

# THÈSE

présentée devant

L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

pour obtenir **LE GRADE DE DOCTEUR**

ÉCOLE DOCTORALE : MATÉRIAUX DE LYON  
FORMATION DOCTORALE : GÉNIE DES MATÉRIAUX

par

**Henry PROUDHON**

Ingénieur de l'École Centrale de Lyon

---

## IDENTIFICATION DES MÉCANISMES DE FISSURATION DANS UN ALLIAGE D'ALUMINIUM SOLLICITÉ EN FRETTEMENT ET EN FATIGUE

---

Soutenue le **10 janvier 2005** devant la Commission d'examen composée de MM.

Jury :	<b>M. Yves BRECHET</b>	Président du jury
	<b>M. Trevor LINDLEY</b>	Rapporteur
	<b>Mme Sylvie POMMIER</b>	Rapporteur
	<b>Mme Véronique DOQUET</b>	Examineur
	<b>M. Jean-Yves BUFFIÈRE</b>	Directeur de Thèse
	<b>M. Siegfried FOUVRY</b>	Directeur de Thèse
Membres invités :	<b>M. Jean-Christophe EHRSTRÖM</b>	Alcan CRV
	<b>M. Laurent CHAMBON</b>	Eads CCR

SIGLE	ÉCOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNÉES DU RESPONSABLE
	<b>CHIMIE DE LYON</b>	<b>Responsable : M. Denis Sinou</b> ☒ Université Claude Bernard Lyon 1 Lab Synthèse Asymétrique UMR UCB/CNRS 5622 Bât 308, 2ème étage 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex ☎ 04.72.44.81.83 ✉ <a href="mailto:sinou@univ-lyon1.fr">sinou@univ-lyon1.fr</a>
<b>E2MC</b>	<b>ÉCONOMIE, ESPACE ET MODÉLISATION DES COMPORTEMENTS</b>	<b>M. Alain BONNAFOUS</b> ☒ Université Lyon 2 14 avenue Berthelot MRASH M. Alain BONNAFOUS Laboratoire d'Economie des Transports 69363 LYON Cedex 07 ☎ 04.78.69.72.76 ✉ <a href="mailto:Alain.Bonnafous@mrash.fr">Alain.Bonnafous@mrash.fr</a>
<b>EEA</b>	<b>ÉLECTRONIQUE, ÉLECTRO-TECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b>	<b>M. Daniel BARBIER</b> ☒ INSA DE LYON Laboratoire Physique de la Matière Bâtiment Blaise Pascal 69621 VILLEURBANNE Cedex ☎ 04.72.43.64.43 ✉ <a href="mailto:Daniel.Barbier@insa-lyon.fr">Daniel.Barbier@insa-lyon.fr</a>
<b>E2M2</b>	<b>ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE MODÉLISATION</b> <a href="http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2">http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2</a>	<b>M. Jean-Pierre FLANDROIS</b> ☒ UMR 5558 Biométrie et Biologie Evolutive Equipe Dynamique des Populations Bactériennes Faculté de Médecine Lyon-Sud Laboratoire de Bactériologie BP 1269600 OULLINS ☎ 04.78.86.31.50 ✉ <a href="mailto:Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr">Jean-Pierre.Flandrois@biomserv.univ-lyon1.fr</a>
<b>EDIIS</b>	<b>INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIÉTÉ</b> <a href="http://www.insa-lyon.fr/ediis">http://www.insa-lyon.fr/ediis</a>	<b>M. Lionel BRUNIE</b> ☒ INSA DE LYON EDIIS Bâtiment Blaise Pascal 69621 VILLEURBANNE Cedex ☎ 04.72.43.60.55 ✉ <a href="mailto:lbrunie@if.insa-lyon.fr">lbrunie@if.insa-lyon.fr</a>
<b>EDISS</b>	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ</b> <a href="http://www.ibcp.fr/ediss">http://www.ibcp.fr/ediss</a>	<b>M. Alain Jean COZZONE</b> ☒ Ecole Centrale de Lyon IBCP (UCBL1) 7 passage du Vercors 69367 LYON Cedex 07 ☎ 04.72.72.26.75 ✉ <a href="mailto:cozzone@ibcp.fr">cozzone@ibcp.fr</a>
<b>EDML</b>	<b>MATÉRIAUX DE LYON</b> <a href="http://www.ec-lyon.fr/sites/edml">http://www.ec-lyon.fr/sites/edml</a>	<b>M. Jacques JOSEPH</b> ☒ Ecole Centrale de Lyon Bât F7 Lab. Sciences et Techniques des Matériaux et des Surfaces 36 Avenue Guy de Collongue BP 163 69131 ECULLY Cedex ☎ 04.72.18.62.51 ✉ <a href="mailto:Jacques.Joseph@ec-lyon.fr">Jacques.Joseph@ec-lyon.fr</a>
<b>Math IF</b>	<b>MATHÉMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE</b> <a href="http://www.ens-lyon.fr/MathIS">http://www.ens-lyon.fr/MathIS</a>	<b>M. Franck WAGNER</b> ☒ Université Claude Bernard Lyon1 Institut Girard Desargues UMR 5028 MATHÉMATIQUES Bâtiment Doyen Jean Braconnier Bureau 101 Bis, 1er étage 69622 VILLEURBANNE Cedex ☎ 04.72.43.27.86 ✉ <a href="mailto:wagner@desargues.univ-lyon1.fr">wagner@desargues.univ-lyon1.fr</a>

Suite page suivante. . .

SIGLE	ÉCOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNÉES DU RESPONSABLE
MEGA	<b>MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b> <a href="http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html">http://www.lmfa.ec-lyon.fr/autres/MEGA/index.html</a>	<b>M. François SIDOROFF</b> ✉ Ecole Centrale de Lyon Lab. Tribologie et Dynamique des Systèmes - Bât G8 36 avenue Guy de Collongue BP 163 69131 ECULLY Cedex ☎ 04.72.18.62.14 ✉ <a href="mailto:Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr">Francois.Sidoroff@ec-lyon.fr</a>

Mars 2004

---

 INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : STORCK A.

