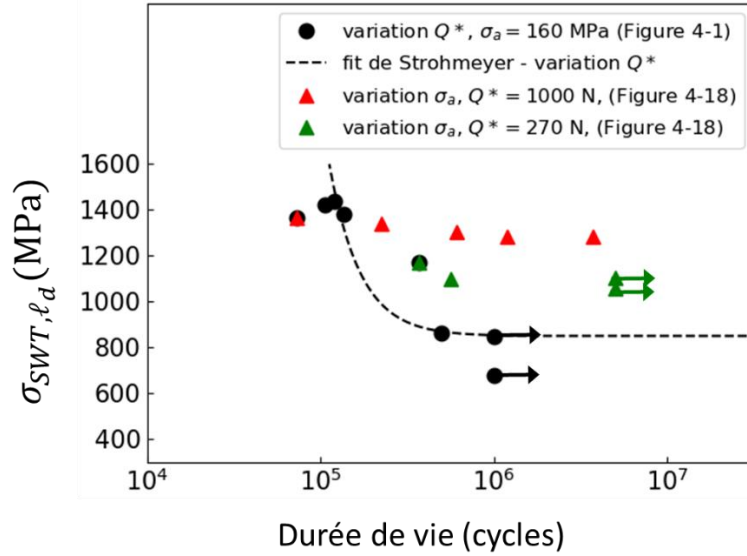


Figure 4-27 : contrainte équivalente SWT à la distance critique en fonction de la durée de vie, essais de fretting-fatigue en glissement partiel. $\sigma_m = 320\text{ MPa}$, $P = 1400\text{ N}$

2.1.7. Cumul d'endommagement en glissement total

L'usure modifie continuellement la taille de contact, et donc les champs de pression et de cisaillement. Pour prédire le risque de rupture, une approche cumulative est donc nécessaire. Pour diminuer le temps de calcul, la technique largement utilisée de « saut de cycle » de McColl [65] est employée. Elle consiste à considérer que les chargements ne varient pas pendant ΔN_c cycles et à simuler ces cycles en une seule étape numérique. Augmenter ΔN_c conduit à surestimer l'endommagement, car l'on surestime en permanence les chargements (sauf aux premiers cycles de chaque étape). Cet effet est particulièrement important au début de l'essai, car la variation des champs est très rapide. Pour combiner un calcul fin lors des premiers cycles, lorsque la variation est rapide, et un calcul plus grossier (donc moins coûteux) lorsque la variation est faible, l'algorithme permet de renseigner un set $\{N_{c,i}\}$, avec les numéros de cycles pour chaque début d'étape. Il est donc possible d'adapter ΔN_c au cours de la simulation.

L'incrément d'endommagement en chaque point d'intégration, pour chaque étape i , est défini par une loi de Palmgren-Miner :

$$\Delta D_i = \frac{\Delta N_{c,i}}{N_r(\sigma_{SWT}(i))} \quad (4-17)$$

où $\Delta N_{c,i} = N_{c,i+1} - N_{c,i}$ et $N_r(\sigma_{SWT}(i))$ est la prédiction du nombre de cycles à rupture pour le chargement correspondant $\sigma_{SWT}(i)$.

Le cumul d'endommagement à l'étape k est déterminée par la somme des incréments :

$$D_k = \sum_{i=1}^k \frac{\Delta N_{c,i}}{N_r(\sigma_{SWT}(i))} \quad (4-18)$$

Si D_k atteint la valeur 1, alors le modèle prédit une rupture (en un nombre de cycles compris entre $N_{c,k}$ et $N_{c,k+1}$). Si l'endommagement se stabilise sous la valeur 1, alors le modèle prédit une non-rupture.

Pour appliquer cette méthode, il est donc nécessaire de connaître la loi reliant durée de vie et critère de fatigue multiaxiale. Or, nous l'avons vu au paragraphe 2.1.6, il n'y a pas de loi générale reliant la durée de vie à un unique paramètre. Mais si le chargement de fatigue est constant, alors il est possible de créer une telle loi. La loi (4-16) établie à partir des essais en glissement partiel de la Figure 4-1 permet de calculer un cumul d'endommagement, et donc de prédire la rupture ou non d'un essai en glissement total (pour le chargement de fatigue de référence).

2.2. Discussion sur le modèle numérique

Dans cette partie, nous allons expliciter les différentes hypothèses du modèle numérique, éventuellement vérifier leur validité, et explorer ses performances.

2.2.1. Hypothèse du champ de pression hertzien (en glissement partiel)

La forme du champ de pression (1-13) repose sur les conditions de Hertz, qui ne sont pas vérifiées du fait de l'usure lors de la phase initiale (cf. paragraphe 1.1.2.2). Nous avons fait l'hypothèse que le champ de pression réel est très proche du champ de pression hertzien. Pour valider cette hypothèse, il faudrait calculer le champ de pression à partir de la géométrie usée, et le comparer au champ de pression Hertzien. Mais déterminer expérimentalement cette géométrie de manière précise est trop complexe. Une autre solution serait de simuler l'usure de manière incrémentale. Mais c'est une simulation complexe à mettre en œuvre, particulièrement en 3D. En l'absence d'une estimation précise de la géométrie ou d'une véritable simulation de l'usure, la forme exacte du champ de pression n'est pas déterminable. La forme du champ de cisaillement dépend logiquement de la forme du champ de pression. Par analogie avec la formule (4-11), nous pouvons intuitivement la forme des champs de cisaillement. Mais la forme exacte du champ de cisaillement n'est pas déterminable, puisqu'elle dépend du champ de pression. Notons qu'il n'est pas possible d'utiliser le champ de pression parfaitement plat comme borne inférieure, car cela induirait un champ de cisaillement sans zone glissante.

2.2.2. Hypothèse du non déplacement dans le massif de l'interface de frottement

Dans le contact réel, la géométrie du fil est modifiée par l'usure, à la fois en glissement partiel et en glissement total. L'interface de frottement se déplace vers l'intérieur du fil. Le modèle néglige cet effet, et considère que le fil conserve une géométrie de cylindre parfait. Ceci peut induire une erreur dans la distribution des contraintes dans le solide. On considère ici que cela affectera peu les prédictions du risque d'amorçage. Pour s'assurer que cet effet est bien négligeable, il faudrait appliquer les mêmes champs de pression et de cisaillement à un modèle avec une géométrie usée, puis comparer les contraintes dans le solide à celles obtenues avec le modèle non usé. Mais, comme dit au paragraphe précédent, déterminer expérimentalement cette géométrie est trop complexe.

2.2.3. Hypothèse de matériau élastique

Le modèle éléments finis utilise une loi parfaitement élastique pour le matériau, mais les forces de contact importantes pourraient générer de la plasticité, et donc modifier les contraintes. Pour vérifier la validité de cette hypothèse, deux simulations d'essais de fretting-fatigue en glissement partiel ont

été examinées : une pour la plus faible amplitude de force tangentielle ($Q^* = 88 \text{ N}$) et une pour la plus grande ($Q^* = 1090 \text{ N}$). La Figure 4-28.b montre que pour $Q^* = 1090 \text{ N}$, la contrainte équivalente de Von Mises σ_{Mises} est inférieure à la limite élastique Re en tout point : il n’y a pas de plasticité. Pour $Q^* = 88 \text{ N}$, σ_{Mises} est supérieure à Re sur une large zone sous le contact. Ce comportement un peu contre-intuitif est dû à l’augmentation de la taille de contact discutée au paragraphe 1.1.2.1. La plasticité observée est surtout dûe à la force normale.

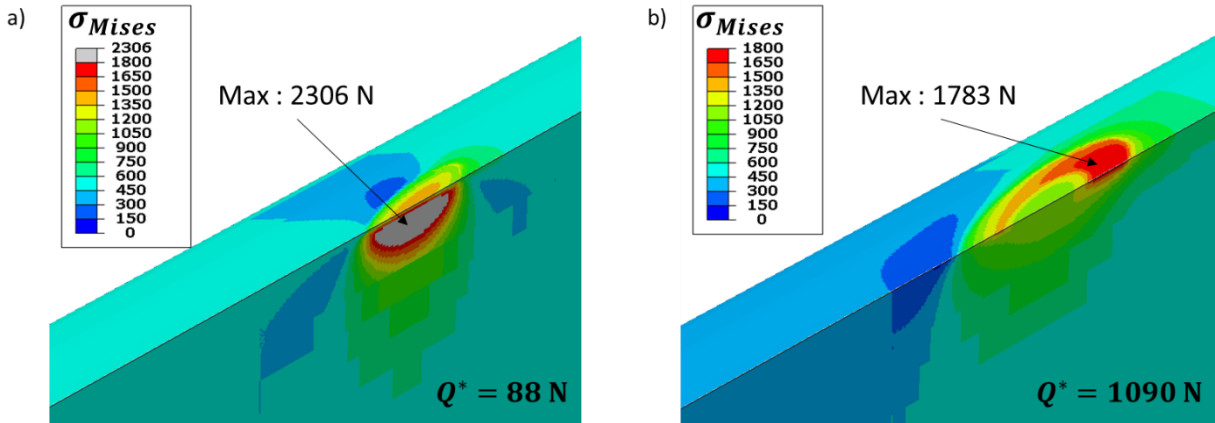


Figure 4-28 : contraintes de Von Mises pour simulation d’essais de fretting-fatigue à a) $Q^* = 88 \text{ N}$ (soit $\delta^* = 9 \mu\text{m}$) et $Q^* = 1090 \text{ N}$ (soit $\delta^* = 145 \mu\text{m}$), et $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$

Pour évaluer le potentiel effet de la plasticité sur la prédiction du risque de rupture, nous avons simulé à nouveau l’essai à $Q^* = 88 \text{ N}$ (le plus critique) avec une loi élasto-plastique sans écrouissage. La Figure 4-29 présente la différence en valeur absolue des contraintes de Von Mises entre les modèles élastiques et élasto-plastiques : $|\Delta\sigma_{Mises}| = |\sigma_{Mises}(\text{élastique}) - \sigma_{Mises}(\text{élasto-plastique})|$. L’écart est significatif sous la surface au centre du contact, mais il devient négligeable au point chaud du critère (au bord de la trace), là où le processus d’amorçage a lieu. L’application du post traitement SWT au aussi montré que la différence entre les contraintes équivalentes σ_{SWT} est de moins de 1% au point chaud ainsi qu’à la distance critique sous le point chaud. L’effet de la plasticité sur le risque d’amorçage semble donc être négligeable, validant la pertinence d’utiliser une loi matériau parfaitement élastique.

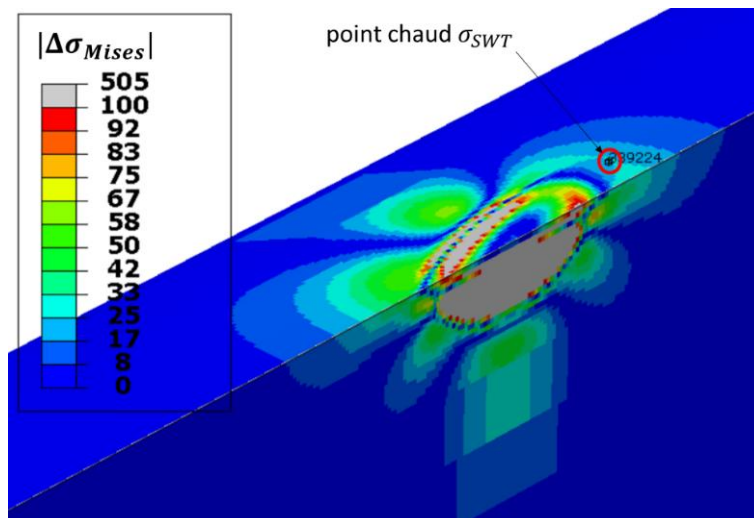


Figure 4-29 : différence des contraintes de Von Mises entre modèles élastique et élasto-plastique pour essai à $Q^* = 88 \text{ N}$

2.2.4. Comparaison du temps de calcul par rapport à un modèle « numérique complet »

Le modèle « hybride » a été développé pour prendre en compte la géométrie du contact usé. Un effet additionnel intéressant est l'élimination de la résolution numérique du contact, particulièrement coûteuse en temps de calcul. Afin de quantifier la réduction du temps de calcul, un modèle « numérique complet » de deux cylindres croisés en contact a été construit (voir Figure 4-30.a), avec un coefficient de frottement $\mu = 0.9$. Une force normale $P = 1400$ N et une force tangentielle cyclique d'amplitude $Q^* = 500$ N ont été appliquées. La Figure 4-30.b présente les contraintes de Von Mises résultantes sur la surface du fil inférieur. Le modèle hybride correspondant a été construit, avec des dimensions d'ellipse de contact calculées en utilisant la théorie de Hertz, en appliquant les résultats d'Antoine et al. [2]. En effet, comme le modèle numérique complet ne peut pas simuler l'usure, la comparaison avec l'approche hybride ne peut être faite que pour un contact non endommagé. Les maillages des deux modèles sont exactement les mêmes. La Figure 4-30.c compare les contraintes de Von Mises pour les deux modèles, le long d'un chemin en surface indiqué sur la Figure 4-30.b. La différence entre les modèles est négligeable. De plus, il y a une diminution significative (facteur 10) du temps de calcul, qui passe de 7010 s pour le modèle numérique complet à 770 s pour le modèle hybride, avec 32 cœurs.

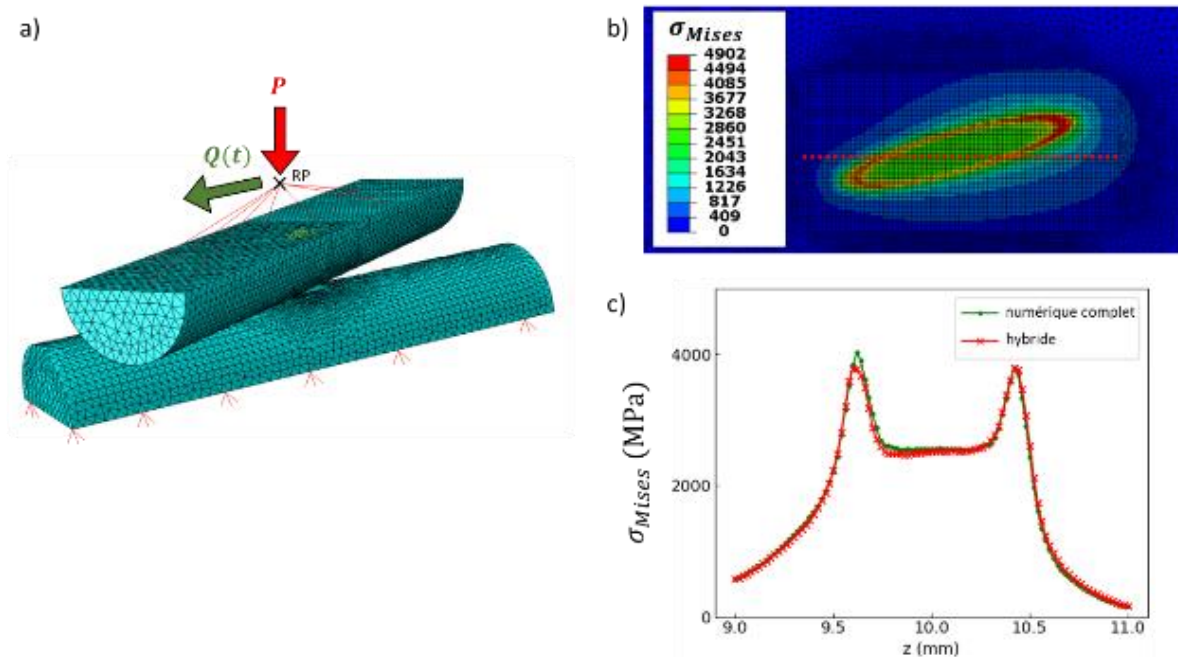


Figure 4-30 : a) chargements sur le modèle “numérique complet”, b) contraintes de Von Mises en surface du modèle “numérique complet”, c) comparaison des contraintes de Von Mises des deux modèles, le long d'un chemin en surface

2.2.5. Influence de la forme de la distribution de pression en glissement total

Afin d'étudier l'influence de la forme du champ de pression (hertzien ou plat), un essai en glissement total ($P = 1400$ N, $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $\delta_s^* = 48$ μm) a été simulé en appliquant les deux distributions. La Figure 4-31.a,b présente la contrainte équivalente σ_{SWT} en surface pour les deux distributions pour une usure correspondant à 20 000 cycles. Le contour de la zone de contact est indiqué en noir. La Figure 4-31.c présente l'évolution de la contrainte équivalente à la distance critique en fonction du nombre de cycles, pour chacune des deux distributions. La rupture de pente observée à 20 000 cycles est due au plafonnement de la taille de contact pour la première étape. À iso-force

normale, le champ de pression plat génère une contrainte équivalente plus élevée que le champ de pression hertzien. C'est dû à la pression locale plus élevée au bord du contact.

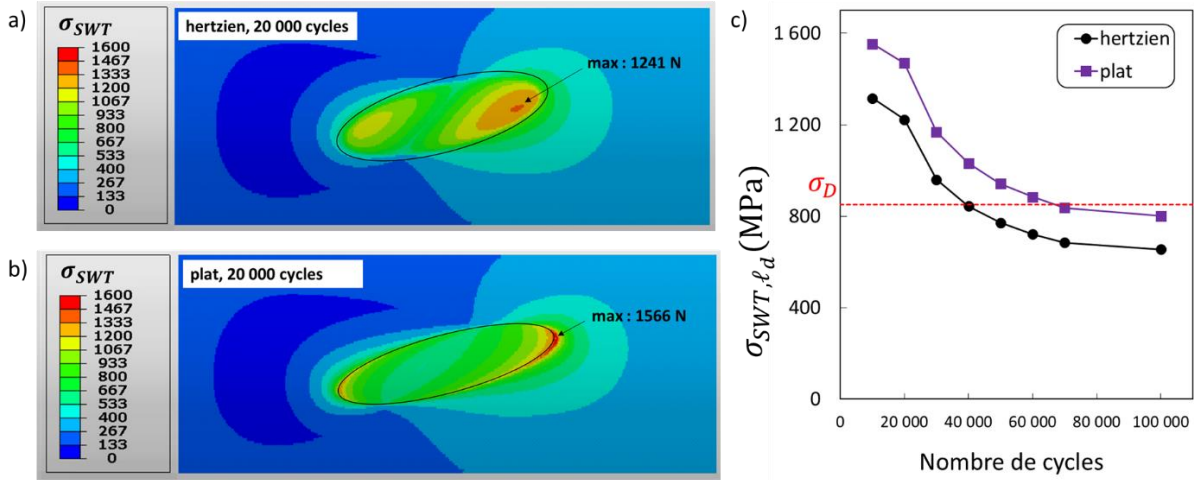


Figure 4-31 : simulation d'un essai de fretting-fatigue en glissement total. a) σ_{SWT} en surface pour une distribution de pression hertzienne et b) pour une distribution de pression plate, avec une taille de contact correspondant à une usure pendant 20 000 cycles c) $\sigma_{SWT,eq}$ en fonction du nombre de cycles pour les deux distributions de pression. $P = 1400 \text{ N}$, $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $\delta_s^* = 48 \mu\text{m}$

La Figure 4-32.c présente l'endommagement pour un essai en glissement total (le même que celui de la Figure 4-31) en fonction du nombre de cycles, pour les deux formes de distributions de pression. La Figure 4-32.a,b présente l'endommagement final en surface. Le champ de pression hertzien induit un endommagement final plus important que le champ plat, même si la contrainte équivalente maximale est toujours plus faible (cf. Figure 4-31). C'est dû au caractère très localisé de l'endommagement pour le champ plat, qui se déplace avec l'augmentation de la taille de contact. Ce déplacement est bien visible sur la Figure 4-32.b. Le cumul de l'endommagement est donc plus critique avec le champ de pression hertzien. Considérer que le champ de pression est hertzien est donc plus conservatif.

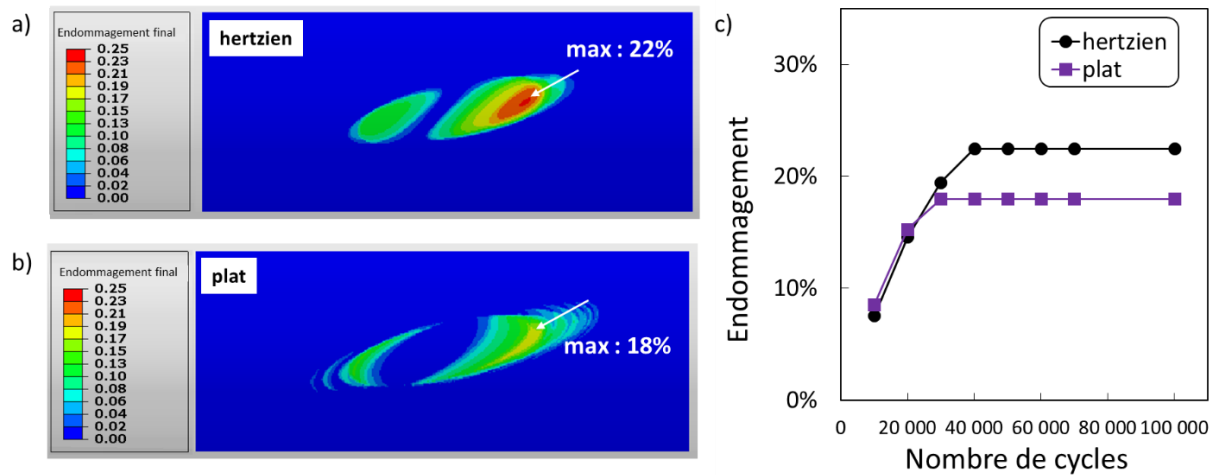


Figure 4-32 : simulation d'un essai de fretting-fatigue en glissement total. $P = 1400 \text{ N}$, $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $\delta_s^* = 48 \mu\text{m}$. a) endommagement final en surface pour une distribution de pression hertzienne et b) pour une distribution de pression plate c) endommagement maximal en fonction du nombre de cycles pour les deux distributions de pression.

3. Application du modèle numérique

Le modèle est à présent appliqué aux essais de fretting-fatigue. La Figure 4-33 présente les contraintes σ_{SWT,ℓ_d} et l'endommagement cumulé D en fonction du nombre de cycles, pour un essai (non réalisé) en glissement total à $\delta_s^* = 33 \mu\text{m}$. Au vu de la différence entre μ_t et μ_{GT} , il s'agit là de la plus petite amplitude de glissement atteignable pour ce montage. C'est donc la condition la plus critique du domaine glissement total. σ_{SWT,ℓ_d} baisse très rapidement pendant les quelques premiers milliers de cycles, à cause de la relation non-linéaire entre taille de contact et volume usé. L'incrément de dommage devient nul avant que l'endommagement atteigne 100%, le modèle prédit donc un non-amorçage. Ce chargement étant le plus critique possible en glissement total, le modèle prédit donc que tout le domaine glissement total est dans une zone de non-rupture.

Notons que l'usure rabote en permanence le matériau endommagé (cf. chapitre 1, paragraphe 3.2.7), ce qui réduit l'endommagement maximal. Cet effet n'est pas pris en compte dans ce modèle. Il serait possible de l'implémenter grossièrement, en désactivant les points d'intégration qui rentrent dans le volume usé. Mais ici, même sans considérer cet effet bénéfique, le modèle prédit correctement la non-rupture. Il ne serait donc pas possible de vérifier un potentiel gain dans la précision de la prédiction.

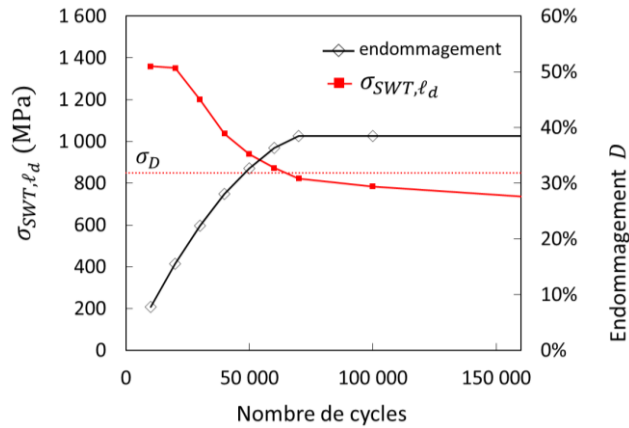


Figure 4-33 : contrainte équivalente σ_{SWT,ℓ_d} et endommagement cumulé en fonction du nombre de cycles, simulation d'un essai de fretting-fatigue en glissement total (distribution de Hertz). $\delta_s^* = 33 \mu\text{m}$, $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$

La Figure 4-34 présente les durées de vies pour la série d'essais de fretting-fatigue à amplitude de débattement variable, ainsi que les contraintes équivalentes σ_{SWT,ℓ_d} pour les essais en glissement partiel. Pour δ^* inférieur à $17 \mu\text{m}$, σ_{SWT,ℓ_d} est inférieur à la valeur seuil σ_D , prédisant correctement la non-rupture. Ce qui est tout à fait cohérent, la distance critique ayant été fittée à partir de l'essai à $\delta^* = 17 \mu\text{m}$. Pour δ^* entre $17 \mu\text{m}$ et $50 \mu\text{m}$, σ_{SWT,ℓ_d} augmente et la durée de vie diminue, ce qui est cohérent avec les résultats expérimentaux. Enfin, pour δ^* entre $50 \mu\text{m}$ et $150 \mu\text{m}$, σ_{SWT,ℓ_d} atteint un plateau légèrement descendant à cause de l'équilibre entre l'augmentation de la force tangentielle et l'augmentation de l'aire de contact. La durée de vie continue à baisser, mais à un rythme bien plus faible. Il y a ici une petite incohérence entre l'évolution de la durée de vie et l'évolution de σ_{SWT,ℓ_d} , non expliquée.

Dans une optique de comparaison avec les autres conditions environnementales, nous pouvons utiliser la loi de Strohmeier de l'équation (4-16) pour créer un modèle de durée de vie pour la sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$. Rappelons que cette loi a été identifiée à partir d'un fit sur les résultats expérimentaux. Ceci permet de faire correspondre la contrainte équivalente à une durée

de vie. En glissement total, la durée de vie prédite est déterminée par la méthode du cumul de dommages. L'évolution de la durée de vie prédite par ce modèle est montrée Figure 4-34.

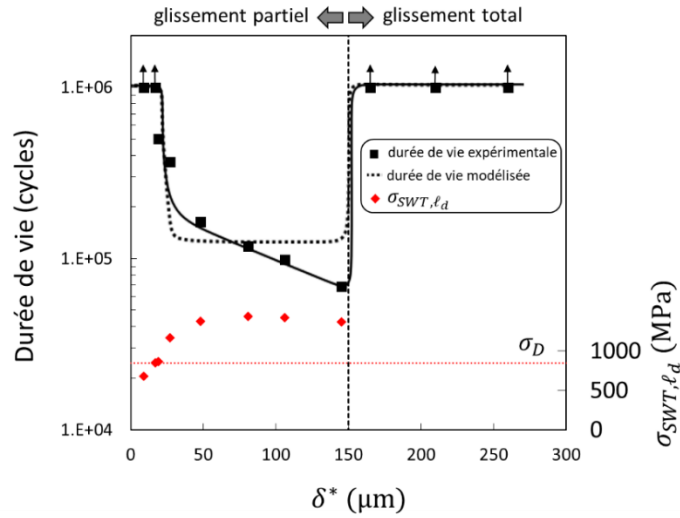


Figure 4-34 : essais de fretting-fatigue, fils clairs à sec. $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N. Durées de vie expérimentales et modélisées en fonction de l'amplitude de débattement effective, et contraintes équivalentes σ_{SWT,ℓ_d} simulées pour les essais en glissement partiel.

Finalement, tous les essais de fretting-fatigue sont présentés Figure 4-35 sur une carte de fretting-fatigue avec deux paramètres : amplitude de sollicitation de fatigue σ_a et amplitude de débattement effective normalisée δ^*/δ_t^* . Les autres paramètres sont constants pour tous les essais : $P = 1400$ N, $\sigma_m = 320$ MPa. Une série de simulations a été réalisée pour déterminer les frontières d'amorçage, en supposant que $\delta^*/\delta_t^* = Q^*/Q_t^*$. Dans tout le domaine du glissement total, l'usure empêche l'amorçage de fissures. Dans le domaine du glissement partiel, pour les rapports δ^*/δ_t^* faibles, la simulation prédit un non-amorçage, car la distance critique est ajustée sur le seuil de non-rupture observé expérimentalement. Notons que la position de la frontière d'amorçage simulée est très peu affectée par la valeur de l'amplitude de fatigue. Dans le domaine du glissement partiel, pour les rapports δ^*/δ_t^* plus élevés, la simulation prédit l'amorçage de fissures. Dans cette zone, des ruptures et une fissure arrêtée ont été observées expérimentalement. Ces résultats montrent que le domaine de rupture s'étend sur la majeure partie du domaine du glissement partiel, quel que soit l'amplitude de la sollicitation de fatigue.

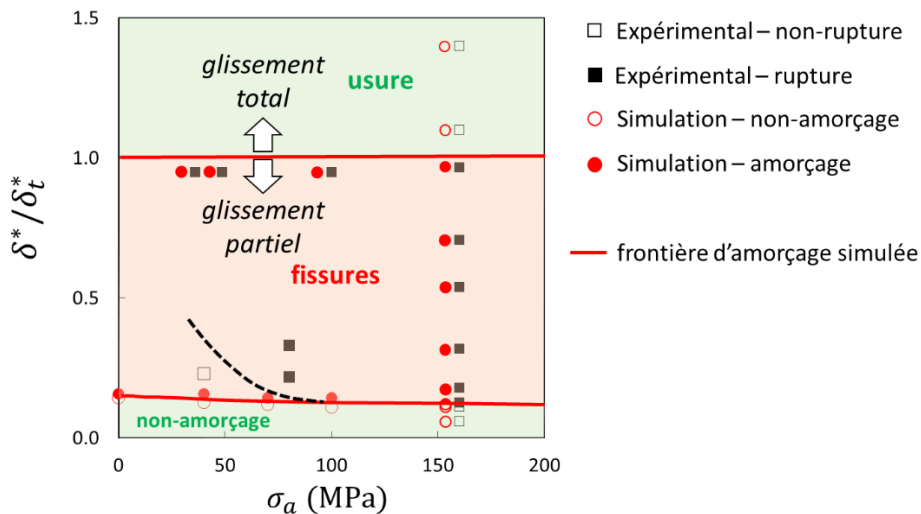


Figure 4-35 : carte de fretting-fatigue, fils clairs à sec. Résultats expérimentaux et simulations

Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'appliquer la démarche d'étude de l'endommagement en fretting-fatigue dans un cas simplifié : des fils clairs (i.e. sans revêtement de zinc), dans l'air ambiant.

Pour la partie expérimentale de cette démarche, des séries d'essais de fretting-fatigue ont été réalisés en variant indépendamment les chargements de fretting et de fatigue. La courbe de durée de vie en fretting-fatigue en fonction de l'amplitude de débattement a une forme de « U » bien connue dans la littérature. La courbe de durée de vie en fonction du chargement de fatigue suit également la forme attendue, avec une asymptote de durée de vie pour les faibles chargements de fatigue.

Plusieurs points clés ont été identifiés :

- Dans le domaine du glissement partiel, même pour les très faibles amplitudes de débattement induisant des durées de vie supérieures à 10^6 cycles, des fissures ont été observées.
- Dans le domaine du glissement partiel, une courte phase initiale en glissement total génère de l'usure, augmentant significativement la taille de contact. Une fois le contact stabilisé en glissement partiel, la taille de contact n'évolue plus, du moins si l'amplitude de débattement n'est pas trop proche de la transition GP/GT. La taille de contact stabilisée est corrélée à l'amplitude de débattement imposée et in fine à l'amplitude de la force tangentielle stabilisée.
- Dans le domaine du glissement total, l'usure est continue et obéit à une loi d'Archard.
- La durée de vie pour les essais de fretting-fatigue en glissement total est supérieure à 10^6 cycles.

Les principaux paramètres qui pilotent les chargements, donc le risque de rupture, sont :

- la force normale (non étudiée ici)
- le régime de glissement (la transition entre le domaine de glissement partiel et le domaine de glissement total étant définie par la force normale et le coefficient de frottement)
- l'amplitude de la force tangentielle
- la taille de la zone de contact (pilotée en glissement partiel par l'amplitude de la force tangentielle stabilisée, et pilotée en glissement total par la force normale et l'amplitude de glissement)
- l'amplitude de la sollicitation de fatigue
- la valeur moyenne de la sollicitation de fatigue (non étudiée ici)

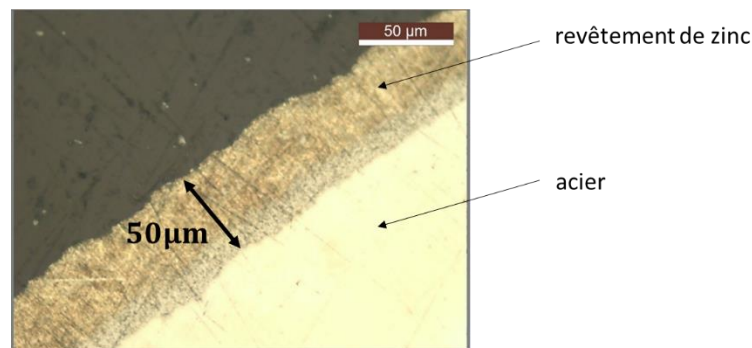
En s'appuyant sur les résultats expérimentaux, un modèle numérique d'endommagement est proposé. Ce modèle numérique prend en compte l'augmentation des tailles de contact en glissement partiel et en glissement total. Il repose sur le calcul analytique des champs de pression et de cisaillement, qui sont ensuite appliqués sur le modèle éléments finis. Cette méthode permet de modéliser plus facilement l'augmentation de la taille de contact et induit des temps de calcul plus faibles qu'une simulation complète du contact par éléments finis. Le modèle est basé sur un critère d'amorçage de fissure, qui permet de décrire la variation d'endommagement pour une variation du chargement de fretting, mais pas la variation d'endommagement pour une variation du chargement de fatigue. Pour compléter le modèle, il serait donc nécessaire de décrire la phase de propagation de la fissure, et en particulier un éventuel arrêt de la fissuration.

À partir cette condition de référence, nous allons par la suite étudier les conditions réelles, en service et dégradées. Le modèle numérique d'endommagement, établi sur ce cas simple, sera appliqué aux autres conditions (fils graissés, en eau de mer...) pour étudier les phénomènes physiques induits par ces conditions.

Chapitre 5 : Endommagement en conditions usuelles de service : effet de la galvanisation et de la graisse

Le chapitre 5 a pour objectif d'étudier l'endommagement dans un câble en fonctionnement normal : les fils sont zingués, graissés, et on supposera que la gaine est intacte, empêchant donc l'eau de mer de pénétrer dans le câble.

Afin de caractériser indépendamment les effets du revêtement de zinc, de la graisse et de leurs potentielles interactions, nous réaliserons des séries d'essais dans trois conditions : fils zingués, fils clairs graissés, fils zingués et graissés. Nous utiliserons le modèle d'endommagement développé au chapitre précédent pour étudier ces nouvelles conditions.



Coupe d'un fil galvanisé

Table des matières

1. Étude de l'effet mécanique de la galvanisation sur l'endommagement	137
1.1. Influence du chargement de fretting	137
1.1.1. Comparaison des essais de fretting-fatigue sur fils clairs et fils zingués	137
1.1.2. Étude de l'usure des fils zingués	140
1.1.3. Application du modèle numérique au cas des fils zingués	145
1.2. Influence du chargement de fatigue	148
2. Étude de l'effet de la graisse sur l'endommagement	149
2.1. Comparaison des essais de fretting-fatigue sur fils clairs et fils clairs graissés	149
2.2. Étude de l'usure des fils clairs graissés	153
2.3. Application du modèle numérique au cas des fils clairs graissés	155
3. Étude de l'effet combiné de la galvanisation et de la graisse	156
3.1. Influence du chargement de fretting	156
3.2. Influence du chargement de fatigue	160
Conclusion	161

1. Étude de l'effet mécanique de la galvanisation sur l'endommagement

Les fils d'acier sont recouverts d'un revêtement de zinc de 50 μm d'épaisseur. Ce revêtement sert de protection galvanique contre la corrosion si de l'eau de mer parvenait à rentrer dans la gaine. Le zinc étant bien plus ductile que l'acier, il est possible qu'il ait également un effet mécanique sur l'endommagement. C'est ce que nous étudierons dans cette partie.