**Professeurs :**

AMGHAR Y.  
 AUDISIO S.  
 BABOT D.  
 BABOUX J.C.  
 BALLAND B.  
 BAPTISTE P.  
  
 BARBIER D.  
 BASKURT A.  
 BASTIDE J.P.  
 BAYADA G.  
 BENADDA B.  
 BETEMPS M.  
 BIENNIER F.  
  
 BLANCHARD J.M.  
 BOISSE P.  
 BOISSON C.  
 BOIVIN M. (Prof. émérite)  
 BOTTA H.  
 BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)  
 BOULAYE G. (Prof. émérite)  
 BOYER J.C.  
 BRAU J.  
 BREMOND G.  
 BRISSAUD M.  
 BRUNET M.  
 BRUNIE L.  
 BUFFIERE J.-Y.  
 BUREAU J.C.  
 CAMPAGNE J.-P.  
 CAVAILLE J.Y.  
 CHAMPAGNE J.-Y.  
 CHANTE J.P.  
 CHOCAT B.  
 COMBESCURE A.  
 COURBON J.  
 COUSIN M.  
 DAUMAS F. (Mme)  
 DJERAN-MAIGRE I.  
 DOUTHEAU A.  
 DUBUY-MASSARD N.  
 DUFOUR R.  
 DUPUY J.C.  
 EMPTOZ H.  
 ESNOUF C.  
 EYRAUD L. (Prof. émérite)  
 FANTOZZI G.  
 FAVREL J.  
  
 FAYARD J.M.  
 FAYET M. (Prof. émérite)  
 FAZEKAS A.  
 FERRARIS-BESSO G.  
 FLAMAND L.  
 FLEURY E.  
 FLORY A.  
 FOUGERES R.  
 FOUQUET F.  
 FRECON L. (Prof. émérite)  
 GERARD J.F.  
 GERMAIN P.  
 GIMENEZ G.  
 GOBIN P.F. (Prof. émérite)  
 GONNARD P.  
 GONTRAND M.  
 GOUTTE R. (Prof. émérite)  
 GOUJON L.  
 GOURDON R.  
 GRANGE G. (Prof. émérite)  
 GUENIN G.  
 GUICHARDANT M.  
 GUILLOT G.  
 GUINET A.  
  
 GUYADER J.L.  
 GUYOMAR D.  
 HEIBIG A.  
 JACQUET-RICHARDET G.  
 JAYET Y.  
 JOLION J.M.  
 JULLIEN J.F.

LIRIS  
 PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE  
 CONT. NON DESTR. PAR RAYONNEMENTS IONISANTS  
 GEMPPM\*\*\*  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTU-  
 RIERS  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 LIRIS  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 MECANIQUE DES CONTACTS  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTU-  
 RIERS  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 LAMCOS  
 VIBRATIONS-ACOUSTIQUE  
 MECANIQUE DES SOLIDES  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain  
 INFORMATIQUE  
 MECANIQUE DES SOLIDES  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE  
 MECANIQUE DES SOLIDES  
 INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION  
 GEMPPM\*\*\*  
 CEGELY\*  
 PRISMA  
 GEMPPM\*\*\*  
 LMFA  
 CEGELY\*- Composants de puissance et applications  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine  
 MECANIQUE DES CONTACTS  
 GEMPPM  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et Thermique  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL  
 CHIMIE ORGANIQUE  
 ESCHIL  
 MECANIQUE DES STRUCTURES  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION  
 GEMPPM\*\*\*  
 GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE  
 GEMPPM\*\*\*  
 PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTU-  
 RIERS  
 BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS  
 MECANIQUE DES SOLIDES  
 GEMPPM  
 MECANIQUE DES STRUCTURES  
 MECANIQUE DES CONTACTS  
 CITI  
 INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATIONS  
 GEMPPM\*\*\*  
 GEMPPM\*\*\*  
 REGROUPEMENT DES ENSEIGNANTS CHERCHEURS ISOLES  
 INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 CREATIS\*\*  
 GEMPPM\*\*\*  
 GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 CREATIS\*\*  
 GEMPPM\*\*\*  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE  
 GEMPPM\*\*\*  
 BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTU-  
 RIERS  
 VIBRATIONS-ACOUSTIQUE  
 GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE  
 MATHEMATIQUE APPLIQUEES DE LYON  
 MECANIQUE DES STRUCTURES  
 GEMPPM\*\*\*  
 RECONNAISSANCE DE FORMES ET VISION  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures

JUTARD A. (Prof. émérite)  
 KASTNER R.  
 KOULOUMDJIAN J. (Prof. émérite)  
 LAGARDE M.  
 LALANNE M. (Prof. émérite)  
 LALLEMAND A.  
 LALLEMAND M. (Mme)  
 LAREAL P. (Prof. émérite)  
 LAUGIER A. (Prof. émérite)  
 LAUGIER C.  
 LAURINI R.  
 LEJEUNE P.  
 LUBRECHT A.  
 MASSARD N.  
 MAZILLE H. (Prof. émérite)  
 MERLE P.  
 MERLIN J.  
 MIGNOTTE A. (Mle)  
 MILLET J.P.  
 MIRAMOND M.  
 MOREL R. (Prof. émérite)  
 MOSZKOWICZ P.  
 NARDON P. (Prof. émérite)  
 NAVARRO Alain (Prof. émérite)  
 NELIAS D.  
 NIEL E.  
 NORMAND B.  
 NORTIER P.  
 ODET C.  
 OTTERBEIN M. (Prof. émérite)  
 PARIZET E.  
 PASCAULT J.P.  
 PAVIC G.  
 PECORARO S.  
 PELLETIER J.M.  
 PERA J.  
 PERRIAT P.  
 PERRIN J.  
 PINARD P. (Prof. émérite)  
 PINON J.M.  
 PONCET A.  
 POUSIN J.  
 PREVOT P.  
 PROST R.  
 RAYNAUD M.  
 REDARCE H.  
 RETIF J.-M.  
 REYNOUARD J.M.  
 RICHARD C.  
 RIGAL J.F.  
 RIEUTORD E. (Prof. émérite)  
 ROBERT-BAUDOY J. (Mme) (Prof. émérite)  
 ROUBY D.  
 ROUX J.J.  
 RUBEL P.  
 SACADURA J.F.  
 SAUTEREAU H.  
 SCAVARDA S. (Prof. émérite)  
 SOUIFI A.  
 SOUROUILLE J.L.  
 THOMASSET D.  
 THUDEROZ C.  
 UBEDA S.  
 VELEX P.  
 VERMANDE P. (Prof. émérite)  
 VIGIER G.  
 VINCENT A.  
 VRAY D.  
 VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)