1.1. Influence du chargement de fretting

1.1.1. Comparaison des essais de fretting-fatigue sur fils clairs et fils zingués

Une série d'essais de fretting-fatigue sur fils zingués a été réalisée en appliquant le chargement de référence établi au chapitre 4 (force normale $P = 1400\text{ N}$ et sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320\text{ MPa}$, $\sigma_a = 160\text{ MPa}$ constantes) et en variant l'amplitude de débattement imposée. Les Figure 5-1.a,b,c montrent respectivement la durée de vie, l'amplitude de force tangentielle moyennée sur la durée de l'essai et l'aire de contact mesurée à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective, pour les essais avec des fils clairs et les essais avec des fils zingués.

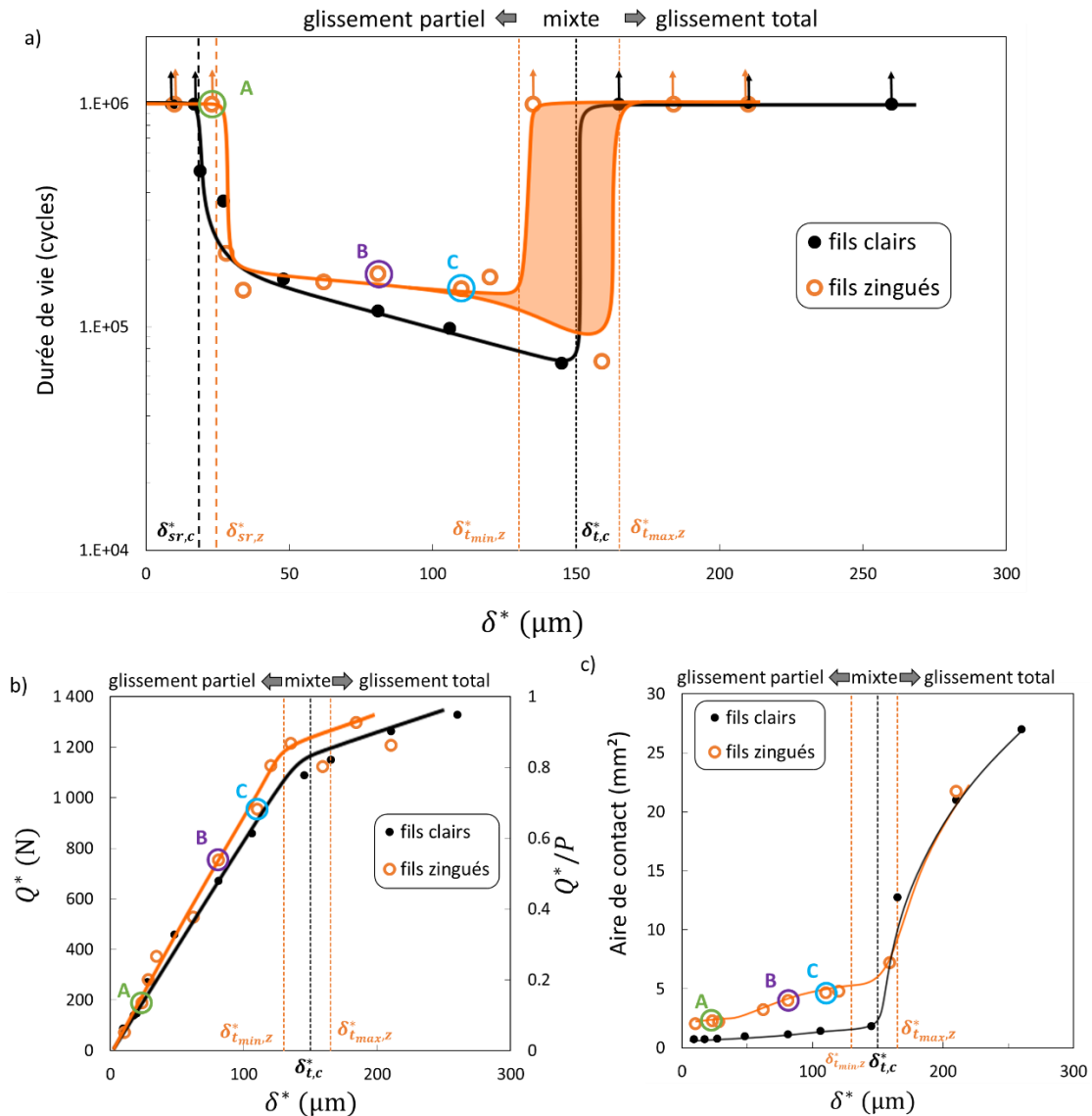


Figure 5-1 : essais de fretting-fatigue, fils clairs et zingués, $\sigma_m = 320\text{ MPa}$, $\sigma_a = 160\text{ MPa}$, $P = 1400\text{ N}$. a) durées de vie, b) amplitudes de force tangentielle et c) aires de contact à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective.

La courbe de durée de vie a globalement la même forme en « U » caractéristique pour les fils zingués que pour les fils clairs. Le seuil de rupture des fils zingués $\delta_{sr,z}^* \approx 25 \mu\text{m}$ est proche du seuil de rupture des fils clairs (différence peu significative). La Figure 5-2.a montre la trace de fretting sur le fil-éprouvette de l'essai A ($\delta^* = 23 \mu\text{m}$, interrompu après 10^6 cycles). Notons d'abord que la largeur de la zone glissante est plus importante du côté où la fatigue est maximale, il s'agit probablement de l'effet d'offset de déplacement de la zone collée induite par la déformation de fatigue décrit par Nowell et Hills [78]. Notons aussi que la zone collée a un aspect peu voire pas usé. Les Figure 5-2.b,c présente des vues d'une coupe dans le même fil-éprouvette. La coupe montre une déformation du revêtement de zinc sous le contact, que nous attribuons en partie à l'usure et en partie à une déformation plastique. Des bourrelets de zinc se forment en bordure du contact, et se confondent avec la zone glissante. La Figure 5-2.b montre des courtes fissures dans le revêtement, qui ne se propagent pas dans l'acier sous-jacent. Le même type de fissures a été observé dans le fil éprouvette de l'essai à $\delta^* = 10 \mu\text{m}$. Il est possible qu'il s'agisse simplement de stries d'écrasement. L'acier n'étant pas affecté, il semble que le seuil de non-rupture correspond, pour les fils zingués, à un seuil d'amorçage.

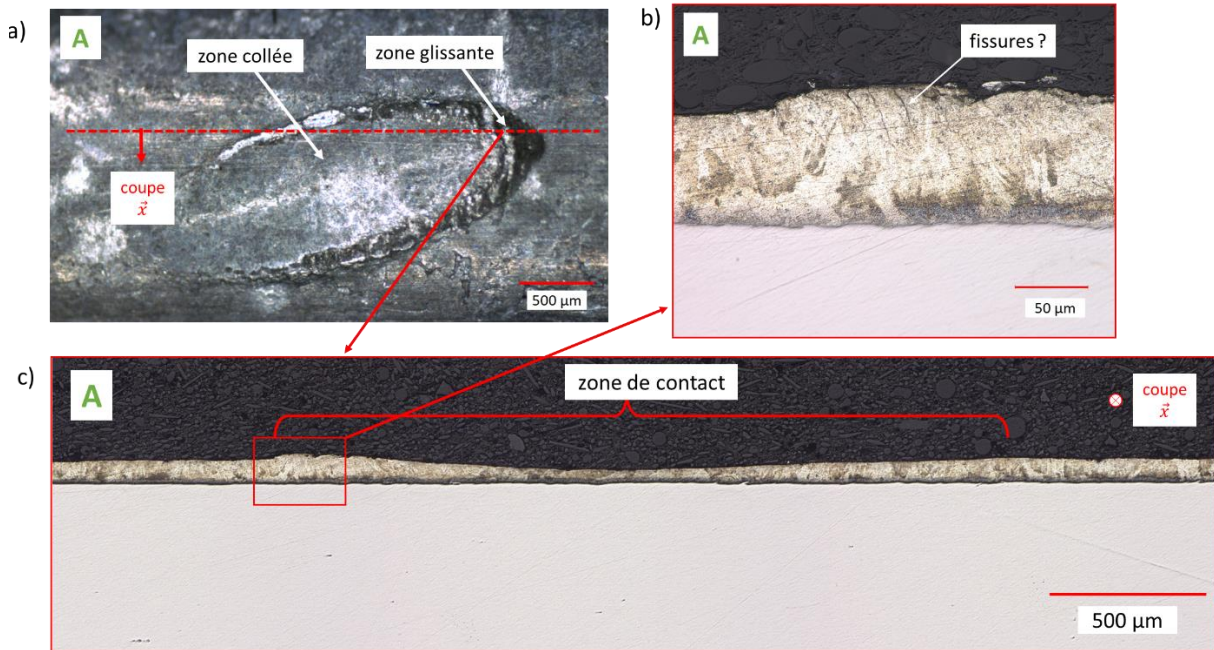


Figure 5-2 : essai de fretting-fatigue fil zingué A (cf. Figure 5-1). $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$, $\delta^* = 23 \mu\text{m}$. a) trace de fretting sur le fil-éprouvette, b) coupe du fil-éprouvette

Pour δ^* entre $\delta_{sr,z}^*$ et $\delta_{t_{min},z}^* \approx 130 \mu\text{m}$, la durée de vie des fils zingués semble avoir atteint un plateau. Ce comportement diffère de celui des fils clairs, où la durée de vie continuait à baisser, mais la différence est peu significative. La localisation du site d'amorçage semble varier aléatoirement entre le bord et le centre de la trace de fretting, comme présenté sur les Figure 5-3.a,b. Les ruptures endommagent fortement les traces, rendant difficile l'identification des zones collées et glissantes ainsi qu'une analyse précise de la localisation des sites d'amorçages.

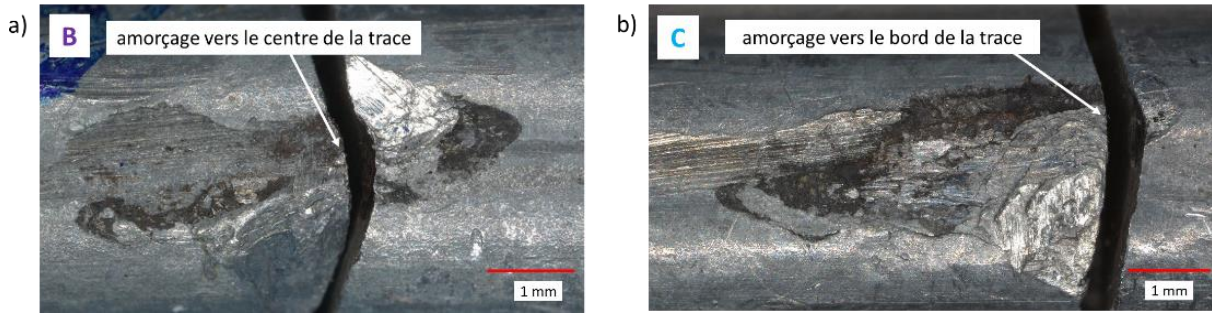


Figure 5-3 : essai de fretting-fatigue fil zingué (cf. Figure 5-1). $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N. Traces de fretting sur les fil-éprouvettes a) essai B ($\delta^* = 80 \mu\text{m}$), b) essai C ($\delta^* = 110 \mu\text{m}$)

Afin de pouvoir mieux observer les zones collée et glissante sur la trace de fretting ainsi que la localisation du site d'amorçage, un essai de fretting-fatigue a été réalisé puis interrompu avant rupture (70 000 cycles) et brisé avec un mouton de Charpy après trempe dans l'azote liquide. La Figure 5-4.a présente la trace de fretting. Dans la zone glissante, le zinc oxydé est de couleur noire. L'asymétrie de largeur de la zone glissante due au chargement de fatigue est bien visible. Dans la zone collée, le zinc a un aspect usé. Il semble que l'acier sous-jacent est visible vers le centre de la zone de contact. La fissure apparaît dans la zone glissante. La Figure 5-4.b présente le faciès de rupture correspondant. Après 70 000 cycles, la fissure a atteint une profondeur d'environ 600 μm . Le revêtement de zinc est bien visible en surface.

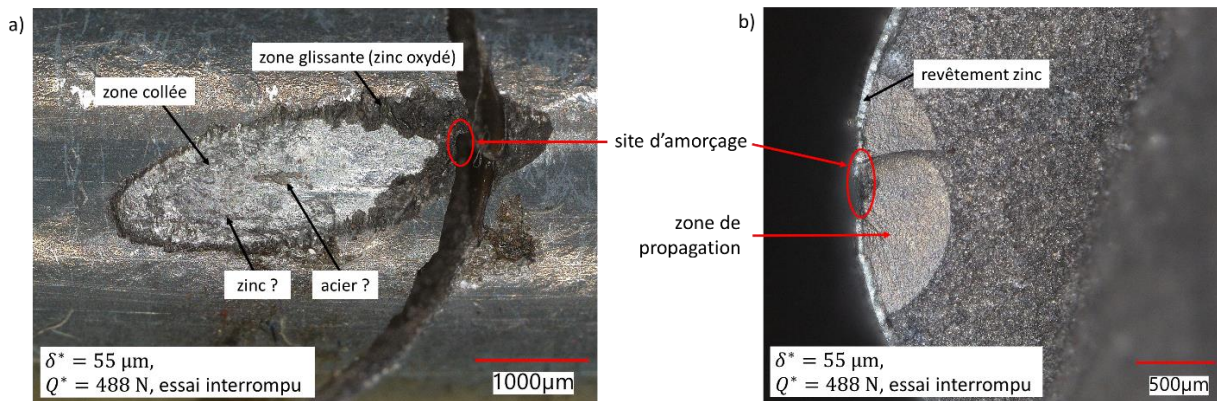


Figure 5-4 : essai de fretting-fatigue interrompu, puis rompu à l'azote liquide. $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 55 \mu\text{m}$, 70 000 cycles. a) trace de fretting du fil-éprouvette, b) faciès de rupture du fil-éprouvette

La distinction entre régime de glissement partiel et régime de glissement total est moins nette avec les fils zingués qu'avec les fils clairs : pour δ^* entre $\delta_{t_{min,z}}^* = 130 \mu\text{m}$ et $\delta_{t_{max,z}}^* = 165 \mu\text{m}$, le contact est en régime de glissement mixte. L'essai avec des fils zingués à $\delta^* = 135 \mu\text{m}$ a été en glissement partiel durant les 25 000 premiers cycles, avant de passer en glissement total. Sa durée de vie est supérieure à 1 million de cycles, l'usure ayant l'effet bénéfique observé au chapitre 4. L'essai à $\delta^* = 160 \mu\text{m}$ a été en glissement partiel durant les 40 000 premiers cycles, avant de passer en glissement total, puis de rompre à 70 000 cycles. Il est probable qu'une fissure ait commencé à se propager pendant la phase en glissement partiel. Ainsi, dans le domaine du régime de glissement mixte, la compétition usure-fissure est incertaine. Mais dès que le contact passe en régime de glissement total (pour δ^* supérieur à $\delta_{t_{max,z}}^*$), la durée de vie remonte à plus de 10^6 cycles de manière stable.

La relation entre Q^* et δ^* semble similaire pour les fils zingués et pour les fils clairs, à la fois en glissement partiel et en glissement total. En glissement partiel, à force tangentielle égale, l'aire de contact sur les fils zingués est plus large que sur les fils clairs, ce qui s'explique facilement par la plus grande ductilité du zinc. Il semble que la taille de la trace augmente plus rapidement pour $\delta^* > 50 \mu\text{m}$, mais l'endommagement dû à la rupture rend difficile une analyse plus poussée des traces. En glissement total, les aires de contact sont similaires pour les fils zingués et les fils clairs, l'extension de l'aire de contact étant principalement due à l'effet géométrique de l'usure.

1.1.2. Étude de l'usure des fils zingués

Afin d'analyser plus finement le comportement en fretting, et dans l'optique de pouvoir simuler l'endommagement avec le modèle développé au chapitre 4, nous allons réaliser des essais en fretting simple.

L'étude du comportement des fils clairs en fretting en glissement partiel a montré l'existence d'une phase de transition initiale où la taille du contact augmente avant de se stabiliser (cf. chapitre 4, paragraphe 1.1.2.1). La première étape pour l'étude du comportement des fils zingués est de vérifier si le même phénomène se produit, et si oui, déterminer la durée maximale de la phase de transition. Pour cela, une série d'essais de fretting simple interrompus à différents nombres de cycles ont été réalisés sur le montage de fretting simple, avec une amplitude de débattement imposée proche de la transition glissement partiel/glissement total. Le critère de glissement total A mesuré au dernier cycle de l'essai et l'aire de contact mesurée après l'essai sont affichés Figure 5-5. Les aires de contact calculées à partir de la théorie du contact élastique de Hertz pour un fil composé entièrement d'acier et un fil composé entièrement de zinc sont indiquées sur la Figure 5-5. Dans les deux cas, les aires de contact observées expérimentalement sont significativement plus grandes. Le même phénomène de phase de transition, ayant le même effet d'usure, se produit sur les fils zingués. Cette phase est plus longue pour les fils zingués que pour les fils clairs, mais dure moins de 10 000 cycles. Ainsi, pour étudier l'évolution de l'aire de contact en glissement partiel, des essais de fretting simple de 10 000 cycles suffisent.

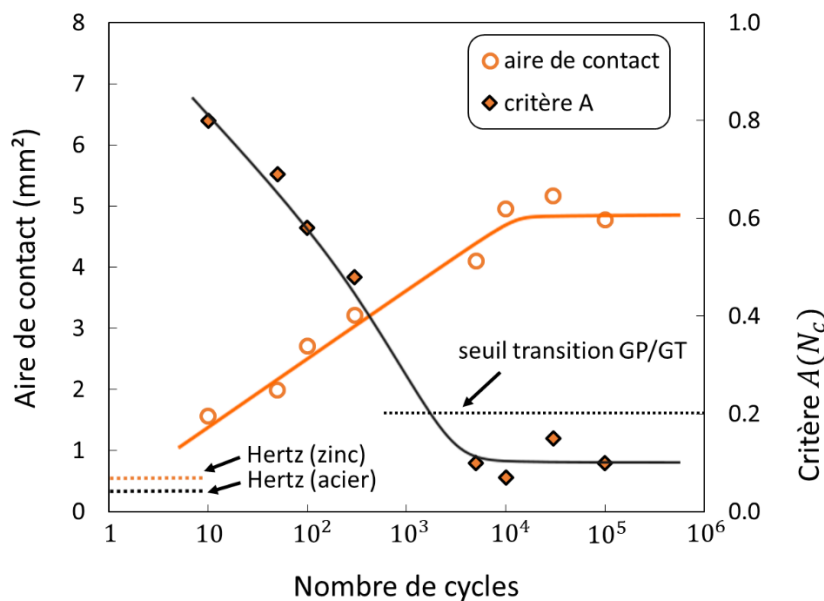


Figure 5-5 : essais de fretting simple interrompus sur fils zingués. Aires de contact et critère de glissement total A à la fin de l'essai en fonction du nombre de cycles. $P = 1400 \text{ N}$, $\delta^* = 65 \mu\text{m}$

Une deuxième série d'essais de fretting simple sur fils clairs et fils zingués a été réalisée (cette fois sur le montage de fretting-fatigue en laissant la fatigue nulle), en faisant varier l'amplitude de débattement et avec un nombre de cycles fixé à 10 000. La Figure 5-6.a présente les amplitudes de force tangentielle moyennées sur la durée de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective. La dispersion expérimentale est moindre que sur les essais de fretting-fatigue, permettant une analyse plus précise. La relation entre Q^* et δ^* en glissement partiel est la même pour les fils clairs et zingués. Ce résultat est cohérent, puisque la différence de raideur due à la couche de zinc est négligeable par rapport à la raideur du montage. Une légère différence de coefficient de frottement à la transition de glissement est observée, mais elle est non significative. Le coefficient de frottement en glissement total est le même. Notons que l'amplitude de force tangentielle moyenne est significativement plus basse sur la Figure 5-6.a que sur la Figure 5-1.b car la moyenne est dans le premier cas réalisée sur 10^3 cycles, dans le deuxième cas sur 10^6 cycles, et que l'effet de charrue décrit au chapitre 4 induit une augmentation au cours de l'essai de l'amplitude de force tangentielle. La Figure 5-6.b présente les aires de contact mesurées à la fin des essais. Elles correspondent bien à celles observées sur les essais de fretting-fatigue. L'évolution de l'aire de contact des fils zingués est significativement différente de part et d'autre de $\delta^* = 50 \mu\text{m}$, confirmant ce qui avait été observé sur les essais de fretting-fatigue. Il est probable que ce changement de comportement soit dû au changement de nature du contact, qui passe d'une interface zinc/zinc pour les faibles amplitudes à une interface acier/acier pour les plus grandes amplitudes.

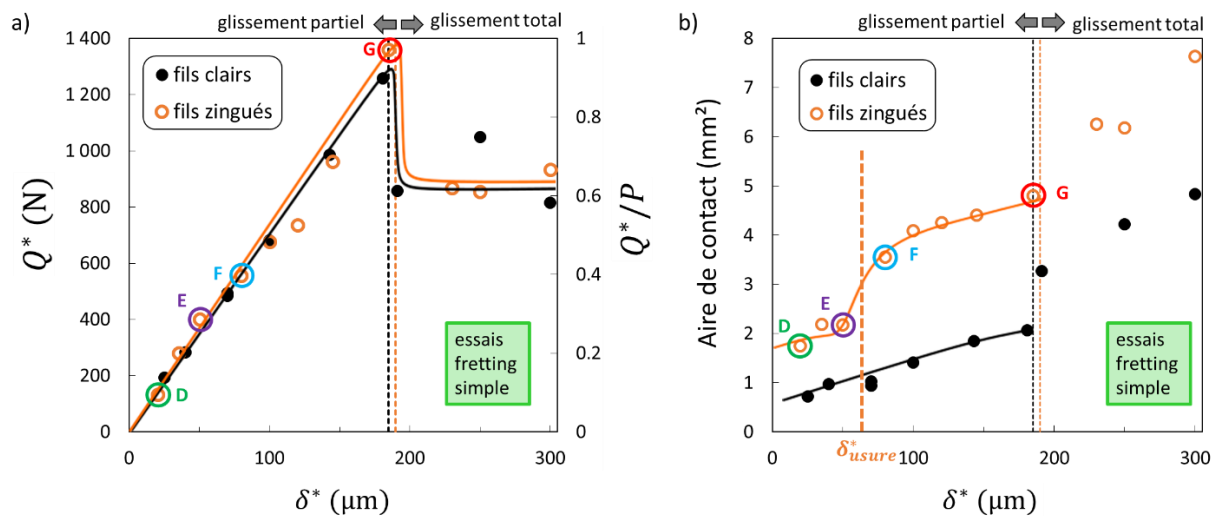


Figure 5-6 : essais de fretting simple interrompus sur fils clairs et zingués. $P = 1400 \text{ N}$, 10 000 cycles
a) amplitudes de force tangentielle et b) aires de contact en fonction de l'amplitude de débattement

Pour confirmer cette hypothèse du passage d'un contact zinc/zinc à un contact acier/acier, les traces de fretting issues des essais D, E, F, G (essais indiqués sur la Figure 5-6) ont été expertisées.

La Figure 5-7.a présente une vue optique de la trace de l'essai D, montre une distinction claire entre zone collée et zone glissante. Le zinc oxydé a une couleur noire. La Figure 5-7.b présente une coupe suivant \vec{z} de la trace, montrant que l'acier n'est pas exposé. L'épaisseur du revêtement de zinc dans la zone de contact est réduite, et un léger bourrelet de zinc en bordure du contact est visible. L'aspect de la zone collée semble indiquer une absence totale d'usure abrasive, comme sur l'essai A (cf. Figure 5-2) : c'est la déformation plastique de zinc qui explique que la taille de contact est supérieure à celle prédite par la théorie de Hertz.

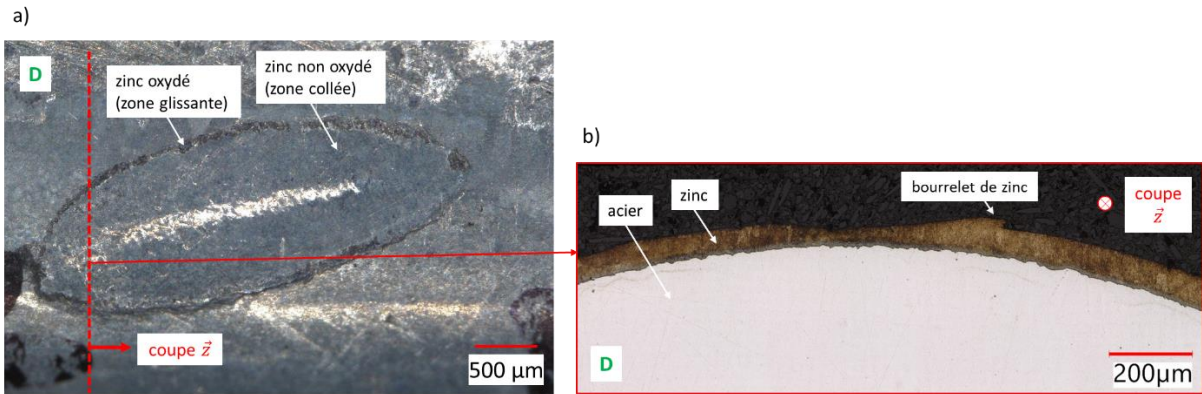


Figure 5-7 : essai de fretting simple interrompu sur fils zingués D (cf. Figure 5-6) . $P = 1400 \text{ N}$, 10 000 cycles. a) vue optique de la trace, b) vue optique de la coupe axiale

La Figure 5-8.a présente une vue optique de la trace de l'essai E. La zone glissante est de couleur noire, à cause des oxydes de zinc. La zone collée a un aspect usé. La Figure 5-8.d présente une analyse EDX de la trace. Dans la zone correspondant à la zone glissante, une concentration en oxygène est observée du fait des oxydes de zinc. Dans la zone correspondant à la zone collée, seul du zinc non-oxydé est visible. L'élément Fe (composant principal de l'acier) est absent. La Figure 5-8.c présente une coupe axiale de la trace, confirmant que l'acier n'est pas exposé. La réduction d'épaisseur du revêtement de zinc dans la zone de contact ainsi qu'un léger bourrelet de zinc en bordure du contact sont visibles. C'est la combinaison de la déformation plastique du zinc et de l'usure abrasive du zinc qui induit une augmentation de la taille de contact.

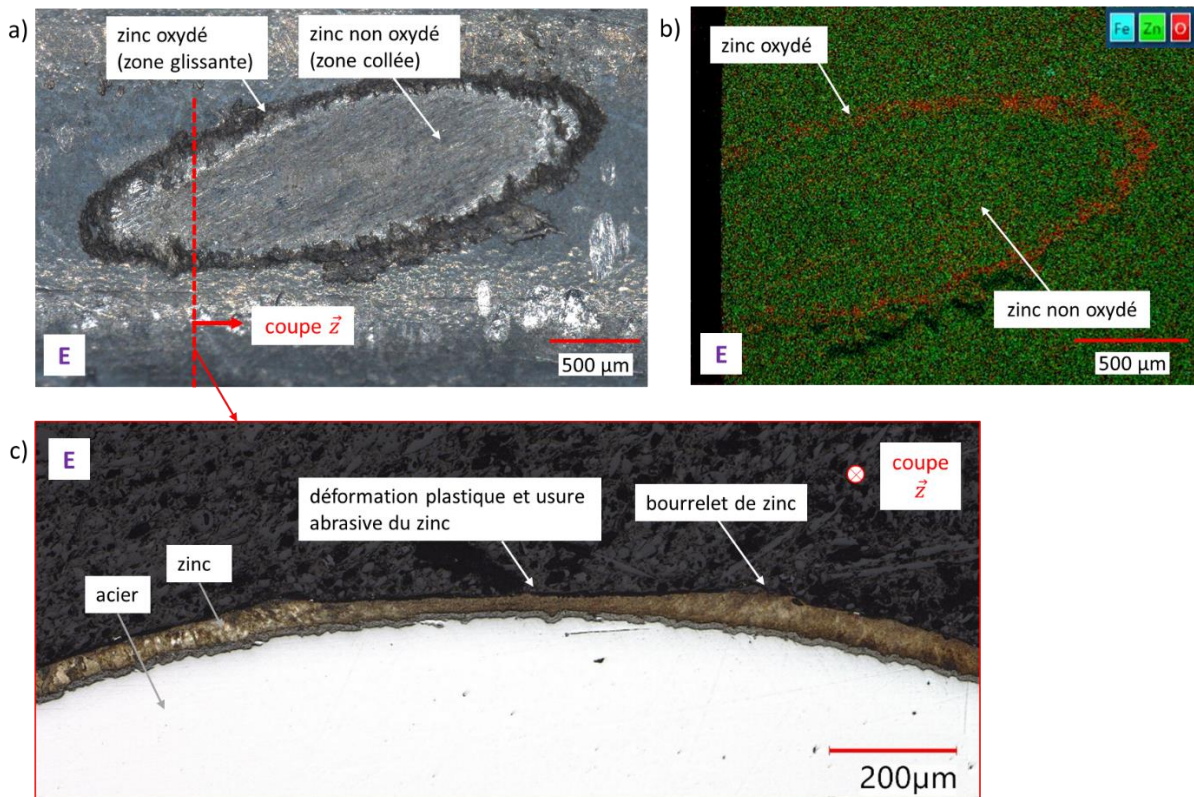


Figure 5-8 : essai de fretting simple interrompu sur fils zingués e (cf. Figure 5-6) . $P = 1400 \text{ N}$, 10 000 cycles. a) vue optique de la trace, b) vue EDX de la trace (affichage de l'oxygène, du zinc et du fer), c) vue optique de la coupe axiale

La Figure 5-9.a présente une vue optique de la trace de l'essai F. La Figure 5-9.b présente une analyse EDX de la trace. Comme attendu, les oxydes sont uniquement présents dans la zone glissante. La zone collée est majoritairement constituée de zinc, avec des taches d'acier exposées. Mais dans la coupe axiale présentée Figure 5-9.c, il semble que le revêtement de zinc a été complètement usé. La vue à plus fort grandissement de la Figure 5-9.d apporte l'explication : le composé intermétallique Zn-Fe est encore présent. Il semble que ce composé résiste mieux à l'usure que le zinc pur. Ainsi, pour $\delta^* > \delta_{usure}^*$, l'amplitude de débattement serait suffisante pour user le revêtement de zinc pur lors d'une phase initiale en glissement total. Ce changement peut expliquer la discontinuité d'évolution de la taille de la trace à $\delta^* = \delta_{usure}^*$.

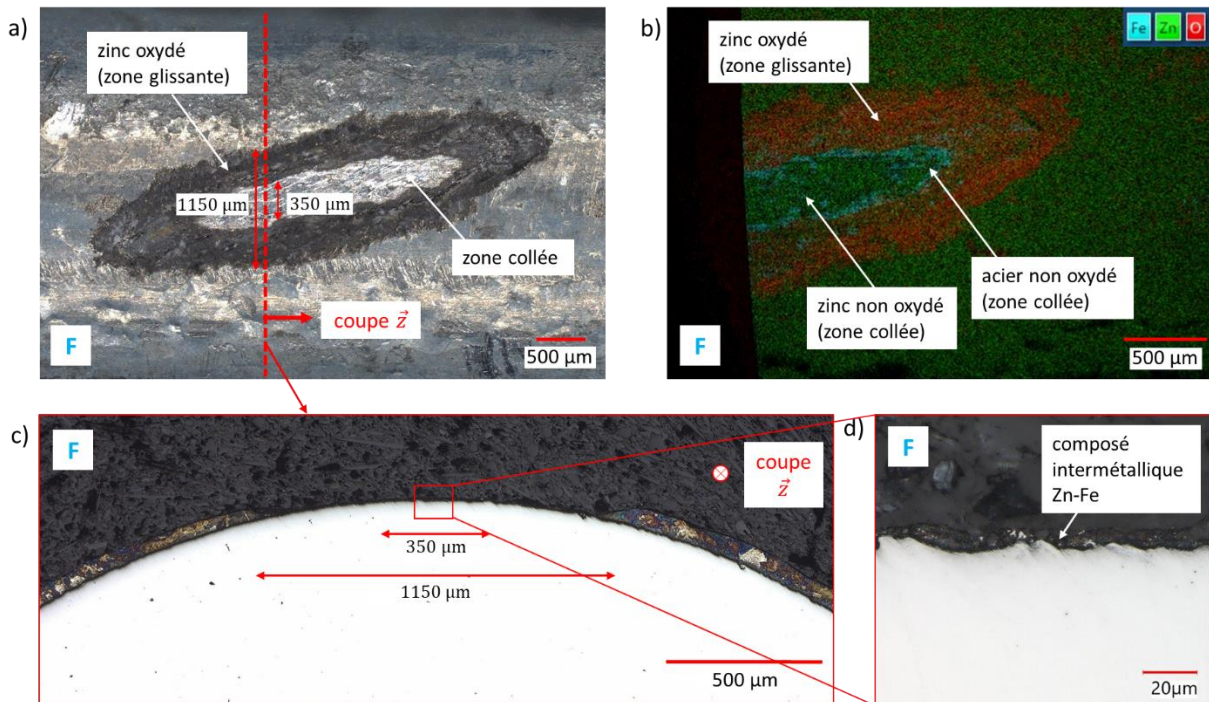


Figure 5-9 : essai de fretting simple interrompu sur fils zingués F (cf. Figure 5-6) . $P = 1400$ N, 10 000 cycles. a) vue optique de la trace, b) vue EDX de la trace (affichage de l'oxygène, du zinc et du fer), c,d) vues optiques de la coupe axiale

Enfin, la Figure 5-10.a présente une vue en microscopie optique de la trace de l'essai G. La zone glissante est constituée en partie de zinc oxydé, ainsi que ce qui semble être de l'acier oxydé. La zone collée est constituée d'acier non oxydé. Ceci est confirmé par la vue EDX de la trace présentée Figure 5-10.b. Le revêtement de zinc a été complètement usé et l'acier est exposé. La vue en coupe de la Figure 5-10.c montre une usure de l'acier, qui semble différenciée de celle du zinc. La Figure 5-10.d montre une courte fissure, observée à la frontière entre la zone recouverte de zinc et la zone où l'acier est exposé. La localisation de cette fissure est cohérente avec l'amorçage observé proche du centre de la trace pour l'essai de fretting fatigue B.

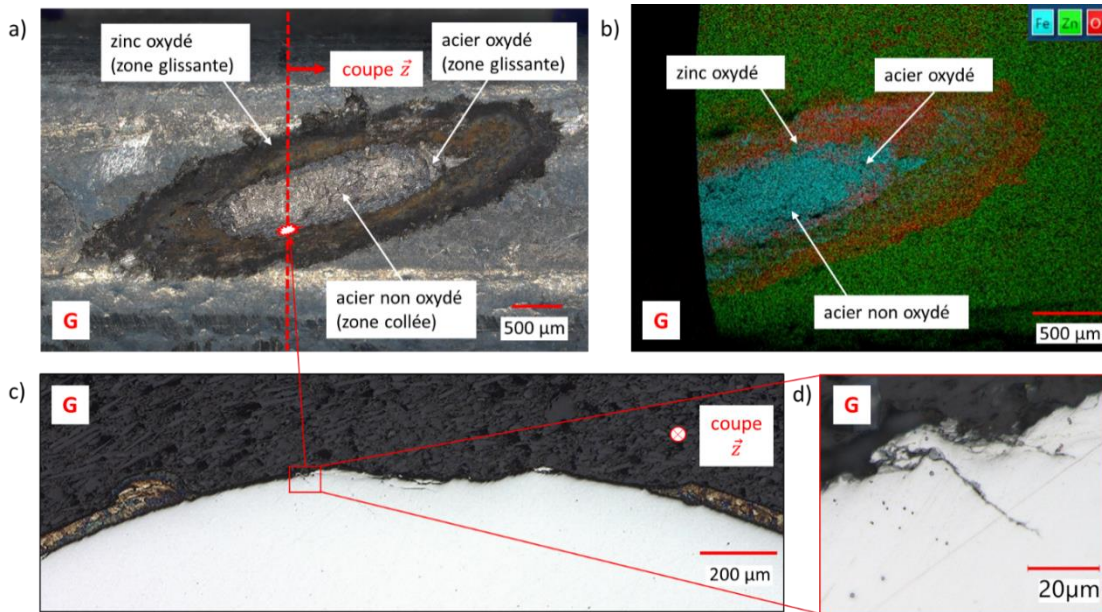


Figure 5-10 : essai de fretting simple interrompu sur fils zingués G (cf. Figure 5-6) . $P = 1400 \text{ N}$, 10 000 cycles. a) vue optique de la trace, b) vue EDX de la trace (affichage de l'oxygène, du zinc et du fer), c,d) vues optique de la coupe axiale

La Figure 5-11 présente une synthèse des mécanismes d'augmentation de la taille de contact pour le domaine du glissement partiel, identifiés à partir des analyses de traces. Pour $\delta^* < \delta_{usure}^*$ faible, le zinc se déforme plastiquement sous l'effet de la force normale. La taille de contact dépend relativement peu de l'amplitude de débattement, le zinc accommode le débattement et empêche l'usure abrasive (cf. essai D). Pour δ^* proche de δ_{usure}^* , le zinc ne suffit plus à accommoder, et le contact subit une phase de transition en glissement total, qui induit une légère usure abrasive du revêtement (cf. essai E). Pour $\delta^* > \delta_{usure}^*$, l'usure abrasive durant cette phase de transition est suffisante pour atteindre le composé intermétallique Zn-Fe (cf. essai F), puis l'acier (cf. essai G). La Figure 5-6 montre que pour $\delta^* > \delta_{usure}^*$, l'augmentation de la taille de contact en fonction de l'amplitude de débattement est similaire à celle pour le contact entre fils clairs : c'est le contact acier/acier au centre de la zone de contact qui pilote l'usure.

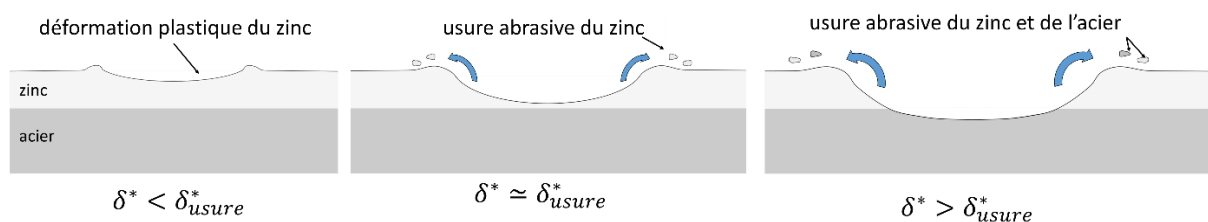


Figure 5-11 : mécanismes d'augmentation de la taille de contact pour fils zingués. Vue en coupe transverse d'un fil.

1.1.3. Application du modèle numérique au cas des fils zingués

Au vu de la faible épaisseur du revêtement de zinc par rapport à la taille de maille du modèle, il serait difficile de le modéliser directement. Et lorsque le revêtement est usé au point que le contact acier/acier est établi, l'interface de contact est d'autant plus complexe. Nous commençons par appliquer simplement le modèle, sans décrire le revêtement.

Pour pouvoir appliquer le modèle numérique aux essais en glissement partiel, la première étape est de renseigner la relation entre les dimensions de la zone de contact et la force tangentielle. La Figure 5-12 présente les dimensions de l'ellipse de contact pour les essais de fretting simple et de fretting-fatigue en fonction de l'amplitude de débattement, ainsi que les lois puissance « fittées » sur ces essais. En première approximation, nous utiliserons ces lois puissances, telles que :

$$a = k_a \cdot (Q^*)^{n_a} + a_0, \quad b = k_b \cdot (Q^*)^{n_b} + b_0 \quad (5-1)$$

avec $k_a = 0.008301$, $n_a = 0.7305$, $a_0 = 1.1$ et $k_b = 0.0002929$, $n_b = 0.9039$, $b_0 = 0.45$.

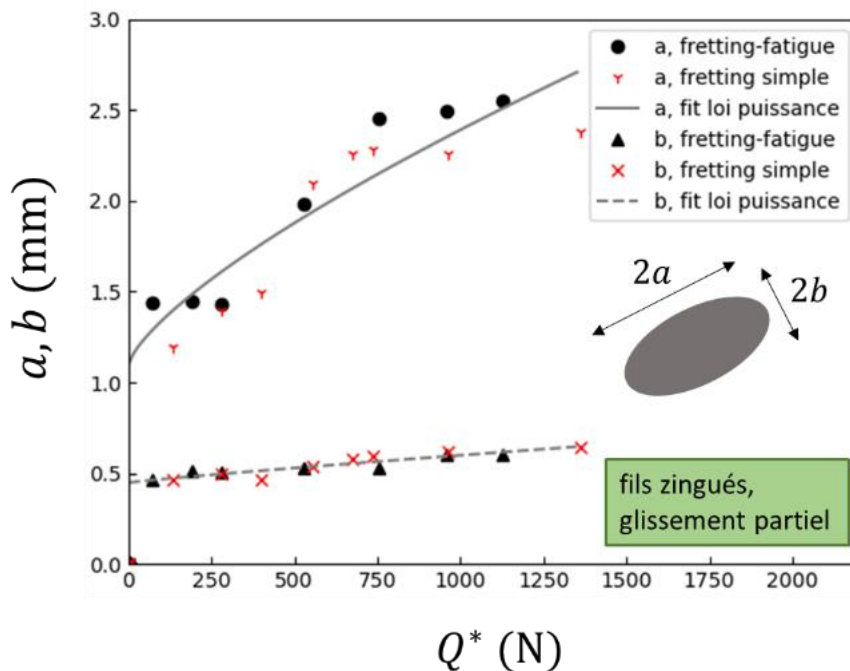


Figure 5-12 : dimensions traces de fretting à la fin d'essais de fretting-fatigue et fretting simple sur des fils zingués, en glissement partiel. $P = 1400$ N

La Figure 5-13 présente une superposition des durées de vie expérimentales et des contraintes équivalentes σ_{SWT, ℓ_d} simulées. En utilisant les dimensions de la zone de contact calculées à partir des lois puissance (5-1), l'endommagement est largement sous-estimé : suivant ce modèle, les fils zingués ne devraient jamais rompre, la contrainte équivalente à la distance critique étant toujours inférieure ou égale à la valeur seuil σ_D . En considérant que le revêtement de zinc modifie le processus d'amorçage, il serait pertinent de recalculer une distance critique. Mais ici, la contrainte au point chaud pour la condition au seuil de rupture est inférieure à la valeur seuil, ce qui rend impossible le calcul d'une distance critique.

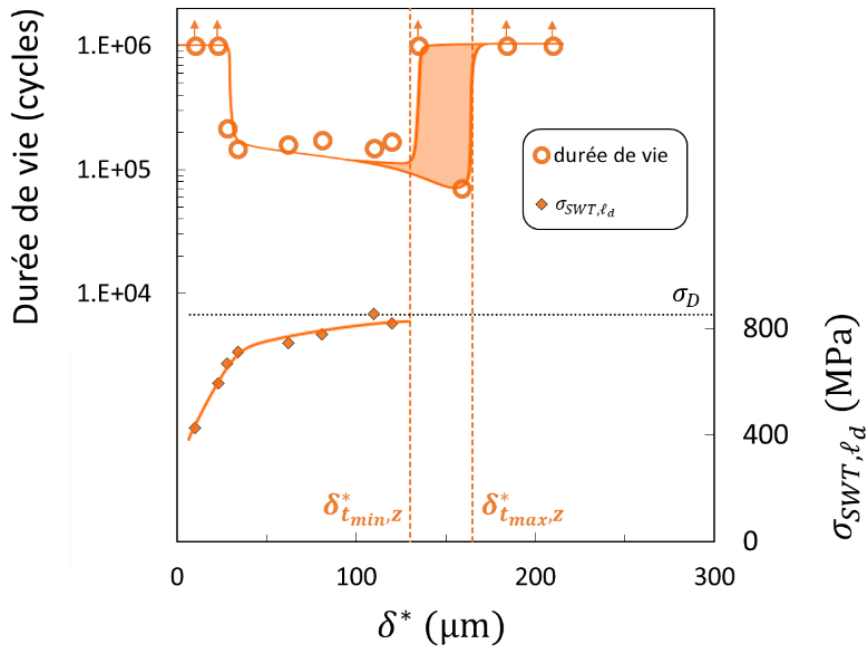


Figure 5-13 : durées de vie expérimentales et contraintes équivalentes σ_{SWT,ℓ_d} en fonction de l'amplitude de débattement effective, essais sur fils zingués

Les Figure 5-14.a,b présentent les contraintes équivalentes en surface des essais de fretting-fatigue B et C avec les traces de fretting correspondantes superposées par transparence. Pour l'essai C, le point chaud simulé et le site d'amorçage de fissure observé expérimentalement coïncident, mais pas pour l'essai B. Le modèle prédit toujours un amorçage dans la zone glissante, proche du bord du contact, alors que dans certains cas, l'amorçage se produit plus proche du centre de la zone de contact.

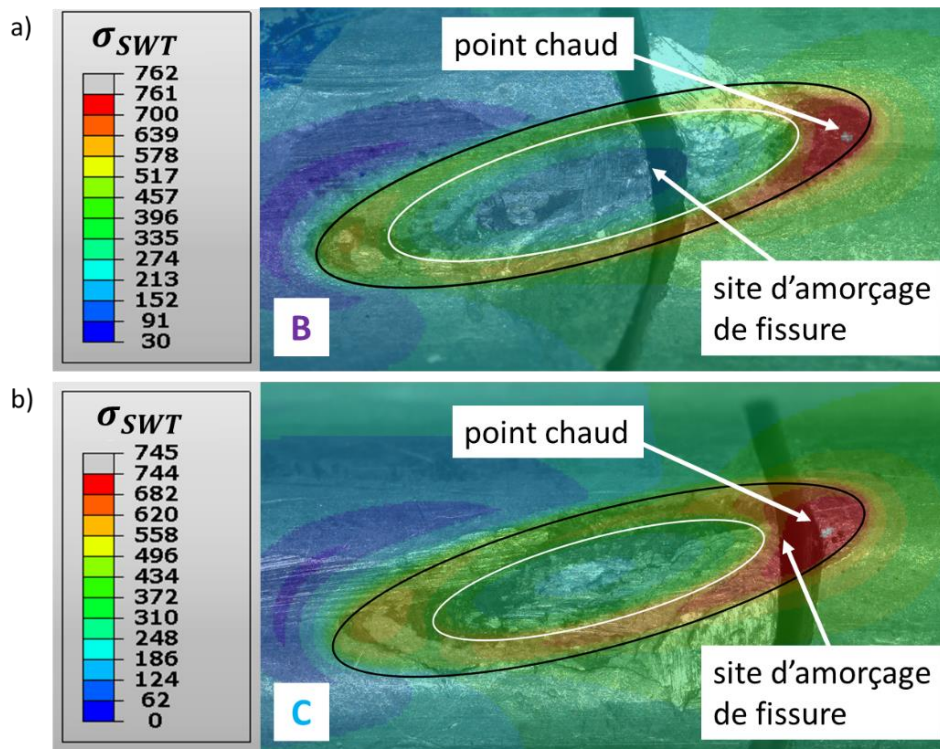


Figure 5-14 : a) σ_{SWT} issu de la simulation de l'essai de fretting-fatigue B, b) σ_{SWT} issu de la simulation de l'essai de fretting-fatigue C

L'erreur du modèle dans la localisation du site d'amorçage peut s'expliquer par une erreur dans le calcul des champs de pression et de cisaillement. En effet, la nature composite de l'interface de contact pourrait affecter la forme de ces champs : à iso-déplacement, le zinc, plus ductile que l'acier, induit une pression et un cisaillement plus faible que l'acier. La pression et le cisaillement seraient donc concentrés sur la zone de contact acier/acier. La Figure 5-15 présente la forme du champ de pression appliqué dans la simulation (modèle « simple »), ainsi qu'une illustration de la forme réelle supposée du champ (modèle « composite »). Le calcul analytique du champ de cisaillement en glissement partiel avec le modèle composite n'est pas possible. Toutefois, nous pouvons intuitivement qu'à iso-force normale et iso-force tangentielle, le modèle composite induit une concentration de l'endommagement vers le centre de la trace, dans la zone de contact acier/acier. Il serait donc cohérent avec les sites d'amorçage observés vers le centre de la trace. Rappelons cependant que pour certains essais de fretting-fatigue, l'amorçage est situé vers le bord de la trace.

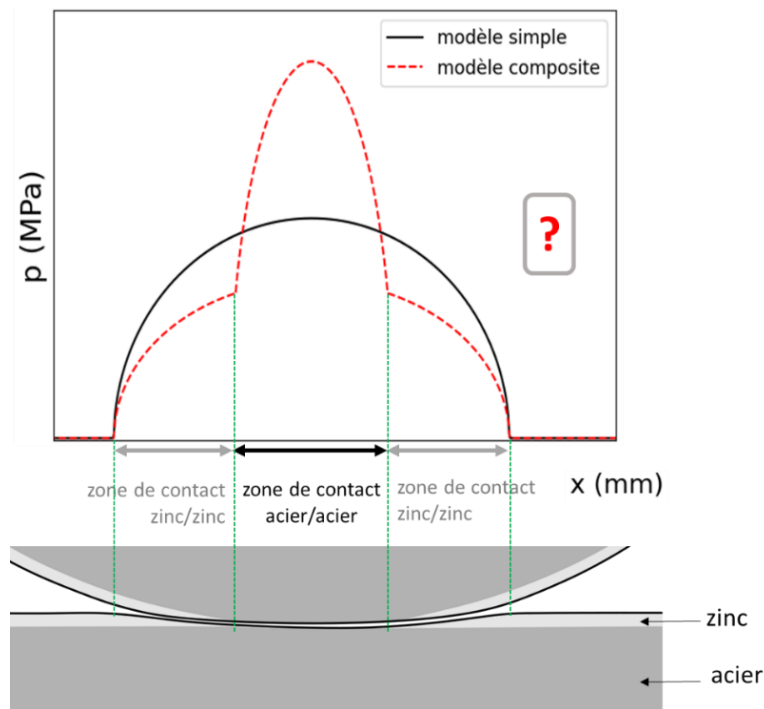


Figure 5-15 : illustration de formes de champs de pression pour contact entre fils zingués, avec zone centrale d'acier exposé. Modèle « simple » (utilisé dans la simulation) et modèle « composite ».

Nous pouvons également intuitivement que l'endommagement avec le modèle composite sera plus grand qu'avec le modèle simple. Ainsi, ce modèle prédirait potentiellement des durées de vie correspondant mieux à celles observées expérimentalement. Pour déterminer la forme réelle des champs de pression et de cisaillement, il faudrait réaliser une simulation du contact entre les deux solides prenant en compte les différences de comportement mécanique du zinc et de l'acier.

La série d'essais de fretting-fatigue montre que pour un contact sec, le revêtement de zinc change très peu la durée de vie en fretting-fatigue des fils. Ce résultat est à première vue contre-intuitif : nous aurions pu penser que l'augmentation de la taille de contact du fait de la plus grande ductilité du zinc aurait un effet positif important. Ces résultats diffèrent d'ailleurs de ceux de Dieng et al. [27], qui montrent au contraire un effet positif significatif de la galvanisation. Eux aussi ont observé une élimination du revêtement de zinc sous l'effet de l'usure, une phase de transition en glissement total avant stabilisation en glissement partiel, ainsi qu'une taille de contact plus grande pour le contact entre fils zingués qu'entre fils clairs ce qui explique l'effet positif de la galvanisation par cette taille de contact

plus étendue. Toutefois, leurs observations montrent qu'un composé intermétallique Zn-Fe d'une épaisseur de 10 μm reste en place, ce qui n'est pas le cas dans la plupart de nos essais. Cela peut s'expliquer par le fait que la force normale appliquée (200 N) est bien plus faible que celle appliquée ici (1400 N), ce qui limite la force tangentielle maximale atteignable. Il est possible que ce composé ait à lui seul un effet bénéfique. Dans notre cas, l'usure lors de la phase initiale en glissement total induit un contact acier/acier, supprimant le potentiel effet positif d'un revêtement mou. Il serait utile de mieux décrire l'interface de contact en considérant un profil de pression et de cisaillement composite, sans doute plus sévère dans la zone de contact acier/acier.

1.2. Influence du chargement de fatigue

La série d'essais précédente, où le chargement de fretting a été varié, a montré que le revêtement de zinc avait très peu d'effet sur la durée de vie des fils. Pour compléter cette étude, une série d'essais de fretting-fatigue a été réalisée sur les fils zingués en fixant le chargement de fretting (force normale $P = 1400\text{ N}$ et amplitude de force tangentielle $Q^* \simeq 1000\text{ N}$) ainsi que la valeur moyenne de sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320\text{ MPa}$, et en variant l'amplitude de la sollicitation de fatigue. Ces valeurs sont les mêmes que celles appliquées sur les fils clairs, permettant la comparaison. La Figure 5-16 présente l'évolution de la durée de vie en fonction du chargement, qui est similaire pour les essais sur fils clairs et zingués. C'était attendu, le revêtement de zinc ayant théoriquement très peu d'influence sur la propagation des fissures, qui est principalement pilotée par le chargement de fatigue.

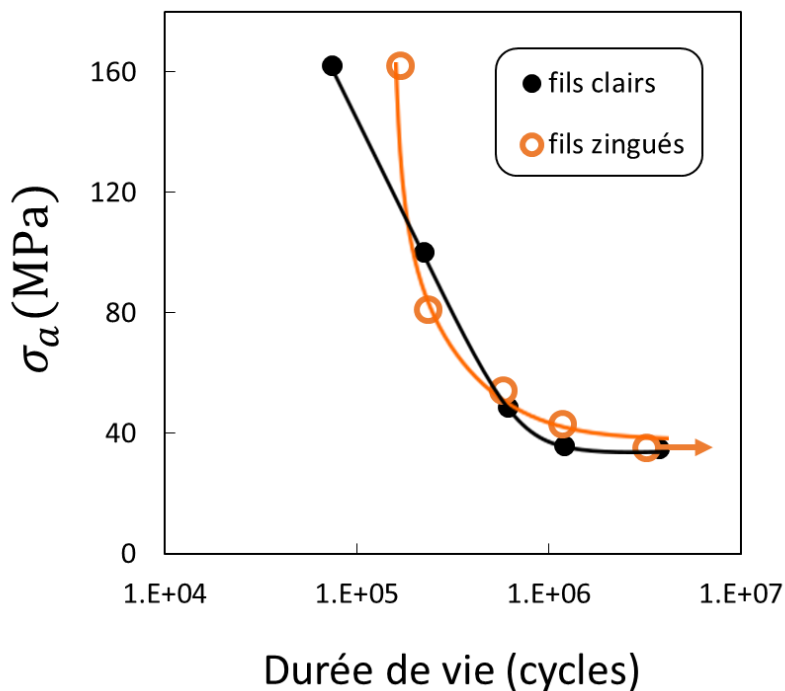


Figure 5-16 : essais de fretting-fatigue, fils clairs et fils zingués, à sec. $\sigma_m = 320\text{ MPa}$, $P = 1400\text{ N}$, $Q^* \simeq 1000\text{ N}$. Durées de vie en fonction de l'amplitude de la sollicitation de fatigue.

2. Étude de l'effet de la graisse sur l'endommagement

Nous allons à présent étudier l'effet de la graisse sur l'endommagement. Afin d'éviter les potentielles synergies entre le revêtement de zinc et la graisse, nous allons dans un premier temps étudier le comportement de fils clairs graissés. Cette configuration n'existe pas en service, mais permet d'isoler l'effet de la graisse. Pour cette configuration, l'influence du chargement de fretting a été explorée mais pas l'influence du chargement de fatigue.

2.1. Comparaison des essais de fretting-fatigue sur fils clairs et fils clairs graissés

Dans cette série d'essais de fretting-fatigue, le chargement de référence établi au chapitre 4 est appliqué (force normale $P = 1400$ N et sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa constantes) et l'amplitude de débattement imposée est variée. Les Figure 5-17.a,b,c montrent respectivement la durée de vie, l'amplitude de force tangentielle moyennée sur la durée de l'essai et l'aire de contact mesurée à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective, pour les essais avec des fils clairs et les essais avec des fils clairs graissés.

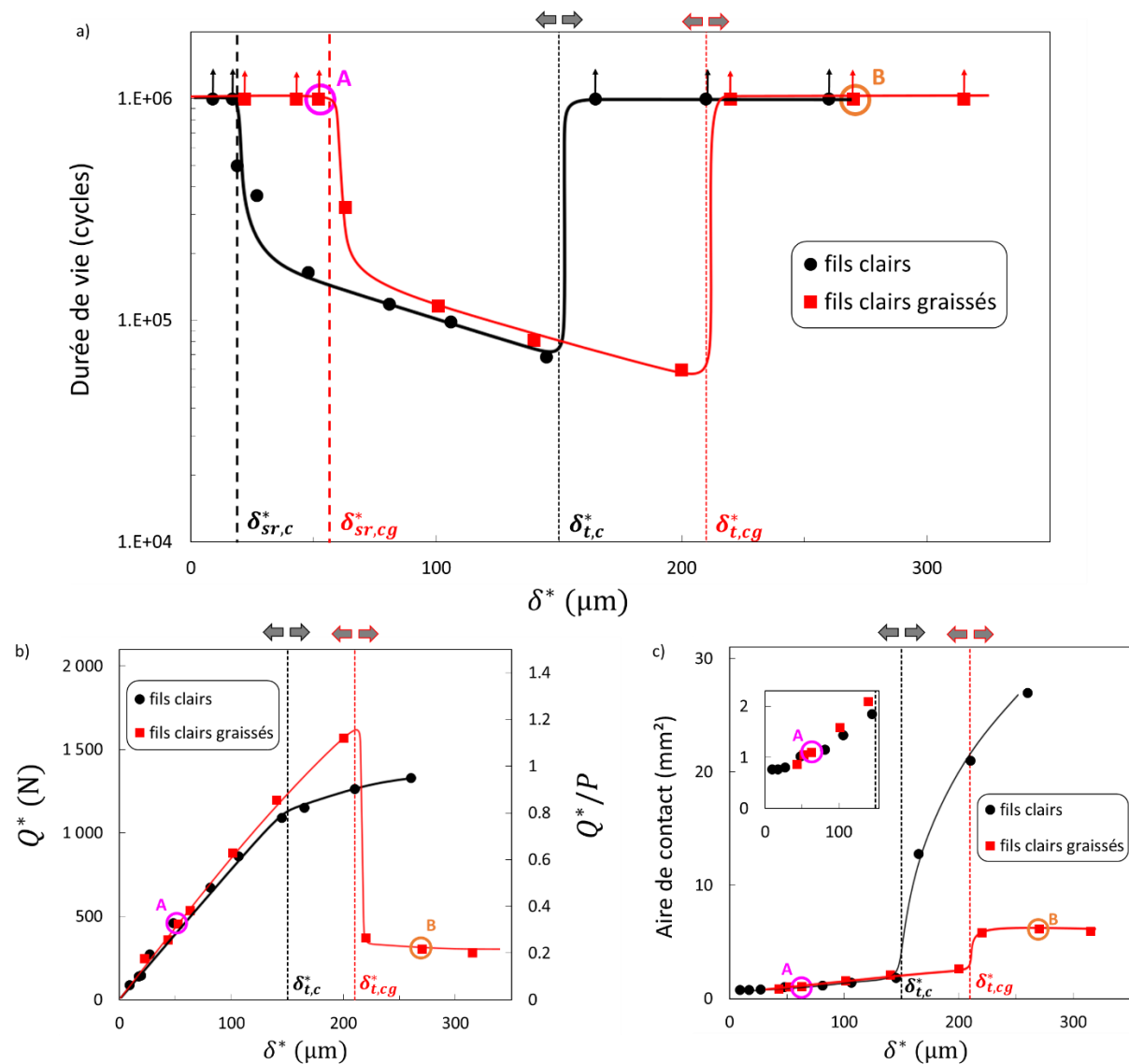


Figure 5-17 : essais de fretting-fatigue, fils clairs et fils clairs graissés, $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N. a) durées de vie, b) amplitudes de force tangentielle moyennées sur la durée de l'essai et c) aires de contact à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective.

La Figure 5-17.a montre que la courbe de durée de vie des fils clairs graissés garde la même forme en « U » caractéristique. Le seuil de rupture des fils clairs graissés $\delta_{sr,cg}^* \approx 55 \mu\text{m}$ est significativement plus élevé que le seuil de rupture des fils clairs $\delta_{sr,c}^* \approx 17 \mu\text{m}$. Cet effet bénéfique de la graisse n'est pas dû à un changement de la relation entre Q^* et δ^* ou à une augmentation de l'aire de contact, qui sont les mêmes pour les fils clairs et clairs graissés pour ces valeurs d'amplitude, comme le montrent les Figure 5-17.b,c. Nous faisons l'hypothèse que dans le domaine du glissement partiel, la graisse est immédiatement chassée du contact (rappelons que les fils sont graissés avant leur mise en contact). Il y a alors un contact acier/acier. La Figure 5-18.a montre la trace de fretting pour l'essai de fretting-fatigue sur fils clairs graissés A et la Figure 5-18.b montre la vue en coupe correspondante. La vue en coupe montre des fissures de quelques dizaines de microns de profondeur. Ce seuil de non-rupture/rupture n'est donc pas un seuil d'amorçage mais un seuil d'arrêt de propagation, comme pour les fils clairs. Une fois la force tangentielle supérieure au seuil de rupture, la durée de vie des fils clairs graissés rejoint rapidement la durée de vie des fils clairs. Il semble que la graisse ait un effet sur le seuil, mais pas d'effet sur la cinétique d'amorçage puis de propagation.

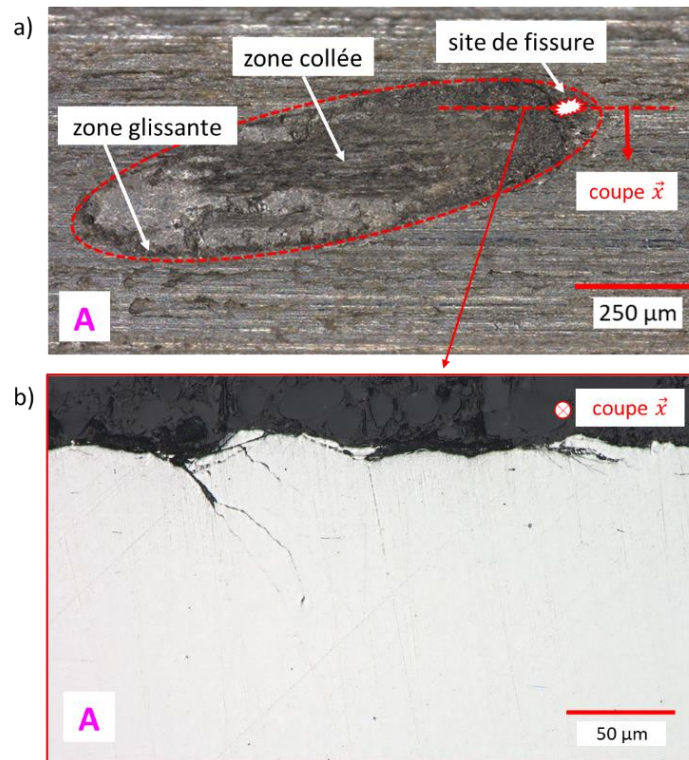


Figure 5-18 : essai de fretting-fatigue sur fils clairs graissés A (cf. Figure 5-17). $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$, a) trace de fretting sur fil-éprouvette b) coupe transverse

Une première hypothèse pour expliquer l'effet bénéfique de la graisse sur le seuil de non-rupture dans le domaine du glissement partiel est un effet de la forme du champ de cisaillement. En effet, la Figure 5-17.b montre que dans le domaine du glissement partiel, la relation entre Q^* et δ^* est la même pour les fils clairs et les fils clairs graissés mais que le coefficient de frottement à la transition des fils clairs graissés $\mu_{t,cg} = 1.1$ est significativement plus élevé que celui des fils clairs $\mu_{t,c} = 0.9$. La Figure 5-19 compare les champs de cisaillement calculés avec l'équation (4-11) pour ces deux coefficients de frottement, avec une même force tangentielle et une même taille de contact. Le maximum de cisaillement est plus élevé pour le cas des fils clairs graissés, et le rapport a_1/a est plus grand. Rappelons que a_1 est le demi-grand axe de l'ellipse de la zone collée, et a le demi-grand axe de l'ellipse

de la zone de contact. Notons que la différence de rapport a_1/a entre fils clairs et fils clairs graissés est trop faible pour être discernable sur les traces de fretting (cf. Figure 5-18.a). Le coefficient de frottement plus élevé induisant un maximum de cisaillement plus élevé, il est probable que cette augmentation de coefficient de frottement ait au contraire un effet négatif sur le risque de rupture. Le modèle numérique permettra de confirmer et quantifier cet effet.

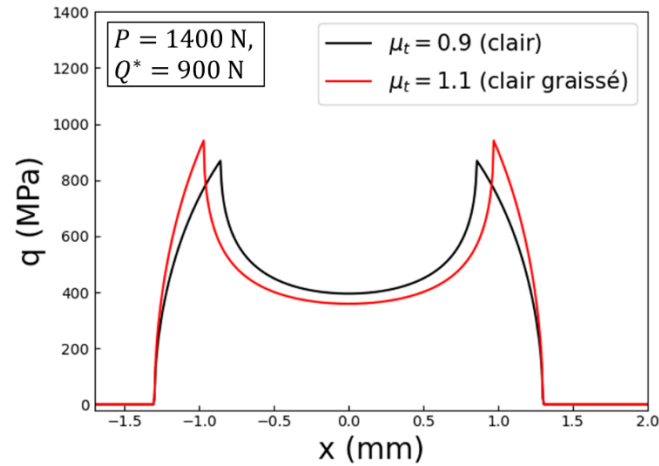


Figure 5-19 : coupe suivant l'axe x des champs de cisaillements pour des contacts entre fils clairs et entre fils clairs graissés

Une deuxième hypothèse pour expliquer l'effet bénéfique de la graisse sur le seuil de non-rupture est un effet de restriction d'accès de l'oxygène. La graisse pourrait avoir un effet « barrière » et empêcher l'oxygène ambiant d'accéder à la zone de contact, modifiant donc le milieu ambiant au niveau des sites potentiels d'amorçage de fissures. Cette hypothèse s'appuie sur plusieurs résultats d'essais de fatigue de la littérature. Galvin et Naylor [45] ont réalisé des essais de fatigue dans différents milieux, et ont constaté une légère augmentation de la limite de fatigue pour les essais dans l'huile et dans l'air sec par rapport aux essais dans l'air humide. Ils en déduisent que l'huile et l'air sec n'ont aucun effet sur le processus d'initiation de la fissure (ce qui donne la "vraie limite de fatigue"), tandis que l'air humide diminue la limite de fatigue. Goto et al. [47] et Poudou et al. [92] ont également constaté que la limite de fatigue dans les huiles est légèrement plus élevée que dans l'air (de l'ordre de 5%). Enfin, Dover [réponse à l'article de Galvin et Naylor] a constaté qu'un revêtement d'araldite avait le même effet bénéfique que l'huile sur la limite de fatigue de l'acier. Galvin et Naylor, Poudou et al. et Dover attribuent cet effet à la protection de l'environnement fournie par l'huile : l'huile elle-même n'a pas d'effet intrinsèque sur l'initiation de la fissure, mais empêche l'oxydation par l'air. Par exemple, le phénomène d'oxydation des bandes de glissement décrit au chapitre 1, paragraphe 3.1.3.1 pourrait être empêché. Nous supposons que le mécanisme d'initiation de fissures lors d'essais de fatigue simple est de même nature que lors des essais de fretting-fatigue. La valeur seuil du critère Smith-Watson-Topper étant la limite de fatigue en tension alternée, il serait possible de simuler cet effet de la graisse avec le modèle numérique.

La Figure 5-17.b montre que dans le domaine du glissement partiel, la relation entre Q^* et δ^* est la même pour les fils clairs et les fils clairs graissés. Le coefficient de frottement à la transition des fils clairs graissés $\mu_{t,cg} = 1.1$ est significativement plus élevé que celui des fils clairs $\mu_{t,c} = 0.9$, ce qui déplace d'autant l'amplitude de débattement à la transition $\delta_{t,cg}^*$. L'augmentation du coefficient de frottement à la transition pour le contact graissé par rapport à celui du contact non-graissé a déjà été

observée par Shima et al. [106]. Ils l'expliquent par un effet « barrière » de la graisse qui empêche l'oxygène ambiant d'accéder à la zone de contact, ce qui empêche l'oxydation de la surface et des débris d'usure. L'oxydation des surfaces induirait une baisse du coefficient de frottement en restreignant les contacts acier/acier, ce qui ne se produit donc pas pour un contact graissé. Afin de vérifier si ce déficit d'oxydation se produit dans notre cas, la trace de fretting d'un essai de fretting-fatigue sur fils clairs graissés (interrompu puis rompu à l'azote liquide) a été observée optiquement puis à l'EDX (en affichant l'oxygène). La Figure 5-20 présente ces différentes vues. La zone glissante est visible du fait de son aspect usé, mais n'a pas la couleur rouille observée sur les essais sur fils clairs (cf. Figure 4-4.a). La vue EDX de la Figure 5-20.b montre un léger déficit d'oxygène dans cette zone, à l'inverse de l'observation d'un essai sur fils clairs de la Figure 4-4.b qui montre une concentration d'oxydes. Ces observations montrent que la graisse empêche bien l'oxydation du contact. De plus, l'aspect irrégulier de la zone glissante est cohérent avec les phénomènes de microsoudures et d'arrachement décrits par Shima et al. [106] et McColl et al. [66]. La plus forte adhésion entre les surfaces en contact explique alors cette augmentation du coefficient de frottement à la transition. Notons aussi que la fissure a amorcé dans la zone glissante, ce qui est attendu. La Figure 5-17.a montre que la plus faible durée de vie pour les fils clairs graissés est inférieure à la plus faible durée de vie pour les fils clairs, du fait du coefficient de frottement à la transition plus élevé qui permet d'atteindre des forces tangentielles plus grandes. Il s'agit là d'un effet mécanique de la non-oxydation. Notons de plus que cet empêchement de l'oxydation par la graisse rend possible l'hypothèse abordée au paragraphe précédent d'un effet bénéfique de la graisse par modification de la limite de fatigue.

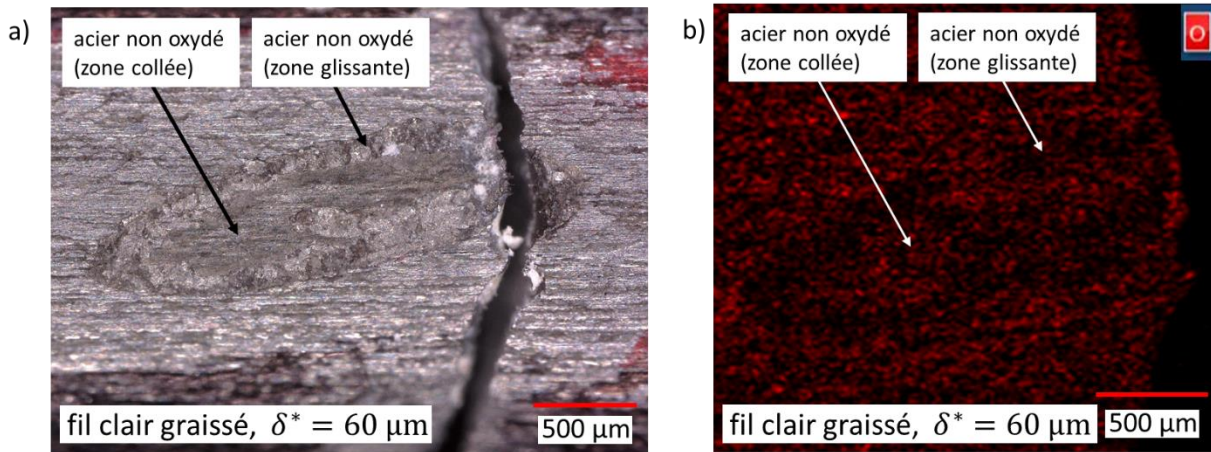


Figure 5-20 : essai de fretting-fatigue sur fils clairs graissés interrompu, puis rompu à l'azote liquide. $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 60$ μm, 70 000 cycles. a) vue optique et b) vue EDX (affichage de l'oxygène) de la trace de fretting du fil-éprouvette

Pour $\delta^* > \delta_{t,cg}^*$, le contact passe en glissement total, et l'amplitude de force tangentielle chute. Le coefficient de frottement en glissement total des fils clairs graissés $\mu_{GT,cg} = 0.2$ est largement plus faible que celui des fils clairs $\mu_{GT,c} = 0.7$, du fait de l'effet lubrifiant de la graisse. Une fois que le contact acier/acier passe en glissement total, la graisse est en permanence ramenée sous le contact, et son effet lubrifiant se met en place. La Figure 5-17.c montre qu'en glissement total, l'aire de contact est légèrement plus grande qu'en glissement partiel, mais ne semble pas dépendre de l'amplitude de débattement. La durée de vie remonte alors à plus de 10^6 cycles. Cette augmentation de durée de vie s'explique par la légère augmentation de la taille de contact et surtout par la chute de la force tangentielle. Le modèle numérique permettra de quantifier cet effet. De petites fissures peuvent être observées dans la zone de contact comme montré dans les Figure 5-21.a,b, mais ces fissures ne

semblent pas se propager dans la profondeur. Il s'agit probablement de fissures dues à de la fatigue de contact (micro-écaillage, cf. [121]) et non pas à du fretting.