**Directeurs de recherche C.N.R.S. :**

BERTHIER Y.  
 CONDEMINÉ G.  
 COTTE-PATAT N. (Mme)  
 ESCUDIE D. (Mme)  
 FRANCIOSI P.  
 MANDRAND M.A. (Mme)  
 POUSIN G.  
 ROCHE A.  
 SEQUELA A.  
 VERGNE P.

**Directeurs de recherche I.N.R.A. :**

FEBVAY G.  
 GRENIER S.  
 RAHBE Y.

AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique  
 INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION  
 BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE  
 MECANIQUE DES STRUCTURES  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE  
 INFORMATIQUE EN IMAGE ET SYSTEMES D'INFORMATION  
 UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE  
 MECANIQUE DES CONTACTS  
 INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE  
 PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE  
 GEMPPM\*\*\*  
 GEMPPM\*\*\*  
 INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE  
 PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine  
 MECANIQUE DES FLUIDES ET D'ACOUSTIQUES  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 LAMCOS  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 GEMPPM\*\*\*  
 DREP  
 CREATIS\*\*  
 LAEPSI\*\*\*\*  
 VIBRATIONS-ACOUSTIQUE  
 INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES  
 VIBRATIONS-ACOUSTIQUE  
 GEMPPM\*\*\*  
 GEMPPM\*\*\*  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux  
 GEMPPM\*\*\*  
 INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE  
 INTERACTION COLLABORATIVE TELEFORMATION TELEACTIVITE  
 CREATIS\*\*  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 CEGELY\*  
 UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures  
 LGEF  
 MECANIQUE DES SOLIDES  
 MECANIQUE DES FLUIDES  
 GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES  
 GEMPPM\*\*\*  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique de l'Habitat  
 INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux  
 INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE  
 INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE  
 AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE  
 ESCHIL - Equipe Sciences Humaines de l'Insa de Lyon  
 CENTRE D'INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES  
 MECANIQUE DES CONTACTS  
 LAEPSI  
 GEMPPM\*\*\*  
 GEMPPM\*\*\*  
 CREATIS\*\*  
 PHYSIQUE DE LA MATIERE

MECANIQUE DES CONTACTS  
 UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE  
 UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE  
 CENTRE DE THERMIQUE DE LYON  
 GEMPPM\*\*\*  
 UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE  
 BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE  
 INGENIERIE DES MATERIAUX POLYMERES  
 GEMPPM\*\*\*  
 LAMCOS

BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS  
 BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS  
 BIOLOGIE FONCTIONNELLE, INSECTES ET INTERACTIONS

**Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :**

KOBAYASHI T.	PLM
PRIGENT A.F. (Mme)	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
MAGNIN I. (Mme)	CREATIS**

\* CEGELY CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON  
\*\* CREATIS CENTRE DE RECHERCHE ET D'APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L'IMAGE ET DU SIGNAL  
\*\*\* GEMPPM GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX  
\*\*\*\* LAEPSI LABORATOIRE D'ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS

Novembre 2003



---

## Remerciements

Ce mémoire est le fruit de trois années de travail qui se sont déroulées au sein de deux laboratoires lyonnais :

- ★ le groupe d'étude de métallurgie physique et de physique des matériaux (GEMPPM)
- ★ le laboratoire de tribologie et de dynamique des systèmes (LTDS)

Merci à Jean-Yves Cavaillé et Philippe Kapsa de m'avoir accueilli dans leurs laboratoires respectifs. Je suis convaincu que la bonne entente qui a régné dans les deux équipes que j'ai intégré a facilité l'avancée de mes recherches.

Je voudrais remercier particulièrement mes deux directeurs de thèse. Tout d'abord (il faut bien commencer par un des deux) Jean-Yves Buffière pour ses grandes qualités humaines. Nos nombreux échanges ont été pour moi une source considérable d'inspiration et de motivation. Je tiens aussi à remercier profondément Siegfried Fouvry pour m'avoir proposé cette thèse et m'avoir ainsi fait confiance. Il a fait preuve d'un recul scientifique impressionnant sur mon travail et d'un dynamisme à toute épreuve. Je voudrais remercier mes deux directeurs pour la liberté tant scientifique qu'organisationnelle, qu'ils m'ont accordé tout au long de mon travail. Je pense sincèrement que notre collaboration a été très fructueuse, tant du point de vue des résultats que des qualités humaines et techniques que j'ai pu développer au travers de nos relations.

Je suis particulièrement reconnaissant à MM. Trevor Lindley et Sylvie Pommier pour leur place de rapporteurs dans le jury. Je remercie également Mme Véronique Doquet pour sa participation à mon jury de thèse et à l'intérêt qu'elle a porté à ce travail.

Au cours d'une thèse, il est important de garder à l'esprit le problème industriel moteur de l'étude. Je voudrais ici souligner la grande qualité du soutien scientifique de Jean-Christophe Ehrström (Alcan) et de Laurent Chambon

(Eads). Les différentes réunions et échanges que nous avons pu avoir ont permis de maintenir le lien industriel-académique nécessaire au bon déroulement de ce travail. Qu'ils en soient ici remerciés.