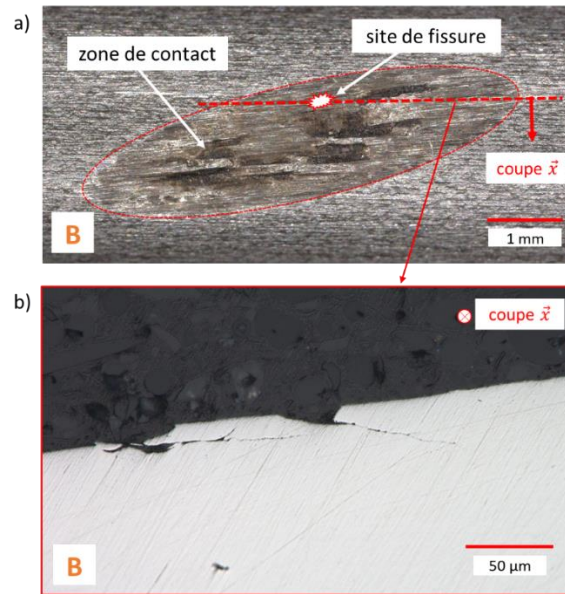


Figure 5-21 : essai de fretting-fatigue sur fils clairs graissés B (cf. Figure 5-17). $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, a) trace de fretting sur fil-épreuve b) coupe transverse

2.2. Étude de l'usure des fils clairs graissés

Afin d'analyser plus finement le comportement en fretting, et de confirmer certaines hypothèses faites à partir des résultats sur les essais de fretting-fatigue, nous allons réaliser des essais en fretting simple.

La Figure 5-17.c montre dans le domaine du glissement partiel, les aires de contact sont les mêmes pour les fils clairs et clairs graissés. Nous avons fait l'hypothèse que dans le domaine du glissement partiel, la graisse est rapidement chassée du contact. Pour la confirmer, des essais sur fils clairs et fils clairs graissés ont été réalisés avec le montage de fretting simple, qui permet un meilleur contrôle du chargement. La même amplitude de débattement a été imposée ($\delta^* = 50$ μm). La Figure 5-22 présente le ratio Q^*/P et le critère de glissement A en fonction du nombre de cycles, pour deux essais. L'évolution de ces paramètres est similaire, avec un décalage temporel pour l'essai sur fil clair graissé, ce qui conforte l'hypothèse que la graisse est chassée du contact lors de la phase de transition. Ainsi, la taille des zones de contact des fils clairs graissés dans le domaine du glissement partiel s'explique par le même phénomène de phase de transition initiale en glissement total avant stabilisation en glissement partiel observé sur les fils clairs non graissés.

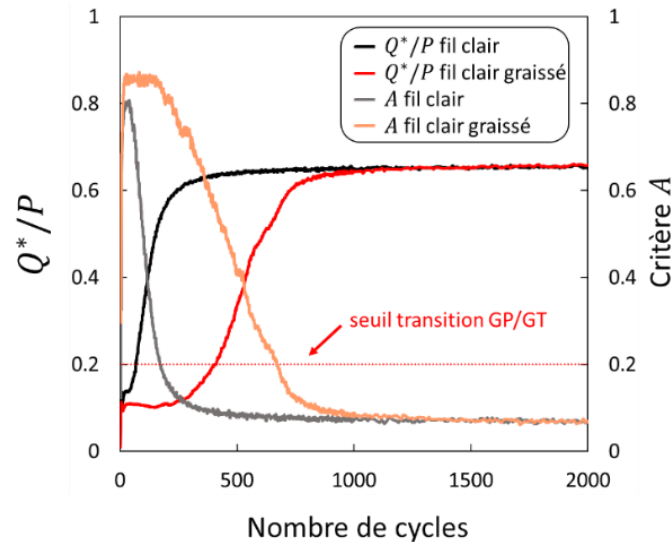


Figure 5-22 : essais de fretting simple réalisés sur montage de fretting simple, dans le domaine du glissement partiel. $P = 1400$ N. ratio Q^*/P et critère A en fonction du nombre de cycles pour un essai sur fil clair et un essai sur fil clair graissé, à $\delta^* = 50$ μm

La Figure 5-17.c montre qu'en glissement total, l'aire de contact des fils clairs graissés ne semble pas dépendre de l'amplitude de débattement. Pour étudier cette hypothèse, plusieurs essais en glissement total à différentes amplitudes de débattement ont été réalisés sur le montage de fretting simple. La Figure 5-23.a présente l'évolution de Q^*/P en fonction du nombre de cycles pour ces essais. Pour l'essai avec des fil clairs, le ratio Q^*/P est stable, avec une légère augmentation continue du fait de l'effet « de charrue » discuté au chapitre 4, paragraphe 1.1.1. Pour les essais avec des fils clairs graissés, le ratio Q^*/P est initialement proche de celui avec les fils clairs, et sa valeur est instable durant une phase d'accommodation, puis tend à se stabiliser vers $Q^*/P = \mu_{GT, cg}$. La durée de cette phase d'accommodation est assez variable et semble dépendre en large partie de l'amplitude de débattement imposée. La Figure 5-23.b présente les aires de contact après ces essais de fretting simple ainsi que pour les essais de fretting-fatigue avec des fils clairs graissés en fonction de l'amplitude de glissement. Notons que l'amplitude de glissement ne dépend théoriquement pas du montage, ce qui permet la comparaison des essais de fretting simple et de fretting-fatigue. Les aires de contact après quelques dizaines de milliers de cycles sont proches de celles obtenues en fretting-fatigue après un million de cycles (malgré une certaine dispersion). Il semble que l'usure est corrélée à la phase d'accommodation et qu'une fois que la lubrification est mise en place et qu'un tribofilm apparaît, l'usure est quasi nulle. Cet effet sera à prendre en compte lors de la simulation numérique des essais sur fils clairs graissés.

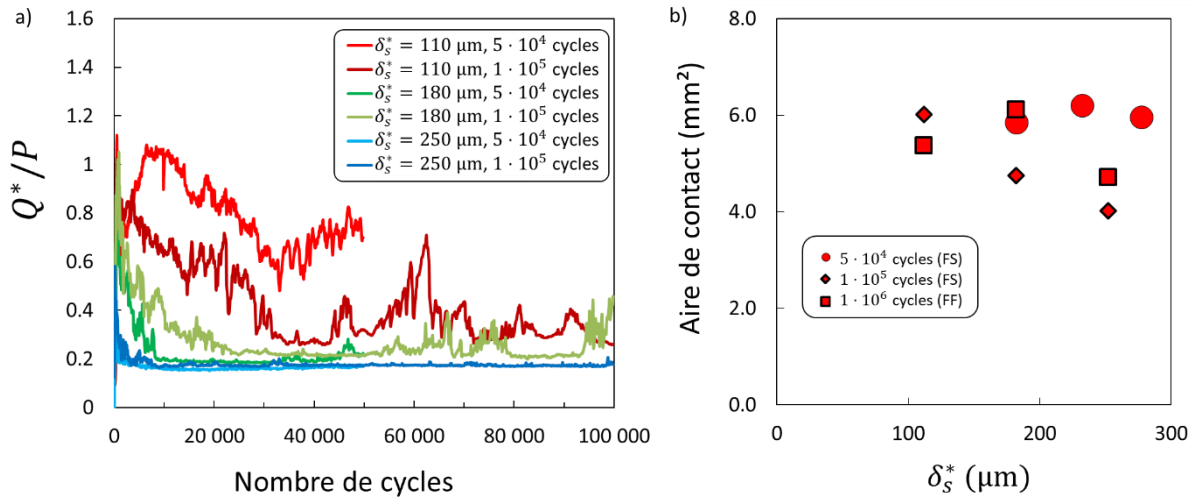


Figure 5-23 : a) essais de fretting simple réalisés sur montage de fretting simple, dans le domaine du glissement total. $P = 1400 \text{ N}$. Ratio Q^*/P en fonction du nombre de cycles b) essais de fretting simple correspondants et essais de fretting-fatigue. Aire de contact à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de glissement.

2.3. Application du modèle numérique au cas des fils clairs graissés

Les essais sur fils clairs graissés ont été simulés en adaptant les paramètres du modèle numérique : coefficient de frottement à la transition $\mu_{t,cg} = 1.1$, coefficient de frottement en glissement total $\mu_{GT,cg} = 0.2$, dimensions de contact en glissement total correspondant à celles observées expérimentalement. La Figure 5-24.a présente une superposition des durées de vie expérimentales et des contraintes équivalentes à la distance critique σ_{SWT,ℓ_d} pour les fils clairs graissés, ainsi que pour les fils clairs pour comparaison. La Figure 5-24.b compare les durées de vie expérimentales et les durées de vie prédites avec le modèle développé au chapitre 4.

En glissement partiel, les contraintes équivalentes pour les fils clairs graissés sont, comme attendu, systématiquement supérieures à celles pour les fils clairs : la différence de coefficient de frottement à la transition n'explique donc pas l'augmentation du seuil de non-rupture. Cette différence devrait même, au contraire, induire une légère baisse du seuil de non-rupture. Nous rejetons donc l'hypothèse d'un effet de la graisse *via* la forme du champ de cisaillement. La deuxième hypothèse est celle d'un effet de la restriction d'accès de l'oxygène sur le seuil d'amorçage. La Figure 5-24.a montre qu'une limite de fatigue sur fils graissés d'environ $\sigma_{D,cg} = 1450 \text{ MPa}$ pourrait expliquer cette augmentation du seuil de non-rupture. Mais les essais de fatigue sur fils graissés (cf. chapitre 3 paragraphe 1.5.2) ne montrent pas d'effet significatif de la graisse sur la limite de fatigue, du moins pas de cette magnitude. Cela ne remet pas en cause les résultats de la littérature énoncés précédemment, qui montrent un effet réel mais faible pouvant être ici caché par la dispersion expérimentale. L'hypothèse d'un effet sur l'amorçage de la restriction d'accès de l'oxygène n'est donc pas validée par le modèle.

Une troisième hypothèse est un effet de la graisse sur le phénomène d'arrêt de propagation. Ce phénomène n'est pas actif dans les essais de fatigue simple, et nous avons pu constater que le seuil de non-rupture n'est pas un seuil de non-amorçage, mais plutôt d'arrêt de propagation. Mais le modèle développé ici ne permet pas de simuler ce phénomène. En l'état, nous ne pouvons pas conclure.

La conversion des contraintes équivalentes en des durées de vie avec un modèle de Strohmeier (cf. chapitre 4) ne prend pas en compte cet effet de la graisse sur le seuil de rupture. La Figure 5-24.b montre que les durées de vie prédites pour $\delta^* \leq \delta_{sr,cg}^*$ sont finies, et ne correspondent pas aux durées de vie observées de plus de 10^6 cycles. Pour $\delta_{sr,cg}^* \leq \delta^* \leq \delta_t^*$, les durées de vie prédites sont similaires à celles observées expérimentalement.

L'application du critère SWT est possible en glissement total pour les fils clairs graissés, car la taille de contact n'évolue pas en fonction du nombre de cycles. La Figure 5-24.a montre que la contrainte équivalente est largement inférieure à la valeur seuil, et la durée de vie prédite est donc infinie, ce qui est cohérent avec les durées de vie supérieures à 1 million de cycles observées.

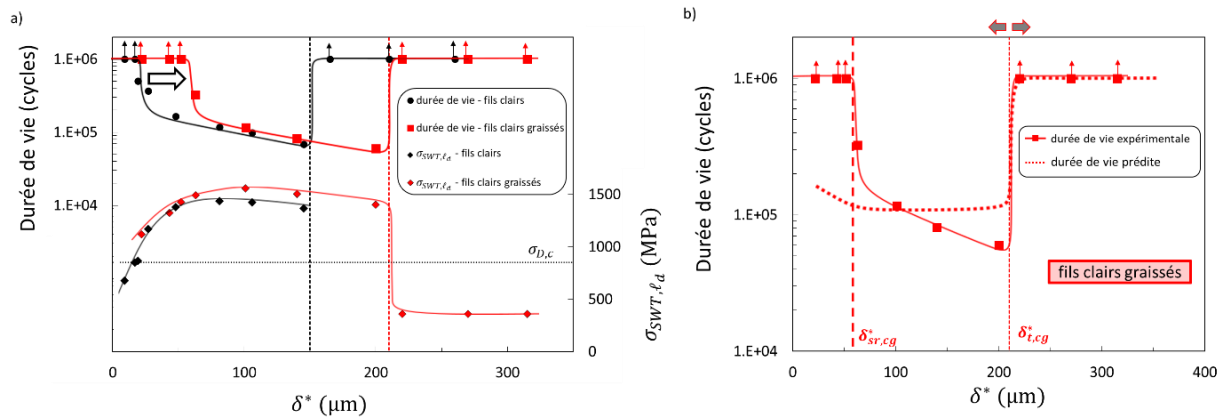


Figure 5-24 : a) durées de vie expérimentales et contraintes équivalentes σ_{SWT,ℓ_d} en fonction de l'amplitude de débattement effective, essais sur fils clairs et fils clairs graissés, b) durées de vie expérimentales et prédites en fonction de l'amplitude de débattement effective pour essais sur fils clairs graissés

3. Étude de l'effet combiné de la galvanisation et de la graisse

Dans cette troisième partie, nous allons étudier le comportement des fils zingués et graissés. Il s'agit de leur condition usuelle de service. Les résultats seront comparés avec ceux sur les fils zingués et clairs graissés afin d'identifier les potentielles synergies entre le revêtement de zinc et la graisse.

3.1. Influence du chargement de fretting

Dans cette série d'essais de fretting-fatigue, le chargement de référence établi au chapitre 4 est appliqué (force normale $P = 1400$ N et sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa constantes) et l'amplitude de débattement imposée est variée. Pour chaque essai, la Figure 5-25.a montre la durée de vie totale ainsi que la durée de vie soustraite de la phase de transition en glissement total avant stabilisation en glissement partiel. Les Figure 5-25.b,c montrent respectivement l'amplitude de force tangentielle moyennée sur la durée de l'essai et l'aire de contact mesurée à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective. Les courbes issues des essais avec des fils zingués et clairs graissés y sont superposées pour comparaison.

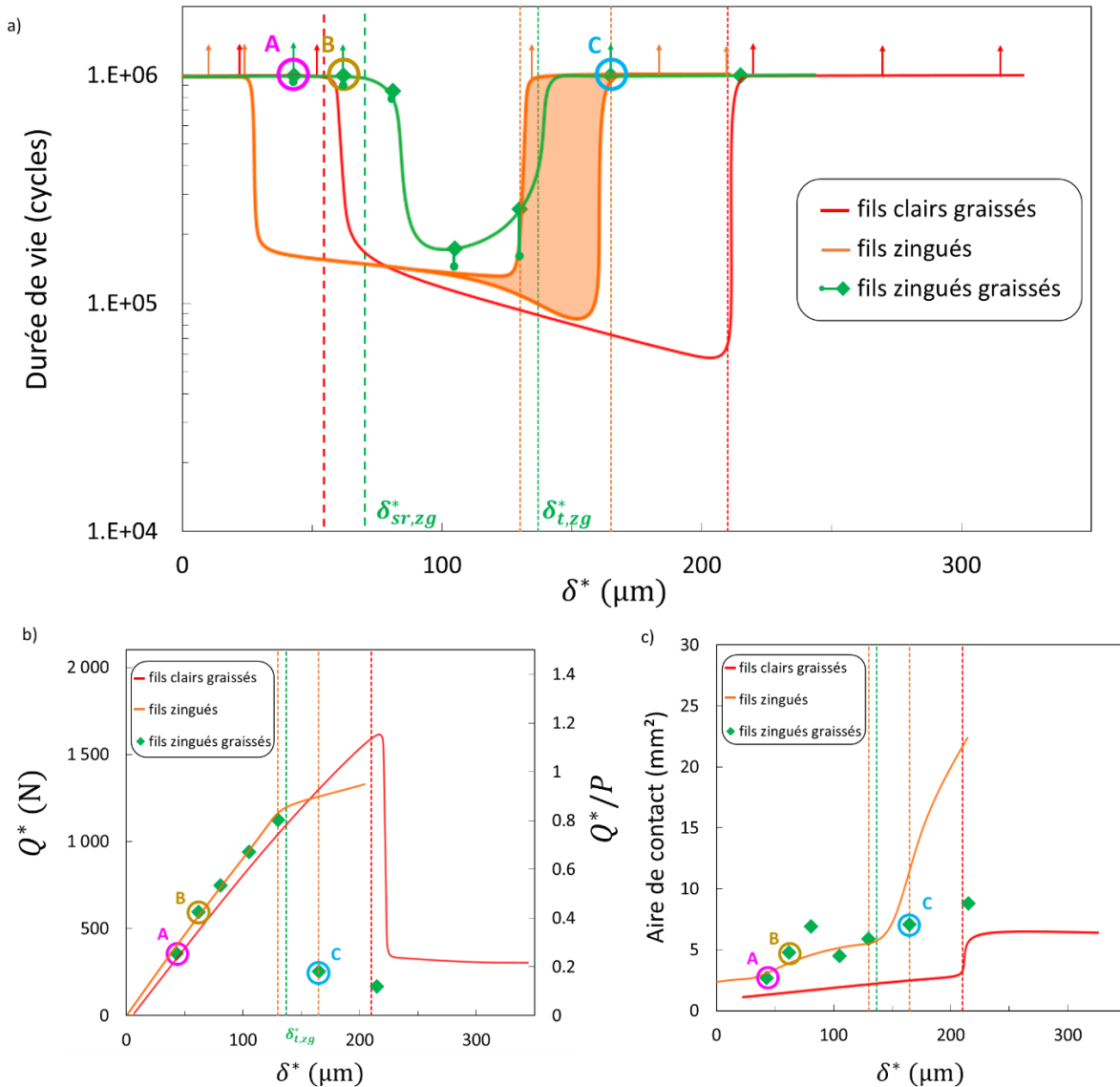


Figure 5-25 : essais de fretting-fatigue, fils zingués graissés. $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$ a) durées de vie, b) amplitudes de force tangentielle moyennées sur la durée de l'essai et c) aires de contact à la fin des essais en fonction de l'amplitude de débattement effective

La courbe des durées de vie présentée Figure 5-25.a présente, comme pour les autres conditions, une forme « en U ». Le seuil de rupture pour les fils zingués graissés $\delta_{sr,zg}^*$ est légèrement supérieur à celui pour les fils clairs graissés. La Figure 5-25.c montre que dans le domaine du glissement partiel, les aires de contact restent globalement similaires à celles sur des fils zingués. La Figure 5-26.b montre une fissure de plusieurs centaines de microns dans l'essai A tel que $\delta^* \leq \delta_{sr,zg}^*$, ce qui, dans cette condition aussi, montre que le seuil de non-rupture n'est pas un seuil de non-amorçage, mais plutôt d'arrêt de propagation. Notons que l'existence de cette fissure ne rentre pas en contradiction avec l'absence de longues fissures dans les essais interrompus sur fils zingués, car le chargement sur l'essai A – fil zingué graissé est supérieur au chargement sur l'essai A – fil zingué.

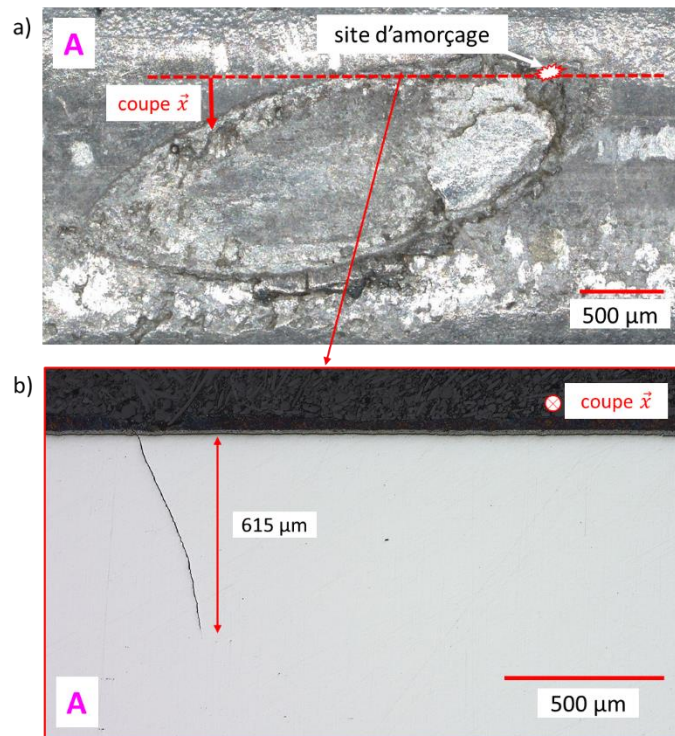


Figure 5-26 : essai de fretting-fatigue sur fil zingué graissé A (cf. Figure 5-25). $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 43$ μm . a) trace de fretting sur le fil-éprouvette, b) coupe du fil-éprouvette

Après le seuil de rupture, la durée de vie chute vers des valeurs similaires aux autres conditions. Notons qu'il semble que la durée de vie remonte avant le passage dans le domaine du glissement total, mais il s'agit là d'un effet de la phase de transition, dont la durée est prise en compte dans la durée de vie. En effet, le régime de glissement pour le contact entre fils zingués et graissés est plus instable que pour les fils zingués ou les fils clairs graissés. La phase de transition en glissement total avant stabilisation en glissement partiel est significativement plus longue que pour les fils clairs graissés, ou les fils zingués. La durée de cette phase de transition est assez variable et aléatoire, entre 3000 cycles et 100 000 cycles pour les essais en glissement partiel présentés ici. La Figure 5-27.a présente l'évolution de Q^*/P et du critère A en fonction du nombre de cycles pour l'essai B à $\delta^* = 130$ μm (domaine glissement partiel). Du fait du revêtement de zinc, la graisse est plus difficilement chassée du contact. Il est possible que le rebord créé par le zinc chassé du contact, visible sur la Figure 5-27.b,c, emprisonne la graisse dans une cuvette sous le contact, ou du moins facilite le maintien d'un film lubrifiant. En soustrayant la durée de la phase de transition à la durée de vie totale, les durées de vie observées sont très proches de celles sur fils zingués. Comme sur les fils clairs graissés, il semble qu'une fois le seuil de rupture passé, la graisse n'a pas d'influence sur les cinétiques d'amorçage et de propagation de fissures.

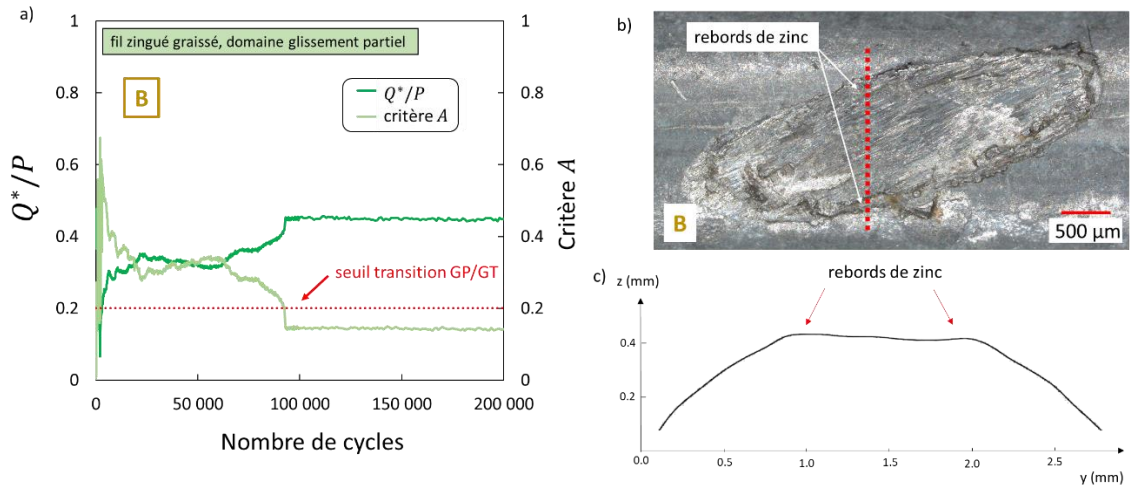


Figure 5-27 : essai de fretting-fatigue sur fils zingués graissés B (cf. (cf. Figure 5-25). $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 130$ μm) a) ratio Q^*/P et critère A en fonction du nombre de cycles, b) trace de fretting, c) profil de la trace de fretting obtenu avec un microscope numérique

La Figure 5-25.b montre que le coefficient de frottement à la transition des fils zingués graissés $\mu_{t,zg} = 0.9$ est similaire à celui des fils zingués et inférieur à celui des fils clairs graissés. Il y a un effet synergique entre le revêtement de zinc et la graisse qui permet d'éliminer l'effet négatif de la graisse, rabaisant le coefficient de frottement à la transition. L'amplitude à la transition glissement partiel/glissement total pour les fils zingués graissés $\delta_{t,zg}^*$ est inférieure à celle pour les fils clairs graissés du fait du coefficient de frottement à la transition plus bas, ce qui réduit le domaine du glissement partiel et donc le domaine de fissuration, ainsi que la durée de vie minimale atteignable. Ainsi, les effets combinés du revêtement de zinc et de la graisse se traduisent par une amélioration significative du comportement en fretting-fatigue en glissement partiel.

En glissement total, la durée de vie remonte à plus d'un million de cycles, du fait de la chute de la force tangentielle. Le coefficient de frottement en glissement total $\mu_{GT,zg} = 0.15$ est légèrement inférieur à celui des fils clairs graissés. Là aussi, il semble y avoir un effet synergique entre revêtement et graisse qui tend à diminuer le coefficient de frottement, probablement du fait de la formation d'un tribofilm. La Figure 5-27.d présente l'évolution de Q^*/P et du critère A en fonction du nombre de cycles pour l'essai C (domaine glissement total). Le rapport Q^*/P est globalement stable, mais des pics sont régulièrement observés, qui peuvent s'expliquer par un contact métal/métal ponctuellement mal lubrifié. La Figure 5-25.c montre que dans le domaine du glissement total, les aires de contact sont proches de celles en glissement partiel. Comme pour les fils clairs graissés, la lubrification empêche l'usure. La Figure 5-28 montre une vue en coupe du fil éprouvette de l'essai C. Quelques fissures se propagent à l'horizontale et pourraient faciliter le détachement de particules d'acier. Il s'agit de fatigue de contact générée par le contact glissant, mais ce phénomène ne semble pas générer des fissures qui se propageraient vers le cœur de la pièce jusqu'à rupture.

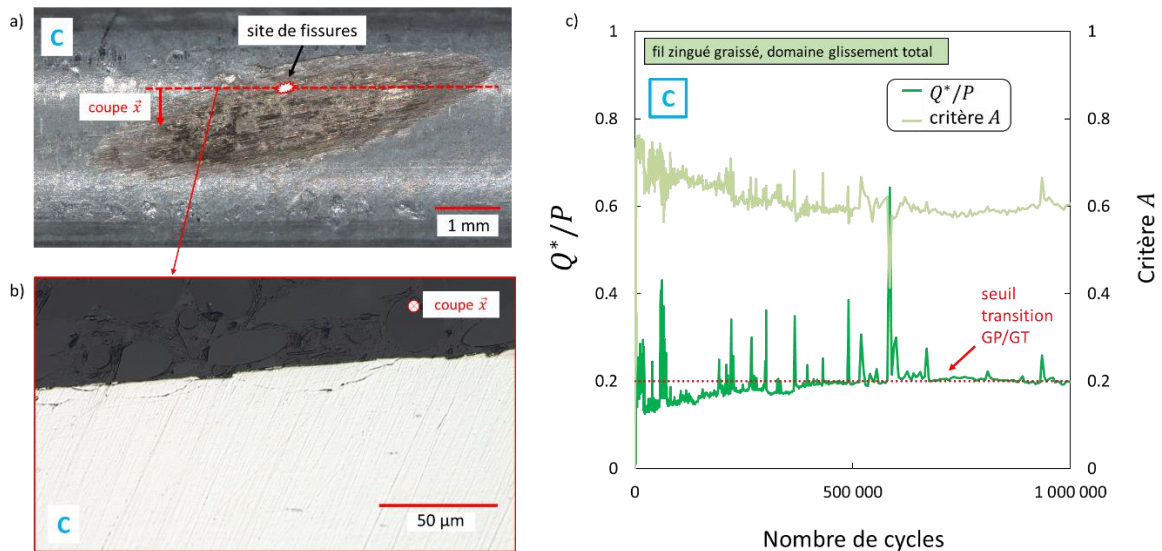


Figure 5-28 : essai de fretting-fatigue sur fil zingué graissé C (cf. Figure 5-25). $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* = 165$ μ m. a) trace de fretting sur le fil-éprouvette, b) coupe du fil-éprouvette, c) ratio Q^*/P et critère A en fonction du nombre de cycles

Le modèle numérique n'a pas été appliqué au cas des fils zingués graissés. En effet, nous avons vu que le modèle n'était pas adapté pour décrire le contact avec revêtement de zinc du fait de son caractère composite. De plus, en glissement partiel, il fournirait les mêmes résultats que dans le cas des fils zingués, les aires de contact étant similaires et le coefficient de frottement à la transition étant le même.

3.2. Influence du chargement de fatigue

Nous avons ensuite voulu évaluer l'effet synergique du revêtement de zinc et de la graisse sur la durée de vie à iso-charge de fretting et avec chargement de fatigue variable. Une série d'essais de fretting-fatigue a été réalisée sur des fils zingués graissés en fixant le chargement de fretting (force normale $P = 1400$ N et amplitude de force tangentielle $Q^* \approx 1000$ N) ainsi que la valeur moyenne de sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320$ MPa, et en variant l'amplitude de la sollicitation de fatigue. Ces valeurs sont les mêmes que celles appliquées sur les fils zingués, permettant la comparaison. La Figure 5-29.a présente l'évolution de la durée de vie en fonction du chargement. Pour les amplitudes de fatigue entre 100 MPa et 60 MPa, l'augmentation de la durée de vie pour les fils graissés semble significative. Cela peut s'expliquer par une influence de la graisse sur la vitesse de propagation des fissures, observée par Goto et al. [47] dans le cas de la fatigue simple. Toutefois, la limite de fatigue en fretting-fatigue est la même pour les fils zingués et zingués graissés. La Figure 5-29.b présente la trace de fretting sur le fil-éprouvette de l'essai interrompu. La distinction entre zone collée et zone glissante est difficile. Les fissures de part et d'autre de la trace y sont clairement visibles, sans même nécessiter de coupe. La limite de fatigue en fretting-fatigue est donc liée à un seuil d'arrêt de fissuration, et la graisse n'a pas d'influence sur cette limite. Ce résultat est assez inattendu, au vu du fait que la graisse a un effet positif important sur le seuil de rupture $\delta_{sr,zg}^*$, qui est lui aussi lié à un seuil d'arrêt de fissuration. On retiendra cependant que cette analyse s'est limitée à la condition particulière du chargement de fretting le plus critique : en glissement partiel, proche de la transition glissement partiel/glissement total. Une analyse équivalente pour d'autres chargements serait pertinente, de manière à créer une carte de fretting-fatigue plus complète.

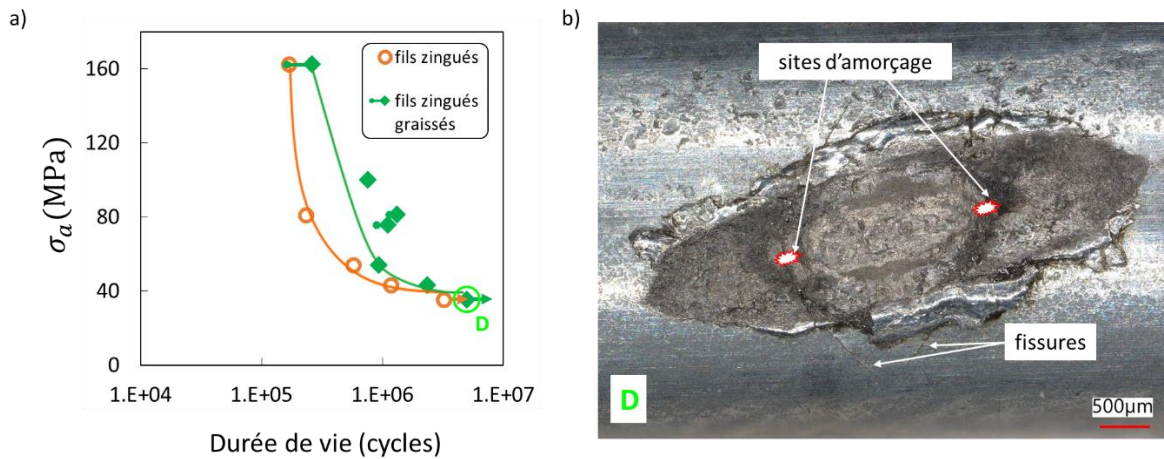


Figure 5-29 : a) essais de fretting-fatigue, fils zingués et fils zingués graissés. Durées de vie en fonction de l'amplitude de la sollicitation de fatigue. $\sigma_m = 320$ MPa, $P = 1400$ N, $Q^* \approx 1000$ N, b) trace de fretting pour essai sur fil zingué graissé interrompu D

Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier l'endommagement par fretting-fatigue des fils dans les conditions usuelles de service : fils zingués et graissés, dans l'air ambiant. Afin de caractériser indépendamment les effets du revêtement de zinc, de la graisse et de leurs potentielles interactions, des essais ont été réalisés dans trois conditions : fils zingués, fils clairs graissés, fils zingués et graissés. Plusieurs points clés ont été identifiés.

Tout d'abord, la présence du revêtement de zinc affecte très peu le comportement en fretting-fatigue des fils : c'est ce qu'indique la comparaison des durées de vie des fils clairs et des fils zingués. Ce résultat est contre-intuitif, au vu de la taille de contact significativement plus élevée pour les fils zingués que pour les fils clairs qui aurait dû engendrer un endommagement plus faible. C'est aussi un résultat qui diffère de ceux constatés dans la littérature, qui montrent un effet bénéfique significatif du zinc (certes pour des chargements de fretting et de fatigue différents). Nous expliquons cela par l'usure lors de la phase transitoire initiale en glissement total, qui élimine le revêtement de zinc et induit un contact acier/acier similaire à celui des fils clairs. Le contact zinc/zinc en périphérie de la zone de contact transmet alors comparativement peu de charge, et induit très peu d'endommagement.

Ensuite, la graisse seule induit à la fois des effets bénéfiques et des effets négatifs sur le comportement en fretting-fatigue des fils. La graisse a un effet bénéfique significatif sur le seuil de rupture en glissement partiel. La raison exacte de cet effet bénéfique n'a pas été découverte. Notons cependant qu'en glissement partiel, pour des chargements supérieurs au seuil de rupture, les durées de vie pour les essais graissés et non graissés sont similaires. La graisse semble agir par effet seuil. De manière négative, le coefficient de frottement à la transition glissement partiel/glissement total est plus élevé pour les contacts graissés que pour les contacts non-graissés, ce qui induit un chargement de fretting maximal atteignable plus important, donc une durée de vie minimale plus basse. Cela s'explique par un déficit d'oxydation, bloquée par la graisse. La graisse n'a alors pas d'effet lubrifiant, ayant des difficultés à rester sous le contact. En glissement total, les essais avec des contacts graissés conduisent à des durées de vie supérieures à 1 million de cycles, non pas grâce à l'usure mais grâce au très faible

coefficient de frottement. L'usure est alors nulle, du fait de l'effet lubrifiant de la graisse. Des fissures de fatigue de contact non propageantes ont été observées.