Travailler au sein des labos GEMPPM et LTDS fut pour moi un véritable plaisir, merci à tous ceux qui m'ont témoigné de près ou de loin de la sympathie : Eric Maire, Michel Perez, Wolfgang Ludwig, Catherine Verdu, Raphaël Estevez au GEMPPM ; Jean-Michel Vernet, Gérard Meille, Jean-Christophe Abry au LTDS. Il y a aussi les thésards : Daniel, Emilie (vive les soirées à l'esrf), Jérôme et Jean-Christophe ; et la fretting team (présente ou passée) qui ne cesse de s'agrandir : Christophe, Krzystof, Cédric, Ghislain, Vladimir, Josselin et les autres.

Merci à ceux qui m'ont entouré dans les moments difficiles, en particulier Montaine lors de la rédaction, mes parents (spéciale dédicace à ma mère pour les quelques soirées de calculs matriciel...) et mes amis.

Il ne faut pas oublier les petits lyonnais sans qui je ne serais pas qui je suis : magic, naudrey, casta, guims, miky et bien sûr M. Pierre, qui est vraiment quelqu'un de très ouvert.

Merci à ceux qui m'ont apporté leur aide lorsque j'en ai eu besoin, en particulier PH Jouneau pour l'EBSO, Anne Françoise Gourgues pour son aide sur les calculs d'orientations cristallographiques ainsi qu'Olivier Pilot pour la programmation Java.

Cette thèse s'est déroulée au sein d'un projet national de recherche sur l'Allègement des Structures Aéronautiques. Je tiens à remercier l'ensemble différents acteurs pour la bonne entente qu'il y a eu tout au long des réunions d'avancement, en particulier merci à Roger Fougères et à Michel Suery pour avoir assumé la bonne organisation du projet ; merci enfin au thésards avec qui j'ai entretenu de bonnes relations : Fred, Zhora, Philippe et Alexandra.

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Etat de l'art</b>	<b>5</b>
1.1	La fissuration par fatigue . . . . .	5
1.1.1	Introduction et mécanismes généraux . . . . .	5
1.1.2	Amorçage des fissures de fatigue . . . . .	6
1.1.3	Propagation des fissures de fatigue . . . . .	10
1.1.4	Le phénomène de <i>fissures courtes</i> . . . . .	14
1.1.5	Influence de la microstructure sur la propagation de fissures de fatigue . . . . .	17
1.2	La fissuration sous chargement de fretting . . . . .	29
1.2.1	Notion d'essais de fretting - Les différentes configurations et leurs implications . . . . .	30
1.2.2	L'amorçage de fissures dû au phénomène de fretting . . . . .	33
1.2.3	Propagation des fissures de fretting . . . . .	38
1.2.4	influence de la microstructure sur l'endommagement par fretting . . . . .	39
1.3	Conclusion et position du problème . . . . .	41
<b>2</b>	<b>Méthodes et Techniques expérimentales</b>	<b>43</b>
2.1	Méthodes de caractérisation . . . . .	43
2.1.1	Microscopie optique . . . . .	43
2.1.2	Microscopie Electronique à Balayage . . . . .	44
2.1.3	Micro-tomographie X . . . . .	48
2.2	Matériau étudié . . . . .	53
2.2.1	Caractéristiques générales . . . . .	53
2.2.2	Microstructure . . . . .	54
2.3	Essais de fretting . . . . .	58
2.3.1	Principe et mise en oeuvre . . . . .	58
2.3.2	Investigation de l'endommagement . . . . .	61
2.3.3	Détermination des conditions d'amorçage . . . . .	62
2.4	Essais de fatigue . . . . .	63
2.4.1	Moyens expérimentaux . . . . .	63

2.4.2	Echantillons de fatigue . . . . .	64
2.4.3	Mise en oeuvre des essais de fatigue . . . . .	67
<b>3</b>	<b>Étude de la fissuration en fretting et en fatigue</b>	<b>69</b>
3.1	Caractérisation de l'amorçage en fretting . . . . .	69
3.1.1	Amorçage en fretting sous contact lisse . . . . .	69
3.1.2	Impact de la rugosité . . . . .	80
3.2	Etude de la propagation des fissures de fretting . . . . .	87
3.2.1	Observation et caractérisation de la propagation . . . . .	87
3.2.2	Influence de la microstructure sur l'amorçage et la propagation en fretting . . . . .	92
3.2.3	Proposition d'un mécanisme de fissuration . . . . .	97
3.3	Propagation en fatigue - Influence de la microstructure . . . . .	99
3.3.1	Essais sur éprouvettes lisses . . . . .	99
3.3.2	Propagation de fissures courtes en présence de concentrations de contraintes . . . . .	104
3.3.3	Observations microstructurales et analyse EBSD . . . . .	113
3.3.4	Mécanisme de fissuration . . . . .	119
3.3.5	Apport de la micro-tomographie . . . . .	126
3.4	Fissures de fretting sous chargement de fatigue . . . . .	131
3.4.1	Observations quantitatives sur la propagation . . . . .	131
3.4.2	Influence de la microstructure . . . . .	134
3.4.3	Synthèse des mécanismes . . . . .	135
<b>4</b>	<b>Modélisation de la fissuration</b>	<b>139</b>
4.1	Modélisation de l'amorçage en fretting . . . . .	139
4.1.1	Analyse ponctuelle avec le critère de Smith-Watson-Topper . . . . .	139
4.1.2	Prise en compte de l'effet d'échelle . . . . .	142
4.1.3	Prise en compte du gradient de contrainte . . . . .	146
4.1.4	Prédiction de l'influence de N sur l'amorçage en fretting . . . . .	148
4.2	Modélisation de la propagation des fissures de fretting . . . . .	149
4.2.1	Calcul du facteur d'intensité de contraintes . . . . .	149
4.2.2	Prédiction de l'extension de la fissure . . . . .	154
4.3	Conclusions sur la modélisation des fissures de fretting . . . . .	157
4.4	Modélisation de la propagation des fissures de fatigue . . . . .	158
4.4.1	Présentation du modèle . . . . .	158
4.4.2	Modélisation de la microstructure . . . . .	160
4.4.3	Calculs de propagation cristallographique : méthodes de calcul . . . . .	167
4.4.4	Influence des différents paramètres du modèle . . . . .	169
4.4.5	Résultats du modèle . . . . .	175
4.4.6	Application du modèle . . . . .	183

---

4.4.7 Conclusion sur la modélisation de la propagation cristallographique . . . . .	184
<b>A Historique des découvertes en fatigue</b>	<b>199</b>
<b>B Modélisation du fretting par Éléments Finis</b>	<b>201</b>
B.1 Paramètres et géométrie du modèle cylindre/plan . . . . .	201
B.2 Interactions de contact . . . . .	203
B.3 Validation du modèle de contact par les solutions analytiques . . .	208
<b>C Calculs de cristallographie</b>	<b>215</b>
C.1 Calcul de $S$ en fonction de $S_{\perp}$ . . . . .	215
C.2 Calcul de la distance entre deux points de $S$ en fonction de la distance entre leur projeté sur $S_{\perp}$ . . . . .	217
C.3 Calcul de l'angle de twist entre deux plans quelconques de l'espace	218
C.4 Calcul du facteur de Schmid . . . . .	220

---

# Introduction et présentation du contexte industriel de la thèse

Les alliages d'aluminium sont, aujourd'hui encore, massivement utilisés dans les structures aéronautiques principalement du fait de leur faible densité. La conception de telles structures doit prendre en compte les sollicitations de vols ainsi que les risques d'apparition de dommages en service. Ceci est, bien sûr, particulièrement vrai dans le domaine aéronautique où la vie des passagers est en jeu. Une direction de recherche importante dans l'aéronautique concerne l'allègement des structures. En effet, le gain de poids fait partie d'un cercle vertueux où un gain entraîne une amélioration des performances, lui même moteur dans l'allègement de la structure, etc. Pour réduire la masse des structures, le dimensionnement doit se faire au plus juste et ceci passe naturellement par une amélioration de la compréhension des phénomènes physiques régissant l'endommagement de la structure étudiée.

Les contraintes d'assemblage des différentes parties composant une structure font généralement apparaître des concentrations de contraintes importantes au sein du matériau. En effet, bien que le soudage soit aujourd'hui introduit au sein de la structure d'un avion, l'assemblage par rivetage ou boulonnage représente encore 95% des jonctions parmi lesquelles la totalité des pièces critiques. Les trous ainsi introduits dans la structure sont des zones affaiblies à partir desquelles des fissures de fatigue peuvent naître et se propager. Les analyses industrielles conduites précédemment sur cette problématique montrent que des améliorations sont possibles dans les premiers millimètres de la vie de la fissure [1]. En effet, si la propagation des fissures relativement longues est aujourd'hui bien maîtrisée, il en va tout autrement pour des fissures de faible taille et soumises à une sollicitation locale complexe comme c'est le cas au sein d'un assemblage.

Le but de cette thèse est d'identifier les mécanismes microscopiques contrôlant l'amorçage et la propagation de fissure dans un assemblage tel qu'une plaque rivetée. Un alliage spécifique à l'application aéronautique est étudié et deux

phénomènes essentiels sont distingués pour tenir compte de la problématique énoncée :

- ★ le contact cyclique entre les pièces, sous l'effet du chargement macroscopique, peut engendrer un phénomène de fatigue de contact appelé *fretting*, et conduire à l'amorçage précoce de fissures qui constitueront des défauts non pris en compte par le dimensionnement ;
- ★ lorsqu'une fissure est amorcée, la présence, inhérente à la structure assemblée, de concentrations de contraintes (des trous dans notre cas) modifie de façon importante la propagation d'une telle fissure.

Conformément à cette analyse, l'étude expérimentale se divisera en deux grandes parties. Dans la première, des essais spécifiques de fretting sont entrepris afin de caractériser les conditions d'amorçage et de propagation de fissures dans l'alliage étudié. Ceci nous conduira à déterminer un seuil d'amorçage en fonction des conditions de chargement. On s'attachera en particulier à la mise en place de méthodes capables de prédire l'endommagement pour définir ainsi un domaine de sûreté vis à vis de la sollicitation de fretting.

Le deuxième thème de recherche abordé au cours de ce travail traitera de la propagation de fissures en présence de concentration de contraintes. Des essais de fatigue impliquant le même alliage sont pratiqués sur des éprouvettes avec un trou central. L'étude déterminera les lois de propagation des fissures avec notamment une mise en évidence de la forte influence de la microstructure du matériau dans les premiers stades de développement de la fissure. Ces phénomènes sont caractérisés à l'aide de diverses techniques et serviront de base à l'élaboration d'un modèle de propagation de fissure capable de rendre compte des interactions de celles-ci avec la microstructure et permettant de faire des calculs de durée de vie.

### Organisation de la démarche de recherche

le manuscrit adopte une organisation linéaire. Le chapitre 1 traite d'une revue de la littérature concernant l'amorçage et la propagation de fissures dans les matériaux métalliques tant du point de vue de la fatigue classique que du fretting. L'accent est mis sur les fissures de faible taille et leur interaction avec la microstructure.

Au cours du chapitre 2, l'ensemble des techniques et méthodes utilisées au cours de ce travail sont présentées.

Le chapitre 3 suit logiquement avec l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus en ce qui concerne le fretting, puis la fatigue.

Enfin, le chapitre 4 développe la modélisation des phénomènes identifiés au chapitre précédent. La prédiction de l'endommagement par fretting est explicitée et

le modèle de propagation cristallographique est présenté en détail.  
Pour finir, une conclusion fait la synthèse des mécanismes identifiés et de leur implication respective dans la durée de vie d'un assemblage.