Enfin, la synergie entre le revêtement de zinc et la graisse permet de maintenir voire accentuer les effets bénéfiques de la graisse, tout en supprimant son effet négatif. En effet, le décalage du seuil de rupture en glissement partiel est encore plus grand pour les fils zingués graissés. De plus, le zinc facilite le maintien (ou la ré-entrée) de la graisse sous le contact, induisant une baisse du coefficient de frottement à la transition par rapport aux fils clairs graissés, donc une réduction du chargement de fretting maximal atteignable. Notons aussi que la durée de vie est allongée grâce à une durée beaucoup plus longue de la phase initiale lubrifiée où la graisse est peu à peu chassée du contact. Cela peut s'expliquer par une taille de contact plus élevée, et par un effet cuvette des bourrelets de zinc en bordure de contact. La limite de fatigue en fretting-fatigue sur fils zingués n'est pas affectée par la graisse, du moins pour la condition de fretting considérée.

En glissement total, l'effet bénéfique ou non du revêtement de zinc et de la graisse n'a pas pu être mesuré, simplement car la durée de vie était supérieure à 10^6 cycles dans toutes les conditions.

Cette étude a permis d'établir le comportement des fils dans les conditions usuelles de service, et d'étudier les différents phénomènes physiques en jeu. Dans le dernier chapitre, nous analyserons la dégradation du comportement en fretting fatigue des fils induit par l'intrusion d'eau de mer dans le câble. D'un point de vue applicatif, la dégradation due à l'eau de mer se mesure comparativement à la condition usuelle de service.

Chapitre 6 :

Endommagement en condition dégradée : effet de l'eau de mer

Le chapitre 6 a pour objectif d'étudier l'endommagement des fils lorsque la gaine est déchirée et que de l'eau de mer pénètre dans le câble. Suite à une déchirure de la gaine, la graisse sert de première protection, mais est peu à peu lavée par l'eau de mer. Le revêtement de zinc forme alors une deuxième barrière physique et électrochimique, mais est peu à peu dissous dans l'eau de mer. L'eau de mer rentre alors en contact direct avec l'acier des fils. Plusieurs conditions environnementales se succèdent donc : fils zingués graissés en eau de mer, puis fils zingués en eau de mer, et enfin fils clairs en eau de mer. La littérature a montré un effet négatif de l'eau de mer sur la durée de vie des fils, attribué à la synergie entre corrosion et fretting-fatigue. Nous voulons quantifier cet effet pour les fils étudiés. Notons que la protection cathodique du zinc est active tant qu'il est en connexion électrique avec à la fois de l'eau de mer et de l'acier exposé à l'eau de mer.

Nous étudierons ici la condition des fils clairs en eau de mer, qui est très probablement la plus critique, aucune protection contre la corrosion n'étant active. Puis, afin de différencier l'effet de la corrosion de l'effet mécanique de l'eau de mer, nous étudierons le cas de fils clairs en eau de mer sous protection cathodique.



Trace de fretting après essai en eau de mer

Table des matières

1. Étude de l'effet de l'eau de mer sur l'endommagement de fils clairs 165

 1.1. Comparaison des essais de fretting-fatigue à sec et en eau de mer 165

 1.2. Étude de l'usure en glissement total 170

 1.3. Application du modèle numérique au cas des fils clairs en eau de mer 171

 1.3.1. Modèle d'endommagement basé sur les essais à sec 171

 1.3.2. Modèle d'endommagement basé sur les essais en eau de mer 173

2. Étude de l'endommagement de fils clairs en eau de mer avec protection cathodique 176

 2.1. Suivi du potentiel électrochimique sur essais en eau de mer avec et sans protection cathodique.... 176

 2.2. Comparaison des essais en eau de mer avec et sans protection cathodique 177

Conclusion 180

1. Étude de l'effet de l'eau de mer sur l'endommagement de fils clairs

1.1. Comparaison des essais de fretting-fatigue à sec et en eau de mer

Une série d'essais de fretting-fatigue sur fils clairs en eau de mer a été réalisée en appliquant le chargement de référence établi au chapitre 4 (force normale $P = 1400$ N et sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa constantes) et en variant l'amplitude de débattement imposée. La littérature a montré l'influence de la fréquence sur la durée de vie en nombre de cycles pour les essais en eau de mer, la corrosion étant un phénomène qui dépend du temps. En service, la fréquence des chargements appliqués sur le câble suit un spectre centré autour de 0.1Hz (cf. Bussolati [13]). Réaliser les essais à cette fréquence serait trop long. Mais utiliser une fréquence trop élevée pourrait limiter l'effet de la corrosion, et donc conduire à sous-estimer le risque. Nous avons choisi une fréquence de 2Hz qui semble permettre à la corrosion de faire effet, au vu des résultats de Dalmau et al [24] présentés au chapitre 1, paragraphe 3.4.3. Jiang et al. [55] ont montré un effet seuil de la fréquence dans le cas d'un chargement de fatigue simple. Nous faisons l'hypothèse que la fréquence a également un effet seuil dans le cas du fretting-fatigue, et que la durée de vie à 0.1Hz est similaire à celle à 2Hz.

Les Figure 6-1.a,b,c montrent respectivement la durée de vie, l'amplitude de force tangentielle moyennée sur la durée de l'essai et l'aire de contact mesurée à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective, pour les essais avec des fils clairs à sec et en eau de mer. Les Figure 6-1.d,e,f,g montrent les traces de fretting pour quatre essais sur fils clairs en eau de mer.

À la différence des conditions étudiées aux chapitres 4 et 5, la courbe de durée de vie en eau de mer est plus complexe. Plusieurs différences par rapports aux essais à sec sont indiquées par des flèches bleues sur la Figure 6-1.a. Tout d'abord, le seuil de non-rupture en glissement partiel semble être inexistant. D'ailleurs, la Figure 6-1.d montre que l'essai A, avec un chargement de fretting minimal de $Q^* \simeq 90$ N, a rompu non pas au niveau de la trace de fretting mais environ 1mm plus haut. Il s'agirait donc d'une rupture en fatigue (ou plutôt fatigue-corrosion), et non pas en fretting-fatigue. Il semble que lorsque la corrosion par l'eau de mer est activée, la concentration de contraintes induite par un chargement de fretting aussi faible est comparativement peu nocive par rapport à la variabilité intrinsèque du matériau. Le contact n'est alors plus l'unique site d'amorçage préférentiel. Cette absence de seuil de non-rupture est cohérente avec la littérature détaillée au chapitre 1, paragraphe 3.4.1, qui indique que la limite de fatigue est inexistante pour les essais en eau de mer. Utiliser un critère d'amorçage OUI/NON a donc moins de sens pour la condition en eau de mer, le fil finissant toujours par rompre.

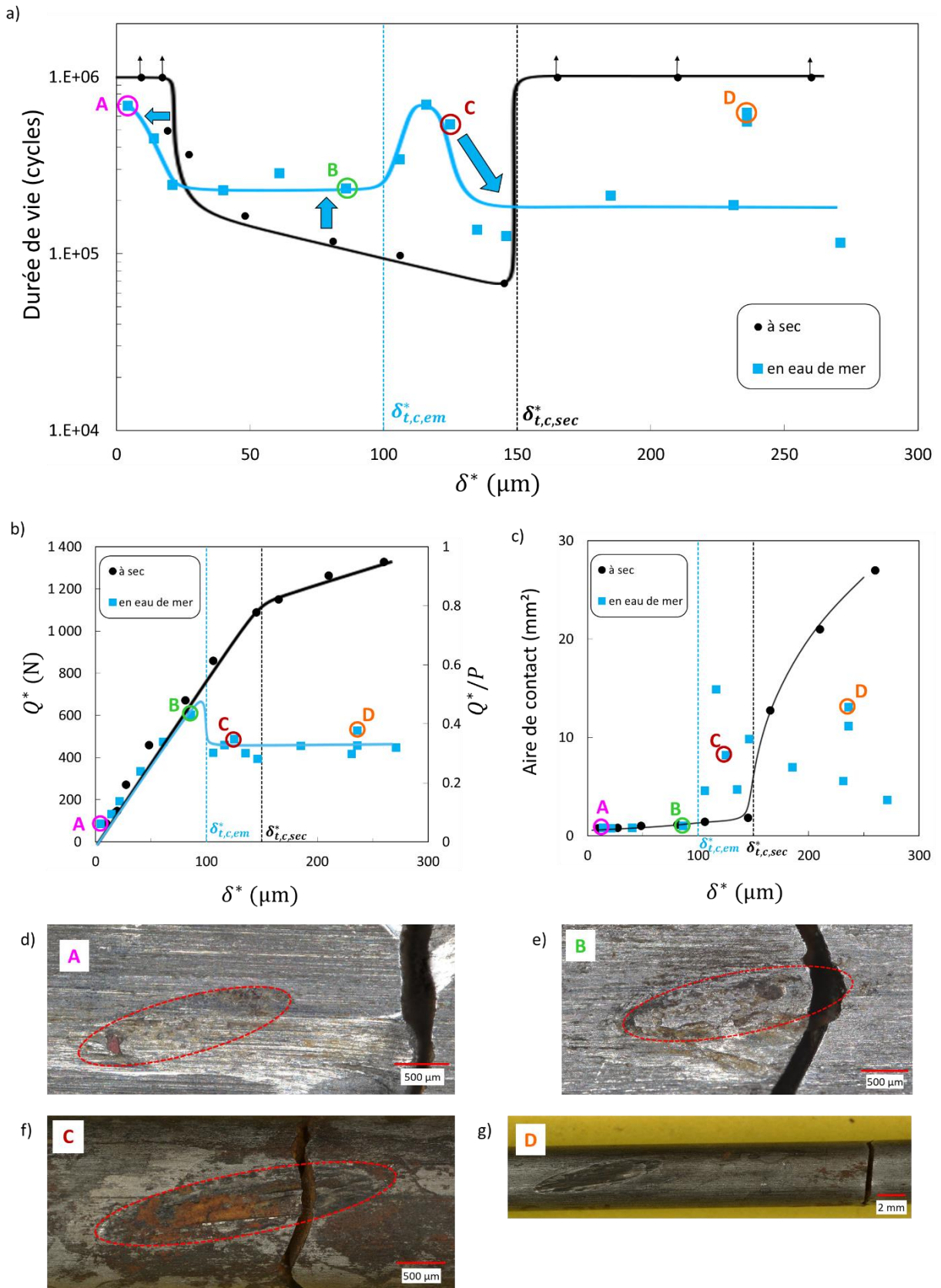


Figure 6-1 : essais de fretting-fatigue, fils clairs à sec et en eau de mer. $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$. a) durées de vie, b) amplitudes de force tangentielle et c) aires de contact à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective. d) trace de fretting de l'essai A, e) trace de fretting de l'essai B, f) trace de fretting de l'essai C, g) trace de fretting de l'essai D

Lorsque l'amplitude de débattement augmente, la durée de vie baisse jusqu'à 250 000 cycles, puis semble atteindre un plateau entre $\delta^* = 30 \mu\text{m}$ et $\delta_{t,c,em}^* = 100 \mu\text{m}$. Les sites d'amorçages sont situés au niveau de la trace de fretting, au bord de la zone de contact, comme présenté Figure 6-1.e pour l'essai B. Il s'agit donc bien de ruptures de fretting-fatigue, où le fretting a accéléré l'amorçage des fissures. La Figure 6-1.b montre que le coefficient de frottement à la transition pour les fils clairs en eau de mer $\mu_{t,c,em} \approx 0.5$ est largement inférieur à celui à sec $\mu_{t,c,sec} \approx 0.9$. Cette réduction est due à un effet lubrifiant de l'eau de mer. À la différence de la graisse, l'effet lubrifiant de l'eau de mer s'active pour une amplitude de débattement plus faible, possiblement car la plus grande fluidité de l'eau de mer facilite son entrée sous le contact. La Figure 6-1.c montre que les aires de contact des fils clairs en eau de mer dans le domaine du glissement partiel sont très similaires à celles sur les fils à sec, laissant supposer que le même mécanisme d'usure lors d'une phase initiale transitoire en glissement total se produit. Dans le domaine entre $\delta^* = 30 \mu\text{m}$ et $\delta_{t,c,em}^* = 100 \mu\text{m}$, la durée de vie des essais en eau de mer est supérieure à celle des essais à sec. Ce résultat peut s'expliquer par un effet mécanique : la modification du champ de cisaillement à cause de la réduction du coefficient de frottement à la transition. La Figure 6-2 présente des coupes des champs de cisaillement pour des contacts à sec et en eau de mer à iso-amplitude de force tangentielle, montrant que le pic de cisaillement est plus faible pour le contact en eau de mer. L'endommagement causé sera donc moins important. Le modèle numérique permettra de quantifier cet effet.

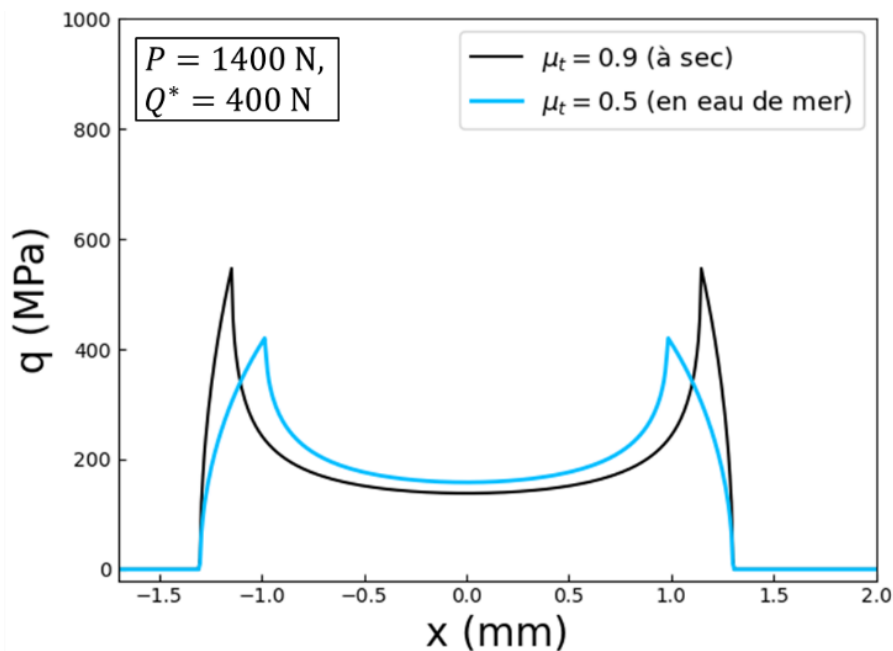


Figure 6-2 : coupe suivant l'axe x des champs de cisaillements pour des contacts entre fils clairs à sec et entre fils clairs en eau de mer, à iso-amplitude de force tangentielle

Lors du passage dans le domaine de glissement total, la durée de vie remonte de 250 000 cycles à 700 000 cycles. Cette remontée de durée de vie peut s'expliquer, comme pour les fils secs, par un effet de l'usure qui agrandit la zone de contact et donc fait diminuer la concentration de contraintes. La Figure 6-1.c montre en effet une augmentation de l'aire de contact par rapport aux essais en glissement partiel. Le coefficient de frottement en glissement total pour les fils clairs en eau de mer $\mu_{GT,c,em} \approx 0.3$ est, comme attendu, inférieur à celui à la transition. L'effet « de charrue » observé sur les fils à sec est peu visible sur les fils en eau de mer à cause d'une usure plus faible. Dans le cas de l'eau de mer, l'usure induite par le glissement total ne suffit pas à empêcher la fissuration. Les sites

d'amorçage sont situés au niveau de la trace de fretting, comme présenté Figure 6-2.f : il s'agit donc bien de ruptures en fretting-fatigue. Notons aussi que les sites d'amorçage sont situés plus au centre de la zone de contact, ce qui est cohérent avec un profil de cisaillement en glissement total, mais peut également être dû à une usure post-amorçage comme pour les essais sur fils zingués en glissement partiel (cf. chapitre 5, paragraphe 1.1.1).

À partir de $\delta^* = 130 \mu\text{m}$, la durée de vie redescend pour atteindre un plateau autour de 200 000 cycles. L'amplitude de la force tangentielle reste constante, pilotée par le coefficient de frottement en glissement total. Cette baisse de durée de vie est inattendue : l'augmentation de l'amplitude de débattement devrait induire une usure plus importante, donc une extension de l'aire de contact plus conséquente, et donc induire un effet bénéfique sur l'endurance. Une hypothèse est que la corrosion a un effet plus important pour les plus grandes amplitudes de glissement, du fait d'une circulation facilitée de l'eau de mer sous le contact. La Figure 6-3 présente un schéma du contact en glissement total illustrant cette hypothèse. En glissement total, l'amorçage se produit sous la zone de contact, comme visible Figure 6-2.f. Le milieu qui pilote le risque de rupture n'est donc pas l'eau de mer environnante, mais l'eau de mer sous le contact, qui est un milieu relativement confiné. Dans la littérature, plusieurs auteurs ont étudié la corrosion sous une fine couche d'électrolyte dans le cas de l'eau de mer contenant du CO_2 dissous (cf. Remita et al. [97], de Waard et al. [122]). Une réduction significative de la vitesse de corrosion (2 à 3 ordres de grandeurs) par rapport à un milieu ouvert a été constatée, du fait de la saturation en produits de la corrosion. Il est possible qu'un phénomène similaire se produise dans l'eau de mer sans CO_2 dissous, pour les contacts en glissement total ayant de faibles amplitudes de glissement. Ainsi, pour les faibles amplitudes de glissement, le renouvellement de l'eau sous le contact est lent, et la corrosion est lente. Dans ce cas, la compétition usure/fissuration sous l'effet de la corrosion est à l'avantage de l'usure. En revanche, pour les grandes amplitudes de glissement, le renouvellement de l'eau sous le contact est plus rapide, le milieu est donc moins saturé et la corrosion peut agir plus fortement. La compétition usure/fissuration sous l'effet de la corrosion est alors à l'avantage de la fissuration.

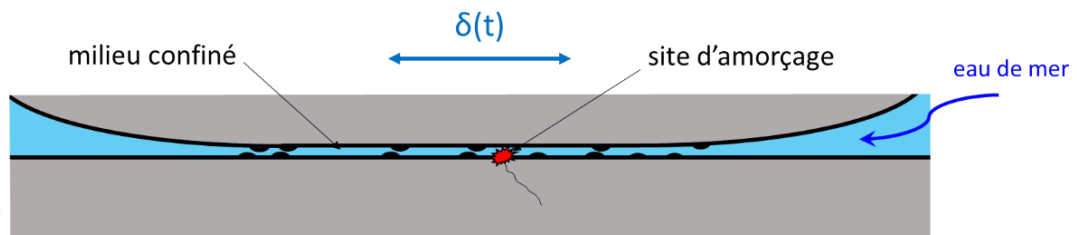


Figure 6-3 : schéma d'un contact en glissement total, en eau de mer

Vers $\delta^* = 240 \mu\text{m}$, deux essais, dont l'essai D, ont eu une durée de vie significativement plus longue (630 000 et 560 000 cycles) que les essais à des amplitudes de débattement proches. Pour ces deux essais, la rupture a eu lieu non pas au niveau de la trace de fretting, mais largement au-dessus, comme montré Figure 6-1.g. Il ne s'agit donc pas de ruptures sous l'effet du fretting-fatigue mais sous l'effet de la fatigue-corrosion. Notons que ces durées de vie sont similaires à celle observée pour l'essai A qui lui aussi avait rompu au-dessus de la trace de fretting, ce qui semble cohérent : le chargement de fatigue simple est toujours le même. Nous allons essayer d'expliquer ces durées de vie plus longues. Tout d'abord, nous allons vérifier l'évolution du chargement de fretting. La Figure 6-4.a montre l'évolution du ratio Q^*/P au cours des essais en glissement total : elle ne montre pas de différence significative des essais qui ont rompu en fatigue par rapport aux autres essais.

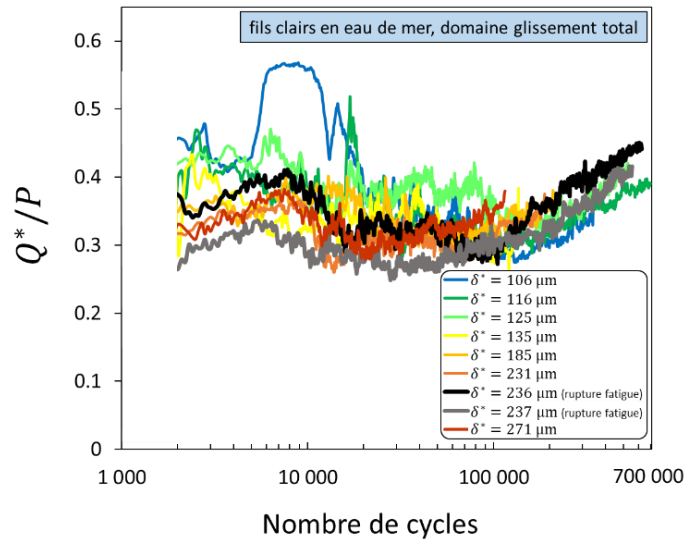


Figure 6-4 : essais de fretting-fatigue en eau de mer en glissement total (cf. Figure 6-1). ratio Q^*/P en fonction du nombre de cycles

Pour essayer d'expliquer ces durées de vie plus longues, nous allons maintenant vérifier s'il y a une différence dans les cinétiques d'usure. La mesure des aires de contact ne suffit pas pour comparer l'effet de l'usure entre les essais, la durée de vie étant variable. Nous avons donc utilisé l'équation (4-4) pour calculer le volume usé correspondant, et en divisant par le nombre de cycles, obtenir le volume usé par cycle. La Figure 6-5 présente les volumes usés par cycle pour les essais en glissement total à sec et en eau de mer. En cohérence avec la loi d'Archard, le volume usé par cycle pour les essais à sec dépend de manière affine de l'amplitude de débattement. Mais pour les essais en eau de mer, aucune tendance claire n'est observée. Il semble que la lubrification par l'eau de mer engendre une usure assez irrégulière. La dispersion expérimentale sur les durées de vie peut provenir de cette irrégularité entre les essais, mais aussi potentiellement au cours de chaque essai. Cette dispersion expérimentale rend l'étude des phénomènes physiques plus difficiles. Toutefois, ces résultats suffisent pour observer qu'en favorisant un mécanisme de fretting-fatigue-corrosion, l'eau de mer entraîne une rupture de la pièce quel que soit le chargement de fretting (du moins pour ce chargement de fatigue). L'effet bénéfique de l'usure en glissement total n'est alors pas suffisant pour empêcher la fissuration.

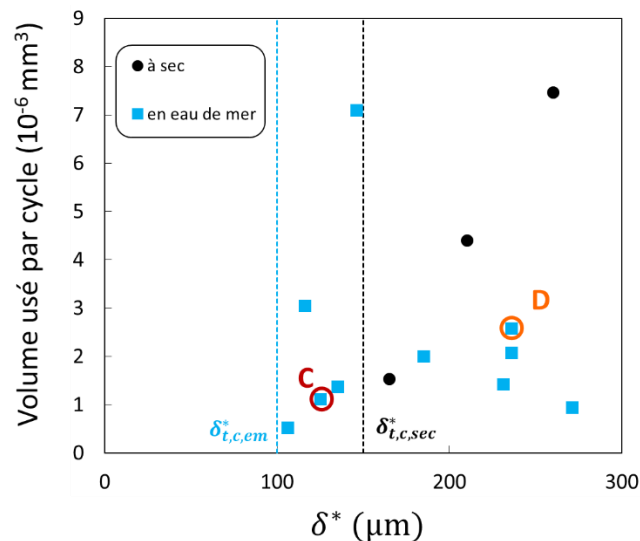


Figure 6-5 : essais de fretting-fatigue, fils clairs à sec et en eau de mer. $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N. Volume usé par cycle en fonction de l'amplitude de débattement effective

1.2. Étude de l'usure en glissement total

Afin d'étudier plus précisément l'usure des fils plongés dans l'eau de mer, plusieurs essais de fretting simple en glissement total ont été réalisés sur le banc de fretting simple à différents nombres de cycles et différentes amplitudes de glissement. Le Tableau 4-2 présente les volumes usés pour ces essais.

	$\delta_s^* = 20 \mu\text{m}$	$\delta_s^* = 80 \mu\text{m}$	$\delta_s^* = 150 \mu\text{m}$
$N_c = 100\,000$	$V_{usé} = 0.08 \text{ mm}^3$	$V_{usé} = 0.13 \text{ mm}^3$	$V_{usé} = 0.23 \text{ mm}^3$
$N_c = 300\,000$	X	$V_{usé} = 0.41 \text{ mm}^3$	X

Tableau 6-1 : volume usé en fonction du nombre de cycles N_c et de l'amplitude de glissement δ_s^* , essais de fretting simple ($P \approx 1400 \text{ N}$)

La Figure 6-6 présente les volumes usés en fonction du travail d'Archard pour ces essais de fretting simple, ainsi que pour les essais de fretting-fatigue en glissement total. Pour le calcul du travail d'Archard, la force normale est moyennée sur la durée de l'essai. Les volumes usés obtenus à sec (cf. Figure 4-16) sont reproduits. Une relation linéaire est fittée à partir de tous les essais en eau de mer. Les essais de fretting simple suivent bien cette relation linéaire : l'usure en eau de mer semble donc suivre une loi d'Archard. Pour les essais de fretting-fatigue, la dispersion est beaucoup plus importante. En l'état, il est donc difficile de conclure sur l'influence de l'usure sur la durée de vie.

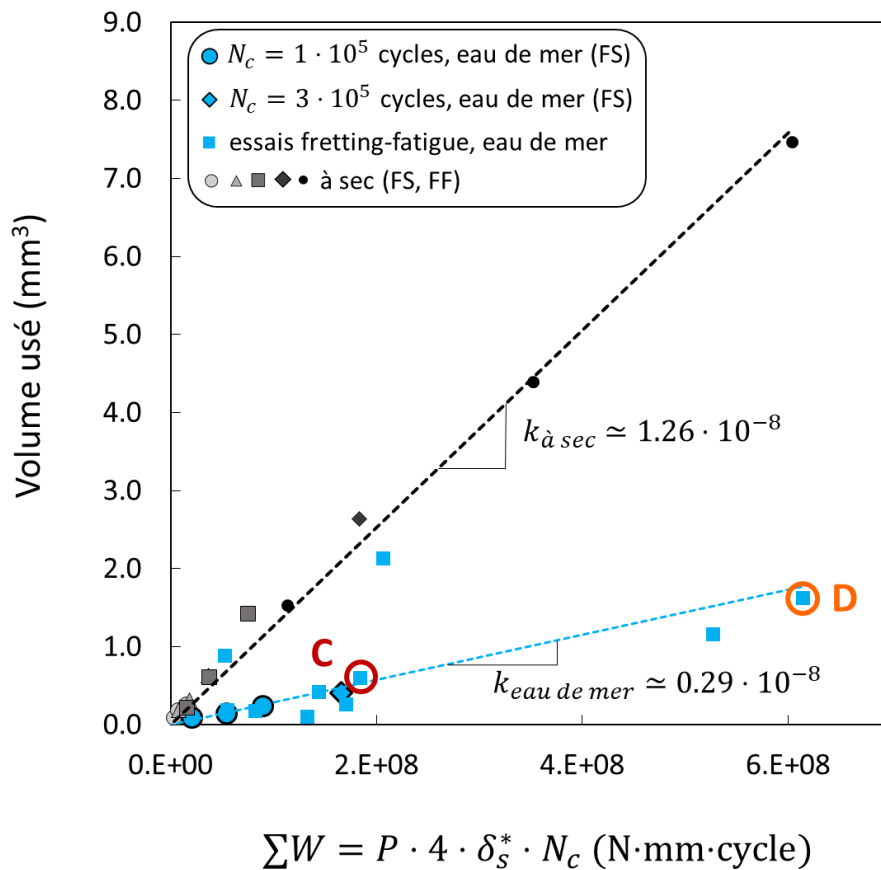


Figure 6-6 : volume usé en fonction du travail d'Archard, essais de fretting simple (FS) et fretting-fatigue (FF) sur fils clairs en eau de mer et à sec ($P \approx 1400 \text{ N}$)

1.3. Application du modèle numérique au cas des fils clairs en eau de mer

Les essais de fretting-fatigue en eau de mer ont été simulés avec le modèle numérique développé au chapitre 4. Notons que la littérature indique que la limite de fatigue de l'acier est inexistante en eau de mer du fait de la corrosion (cf. chapitre 1, paragraphe 3.4.1), un critère d'amorçage OUI/NON ne peut donc théoriquement pas s'appliquer. La loi de Strohmeier liant contrainte équivalente de SWT et durée de vie sera affectée, modifiant le calcul de l'endommagement.

Pour isoler l'effet de la corrosion de l'effet mécanique de l'eau de mer, nous allons appliquer le modèle numérique pour deux cas : avec la loi de Strohmeier identifiée sur les essais à sec au chapitre 4, qui ne prend pas en compte l'effet de la corrosion ; et avec une loi de Strohmeier basée sur les essais en glissement partiel en eau de mer. Notons que les contraintes équivalentes SWT décrivent un chargement purement mécanique, et ne sont pas affectées par ce changement de limite de fatigue et de loi de Strohmeier.

1.3.1. Modèle d'endommagement basé sur les essais à sec

La Figure 6-7 présente l'évolution des contraintes équivalentes à la distance critique σ_{SWT,ℓ_d} et de l'endommagement (calculé avec la loi de Strohmeier identifiée sur les essais à sec) en fonction du nombre de cycles, pour les essais en eau de mer en glissement total. Un profil de pression hertzien a été utilisé, car c'est le profil le plus critique en termes d'endommagement cumulé. La contrainte équivalente σ_{SWT,ℓ_d} est initialement supérieure à σ_D , induisant un endommagement, mais passe sous cette limite après quelques milliers de cycles. L'endommagement n'évolue alors plus. L'endommagement final est largement inférieur à 100% pour tous les essais. Ainsi, le modèle d'endommagement basé sur les essais à sec prédit que les essais en eau de mer en glissement total auront une durée de vie infinie.

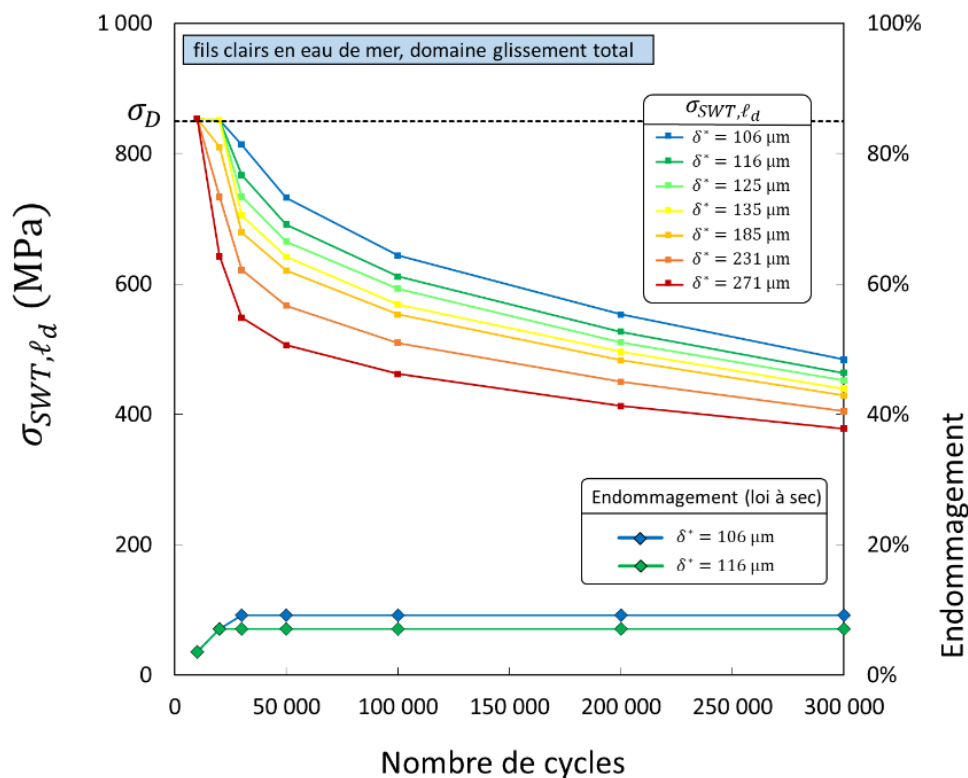


Figure 6-7 : contrainte équivalente σ_{SWT,ℓ_d} et endommagement cumulé (basé sur la loi de Strohmeier à sec établie au chapitre 4) en fonction du nombre de cycles. Simulations des essais en glissement total (distribution de Hertz). $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$

La Figure 6-8 présente les contraintes équivalentes à la distance critique σ_{SWT,ℓ_d} pour les fils clairs en eau de mer, pour les essais en glissement partiel. À partir de la loi de Strohmeier identifiée sur les essais à sec, ces contraintes sont converties en durées de vie modélisées. La Figure 6-8 présente aussi les durées de vie modélisées pour tous les essais en eau de mer, ainsi que les durées de vie expérimentales. Les résultats obtenus sur les fils à sec sont reproduits pour comparaison. Pour les très faibles amplitudes de débattement, les contraintes équivalentes pour les essais en eau de mer sont similaires ou légèrement inférieures à celles pour les essais à sec, comme attendu au vu de la forme du champ de cisaillement montré Figure 6-2. Les durées de vie modélisées sont alors infinies. Cela rentre en contradiction avec les durées de vies observées, confirmant un effet de la corrosion. Dans le domaine entre $\delta^* = 30 \mu\text{m}$ et $\delta_{t,c,em}^* = 100 \mu\text{m}$, la différence des contraintes équivalentes pour les essais en eau de mer par rapport à celles pour les essais à sec induit une augmentation de la durée de vie modélisée, ce qui est cohérent avec les observations expérimentales. Les valeurs de durée de vie modélisées sont similaires à celles observées expérimentalement, montrant que la corrosion n'a ici pas d'effet négatif additionnel. Le modèle numérique permet de confirmer l'hypothèse émise au paragraphe 1.1 sur l'effet mécanique de l'eau de mer : le coefficient de frottement à la transition plus bas qu'à sec induit, à iso-force tangentielle, un chargement moins critique. En glissement total, la durée de vie modélisée est infinie, ce qui ne correspond pas à ce qui est observé expérimentalement. Notons aussi que la Figure 6-7 montre, comme attendu, une relation directe entre endommagement final et amplitude de glissement. Le modèle ne permet pas d'expliquer, même qualitativement, la baisse de durée de vie observée à $\delta^* = 130 \mu\text{m}$, d'où notre hypothèse d'un effet différencié de la corrosion pour $\delta_{t,c,em}^* \leq \delta^* \leq 130 \mu\text{m}$ et $\delta^* > 130 \mu\text{m}$.

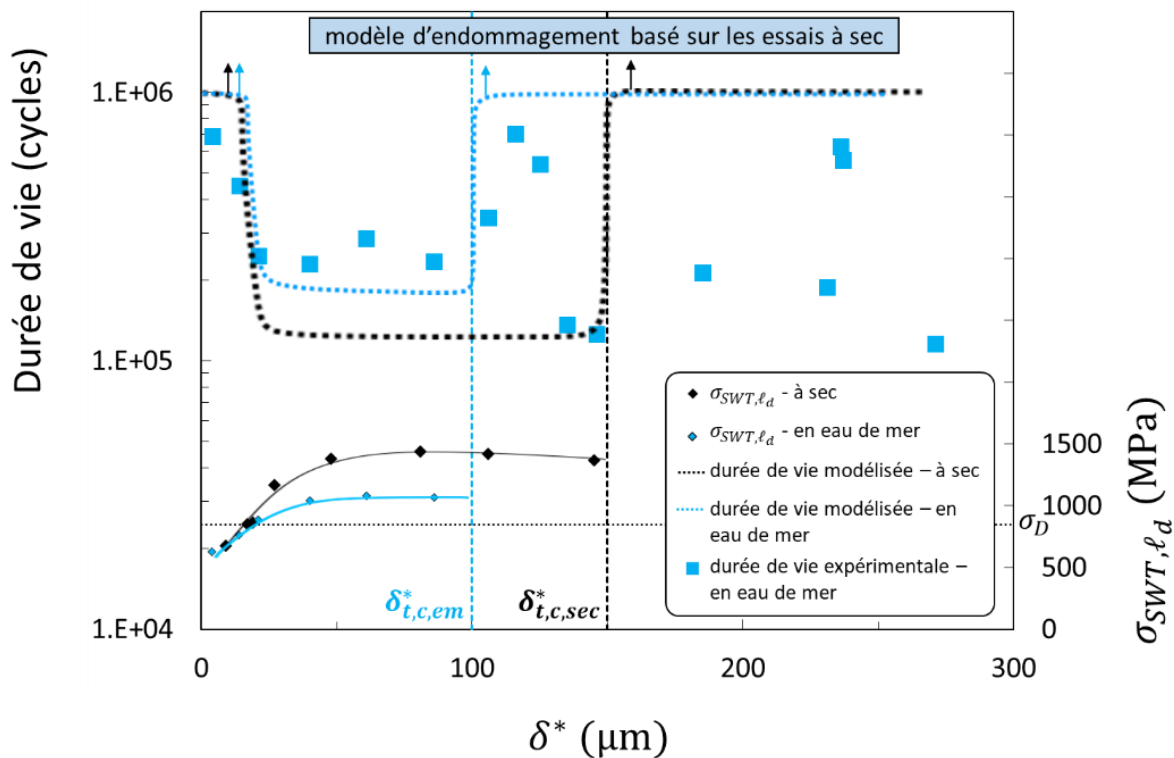


Figure 6-8 : contraintes équivalentes σ_{SWT,ℓ_d} en fonction de l'amplitude de débattement effective, durées de vie expérimentales et modélisées des essais sur fils clairs à sec et en eau de mer. Modèle d'endommagement basé sur les essais à sec.

1.3.2. Modèle d'endommagement basé sur les essais en eau de mer

La loi de Strohmeier basée sur les essais à sec ne permet pas de prendre en compte l'effet de la corrosion. Nous allons donc déterminer une loi de Strohmeier adaptée, basée sur les essais de fretting-fatigue en glissement partiel en eau de mer. La Figure 6-9 présente les contraintes équivalentes à la distance critique σ_{SWT,ℓ_d} simulées en fonction de la durée de vie expérimentale. Une loi de Strohmeier est fittée à partir de ces essais :

$$N_{r,\sigma_a=160 \text{ MPa,eau de mer}}(\sigma_{SWT,\ell_d}) = \left(\frac{A_{\text{eau de mer}}}{\sigma_{SWT,\ell_d} - 0} \right)^{m_{\text{eau de mer}}} \quad (6-1)$$

où $A_{\text{eau de mer}} \simeq 2.9 \cdot 10^5 \cdot 2.19$, $m_{\text{eau de mer}} \simeq 2.20$.

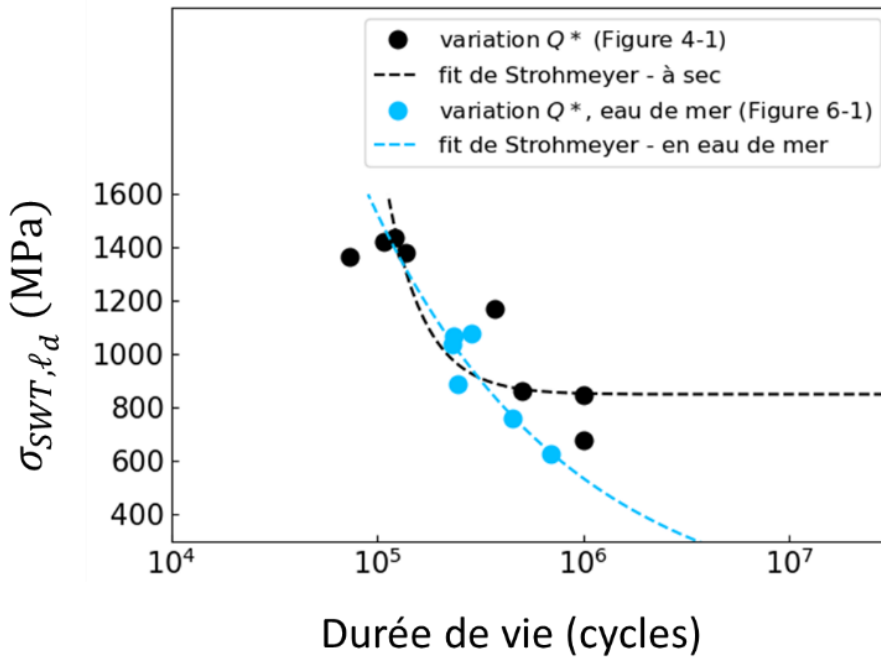


Figure 6-9 : contrainte équivalente SWT à la distance critique en fonction de la durée de vie, essais de fretting-fatigue en glissement partiel à sec et en eau mer. $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$

La Figure 6-10 présente l'évolution de l'endommagement calculé avec la loi de Strohmeier identifiée sur les essais en eau de mer en glissement partiel en fonction du nombre de cycles, pour plusieurs essais en glissement total. À 10^6 cycles, l'endommagement n'a pas encore atteint 100%. Les durées de vie prédites seront donc supérieures à 10^6 cycles.

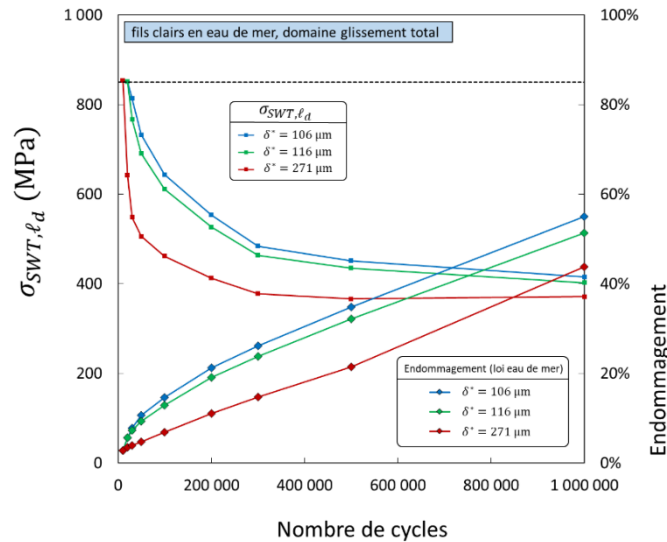


Figure 6-10 : contrainte équivalente σ_{SWT, ℓ_d} et endommagement cumulé (basé sur la loi de Strohmeyer en eau de mer) en fonction du nombre de cycles. Simulations des essais en glissement total (distribution de Hertz). $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$

La Figure 6-11 présente une superposition des durées de vie expérimentales et modélisées avec le modèle d'endommagement basé sur les essais en glissement partiel en eau de mer. Il modélise bien les durées de vie dans le domaine du glissement partiel, car il est basé sur ces essais. Mais en glissement total, il prédit des durées de vie supérieures à 10^6 cycles, ce qui ne correspond pas aux durées de vie observées expérimentalement. Le modèle est ici pris en défaut, alors qu'il est censé être conservatif. Rappelons aussi que le modèle n'est pas capable d'expliquer l'évolution non monotone de la durée de vie dans le domaine du glissement total. L'hypothèse d'un effet différencié de la corrosion suivant l'amplitude de glissement pourrait expliquer cette évolution non monotone, mais aussi la sous-estimation de l'endommagement pour le modèle basé sur les essais en eau de mer en glissement partiel.

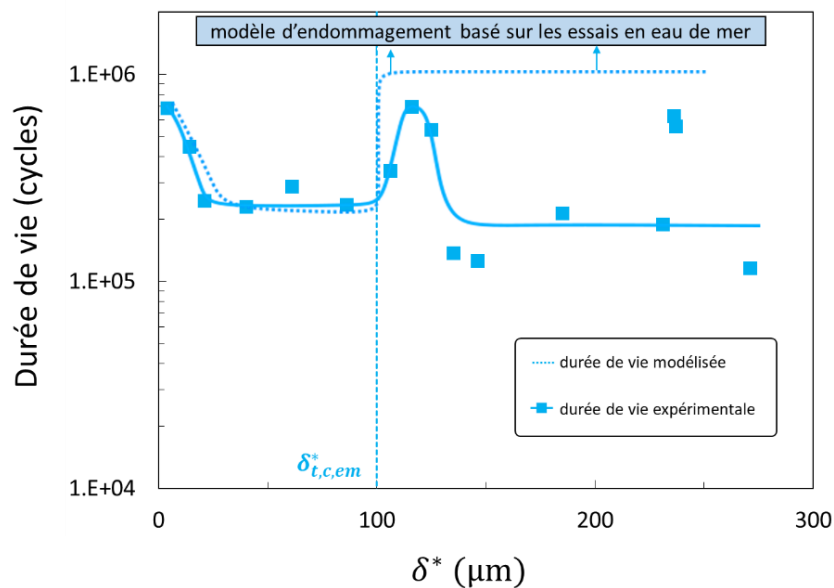


Figure 6-11 : durées de vie expérimentales et modélisées des essais sur fils clairs en eau de mer. Modèle d'endommagement basé sur les essais en glissement partiel en eau de mer.

La Figure 6-12.a présente les contraintes équivalentes en surface pour l'essai de fretting-fatigue B (glissement partiel) avec la trace de fretting correspondante superposée par transparence. Le point chaud simulé et le site d'amorçage de fissure observé expérimentalement coïncident : le modèle prédit bien un amorçage proche du bord du contact. Les Figure 6-12.b et Figure 6-12.c présentent l'endommagement en surface pour l'essai de fretting-fatigue C (glissement total) après 500 000 cycles (ce qui correspond à sa durée de vie), pour respectivement une distribution de pression hertzienne et une distribution de pression plate. On observe que dans les deux cas, l'endommagement est maximal en un point situé vers l'intérieur de la zone de contact, correspondant au site d'amorçage observé expérimentalement. Il s'agit là d'un effet du cumul d'endommagement sur une zone de contact en extension, observé pour tous les essais en eau de mer en glissement total (cf. annexe 3). Les zones de contact observée et simulées ne correspondent pas exactement, du fait de la dispersion expérimentale dans la cinétique d'usure. Cette approche suffit toutefois pour justifier que le site d'amorçage est toujours situé à l'intérieur de la zone de contact.

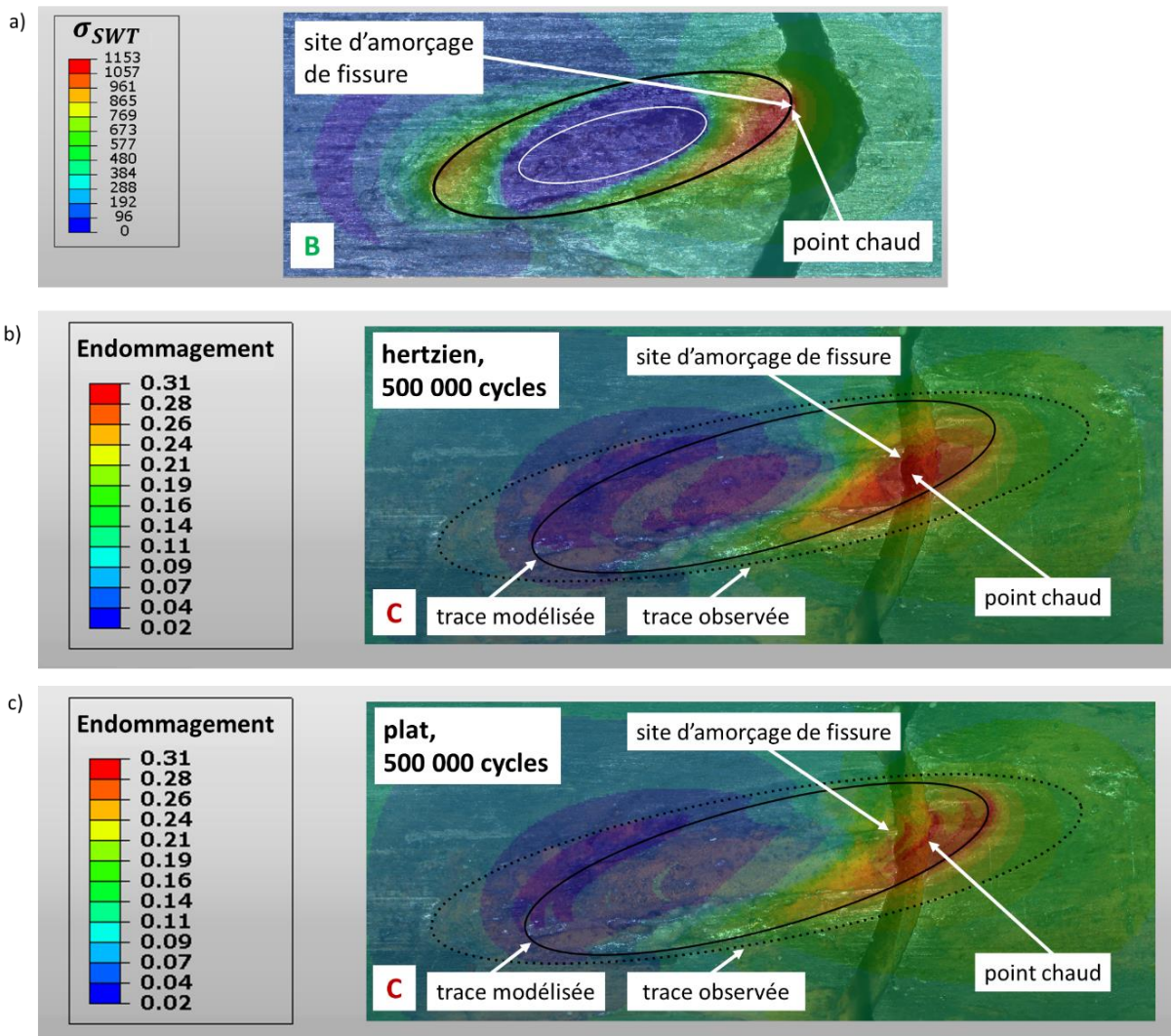


Figure 6-12 : a) σ_{SWT} suite à simulation de l'essai de fretting-fatigue B, b) endommagement suite à simulation de l'essai de fretting-fatigue C (distribution de pression hertzienne), c) endommagement suite à simulation de l'essai de fretting-fatigue C (distribution de pression plate)

2. Étude de l'endommagement de fils clairs en eau de mer avec protection cathodique

Dans un second temps, nous avons voulu séparer l'effet de la corrosion de l'effet mécanique de l'eau de mer (c'est-à-dire de son influence sur les champs de pression et de cisaillement). Le modèle numérique a en partie permis cette séparation, mais nous avons souhaité obtenir une confirmation expérimentale. Ceci permet également d'étudier la résistance à la rupture des fils lorsqu'une protection cathodique est activée. Pour cela, nous avons préparé des fil-éprouvettes et fil-poinçons en enlevant le revêtement de zinc sur une zone limitée, comme montré Figure 6-13. Ceci permet un contact acier/acier équivalent à celui des essais du paragraphe précédent tout en activant l'effet d'anode sacrificielle du zinc. Ceci est confirmé par le suivi du potentiel électrochimique.

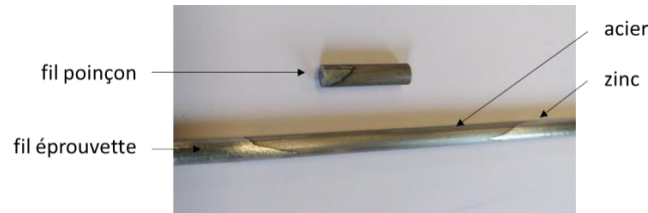


Figure 6-13 : fil éprouvette et fil poinçon pour essais en eau de mer sous protection cathodique

2.1. Suivi du potentiel électrochimique sur essais en eau de mer avec et sans protection cathodique

La Figure 6-14.a présente les potentiels électrochimiques pour des essais en eau de mer sans et avec protection cathodique. Pour les essais en eau de mer, le potentiel initial est de -550 mV (Ag/AgCl), puis baisse à -670 mV (Ag/AgCl) avant de se stabiliser. Cette valeur est cohérente avec celle indiquée par Chaplin et Potts [19], de $E_{clair\ en\ eau\ de\ mer} = -650\ mV\ (SCE) = -690\ mV\ (Ag/AgCl)$, et cette tendance est cohérente avec celle observée par Waterhouse [127]. Lors de la rupture, le potentiel change brusquement. Pour l'essai en eau de mer sous protection cathodique, le potentiel initial est de -990 mV (Ag/AgCl), ce qui est assez proche de la valeur donnée par Chaplin et Potts pour des fils galvanisés: $E_{galvanisé\ en\ eau\ de\ mer} = -1050\ mV\ (SCE) = -1090\ mV\ (Ag/AgCl)$. Dans ce cas, le potentiel ne se stabilise pas, et augmente progressivement au cours de l'essai, montrant une variation de l'état électrochimique du fil. Ceci peut s'expliquer par l'apparition de dépôts à partir des ions Ca^{2+} et Mg^{2+} dissous dans l'eau de mer, qui bloquent la connexion électrochimique. En effet, Waterhouse [127] a mis en évidence qu'un potentiel de -1V (SCE) augmentait suffisamment le pH de la solution pour permettre la précipitation de $Mg(OH)_2$ et $Ca(OH)_2$. Ces dépôts de sels sont bien visibles sur le fil après essai, comme montré Figure 6-14.b.

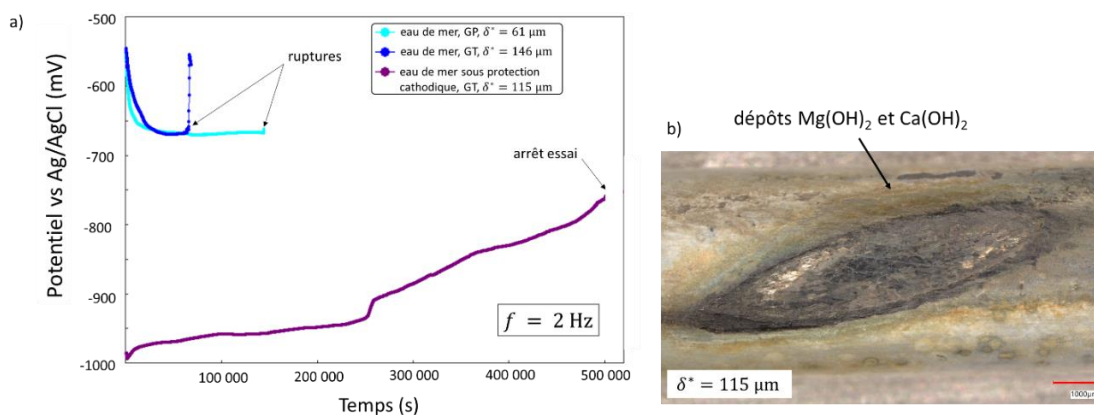


Figure 6-14 : a) suivi du potentiel électrochimique d'essais de fretting-fatigue avec et sans protection cathodique. b) trace essai en eau de mer sous protection cathodique

2.2. Comparaison des essais en eau de mer avec et sans protection cathodique

Une série d'essais de fretting-fatigue a été réalisée avec ces fils sous protection cathodique, en appliquant le chargement de référence établi au chapitre 4 (force normale $P = 1400$ N et sollicitation de fatigue $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa constantes) et en variant l'amplitude de débattement imposée. Les Figure 6-15.a,b,c montrent respectivement la durée de vie, l'amplitude de force tangentielle moyennée sur la durée de l'essai et l'aire de contact mesurée à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective, pour les essais avec des fils en eau de mer avec et sans protection cathodique. Les Figure 6-15.d,e montrent les traces de fretting de deux de ces essais.

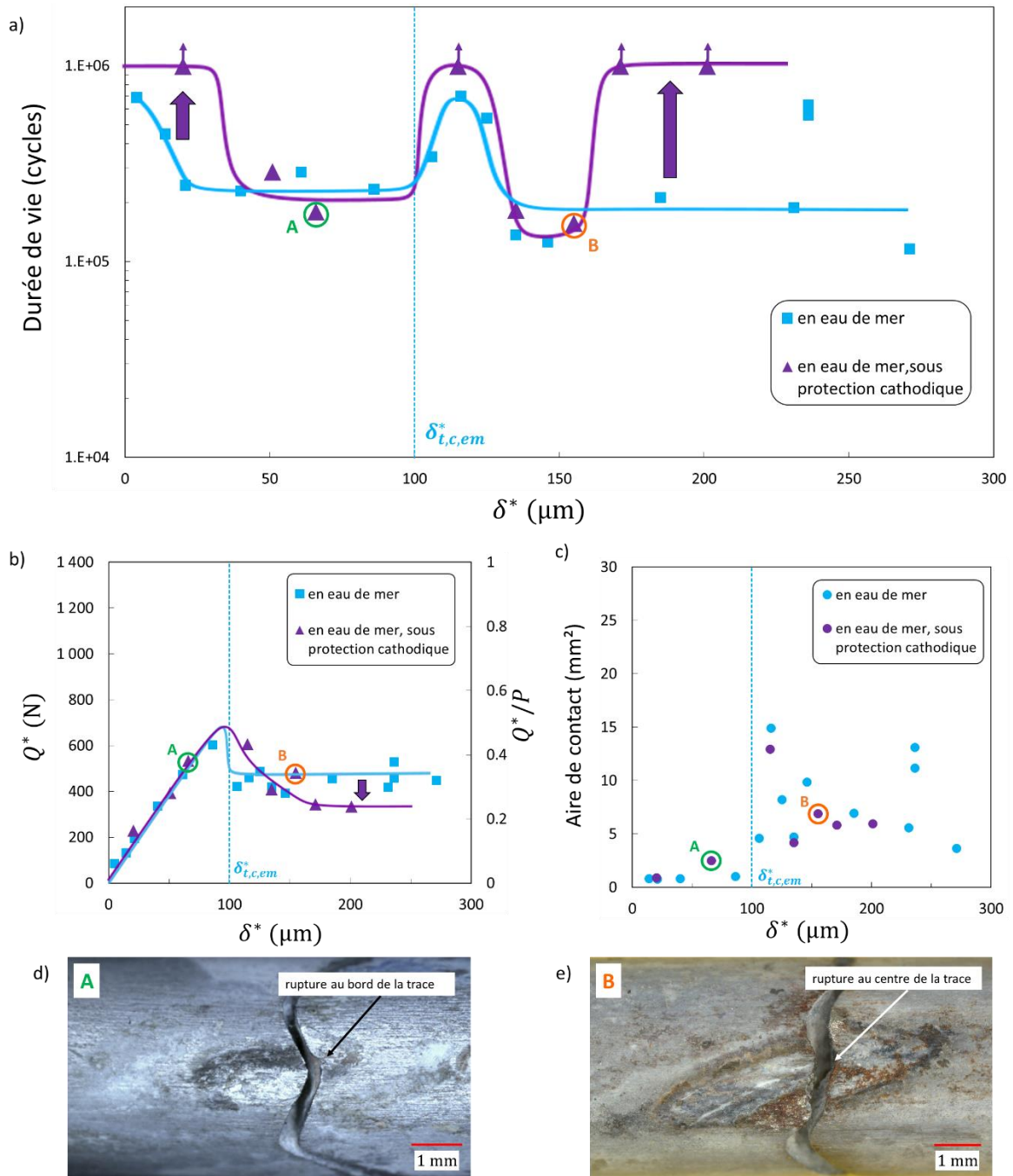


Figure 6-15 : essais de fretting-fatigue, fils clairs avec et sans protection cathodique. $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N. a) durées de vie, b) amplitudes de force tangentielle moyennées sur la durée de l'essai, c) aires de contact à la fin de l'essai en fonction de l'amplitude de débattement effective, d) trace de fretting de l'essai A, e) trace de fretting de l'essai B

Plusieurs différences entre les conditions avec et sans protection cathodique sont visibles. Pour les essais avec protection cathodique, la durée de vie dépasse 10^6 cycles aux faibles amplitudes de glissement (note : le fil-éprouvette de l'essai à $\delta^* = 20 \mu\text{m}$ a rompu à $1.3 \cdot 10^6$ cycles, mais nous avons plafonné la figure à 10^6 cycles). Les tailles de contact en glissement partiel et le coefficient de frottement à la transition sont similaires : le chargement de fretting est donc le même que pour les essais en eau de mer sans protection cathodique. Ceci laisse penser que la différence entre les deux conditions est bien un effet de la corrosion sur le seuil de non-rupture à 10^6 cycles. Pour des amplitudes de débattement supérieures au seuil de non-rupture, la durée de vie des essais en eau de mer avec protection cathodique rejoint celles des essais sans protection. Un éventuel effet corrosion sur la durée de vie n'est pas visible une fois le seuil de non-rupture à 10^6 cycles dépassé, nous avons d'ailleurs vu au paragraphe 1.3.1 que les durées de vie observées sont alors cohérentes avec le modèle sans corrosion. La Figure 6-15.d. montre une trace de fretting pour un essai en glissement partiel avec un site d'amorçage localisé au bord de la trace, comme attendu.

Lors du passage dans le domaine de glissement total, la durée de vie remonte à plus de 10^6 cycles, ce qui est cohérent avec une absence d'effet corrosion pour les essais avec protection cathodique. L'usure joue son rôle bénéfique. Puis, pour $130 \mu\text{m} \leq \delta^* \leq 160 \mu\text{m}$, la durée de vie redescend sous 200 000 cycles, de manière similaire aux essais en eau de mer sans protection cathodique. La Figure 6-15.e montre une trace de fretting d'un essai en glissement total avec un site d'amorçage vers le centre de la trace, comme ce qui a été observé pour les essais en eau de mer. Ceci semble remettre en cause l'efficacité de la protection cathodique. Enfin, pour $\delta^* > 160 \mu\text{m}$, la durée de vie remonte à plus de 10^6 cycles. Ce comportement très particulier est inattendu. Nous allons explorer quelques hypothèses pour l'expliquer.

La première hypothèse est un effet de variation du chargement mécanique en cours d'essai. En effet, la Figure 6-15.b montre que le rapport Q^*/P moyenné sur la durée de l'essai baisse pour $\delta^* > 160 \mu\text{m}$. Cette baisse est due à une variation du coefficient de frottement au cours de l'essai. La Figure 6-16.a présente l'évolution du rapport Q^*/P pour tous les essais en glissement total. Entre 30 000 et 100 000 cycles suivant les essais, une chute brutale du coefficient de frottement est observée pour les essais à $\delta^* \geq 135 \mu\text{m}$, passant de $\mu_{GT} = 0.4$ à $\mu_{GT} = 0.25$. Ce changement de coefficient de frottement modifie l'amplitude de glissement au cours de l'essai, car c'est l'amplitude de débattement qui est imposée. Les amplitudes de glissements dans les deux phases peuvent être calculées à partir de la formule suivante :

$$\delta_{s,\mu=x}^* = \delta^* - \delta_t^* \cdot \frac{\mu_{GT,x}}{\mu_t} \quad (6-2)$$

La Figure 6-16.b présente, pour chaque essai, le nombre de cycles dans la phase à $\mu_{GT} = 0.4$, en fonction de l'amplitude de glissement pour la phase à $\mu_{GT} = 0.4$. Il semble que plus l'amplitude de glissement est grande, plus la phase d'usure à $\mu_{GT} = 0.4$ est courte. Nous attribuons ceci à un effet lubrifiant des précipités Ca et Mg cités plus haut (effet troisième corps). Il semble y avoir deux régimes d'usure successifs au cours des essais. Ceci rend la quantification de l'endommagement plus complexe, une baisse du coefficient de frottement engendrant un chargement de fretting plus faible (effet bénéfique), une amplitude de glissement plus grande (effet bénéfique car usure plus rapide), mais aussi probablement une cinétique d'usure plus faible (effet négatif). Il n'est donc plus possible de simplement relier un travail d'Archard total à un volume usé. Ainsi, en glissement total, une comparaison simple entre essais avec et sans protection cathodique ne permet pas d'isoler facilement un effet corrosion, car le chargement mécanique n'est pas le même. Cette variation du coefficient de

frottement au cours d'essai pourrait expliquer le comportement non monotone de la durée de vie dans le domaine du glissement total. Pour quantifier ce comportement, une simulation numérique prenant en compte la variation du coefficient de frottement en cours d'essai serait nécessaire. L'annexe 4 présente les hypothèses et les résultats de cette simulation. Les résultats étant peu concluants, ils ne sont pas inclus dans le corps de la thèse.

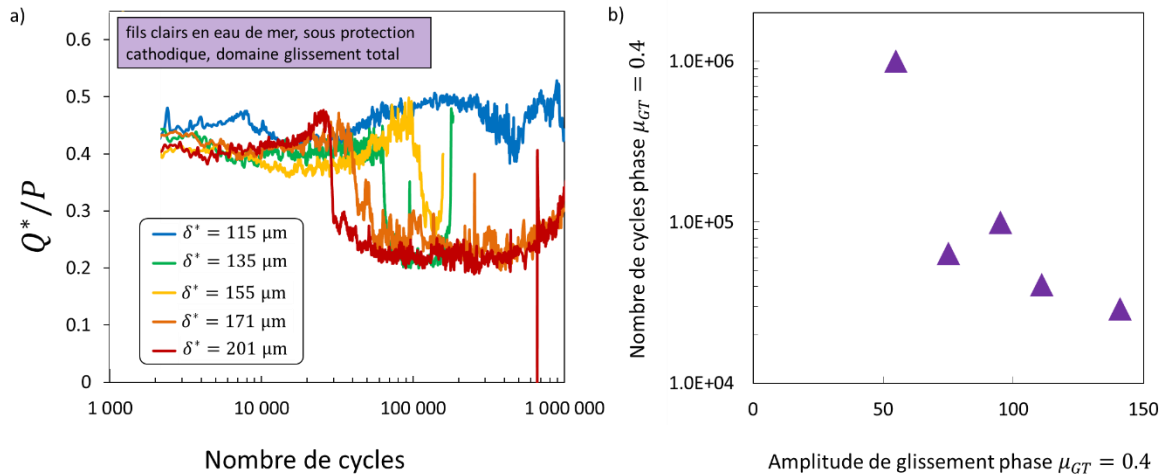


Figure 6-16 : essais de fretting-fatigue en eau de mer sous protection cathodique, en glissement total (cf. Figure 6-15) a) ratio Q^*/P en fonction du nombre de cycles b) nombre de cycles dans la phase $\mu_{GT} = 0.4$ en fonction de l'amplitude de glissement pour la phase $\mu_{GT} = 0.4$.

Une deuxième hypothèse est un effet différencié de la corrosion et/ou de la protection cathodique en fonction de l'amplitude de débattement. Il est possible que l'accumulation des dépôts de $\text{Ca}(\text{OH})_2$ et $\text{Mg}(\text{OH})_2$ induise une modification locale de l'électrolyte, par exemple en ayant un effet barrière similaire à celui de la graisse. En l'état, il est difficile de savoir quel effet mécanique, corrosion ou combinaison de plusieurs effets produit ce comportement non monotone pour les essais en eau de mer avec protection cathodique. Nous pouvons toutefois remarquer que des ruptures ont été observées en glissement total là où elles n'étaient pas attendues, même si le revêtement de zinc est encore présent sur les fils, soulignant le danger d'une infiltration d'eau de mer dans le câble.

Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'étudier l'endommagement par fretting-fatigue des fils en condition dégradée, lorsque de l'eau de mer a pu rentrer dans le câble suite à une déchirure de la gaine.

Pour cela, des essais de fretting-fatigue ont d'abord été réalisés sur des fils clairs en eau de mer, ce qui correspond au cas où l'eau de mer a lavé la graisse et complètement dissous le revêtement de zinc. L'acier est alors exposé à l'eau de mer et vulnérable face à la corrosion. La littérature indique que la corrosion réduit la durée de vie en fatigue et fretting-fatigue de l'acier, et supprime sa limite de fatigue. Les résultats d'essais montrent des ruptures des fils que quel que soit le chargement de fretting, dans les domaines du glissement partiel et glissement total.

Dans l'objectif d'isoler l'effet de la corrosion en maintenant le même chargement mécanique, des essais de fretting-fatigue ont été réalisés sur des fils clairs en eau de mer sous protection cathodique (le revêtement de zinc laissé intact à quelques centimètres du contact servant d'anode sacrificielle). Le coefficient de frottement à la transition et les dimensions de la zone de contact en glissement partiel sont similaires pour les essais avec et sans protection cathodique : dans le domaine du glissement partiel, l'unique différence est donc un effet corrosion. Pour les faibles amplitudes de débattement, la durée de vie des essais avec protection cathodique est de plus de 10^6 cycles, ce qui est cohérent avec une absence d'effet corrosion. Pour des amplitudes de débattement plus grandes dans le domaine du glissement partiel, la durée de vie des essais avec et sans protection cathodique est similaire, ce qui semble indiquer un effet seuil de la corrosion, similaire à ce qui a été observé sur les fils graissés du chapitre 5. Dans le domaine du glissement total, certains fils n'ont pas rompu avant 10^6 cycles, d'autres avant 200 000 cycles. La lubrification par des minéraux de calcium et magnésium précipités sous l'effet de la protection cathodique modifie le coefficient de frottement, rendant plus difficile la comparaison avec les essais en eau de mer et l'isolement d'un effet corrosion.

Cette étude a permis de montrer le risque important de ruptures de fils lorsque de l'eau de mer a pu pénétrer dans le câble.

Conclusion générale et perspectives

Au cours de cette étude, nous avons voulu étudier le phénomène du fretting-fatigue dans un câble constitué de fils en acier, en condition usuelle de service (gaine protectrice, câble graissé, fils zingués) et en condition dégradée (infiltration d'eau de mer suite à déchirure de la gaine). L'objectif était de mieux comprendre les différents phénomènes physiques en jeu, puis de quantifier les dégradations des fils menant à leur rupture, afin d'informer sur les capacités de ces câbles.

La première étape a été de calculer les chargements de fretting et de fatigue s'exerçant sur les fils dans un câble soumis à de la tension et de la flexion. La mesure directe des forces à l'intérieur du câble étant impossible, un modèle analytique et un modèle numérique éléments finis ont été implémentés. Un post-traitement permet de calculer les chargements de contact en tout point. En théorie, la méthode utilisée fournit les chargements de fretting et de fatigue en n'importe quel endroit du câble. En pratique, une certaine dispersion numérique est observée, et des hypothèses simplificatrices ont été faites. Une étude plus systématique des différentes hypothèses du modèle, adossée à des mesures de déformations lors d'essais sur câble entier, permettrait de consolider ces résultats. Toutefois, ce modèle relativement simple à mettre en place suffit pour obtenir les plages de chargement pertinentes pour estimer les risques de fissuration des fils. Ces chargements ont ensuite été appliqués dans les essais expérimentaux. À plus long terme, il serait intéressant d'appliquer un critère de rupture à l'ensemble des éléments du câble pour proposer une carte de l'endommagement, et éventuellement la comparer à des essais sur câble entier jusqu'à ruptures de fils.