*Cette thèse a fait partie d'un programme de recherche visant à l'Allègement des Structures Aéronautiques<sup>1</sup> cofinancé par le Réseau National Matériaux et Procédés et les Industriels Alcan et EADS.*

---

<sup>1</sup>Programme ASA du Réseau National Matériaux et Procédés



# CHAPITRE 1

---

## Etat de l'art

### 1.1 La fissuration par fatigue

#### 1.1.1 Introduction et mécanismes généraux

L'endommagement par fatigue est un phénomène connu depuis le 19<sup>e</sup> siècle. Observé pour la première fois en 1829 par W. A. J. Albert sur des ruptures de convoyeurs de charbons, l'endommagement est décrit comme un «phénomène mystérieux» pouvant se produire sans signes avant-coureurs. Les recherches sur la fatigue des matériaux métalliques ont eu depuis lors un intérêt croissant et partagé pour les industriels et les chercheurs du monde entier (voir annexe A). On sait aujourd'hui que l'endommagement par fatigue peut se découpler en trois étapes bien distinctes :

**une phase d'amorçage** qui correspond à l'initiation des premières micro-fissures au sein du matériau et à leur croissance difficilement prédictible dans le volume du matériau ;

**une phase de propagation** où les micro-fissures amorcées dans le matériau vont croître de façon stable au fur et à mesure des cycles et en fonction de la charge imposée ;

**une phase de rupture** dans laquelle la ou les fissures ont atteint une taille instable et provoquent la rupture de la pièce.

Une description détaillée des différentes phases sera donnée plus loin mais il faut souligner qu'historiquement, c'est la phase de propagation qui a été étudiée en premier lieu. Au début des années 60, la description de la propagation des

fissures de fatigue fait déjà appel à des mécanismes microscopiques comme la plasticité en fond de fissure. Fondé sur une description analytique de l'état de contrainte en pointe de fissure, le facteur d'intensité de contrainte  $K$  s'impose vite comme un paramètre déterminant pour la prédiction de la durée de vie en fatigue.

La désormais célèbre loi expérimentale de Paris, permet de calculer la vitesse de propagation d'une fissure connaissant le facteur d'intensité de contrainte  $K$  en avant de sa pointe. La voie est alors ouverte pour la théorie de la Mécanique Élastique Linéaire de la rupture (MELR) qui se base sur le calcul du facteur d'intensité de contrainte. Celle-ci facilite le dimensionnement et permet la prédiction de la durée de vie, si bien que la loi de Paris devient quasiment universelle et incontournable, tout étant fait pour étendre son champ d'application (modifications pour prendre en compte la plasticité, la fermeture, et même l'effet fissures courtes). S'il est indéniable que cette méthode donne d'excellents résultats sur la propagation de fissures d'une certaine taille, il peut en être tout autrement pour des fissures plus courtes comme observé par Pearson dès 1975 [2].

La description de la durée de vie en fatigue en trois parties permet de ne décrire dans la phase de propagation que la partie linéaire. Toute la dispersion est alors concentrée dans la phase d'amorçage et de propagation d'une micro-fissure, responsable de la dispersion des essais de fatigue.

Nous verrons au cours de ce travail que cette tendance s'est infléchie au cours des vingt dernières années pour essayer de séparer la phase d'amorçage proprement dite (avec sa propre dispersion) de celle de propagation de la ou des fissures courtes, phase qui semble particulièrement influencée par la microstructure. Cette tendance est rendue nécessaire par un besoin de mieux décrire les phénomènes microscopiques impliqués dans la propagation des fissures courtes, pouvant tendre à une grande amélioration des prédictions de durée de vies finales. La pertinence du facteur d'intensité de contrainte sera largement discutée au cours de ce travail mais son caractère universel sera souvent utilisé pour représenter les résultats des essais.

### 1.1.2 Amorçage des fissures de fatigue

L'amorçage dans les matériaux métalliques cristallins peut essentiellement naître de trois sources différentes :

- ◇ le glissement cyclique irréversible ;
- ◇ l'amorçage à partir de micro-hétérogénéités de la microstructure ;
- ◇ l'amorçage à fond d'entaille.

Une brève description de chaque point est donnée dans ce qui suit.

### l'amorçage par glissement cyclique

L'application d'une contrainte mécanique lors du chargement de fatigue entraîne le mouvement des dislocations sur les plans de glissement cristallographiques au sein des différents grains du matériau sous l'effet de la contrainte de cisaillement cyclique locale<sup>1</sup>. Tant que ce glissement reste réversible, le comportement local du matériau reste élastique. Dans le cas particulier d'un grain débouchant à la surface, si le vecteur de Burgers du système actif pointe vers la surface, le glissement des dislocations dans ce grain va provoquer l'apparition de marches à la surface par le mécanisme de création d'une paire intrusion/extrusion (voir fig. 1.1). Ces marches sont connues sous le nom de bandes de glissement persistantes et constituent des micro-fissures potentielles; on parle alors de glissement irréversible. Une démarche expérimentale pour caractériser ce phénomène est possible en mesurant l'évolution de la hauteur de bandes de glissement grâce à un microscope à force atomique (voir les travaux de Nakai [3], Polák [4] et Kachit [5]).

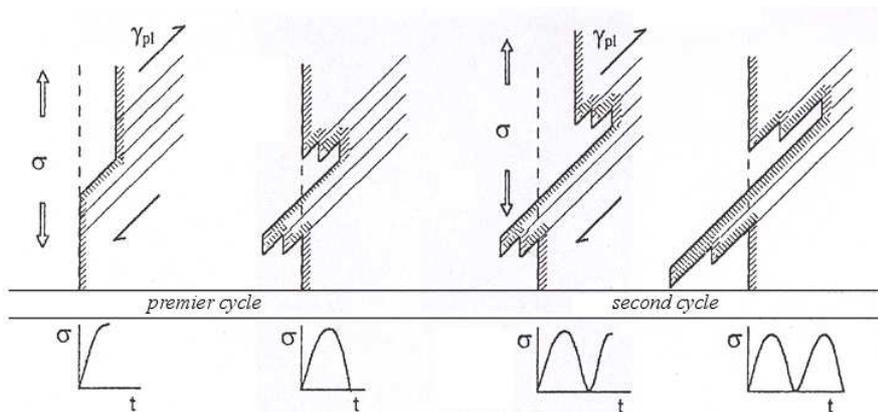


FIG. 1.1: Illustration de l'irréversibilité de glissement : formation d'une paire intrusion/extrusion à la surface d'un matériau sollicité en fatigue, après [6].