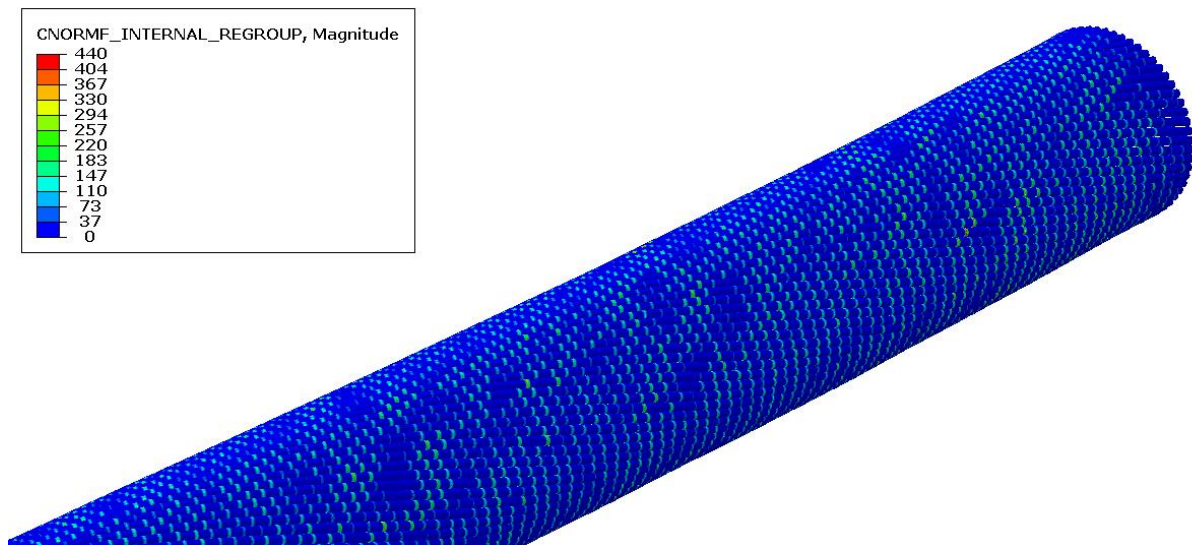


Figure C-0-1 : force normales de contact recalculées sur le modèle éléments finis de câble

Dans un second temps, nous avons étudié l'endommagement en fretting-fatigue de deux fils en contact dans un cas simple : des fils clairs dans l'air ambiant. Cette condition n'existe pas en service, mais servira de référence pour ensuite analyser l'effet du revêtement de zinc, de la graisse et de l'eau de mer. La description des phénomènes physiques à l'œuvre est plus simple dans le cas des fils clairs à sec. Des séries d'essais de fretting-fatigue ont été réalisées en variant les chargements de fretting et de fatigue, permettant de créer une carte de fretting-fatigue indiquant les combinaisons de chargements qui mènent à la rupture ou non des fils. Si le contact est en glissement partiel, la rupture est quasiment assurée, à moins d'un chargement de fretting ou de fatigue très faible. En glissement total, l'usure empêche totalement la fissuration. Un modèle numérique dit « hybride » du contact entre deux fils a été implémenté pour décrire l'endommagement des fils. Il est basé sur le calcul analytique des champs de pression et de cisaillement générés par le contact, qui sont ensuite directement appliqués à un modèle éléments finis d'un fil. Ce modèle repose sur plusieurs hypothèses ainsi que sur des résultats d'essais expérimentaux, et son domaine d'application est limité. Il est donc ici utilisé dans une démarche descriptive, permettant d'expliquer certains phénomènes de manière plus quantitative. Pour valider la précision de la méthode hybride dans le calcul des contraintes en sous-couche, une comparaison avec un modèle modélisant directement le contact serait nécessaire. Pour plus de précision, le calcul des champs de pression et cisaillement pourrait être complété pour prendre en compte la dissymétrie du champ de cisaillement due à la fatigue, et/ou l'hystérésis lors d'un cycle de fretting, et/ou l'effet du changement de géométrie par l'usure. Rappelons aussi que dans ce modèle, l'estimation de la rupture/non-rupture est basée sur un critère d'amorçage. Il permet de décrire la variation d'endommagement pour une variation du chargement de fretting, mais pas la variation d'endommagement pour une variation du chargement de fatigue. Il serait intéressant d'implémenter un modèle basé sur l'arrêt de fissuration, qui devrait permettre de modéliser la non-rupture pour des chargements de fatigue très faibles combinés à des chargements de fretting forts.

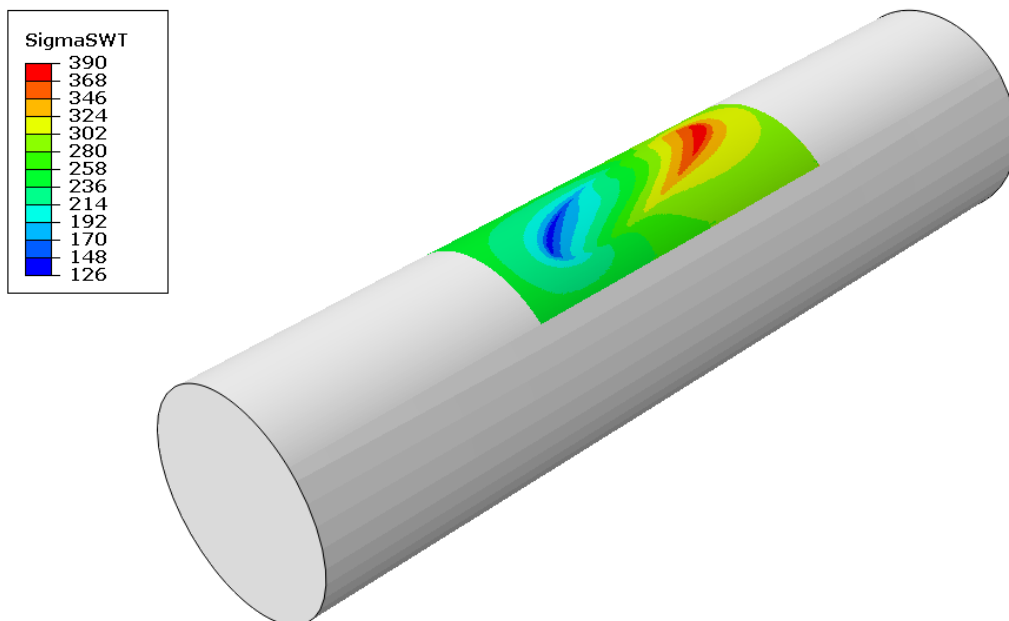


Figure C-0-2 : contraintes SWT en surface d'un fil calculées avec le modèle hybride

Ensuite, nous avons étudié l'endommagement en fretting-fatigue dans un câble en fonctionnement normal : fils zingués et graissés. Afin de distinguer l'effet du revêtement de zinc de l'effet de la graisse, nous avons réalisé des essais sur fils zingués, puis sur fils clairs graissés, et enfin sur fils zingués et graissés. Les résultats montrent que le revêtement de zinc a un effet faible sur le risque de rupture. En revanche, la graisse a un effet bénéfique significatif, à la fois dans le domaine du glissement partiel et du glissement total. Dans le domaine du glissement partiel, le chargement de fretting nécessaire pour générer une rupture est plus élevé pour les fils graissés, ce que nous expliquons par une restriction d'accès de l'oxygène. Il serait intéressant de mener une étude plus poussée de ce mécanisme, puisque la graisse semble avoir un effet différencié sur le seuil de non-rupture (arrêt de fissuration) et sur la durée de vie au-delà de ce seuil. Un suivi de la propagation des fissures et une expertise plus fine des éléments en fond de fissure pourraient apporter des informations pertinentes. Dans le domaine du glissement total, l'effet lubrifiant de la graisse diminue drastiquement le chargement de fretting, et aucune rupture n'a été observée. Le seul effet négatif de la graisse est une augmentation du coefficient de frottement à la transition, du fait d'un déficit d'oxydation au contact, qui induit donc une réduction de la durée de vie minimale par rapport aux essais sur les fils à sec. Heureusement, cet effet est annulé lorsque le revêtement de zinc est présent, probablement du fait d'un accès facilité de la graisse sous le contact. Cet accès facilité induit de plus une phase de transition en glissement total relativement longue dans le domaine du glissement partiel, qui rallonge d'autant la durée de vie. Il serait intéressant de vérifier si l'effet lubrifiant de la graisse est aussi efficace pour la totalité de la gamme de force normales générées dans le câble. Rappelons que la graisse est ajoutée pour protéger les fils contre la corrosion. Son effet lubrifiant est une conséquence non recherchée.

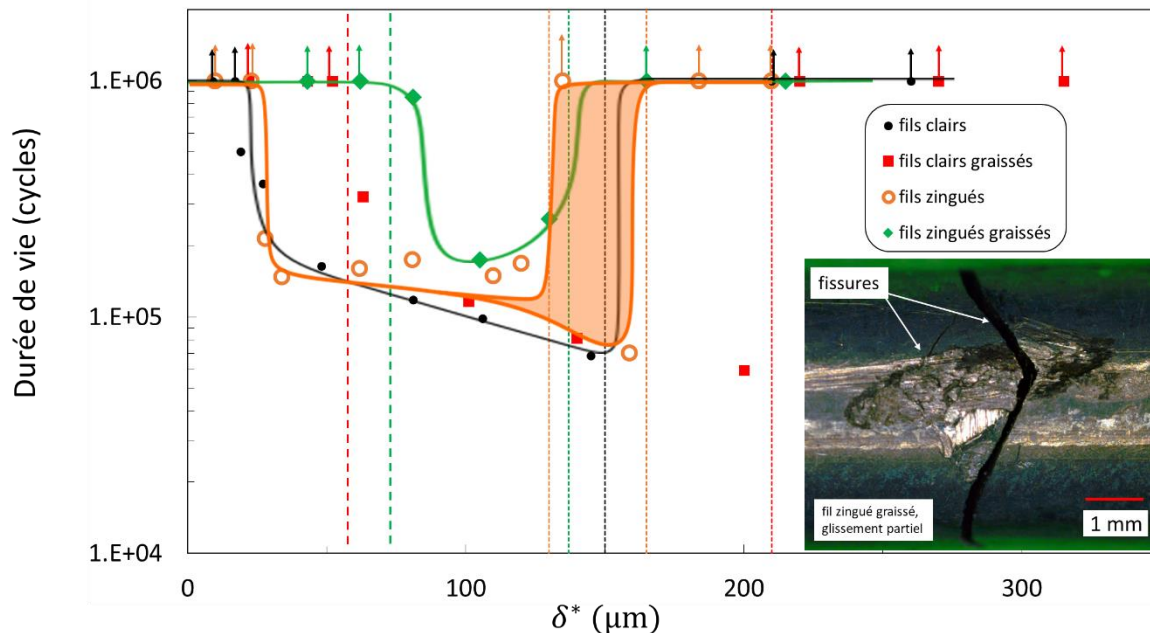


Figure C-0-3 : Durée de vie des fils sous essais de fretting-fatigue à sec, sous différentes conditions. $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$. Image d'illustration : trace de fretting sur le fil-éprouvette d'un essai de fretting-fatigue sur fil zingué graissé avec $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 100 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$, $Q^* \approx 1000 \text{ N}$.

Enfin, nous avons étudié l'endommagement en fretting-fatigue dans un câble en condition dégradée, lorsque de l'eau de mer est entrée dans le câble suite à une déchirure de la gaine. Nous avons réalisé des essais sur des fils clairs plongés dans l'eau de mer. Les fils ont alors rompu quel que soit le chargement de fretting, montrant un effet négatif important de la corrosion, ce qui est cohérent avec les résultats décrits dans la littérature. La dispersion expérimentale était assez importante. Nous avons également noté un comportement non-monotone de la durée de vie en fonction de l'amplitude de glissement dans le domaine du glissement total. Pour les faibles amplitudes de glissement, les durées de vie sont sensiblement plus élevées que pour les grandes amplitudes de glissement. C'est inattendu, l'usure étant censée avoir un effet bénéfique dépendant linéairement de l'amplitude de glissement. Il est possible que l'effet de la corrosion varie en fonction de l'amplitude de glissement, du fait d'une circulation plus ou moins aisée de l'électrolyte sous le contact. Il y aurait alors une compétition entre usure et corrosion. Puis, afin de distinguer l'effet de la corrosion de l'effet mécanique de l'eau de mer, nous avons réalisé des essais en eau de mer avec une protection cathodique. Dans le domaine du glissement partiel pour les faibles amplitudes de débattement, un effet bénéfique de la protection cathodique sur la durée de vie a été observé. Dans le domaine du glissement total, un effet bénéfique a également été observé, mais certains essais ont tout de même rompu avant 10^6 cycles pour les amplitudes de glissement intermédiaires. Une chute du coefficient de frottement en cours d'essai est observée, qui modifie donc l'endommagement. Le comportement de la durée de vie en fonction du glissement s'est complexifié, et il est difficile d'identifier les effets de l'usure, de la corrosion et des chargements mécaniques. Ces résultats montrent la gravité d'une infiltration d'eau de mer dans le câble et l'importance de maintenir la gaine protectrice en bon état. Pour analyser le comportement en eau de mer de manière plus exhaustive, il serait utile de quantifier et/ou réduire la dispersion expérimentale, qui est assez importante. Ensuite, il serait important d'explorer l'effet de la fréquence, afin de vérifier que les essais menés sont bien représentatifs de la situation en service. Enfin, il serait utile de réaliser des essais avec d'autres chargements de fatigue, pour obtenir une carte de fretting-fatigue en eau de mer. La corrosion supprimant la limite de fatigue, un critère OUI/NON est peu pertinent en eau de mer : cette carte de fretting-fatigue devrait afficher les durées de vie.

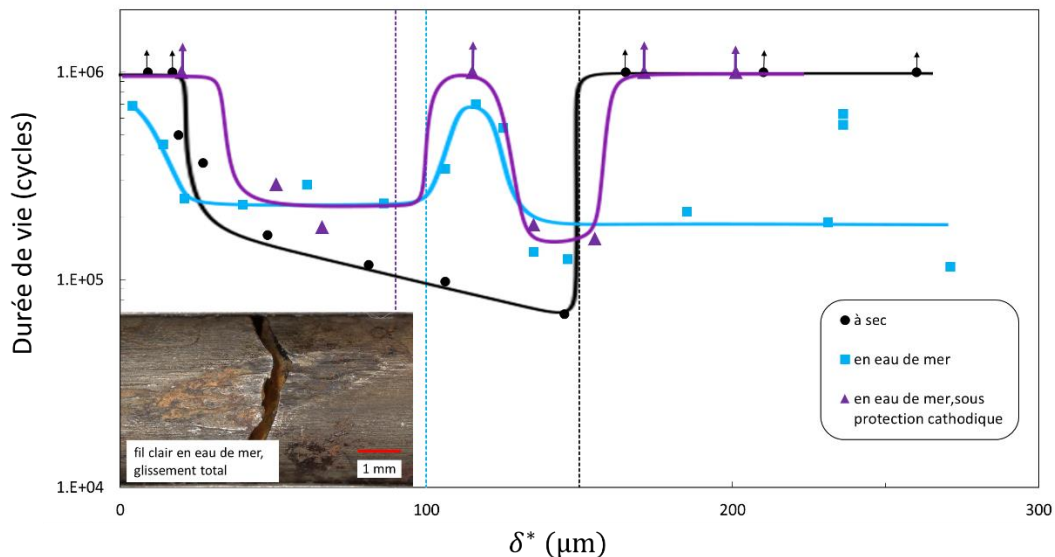


Figure C-0-4 : Durée de vie des fils sous essais de fretting-fatigue à sec, et en eau de mer. $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N. Image d'illustration : trace de fretting sur le fil-éprouvette d'un essai de fretting-fatigue sur fil clair en eau de mer, $\sigma_m = 320$ MPa, $\sigma_a = 160$ MPa, $P = 1400$ N, $\delta^* \approx 106$ μm .

Bibliographie

- [1] R. Amargier. 2011. Amorçage de fissures et gradient de contrainte en fretting et en fatigue. Ecole Centrale de Lyon. Retrieved from <https://theses.hal.science/tel-00728236>
- [2] J-F. Antoine, C. Visa, C. Sauvey, and G. Abba. 2006. Approximate Analytical Model for Hertzian Elliptical Contact Problems. *J. Tribol.* 128, 3 (2006), 660. <https://doi.org/10.1115/1.2197850>
- [3] J. A. Araújo, R. C. Vivacqua, B. A. T. da Silva, and E. N. Mamiya. 2006. A Crack Initiation Threshold Methodology in Fretting Fatigue. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design* 41, 5 (July 2006), 363–368. <https://doi.org/10.1243/03093247JSA88>
- [4] J. F. Archard. 1953. Contact and Rubbing of Flat Surfaces. *Journal of Applied Physics* 24, 8 (January 1953), 981–988. <https://doi.org/10.1063/1.1721448>
- [5] I. Argatov. 2011. Response of a wire rope strand to axial and torsional loads: Asymptotic modeling of the effect of interwire contact deformations. *International Journal of Solids and Structures* 48, 10 (January 2011), 1413–1423. <https://doi.org/10.1016/j.ijsolstr.2011.01.021>
- [6] P. Arnaud and S. Fouvry. 2020. Modeling the fretting fatigue endurance from partial to gross slip: The effect of debris layer. *Tribology International* 143, (March 2020), 106069. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2019.106069>
- [7] P. Arnaud, S. Fouvry, and S. Garcin. 2017. Wear rate impact on Ti-6Al-4V fretting crack risk: Experimental and numerical comparison between cylinder/plane and punch/plane contact geometries. *Tribology International* 108, (April 2017), 32–47. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2016.11.023>
- [8] K. Asai. 2014. Experimental validation of a fracture-mechanics model for evaluating fretting-fatigue strength by focusing on non-propagating cracks. *Tribology International* 76, (August 2014), 14–22. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2013.11.008>
- [9] S. Baydoun, P. Arnaud, and S. Fouvry. 2020. Modelling adhesive wear extension in fretting interfaces: An advection-dispersion-reaction contact oxygenation approach. *Tribology International* 151, (November 2020), 106490. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2020.106490>
- [10] C. Bleuzen. 1988. Evaluation de la susceptibilité au fretting d’alliages aéronautiques, le fretting corrosion. *Senlis*, 39–57.
- [11] J. Boussinesq. 1885. *Application des potentiels à l’étude de l’équilibre et du mouvement des solides élastiques*. Gauthier-Villars. Retrieved from <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k9651115r.texteImage>
- [12] D. E. Brewe and B. J. Hamrock. 1977. Simplified Solution for Elliptical-Contact Deformation Between Two Elastic Solids. *Journal of Lubrication Technology* 99, 4 (January 1977), 485–487. <https://doi.org/10.1115/1.3453245>
- [13] F. Bussolati. 2019. Multi-scale modeling of the fatigue of mooring wire ropes for offshore floating wind turbines. Paris-Saclay. Retrieved from <https://theses.hal.science/tel-02307977>
- [14] R. A. Cardoso, T. Doca, D. Néron, S. Pommier, and J. A. Araújo. 2019. Wear numerical assessment for partial slip fretting fatigue conditions. *Tribology International* 136, (August 2019), 508–523. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2019.03.074>
- [15] A. Cardou. 2006. Taut helical strand bending stiffness. *UFT Sci* (January 2006), 1–9.
- [16] A. Cardou and C. Jolicoeur. 1997. Mechanical Models of Helical Strands. *App. Mech. Rev.* 50, 1 (January 1997), 1–14. <https://doi.org/10.1115/1.3101684>
- [17] P. Cartraud. Mécanique des Structures Etude des Poutres. Retrieved from <https://cel.hal.science/file/index/docid/451733/filename/Poutres.pdf>
- [18] C. Cattaneo. Sul contatto di due Corpi Elastici : distribuzione locale degli sforzi. *Accademia dei Lincei, Rendiconti* 27, 6 , 342_348, 434–436, 474–478.

- [19] R. Chaplin and A. Potts. 1991. *Wire rope offshore - a critical review of wire rope endurance research affecting offshore applications*. HSE, Offshore Technology Report.
- [20] D. H. Cooper. 1969. Hertzian Contact-Stress Deformation Coefficients. *Journal of Applied Mechanics* 36, 2 (January 1969), 296–303. <https://doi.org/10.1115/1.3564624>
- [21] G. A. Costello. 1997. *Theory of wire rope* (2nd ed. ed.). Springer, New York.
- [22] A. Cruzado, M. A. Urchegui, and X. Gómez. 2014. Finite element modeling of fretting wear scars in the thin steel wires: Application in crossed cylinder arrangements. *Wear* 318, 1 (October 2014), 98–105. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2014.06.019>
- [23] E. Czitary. 1962. *Seilschwebbahnen* (Zweite, erweiterte Auflage ed.). Springer Vienna, Vienna. <https://doi.org/10.1007/978-3-7091-8081-5>
- [24] A. Dalmau, S. Fouvry, and B. Proux. 2016. An experimental study of cracking processes generated in a contact subjected to fretting-fatigue loading under CO₂ corrosive seawater environment. In *Eurocorr*, 2016. .
- [25] A. De Pannemaecker. 2015. Study of the crack propagation arrest phenomenon by means of a multi-scale coupling: Fretting, Fretting Fatigue and C(T) Fatigue test. Ecole Centrale de Lyon. Retrieved from <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01755788>
- [26] H. Deresiewicz. 1957. Oblique contact of nonspherical elastic bodies. *J. Appl. Mech* 24 (1957), 623–624. <https://doi.org/10.1115/1.4011612>
- [27] L. Dieng, J.R. Urvoy, D. Siegert, P. Brevet, V. Perier, and C. Tessier. 2007. Assessment of lubrication and zinc coating on the high cycle fretting fatigue behaviour of high strength steel wires. In *How to get the most out of your ropes*, September 2007. 85–97. .
- [28] D. Dini, D. Nowell, and I. N. Dyson. 2006. The use of notch and short crack approaches to fretting fatigue threshold prediction: Theory and experimental validation. *Tribology International* 39, 10 (January 2006), 1158–1165. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2006.02.033>
- [29] D. Dmitriy. 2019. Analysis of residual stress in circular cross-section wires after drawing process. *Procedia Manufacturing* 37, (2019), 335–340. <https://doi.org/10.1016/j.promfg.2019.12.056>
- [30] S. Drapier, G. Kermouche, and N. Moulin. 2021. Mécanique des Milieux Continus, cours ICM 1A. Retrieved from https://www.emse.fr/~drapier/index_fichiers/CoursPDF/MMC-1A/MMC_Drapier-Kermouche-Moulin_2021.pdf
- [31] E. M. Eden, W. N. Rose, and P. L. Cunningham. 1911. The Endurance of Metals: Experiments on Rotating Beams at University College, London. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 81, 1 (January 1911), 839–974. https://doi.org/10.1243/PIME_PROC_1911_081_017_02
- [32] K. Endo and H. Goto. 1976. Initiation and propagation of fretting fatigue cracks. *Wear* 38, 2 (January 1976), 311–324. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(76\)90079-X](https://doi.org/10.1016/0043-1648(76)90079-X)
- [33] A. J. Fenner and J. E. Field. 1958. La fatigue dans les conditions de frottement. *Rev. Met. Paris* 55, 5 (January 1958), 475–485. <https://doi.org/10.1051/metal/195855050475>
- [34] H. Fessler and E. Ollerton. 1957. Contact stresses in toroids under radial loads. *British Journal of Applied Physics* 8, 10 (October 1957), 387–393. <https://doi.org/10.1088/0508-3443/8/10/301>
- [35] K. Feyrer. 2007. *Wire ropes: tension, endurance, reliability*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin.
- [36] M. E. Fine. 1980. Fatigue resistance of metals. *MTA* 11, 3 (March 1980), 365–379. <https://doi.org/10.1007/BF02654560>
- [37] P. J. E. Forsyth. 1953. Exudation of Material from Slip Bands at the Surface of Fatigued Crystals of an Aluminium-Copper Alloy. *Nature* 171, (January 1953), 172–173. <https://doi.org/10.1038/171172a0>
- [38] P. J. E. Forsyth. 1961. A two stage process of fatigue crack growth. In *Proc crack propagation symposium, the College of Aeronautics*, 1961, Cranfield. Cranfield, 76–94. .
- [39] S. Fouvry. 1997. Etude quantitative des dégradations en fretting. Ecole Centrale de Lyon.

- [40] S. Fouvry, P. Duó, and Ph. Perruchaut. 2004. A quantitative approach of Ti–6Al–4V fretting damage: friction, wear and crack nucleation. *Wear* 257, 9 (November 2004), 916–929. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2004.05.011>
- [41] S. Fouvry, P. Kapsa, and L. Vincent. 1996. Quantification of fretting damage. *Wear* 200, 1 (December 1996), 186–205. [https://doi.org/10.1016/S0043-1648\(96\)07306-1](https://doi.org/10.1016/S0043-1648(96)07306-1)
- [42] S. Fouvry, Ph. Kapsa, F. Sidoroff, and L. Vincent. 1998. Identification of the characteristic length scale for fatigue cracking in fretting contacts. *J. Phys. IV France* 08, PR8 (November 1998), Pr8-159-Pr8-166. <https://doi.org/10.1051/jp4:1998820>
- [43] S. Fouvry, T. Liskiewicz, and C. Paulin. 2007. A global–local wear approach to quantify the contact endurance under reciprocating-fretting sliding conditions. *Wear* 263, 1 (September 2007), 518–531. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2007.01.072>
- [44] S. Fouvry, C. Paulin, and T. Liskiewicz. 2007. Application of an energy wear approach to quantify fretting contact durability: Introduction of a wear energy capacity concept. *Tribology International* 40, 10 (October 2007), 1428–1440. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2007.02.011>
- [45] G. D. Galvin and H. Naylor. 1964. Effect of Lubricants on the Fatigue of Steel and Other Metals. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 179, 1 (June 1964), 857–875. https://doi.org/10.1243/PIME_PROC_1964_179_053_02
- [46] S. Garcin, S. Fouvry, and S. Heredia. 2015. A FEM fretting map modeling: Effect of surface wear on crack nucleation. *Wear* 330–331, (May 2015), 145–159. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2015.01.013>
- [47] M. Goto, H. Miyagawa, and H. Nisitani. 1989. Effect of oil environments on the initiation of fatigue cracks and propagation of small cracks in plain carbon steel specimens. *Lubrication Science* 1, 4 (1989), 315–332. <https://doi.org/10.1002/lis.3010010403>
- [48] H. J. Grover, W. S. Hyler, and L. R. Jackson. 1952. Fatigue strengths of aircraft materials: axial-load fatigue tests on notched sheet specimens of 24S-T3 and 75S-T6 aluminum alloys and of SAE 4130 steel with stress-concentration factor of 1.5. *NACA-TN-2639*.
- [49] H. Hertz. 1881. The contact of elastic solids. *J Reine Angew, Math* 92, (1881), 156-171. Retrieved from <https://archive.org/details/cu31924012500306/page/n23/mode/2up>, p146.
- [50] D. W. Hoepfner and G. L. Goss. 1974. A fretting-fatigue damage threshold concept. *Wear* 27, 1 (January 1974), 61–70. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(74\)90084-2](https://doi.org/10.1016/0043-1648(74)90084-2)
- [51] K. Hong, A. Der Kiureghian, and J. Sackman. 2005. Bending Behavior of Helically Wrapped Cables. *J. Eng. Mech.* (2005). <https://doi.org/10.1061/~ASCE!0733-9399~2005!131:5~500!>
- [52] J. Hwang. 2021. Impact of Die Radius in a Streamlined Die during Wire Drawing. *Applied Sciences* 11, 9 (April 2021), 3922. <https://doi.org/10.3390/app11093922>
- [53] G. R. Irwin. 1957. Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate. *Journal of Applied Mechanics* 24, (January 1957), 361–364.
- [54] M. N. James. 2014. Fracture-Safe and Fatigue-Reliable Structures. *Frattura ed Integrità Strutturale* 8, 30 (September 2014), 293–303. <https://doi.org/10.3221/IGF-ESIS.30.36>
- [55] J. H. Jiang, A. B. Ma, W. F. Weng, G. H. Fu, Y. F. Zhang, G. G. Liu, and F. M. Lu. 2009. Corrosion fatigue performance of pre-split steel wires for high strength bridge cables. *Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures* 32, 9 (2009), 769–779. <https://doi.org/10.1111/j.1460-2695.2009.01384.x>
- [56] K. L. Johnson. 1955. Surface interaction between elastically loaded bodies under tangential forces. *Proc. R. Soc. Lond. A* 230, 1183 (January 1955), 531–548. <https://doi.org/10.1098/rspa.1955.0149>
- [57] K. L. Johnson. 1985. *Contact mechanics*. Cambridge University Press, Cambridge. <https://doi.org/10.1017/CBO9781139171731>

- [58] R. Judge, Z. Yang, S. W. Jones, and G. Beattie. 2012. Full 3D finite element modelling of spiral strand cables. *Construction and Building Materials* 35, (January 2012), 452–459. <https://doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2011.12.073>
- [59] H. Kitagawa and S. Takahashi. Applicability of fracture mechanics to very small cracks. *ASM Proceedings of 2nd international conference on mechanical behaviour of materials*. 1976, 62731.
- [60] K. Kubiak. 2006. Quantification de la fissuration d'un contact soumis à des sollicitations complexes en fretting wear et fretting fatigue. Ecole Centrale de Lyon. Retrieved from https://bibli.ec-lyon.fr/exl-doc/TH_T2062_kkubiak.pdf
- [61] S. Lalonde, R. Guilbault, and F. Légeron. 2017. Modeling multilayered wire strands, a strategy based on 3D finite element beam-to-beam contacts - Part I: Model formulation and validation. *International Journal of Mechanical Sciences* 126, (January 2017), 281–296. <https://doi.org/10.1016/j.ijmecsci.2016.12.014>
- [62] H. H. Lee and H. H. Uhlig. 1972. Corrosion fatigue of type 4140 high strength steel. *MT* 3, 11 (November 1972), 2949–2957. <https://doi.org/10.1007/BF02652866>
- [63] J. J. Madge, S. B. Leen, I. R. McColl, and P. H. Shipway. 2007. Contact-evolution based prediction of fretting fatigue life: Effect of slip amplitude. *Wear* 262, 9 (April 2007), 1159–1170. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2006.11.004>
- [64] J. J. Madge, S. B. Leen, and P. H. Shipway. 2007. The critical role of fretting wear in the analysis of fretting fatigue. *Wear* 263, 1 (September 2007), 542–551. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2006.11.021>
- [65] I. R. McColl, J. Ding, and S. B. Leen. 2004. Finite element simulation and experimental validation of fretting wear. *Wear* 256, 11 (June 2004), 1114–1127. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2003.07.001>
- [66] I. R. McColl, R. B. Waterhouse, S. J. Harris, and M. Tsujikawa. 1995. Lubricated fretting wear of a high-strength eutectoid steel rope wire. *Wear* 185, 1 (June 1995), 203–212. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(95\)06616-0](https://doi.org/10.1016/0043-1648(95)06616-0)
- [67] J. R. McDowell. 1958. Fretting of Hardened Steel in Oil. *A S L E Transactions* 1, 2 (January 1958), 287–295. <https://doi.org/10.1080/05698195808972343>
- [68] F. Menan. 2008. Influence de la corrosion saline sur la tolérance aux dommages d'un alliage d'aluminium aéronautique 2XXX. Université de Poitiers.
- [69] J. Mériaux. 2010. Etude expérimentale et modélisation de l'endommagement d'un contact aube/disque de soufflante soumis à des chargements de fretting fatigue. Ecole Centrale de Lyon. Retrieved from <https://theses.hal.science/tel-00730679/>
- [70] R. D. Mindlin. 1949. Compliance of Elastic Bodies in Contact. *JOURNAL OF APPLIED MECHANICS* (1949), 10. <https://doi.org/10.1115/1.4009973>
- [71] R. D. Mindlin and H. Deresiewicz. 1953. Elastic spheres in contact under varying oblique forces. *Journal of Applied Mechanics* 20, (January 1953), 327–344. <https://doi.org/10.1115/1.4010702>
- [72] G. Murtaza and R. Akid. 2000. Empirical corrosion fatigue life prediction models of a high strength steel. *Engineering Fracture Mechanics* 67, 5 (November 2000), 461–474. [https://doi.org/10.1016/S0013-7944\(00\)00057-6](https://doi.org/10.1016/S0013-7944(00)00057-6)
- [73] A. Neyman. 1992. The influence of oil properties on the fretting wear of mild steel. *Wear* 152, 1 (January 1992), 171–181. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(92\)90212-Q](https://doi.org/10.1016/0043-1648(92)90212-Q)
- [74] K. Nishioka and K. Hirakawa. 1969. Fundamental Investigations of Fretting Fatigue : Part 2, Fretting Fatigue Testing Machine and Some Test Results. *Bulletin of JSME* 12, 50 (January 1969), 180–187. <https://doi.org/10.1299/jsme1958.12.180>
- [75] K. Nishioka and K. Hirakawa. 1969. Fundamental Investigations of Fretting Fatigue : Part 5, The Effect of Relative Slip Amplitude. *Bulletin of JSME* 12, 52 (January 1969), 692–697. <https://doi.org/10.1299/jsme1958.12.692>

- [76] D. Novovic, R. C. Dewes, D. K. Aspinwall, W. Voice, and P. Bowen. 2004. The effect of machined topography and integrity on fatigue life. *International Journal of Machine Tools and Manufacture* 44, 2 (February 2004), 125–134. <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2003.10.018>
- [77] D. Nowell. 1988. An Analysis of Fretting Fatigue. University of Oxford. Retrieved from <https://ora.ox.ac.uk/objects/uuid:61c9f75d-7c81-4280-9997-91f6e79543fb>
- [78] D. Nowell and D. A. Hills. 1987. Mechanics of fretting fatigue tests. *International Journal of Mechanical Sciences* 29, 5 (January 1987), 355–365. [https://doi.org/10.1016/0020-7403\(87\)90117-2](https://doi.org/10.1016/0020-7403(87)90117-2)
- [79] E. Ollerton and J. W. W. Morey. 1963. Fatigue strength of rail steel in rolling contact. In *Proceedings of symposium on fatigue in rolling contacts, Institute of Mechanical Engineers*, March 1963, London. London. .
- [80] P. S. Pao, S. J. Gill, C. R. Feng, and K. K. Sankaran. 2001. Corrosion–fatigue crack growth in friction stir welded Al 7050. *Scripta Materialia* 45, 5 (September 2001), 605–612. [https://doi.org/10.1016/S1359-6462\(01\)01070-3](https://doi.org/10.1016/S1359-6462(01)01070-3)
- [81] I. Papadopoulos. 1997. A comparative study of multiaxial high-cycle fatigue criteria for metals. *International Journal of Fatigue* 19, 3 (March 1997), 219–235. [https://doi.org/10.1016/S0142-1123\(96\)00064-3](https://doi.org/10.1016/S0142-1123(96)00064-3)
- [82] K. Papailiou. 1995. Bending of helically twisted cables under variable bending stiffness due to internal friction, tensile force and cable curvature. EIDGENÖSSISCHE TECHNISCHE HOCHSCHULE ZÜRICH.
- [83] K. Papailiou. 1997. On The Bending Stiffness Of Transmission Line Conductors. *IEEE Transactions on Power Delivery* 12, 4 (January 1997), 1576–1588.
- [84] P. Paris and F. Erdogan. 1963. A Critical Analysis of Crack Propagation Laws. *Journal of Basic Engineering* 85, 4 (December 1963), 528–533. <https://doi.org/10.1115/1.3656900>
- [85] B. R. Pearson, P. A. Brook, and R. B. Waterhouse. 1985. Fretting in aqueous media, particularly of roping steels in seawater. *Wear* 106, 1 (November 1985), 225–260. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(85\)90111-5](https://doi.org/10.1016/0043-1648(85)90111-5)
- [86] R. M. Pelloux, R. E. Stoltz, and J. A. Moskovitz. 1976. Corrosion fatigue. *Materials Science and Engineering* 25, (September 1976), 193–200. [https://doi.org/10.1016/0025-5416\(76\)90070-7](https://doi.org/10.1016/0025-5416(76)90070-7)
- [87] J. Peng. 2006. Determination of residual stresses in coating by pseudo-grazing incidence X-Ray diffraction method. Ecole Nationale Supérieure d’Arts et Métiers. Retrieved from <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001946>
- [88] V. Périer, L. Dieng, L. Gaillet, and S. Fouvry. 2011. Influence of an aqueous environment on the fretting behaviour of steel wires used in civil engineering cables. *Wear* 271, 9 (July 2011), 1585–1593. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2011.01.095>
- [89] V. Périer, L. Dieng, L. Gaillet, C. Tessier, and S. Fouvry. 2009. Fretting-fatigue behaviour of bridge engineering cables in a solution of sodium chloride. *Wear* 267, 1–4 (June 2009), 308–314. <https://doi.org/10.1016/j.wear.2008.12.107>
- [90] V. Périer, L. Gaillet, and L. Dieng. 2012. Effet de l’environnement sur la propagation de fissures dans les fils de câbles d’ouvrages d’art. In *31èmes Journées de Printemps de la Société Française de Métallurgie et des Matériaux*, May 2012. 449–455. . Retrieved from <https://hal.science/hal-00851980>
- [91] G. Pomey and H-P. Lieurade. 1982. Essais de fatigue. *Techniques de l’ingénieur*, 35.
- [92] P. Poudou, G. Nouail, J. Ayel, and G. Pluinage. 1983. Fatigue in Lubricants Environment. In *Fracture Mechanics Technology Applied to Material Evaluation and Structure Design*, G. C. Sih, N. E. Ryan and R. Jones (eds.). Springer Netherlands, Dordrecht, 587–595. https://doi.org/10.1007/978-94-009-6914-8_44
- [93] P. S. Prévéy. X-Ray Diffraction Characterization of Residual Stresses produced by Shot Peening. *Shot Peener* 15, 4–8.

- [94] S. Price and D. E. Taylor. 1988. Fretting corrosion of a high strength low alloy steel in synthetic seawater environments. *Wear* 125, 1 (July 1988), 107–128. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(88\)90197-4](https://doi.org/10.1016/0043-1648(88)90197-4)
- [95] H. Proudhon, S. Fouvry, and J. -Y. Buffière. 2005. A fretting crack initiation prediction taking into account the surface roughness and the crack nucleation process volume. *International Journal of Fatigue* 27, 5 (May 2005), 569–579. <https://doi.org/10.1016/j.ijfatigue.2004.09.001>
- [96] H. Proudhon, S. Fouvry, and G. Yantio. 2006. Determination and prediction of the fretting crack initiation: introduction of the (P, Q, N) representation and definition of a variable process volume. (January 2006). [https://doi.org/DOI: 10.1016/j.ijfatigue.2005.09.005](https://doi.org/DOI:10.1016/j.ijfatigue.2005.09.005)
- [97] E. Remita, B. Tribollet, E. Sutter, F. Ropital, X. Longaygue, J. Kittel, C. Taravel-Condat, and N. Desamais. 2008. A Kinetic Model for CO₂ Corrosion of Steel in Confined Aqueous Environments. *Journal of The Electrochemical Society* 155, 1 (2008), C41. [https://doi.org/DOI: 10.1149/1.2801349](https://doi.org/DOI:10.1149/1.2801349)
- [98] R. W. Revie. 2011. *Uhlig's Corrosion Handbook*. John Wiley & Sons.
- [99] A. Sackfield and D. A. Hills. 1983. Some useful results in the classical Hertz contact problem. *The Journal of Strain Analysis for Engineering Design* 18, 2 (January 1983), 101–105. <https://doi.org/10.1243/03093247V182101>
- [100] J. Saïd. 2020. Etude expérimentale et modélisation de la durée de vie en fretting-fatigue des conducteurs aériens pour le transport d'énergie. Ecole Centrale de Lyon. Retrieved from <https://theses.hal.science/tel-03401849/document>
- [101] D. Salcedo, C. J. Luis, J. León, R. Luri, I. Puertas, and I. Pérez. 2010. Analysis of residual stresses in wire drawing processes. In *Proceedings of the 14th International Research/Expert Conference "Trends in the Development of Machinery and Associated Technology" TMT.*, September 2010. .
- [102] J. Sato, M. Sato, and S. Yamamoto. 1981. Fretting wear of stainless steel. *Wear* 69, 2 (June 1981), 167–177. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(81\)90241-6](https://doi.org/10.1016/0043-1648(81)90241-6)
- [103] J. Sato, M. Shima, T. Sugawara, and A. Tahara. 1988. Effect of lubricants on fretting wear of steel. *Wear* 125, 1 (July 1988), 83–95. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(88\)90195-0](https://doi.org/10.1016/0043-1648(88)90195-0)
- [104] J. Schijve. 2010. *Fatigue of structures and materials* (2. ed. [Nachdr.] ed.). Springer, Dordrecht.
- [105] J.-H. Schmitt. 2004. Durcissement par seconde phase dans les aciers. *Mécanique & Industries* 5, 4 (July 2004), 451–459. <https://doi.org/10.1051/meca:2004045>
- [106] M. Shima, H. Suetake, I. R. McColl, R. B. Waterhouse, and M. Takeuchi. 1997. On the behaviour of an oil lubricated fretting contact. *Wear* 210, 1 (September 1997), 304–310. [https://doi.org/10.1016/S0043-1648\(97\)00078-1](https://doi.org/10.1016/S0043-1648(97)00078-1)
- [107] D. Siegert. 1997. Mécanismes de fatigue de contact dans les câbles de haubanage du génie civil. Ecole Centrale de Nantes.
- [108] R. Smallwood, B. R. Pearson, and P. A. Brook. 1988. The influence of dissolved oxygen in seawater on the fretting corrosion of roping steel. *Wear* 125, 1 (July 1988), 97–106. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(88\)90196-2](https://doi.org/10.1016/0043-1648(88)90196-2)
- [109] K. N. Smith, T. Topper, and P. Watson. 1970. A stress–strain function for the fatigue of metals (stress-strain function for metal fatigue including mean stress effect). *J Materials* 5, (January 1970), 767–778.
- [110] J. Suh and S. Chang. 2000. Experimental study on fatigue behaviour of wire ropes. *International Journal of Fatigue* (2000), 9. [https://doi.org/10.1016/S0142-1123\(00\)00003-7](https://doi.org/10.1016/S0142-1123(00)00003-7)
- [111] M. P. Szolwinski and T. N. Farris. 1996. Mechanics of fretting fatigue crack formation. *Wear* 198, 1 (October 1996), 93–107. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(96\)06937-2](https://doi.org/10.1016/0043-1648(96)06937-2)
- [112] D. Tabor. 1977. Wear—A Critical Synoptic View. *J. of Lubrication Tech* 99, 4 (October 1977), 387–395. <https://doi.org/10.1115/1.3453231>
- [113] M. Takeuchi, R. B. Waterhouse, Y. Mutoh, and T. Satoh. 1991. The behaviour of fatigue crack growth in the fretting-corrosion-fatigue of high tensile roping steel in air and seawater. *Fat Frac*

- Eng Mat Struct* 14, 1 (January 1991), 69–77. <https://doi.org/10.1111/j.1460-2695.1991.tb00643.x>
- [114] M. Takeuchi and R.B. Waterhouse. 1991. An Investigation into the Fretting-Corrosion-Fatigue of High Strength Steel Wire. *KEM* 20–28, (January 1991), 1959–1966. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.20-28.1959>
- [115] H. Thomas and V. Hoersh. 1930. Stresses due to the pressure of one elastic solid upon another with special reference to railroad rails. *University of Illinois. Engineering Experiment Station. Bulletin*; 212.
- [116] G. A. Tomlison, P. L. Thorpe, and H. J. Gough. 1939. An Investigation of the Fretting Corrosion of Closely Fitting Surfaces. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 141, 1 (January 1939), 223–249. https://doi.org/10.1243/PIME_PROC_1939_141_034
- [117] G.A Tomlison. 1927. The rusting of steel surfaces in contact. *Proceedings of the Royal Society of London* 115, 771 (January 1927), 472–483.
- [118] J.E Turner and C. Barnes. 2002. Lubrication Basics for Wire Ropes. *Machinery Lubrication Magazine*, 4.
- [119] G. Venet, T. Balan, C. Baudouin, and R. Bigot. 2019. Direct usage of the wire drawing process for large strain parameter identification. *Int J Mater Form* 12, 5 (September 2019), 875–888. <https://doi.org/10.1007/s12289-018-01458-z>
- [120] P. J. Vermeulen and K. L. Johnson. 1964. Contact of Nonspherical Elastic Bodies Transmitting Tangential Forces. *Journal of Applied Mechanics* 31, 2 (June 1964), 338–340. <https://doi.org/10.1115/1.3629610>
- [121] G. Vouaillat. 2021. Analyse de la fatigue de contact d'engrenages aéronautiques. INSA Lyon. Retrieved from <https://theses.hal.science/tel-03098421>
- [122] C. de Waard, U. Lotz, and D. E. Milliams. 1991. Predictive Model for CO₂ Corrosion Engineering in Wet Natural Gas Pipelines. *Corrosion* 47, 12 (1991), 976–985. <https://doi.org/10.5006/1.3585212>
- [123] D. Wang, D. Zhang, and S. Ge. 2011. Fretting–fatigue behavior of steel wires in low cycle fatigue. *Materials & Design* 32, 10 (December 2011), 4986–4993. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2011.06.037>
- [124] Y.-Z. Wang, R. Akid, and K. J. Miller. 1995. The effect of cathodic polarization in corrosion fatigue of a high strength steel in salt water. *Fat Frac Eng Mat Struct* 18, 3 (March 1995), 293–303. <https://doi.org/10.1111/j.1460-2695.1995.tb00876.x>
- [125] E. J. Warlow-Davies. 1941. Fretting Corrosion and Fatigue Strength: Brief Results of Preliminary Experiments. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 146, 1 (January 1941), 32–38. https://doi.org/10.1243/PIME_PROC_1941_146_012_02
- [126] R. B. Waterhouse. 1955. Fretting Corrosion. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* 169, 1 (January 1955), 1157–1172. https://doi.org/10.1243/PIME_PROC_1955_169_112_02
- [127] R. B. Waterhouse, R. B. Pearson, and R. Smallwood. 1986. Galvanised coatings in steel ropes. *WIRE INDUSTRY* 53, 626 (1986), 97–99.
- [128] R. B. Waterhouse, M. Takeuchi, and A. P. van Gool. 1989. The relative effects of hot-dip galvanising and electrodeposited zinc on the fretting-fatigue behaviour of roping steel wires in seawater. *Transactions of the IMF* 67, 1 (1989), 63–66. <https://doi.org/10.1080/00202967.1989.11870842>
- [129] J. A. Williams and R. S. Dwyer-Joyce. 2001. Contact Between Solid Surfaces. In *Modern tribology handbook*. CRC Press, Boca Raton, FL.
- [130] A. Wöhler. 1858. Bericht über die Versuche, welche auf der Königl. Niederschlesisch-Märkischen Eisenbahn mit Apparaten zum Messen der Biegung und Verdrehung von Eisenbahnwagen-Achsen während der Fahrt angestellt wurden. *Zeitschrift für Bauwesen* 8, (1858), 641–652.

- [131] A. Wöhler. 1870. Ueber die festigkeits-versuche mit eisen und stahl. *Zeitschrift für Bauwesen* 20, (1870), 73–106.
- [132] R.-Y Yang, T.-C Chuang, C. Zhao, and L. Johanning. 2022. Dynamic Response of an Offshore Floating Wind Turbine at Accidental Limit States—Mooring Failure Event. *Applied Sciences* 12, 3 (January 2022), 1525. <https://doi.org/10.3390/app12031525>
- [133] D. K. Zhang, S. R. Ge, and Y. H. Qiang. 2003. Research on the fatigue and fracture behavior due to the fretting wear of steel wire in hoisting rope. *Wear* 255, 7 (August 2003), 1233–1237. [https://doi.org/10.1016/S0043-1648\(03\)00161-3](https://doi.org/10.1016/S0043-1648(03)00161-3)
- [134] W. Zhou and H. Tian. 2013. A novel finite element model for single-layered wire strand. *J. Cent. South Univ.* 20, 6 (January 2013), 1767–1771. <https://doi.org/10.1007/s11771-013-1670-0>
- [135] Z. R. Zhou, S. Fayeulle, and L. Vincent. 1992. Cracking behaviour of various aluminium alloys during fretting wear. *Wear* 155, 2 (January 1992), 317–330. [https://doi.org/10.1016/0043-1648\(92\)90091-L](https://doi.org/10.1016/0043-1648(92)90091-L)
- [136] Z. R. Zhou and L. Vincent. 1999. Lubrication in fretting—a review. *Wear* 225–229, (April 1999), 962–967. [https://doi.org/10.1016/S0043-1648\(99\)00038-1](https://doi.org/10.1016/S0043-1648(99)00038-1)
- [137] *Image éolienne ancrée*. Retrieved from <https://provencegrandlarge.fr/documentations/>
- [138] *Image câble monotoron avec gaine*. Retrieved from <https://www.bekaert.com/en/products/energy-utilities/oil-platform/spiral-strands-for-anchorage-of-offshore-oil-production-platforms-deepwater-mooring>
- [139] *Image câble monotoron*. Retrieved from <https://www.teufelberger.com/en/open-spiral-strand-oss.html>
- [140] *Image embout Socket Lock*. Retrieved from https://www.socket-lock.com/socketing_procedure.html
- [141] *Image chargement de fatigue*. Retrieved from <https://www.mech4study.com/2018/07/what-is-fatigue-failure.html>
- [142] *Image courbe Paris*. Retrieved October 27, 2022 from https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Crack_propagation_curve_Paris%27_law.svg
- [143] ISO 16120-2:2017(F) Fil-machine en acier non allié destiné à la fabrication de fils - Partie 2: Exigences spécifiques au fil-machine d'usage général. Retrieved from <https://cdn.standards.iteh.ai/samples/63742/1b3a2c973f02494db930e248a1393ed3/ISO-16120-2-2017.pdf>
- [144] ASTM D1141-98(2013) Standard practice for the preparation of substitute ocean water. <https://doi.org/DOI: 10.1520/D1141-98R13>

Annexes

1. Comportement du contrecorps dans le montage de fretting-fatigue

Le chapitre 3 présente le fonctionnement du montage de fretting-fatigue. Nous apportons ici quelques précisions sur le comportement du contrecorps. Le contrecorps est constitué d'un nylon avec un lubrifiant solide intégré, de nom commercial ErtalyteTX. Pour le caractériser, plusieurs essais de débattement variable ont été réalisés avec un contrecorps de chaque côté du fil éprouvette. Il suffit alors de diviser par deux la force de fretting mesurée pour obtenir la valeur de la force tangentielle exercée à l'un des contacts. La fréquence est de 2Hz, chaque incrément de déplacement est de 5 μm , et nous laissons 200 cycles entre chaque incrément de déplacement. La Figure 0-1 présente l'évolution de l'amplitude de force tangentielle normalisée en fonction de l'amplitude de débattement imposée, pour chaque essai. Lors de l'essai 1, le coefficient de frottement à la transition est $\mu_t = 0.15$, et le coefficient de frottement en glissement total est $\mu_{GT} = 0.07$. Les essais 2 et 3 suivent directement l'essai 1, nous n'avons pas séparé contrecorps et fil. Nous constatons que $\mu_t = \mu = 0.07$. Avant l'essai 4, nous avons séparé contrecorps et fil et les avons nettoyés à l'éthanol. Nous constatons alors que $\mu_t = 0.1$. Nous avons ensuite imposé la même amplitude de débattement pendant quelques dizaines de milliers de cycles, afin d'observer l'évolution dans le temps du coefficient de frottement : il est très stable. Ce comportement s'explique probablement par la formation d'un film de lubrifiant, qui est enlevé si l'on nettoie le contact.

Nous en déduisons que pour les faibles amplitudes de débattement, la formule (3-6) qui permet de calculer la force tangentielle des essais de fretting-fatigue surestime potentiellement la force. Le maximum de cette surestimation est de l'ordre de $0.08 \cdot P$, où P est la force normale.

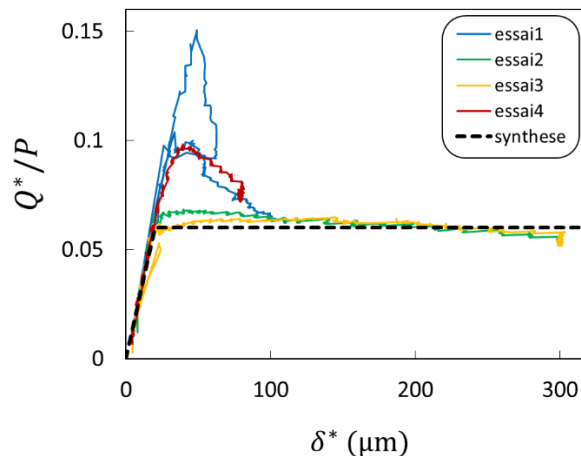


Figure 0-1 : essais de débattements variables avec deux contrecorps plats de chaque côté du fil-éprouvette. $P = 1400 \text{ N}$, $f = 2 \text{ Hz}$, $\Delta\delta^* = 5 \mu\text{m}$, $\Delta N = 200 \text{ cycles}$. Amplitude de force tangentielle normalisée en fonction de l'amplitude de débattement.

2. Mesures des contraintes résiduelles dans les fils par DRX

Dans le chapitre 3, nous avons expliqué avoir demandé à un laboratoire extérieur (Meliad) de mesurer les contraintes résiduelles dans la direction axiale d'un fil clair, en surface et à des profondeurs de 20 μm , 100 μm , 200 μm . Pour ce faire, la technique par diffraction de rayons X a été utilisée (voir Prevey [93] pour une présentation de cette technique). Comme il s'agit d'une technique surfacique qui analyse le matériau sur une profondeur d'environ 10 μm , des enlèvements de matière successifs ont été réalisés afin de caractériser les contraintes en sous-couche. Notons que ces enlèvements de matière ont une influence faible sur les contraintes, car ils sont faibles par rapport au diamètre du fil. Mais réaliser des enlèvements de matières pour atteindre de plus grandes profondeurs modifierait significativement les contraintes.

Pour les mesures en surface, une tache de diffraction circulaire de diamètre 0.5mm est utilisée. Une première mesure en surface a indiqué une contrainte de -178 MPa, ce qui est très inattendu. Un mapping plus complet des contraintes en surface a alors été réalisé. La Figure 0-2 présente la localisation des points de mesure en surface, et le Tableau A-1 les contraintes mesurées avec les incertitudes associées. Dans la direction orthoradiale, les contraintes sont très hétérogènes variant entre -178 MPa et 361 MPa. Dans la direction axiale, la dispersion est plus faible, comprise dans les incertitudes de mesure. Il est possible que le processus de tréfilage induise une hétérogénéité de contraintes surfaciques très importante dans la direction orthoradiale. Une autre possibilité est que ces variations de contraintes résiduelles soient dues à l'enroulement des fils en bobine puis leur redressage. En l'état, il est difficile de valider l'une hypothèse ou l'autre. Il s'agit là d'une source potentielle de dispersion sur le comportement du fil vis-à-vis de l'amorçage des fissures. Notons cependant que nous avons vu au chapitre 1 que l'amorçage était un phénomène complexe, potentiellement volumique. Il est tout à fait possible que l'état de contrainte dans la couche de 10 μm d'épaisseur en surface soit peu critique par rapport à l'état de contrainte dans une couche plus épaisse.

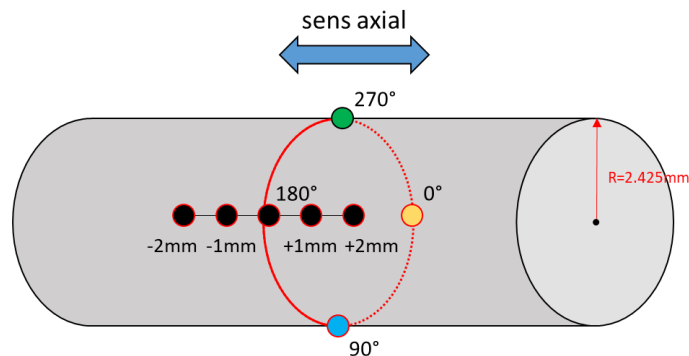


Figure 0-2 : localisation des points de mesure (tâches de diffraction) DRX en surface, fil clair

	-2 mm	-1 mm	0 mm	+1 mm	+2 mm
0°	x	x	-178 ± 29 MPa	x	x
90°	x	x	-83 ± 35 MPa	x	x
180°	287 ± 45 MPa	255 ± 39 MPa	361 ± 41 MPa	379 ± 42 MPa	308 ± 44 MPa
270°	x	x	287 ± 45 MPa	x	x

Tableau A-1 : contraintes résiduelles dans la direction axiale mesurées en surface, fil clair

Dans un second temps, les mesures ont été faites en sous-couche, suite à des enlèvements de matière successifs. Les résultats sont présentés dans le Tableau A-2. Malheureusement, ils sont inexploitable sur une large gamme de profondeur.

	0°, 0 mm
surface	-178 ± 29 MPa
-20 µm	résultat inexploitable
-100 µm	résultat inexploitable
-200 µm	18 ± 24 MPa

Tableau A-2 : contraintes résiduelles dans la direction axiale mesurées en sous-couche, fil clair

Les courbes obtenues sont caractéristiques d'une forte texture (orientation préférentielle des grains, ici due au tréfilage) du matériau, leur forme rendant le calcul des contraintes impossible. La Figure A-0-3 présente une de ces courbes. Il s'agit là d'une limitation bien connue de la technique DRX (cf. [87]). Une étude plus poussée pourrait permettre de compenser l'effet de la texture.

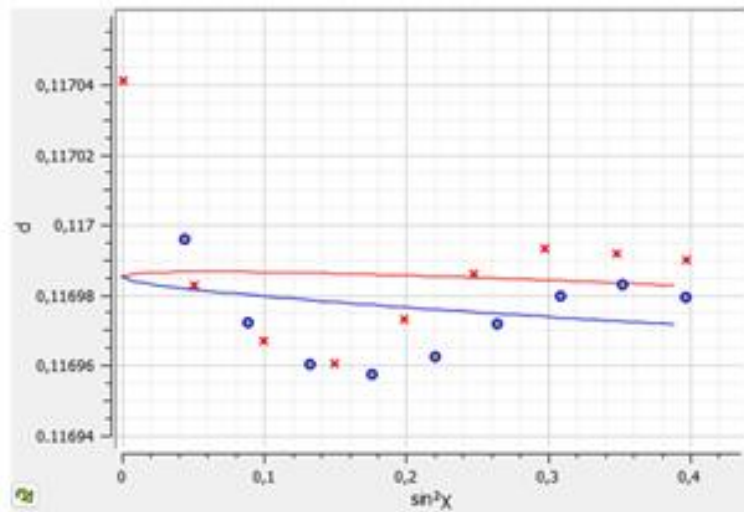


Figure A-0-3 : exemple de droite des $\sin^2\psi$ obtenue sur la génératrice 0° de l'éprouvette tréfilée, à 20 µm de profondeur et dans le sens axial

La raison pour laquelle la mesure est possible en surface et à 200 µm mais pas à 20 µm et 100 µm est inconnue. Pour obtenir les valeurs de contraintes axiales dans toute la section, la technique du « contour » serait une solution. Cette technique est basée sur la coupe « au fil » de la pièce pour réaliser une coupe parfaitement plate, puis la mesure du champ de déplacement de la surface induit par la relaxation de contraintes résiduelles, et enfin une simulation éléments finis pour remonter au champ de contrainte à partir du champ de déplacement. Mais cette technique est bien plus lourde à mettre en place, et plus coûteuse.

3. Traces de fretting des essais sur fils clairs en eau de mer, en glissement total

La Figure A-0-4 présente les traces de fretting sur les fils-échantillons des essais sur fils clairs en eau de mer, sans protection cathodique, en glissement total. Elles sont organisées par amplitude de débattement croissante, de gauche à droite et de haut en bas. Les sites de fissuration sont généralement localisés vers le centre de la zone de contact.

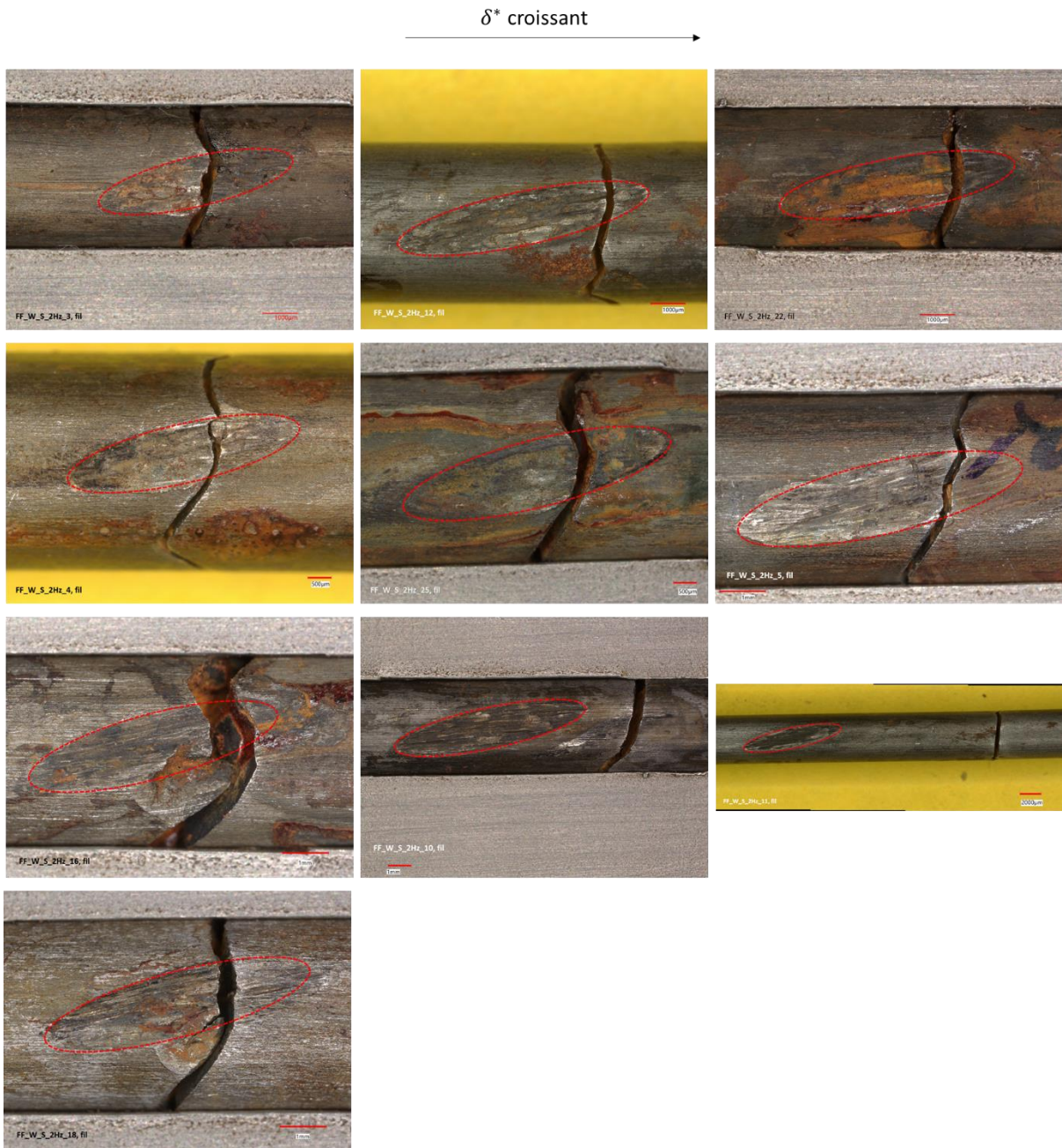


Figure A-0-4 : traces de fretting des essais sur fils clairs en eau de mer, sans protection cathodique, en glissement total (cf. Figure 6-1).

4. Application du modèle numérique au cas des fils clairs en eau de mer avec protection cathodique

Pour modéliser l'effet du changement de coefficient de frottement en cours d'essai pour la condition en eau de mer avec protection cathodique, il faut à la fois modifier le coefficient de frottement en cours de simulation et connaître la cinétique d'usure.

Nous postulons que le volume usé d'un fil suit une loi de la forme suivante (ce qui revient à séparer l'intégrale des travail d'Archard pour chaque cycles en deux phases) :

$$V_{usé} = k_{\mu=0.4} \cdot P \cdot 4\delta_{s,\mu=0.4}^* \cdot N_{c,\mu=0.4} + k_{\mu=0.25} \cdot P \cdot 4\delta_{s,\mu=0.25}^* \cdot N_{c,\mu=0.25} \quad (0-1)$$

où $N_{c,\mu=0.4}$, $\delta_{s,\mu=0.4}^*$, $k_{\mu=0.4}$ sont respectivement le nombre de cycles, l'amplitude de glissement et le coefficient d'Archard en phase où $\mu = 0.4$; et $N_{c,\mu=0.25}$, $\delta_{s,\mu=0.25}^*$, $k_{\mu=0.25}$ sont respectivement le nombre de cycles, l'amplitude de glissement et le coefficient d'Archard en phase où $\mu = 0.25$.

Pour calculer les coefficients d'Archard, nous pouvons appliquer la formule (4-3) aux cinq essais de fretting-fatigue en glissement total réalisés en eau de mer avec protection cathodique, puis fitter numériquement la paire de coefficients ($k_{\mu=0.4}$, $k_{\mu=0.25}$) permettant la meilleure corrélation entre les volumes usés mesurés et les volumes usés calculés avec cette formule. La Figure A-0-5 présente une comparaison des volumes usés mesurés et calculés pour les coefficients $k_{\mu=0.4} \approx 0.85 \cdot 10^{-8}$, $k_{\mu=0.25} \approx 2.2 \cdot 10^{-10}$. La corrélation est bonne, montrant la pertinence de séparer l'usure en deux cinétiques distinctes. À partir de la formule (0-1), il est maintenant possible de calculer le volume usé tout au long de chacun des cinq essais de fretting-fatigue, donc de connaître les dimensions de la zone de contact, permettant ainsi un calcul de cumul d'endommagement.

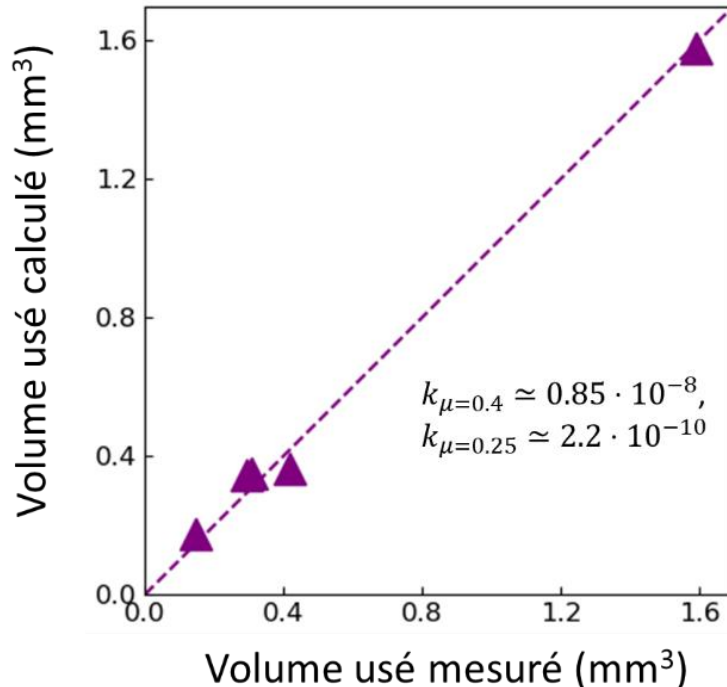
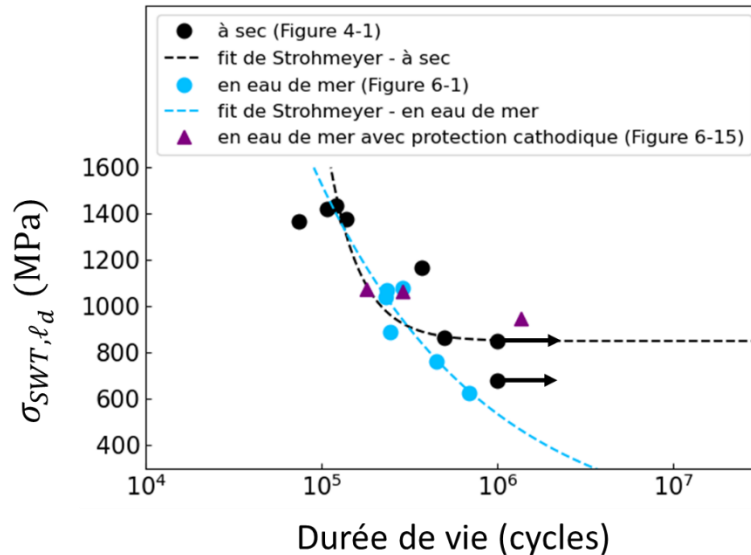


Figure A-0-5 : comparaison des volumes usés mesurés pour essais de fretting-fatigue en glissement total en eau de mer avec protection cathodique, et des volumes usés calculés pour les mêmes essais à partir de la formule (0-1)

Le modèle numérique est d'abord appliqué au cas des essais en glissement partiel. Les données d'entrée du modèle (coefficient de frottement à la transition ainsi que relation entre amplitude de force tangentielle et dimensions de la zone de contact) sont les mêmes que pour les essais en eau de mer sans protection cathodique. La Figure A-0-6 présente la relation entre contrainte équivalente à la distance critique σ_{SWT,ℓ_d} calculée et durée de vie observée. Il est difficile d'en déduire si la loi de Strohmeier des essais à sec s'applique, ou si un fit spécifique est nécessaire.



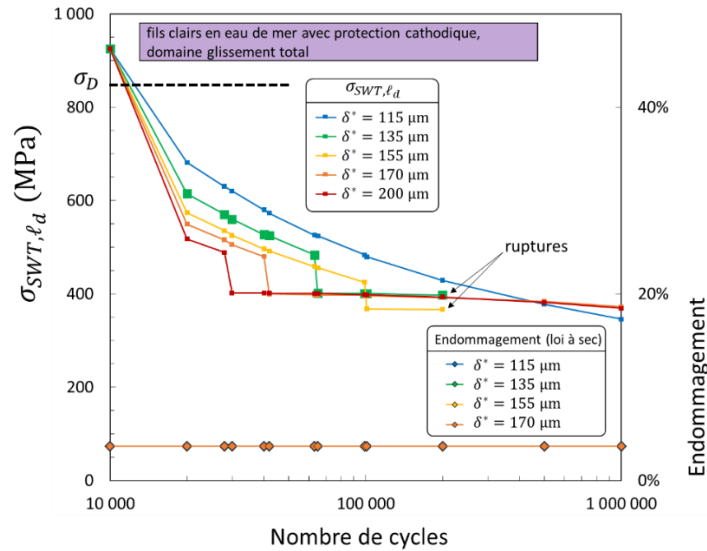


Figure A-0-7 : contrainte équivalente σ_{SWT, ℓ_d} et endommagement cumulé (basé sur la loi de Strohmeier à sec établie au chapitre 4) en fonction du nombre de cycles. Simulations des essais en eau de mer avec protection cathodique en glissement total (distribution de Hertz). $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$

Dans un second temps, nous utilisons le fit de Strohmeier basé sur les essais en eau de mer, supposant qu'un effet corrosion peut être activé même pour les essais avec protection cathodique. La Figure A-0-8 présente l'évolution de l'endommagement au cours des différents essais. Malheureusement, les résultats obtenus ne sont pas cohérents avec les données expérimentales. En effet, l'endommagement final des essais qui ont rompu vers 200 000 cycles (à $\delta^* = 135 \mu\text{m}$ et $\delta^* = 155 \mu\text{m}$) est d'environ 10% (alors qu'il devrait atteindre 100%), et surtout il est inférieur à l'endommagement à 10^6 cycles des essais qui n'ont pas rompu après 10^6 cycles (environ 40%). En l'état, il est difficile de savoir si le modèle est erroné ou si un effet supplémentaire de corrosion entre en jeu.

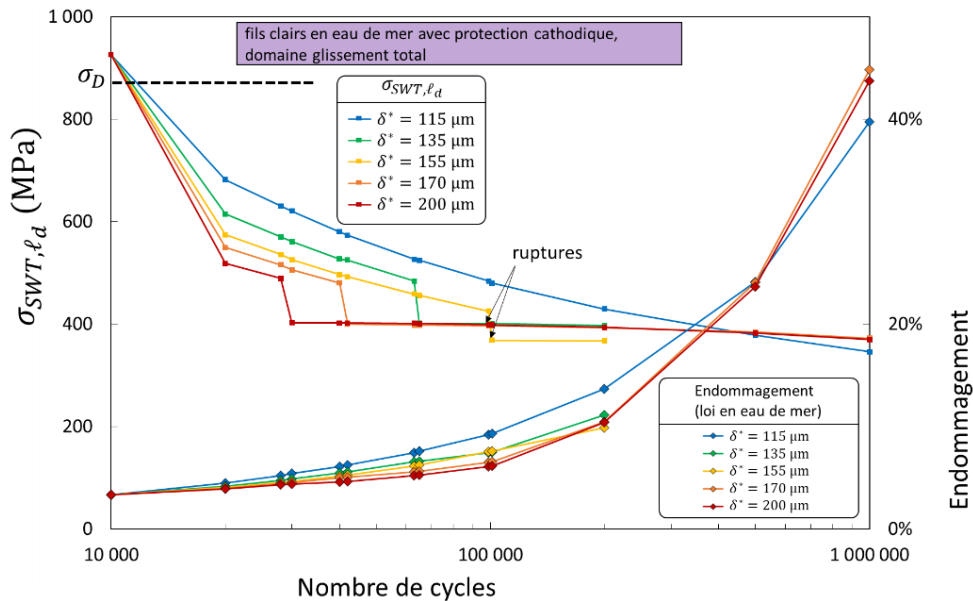


Figure A-0-8 : contrainte équivalente σ_{SWT, ℓ_d} et endommagement cumulé (basé sur la loi de Strohmeier en eau de mer établie au chapitre 6) en fonction du nombre de cycles. Simulations des essais en eau de mer avec protection cathodique en glissement total (distribution de Hertz). $\sigma_m = 320 \text{ MPa}$, $\sigma_a = 160 \text{ MPa}$, $P = 1400 \text{ N}$