### l'amorçage à partir de micro-hétérogénéités de la microstructure

Les matériaux métalliques industriels sont généralement des alliages de composition complexe avec un grand nombre d'éléments d'addition. Ces matériaux sont micro-hétérogènes car ils contiennent des particules intermétalliques (ségrégation des éléments d'addition), des joints de grains, des porosités qui créent localement une incompatibilité de déformation et/ou une concentration de contrainte. Une micro-fissure peut alors s'amorcer par accumulation de dislocation sur le défaut, si la cristallographie locale y est favorable; le cas d'un amorçage sur un pore est présenté comme exemple sur la figure 1.2. La rupture des particules de

<sup>1</sup>*i.e.* contrainte résolue par le facteur de Schmid

seconde phase est également souvent observée du fait d'une incompatibilité de déformation avec la matrice. Cette micro rupture peut ensuite se propager par accumulation de dislocation si les grains avoisinants sont bien orientés.

La localisation de l'amorçage sur les différents sites possibles dépend de la contrainte appliquée comme le montre le tableau 1.1. Pour les alliages d'aluminium, en absence de tout effet de concentration de contrainte par une entaille (voir paragraphe suivant), l'amorçage à basse contrainte se produit principalement sur les phases intermétalliques ; sous une forte contrainte par contre, l'amorçage par glissement cyclique ou décohésion de joints de grains devient possible.

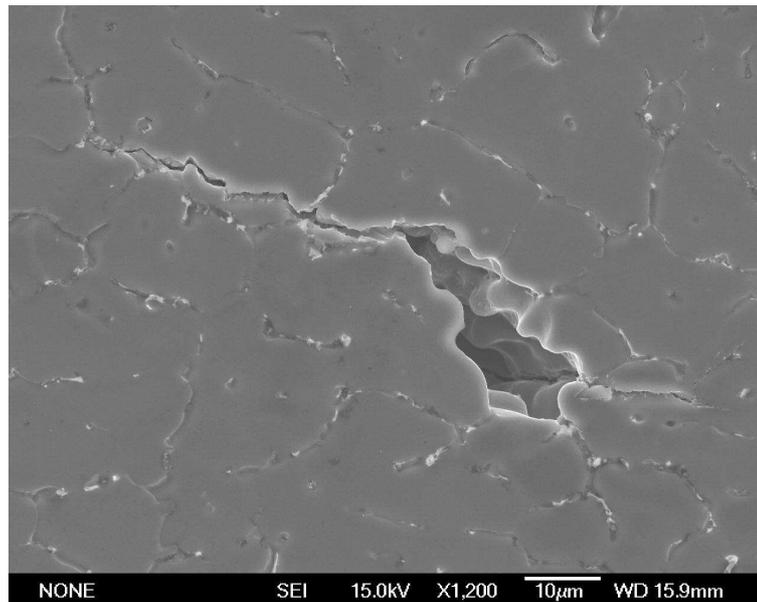


FIG. 1.2: Amorçage d'une fissure de fatigue sur un pore dans un alliage d'aluminium [7].

### L'amorçage à fond d'entaille

Dans une structure réelle, les coins, congés ou trous ne peuvent généralement pas être évités. Le fait que ces particularités géométriques soient des sites préférentiels d'amorçage des fissures de fatigue est connu sous le nom d'*effet d'entaille*. Celui-ci est dû à la concentration de contrainte qu'ils génèrent à leur voisinage. On définit le facteur de concentration de contrainte  $K_t$  (théorique<sup>2</sup>) comme le rapport entre la contrainte pic  $\sigma_{pic}$  et la contrainte nominale  $\sigma_{nom}$  :

$$K_t = \frac{\sigma_{pic}}{\sigma_{nom}} \quad (1.1)$$

<sup>2</sup> $K_t$  est souvent désigné par abus de langage comme théorique mais cette dénomination vient du fait de l'hypothèse d'un comportement élastique du matériau pour l'évaluation de  $\sigma_{pic}$

Amp. de contrainte (MPa)	Nombre de cycles à rupture	% de fissures initiées dans la matrice	% de fissures initiées dans les joints de grains	% de fissures initiées dans les inter-métalliques
320	771	17,1	19,3	61,4
308	802	9,1	9,1	79,8
294	2460	5,7	3,8	79,9
272	1310	8,6	2,9	87,5
241	3970	9,1	0	90,9
200	1500	7,7	0	92,3
180	3550	0	0	100

TAB. 1.1: Répartition des sites d'amorçage de fissures de fatigue dans un alliage aluminium-cuivre 2024 [8].

avec :

$$\sigma_{nom} = S \times \frac{W}{W - D} \quad (1.2)$$

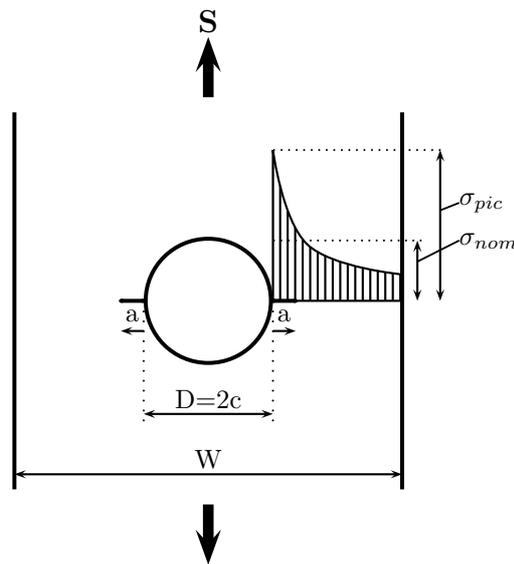


FIG. 1.3: Schéma d'une éprouvette entaillée par un trou central. Le trou introduit une forte concentration de contrainte, fonction principalement des dimensions  $D$  et  $W$ .

$K_t$  est un facteur adimensionné mais peut quand même dépendre des dimensions de la pièce du fait du gradient de contrainte en bord d'entaille, connu pour être inversement proportionnel au rayon d'entaille. Ainsi pour une éprouvette parallélépipédique trouée, Heywood donne la relation suivante pour le facteur de concentration de contrainte [9] :

$$K_t = 2 + \left(1 - \frac{D}{W}\right)^3 \quad (1.3)$$

L'effet d'entaille est donc primordial pour l'amorçage, et doit absolument être bien maîtrisé lors de la conception. Malgré cela il arrive fréquemment qu'une fissure puisse s'amorcer du fait d'une concentration de contrainte particulière mais qu'elle s'arrête ensuite [10], du fait d'une décroissance rapide de la contrainte à l'intérieur du matériau. Ceci montre que l'approche basée seulement sur l'effet d'entaille est insuffisant pour prédire la tenue complète d'une pièce en fatigue.

### 1.1.3 Propagation des fissures de fatigue

Après avoir atteint une certaine taille critique, dont la signification physique sera discutée plus loin, la propagation d'une fissure peut être décrite par la MELR. Cette description s'appuie sur une solution analytique des contraintes au voisinage de la pointe de fissure et l'introduction du facteur d'intensité de contrainte  $K$  ; nous en rappelons très brièvement les concepts essentiels dans ce qui suit.

#### Définition des modes de fissuration

La direction macroscopique de propagation d'une fissure est généralement perpendiculaire à la contrainte qui contribue à l'ouverture de la fissure. Cette configuration est appelée mode d'ouverture (mode I). Deux autres modes de propagation existent (cf. fig. 1.4) : le mode de cisaillement plan (mode II) et le mode de cisaillement anti-plan (mode III).

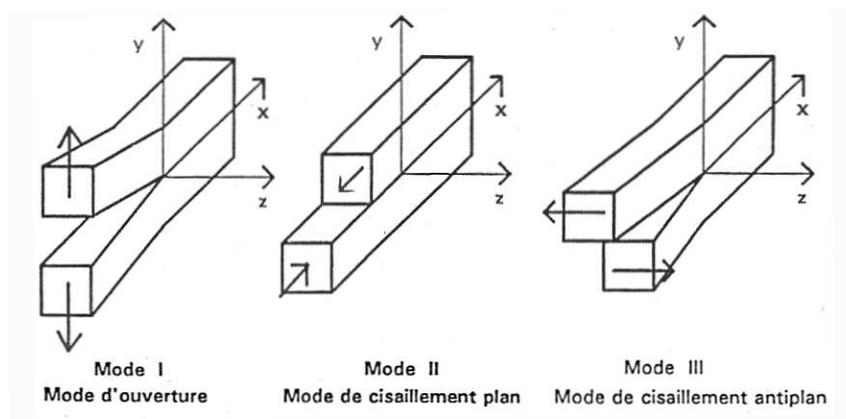


FIG. 1.4: Les trois modes de fissuration.

### Définition du Facteur d'Intensité de Contraintes

Le facteur d'intensité de contrainte a été introduit par Irwin [11]. La figure 1.5 présente une fissure placée dans une plaque infinie soumise à une charge  $S$ .

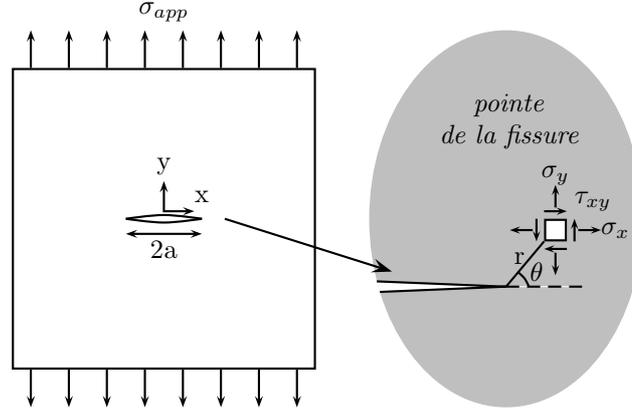


FIG. 1.5: Fissure en mode I dans une plaque infinie, définition du système de coordonnées en front de fissure.

Pour une telle fissure, on peut calculer un développement asymptotique du champ de contrainte en un point situé à une distance  $r$  de la pointe de la fissure ( $r \ll a$ ). On obtient pour le mode I :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_x = \frac{S\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_y = \frac{S\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_x = \frac{S\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \end{array} \right. \quad (1.4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_x = \frac{S\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \\ \sigma_y = \frac{S\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \end{array} \right. \quad (1.5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_x = \frac{S\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \\ \sigma_y = \frac{S\sqrt{\pi a}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) \end{array} \right. \quad (1.6)$$

Le point remarquable de cette solution est que le terme  $S\sqrt{\pi a}$  apparaît dans toutes les composantes du tenseur des contraintes. La distribution des contraintes et des déformations en pointe de fissure (*i.e.*  $r \ll a$ ) est donc indépendante de la géométrie de la fissure et de la charge appliquée ; seule l'intensité du champ  $y$  est directement liée. On réécrit l'équation (1.4) sous la forme :

$$\sigma_{i,j} = \frac{K}{\sqrt{2\pi r}} \times f_{i,j}(\theta) \quad (1.7)$$

où  $K$  représente le *facteur d'intensité de contrainte* du mode considéré :

$$K = S\sqrt{\pi a} \quad (1.8)$$

## La loi de Paris

Les observations classiques de suivi de la vitesse de fissuration lors d'essais de fatigue sont résumées sur la figure 1.6. Il existe 3 domaines distincts en termes de vitesse de propagation, qui sont liés aux trois étapes de l'endommagement par fatigue précédemment cités :

- ◇ un régime qui fait apparaître un seuil de propagation  $\Delta K_s$ , en deçà duquel les fissures s'arrêtent (essais à  $\Delta K$  décroissant) ;
- ◇ un régime où la vitesse de propagation présente une évolution linéaire (en échelles logarithmiques) avec le  $\Delta K$  :

$$\frac{da}{dN} = C \times \Delta K^m \quad (1.9)$$

- ◇ un régime de propagation instable où  $K_{max}$  atteint la ténacité du matériau  $K_C$ .

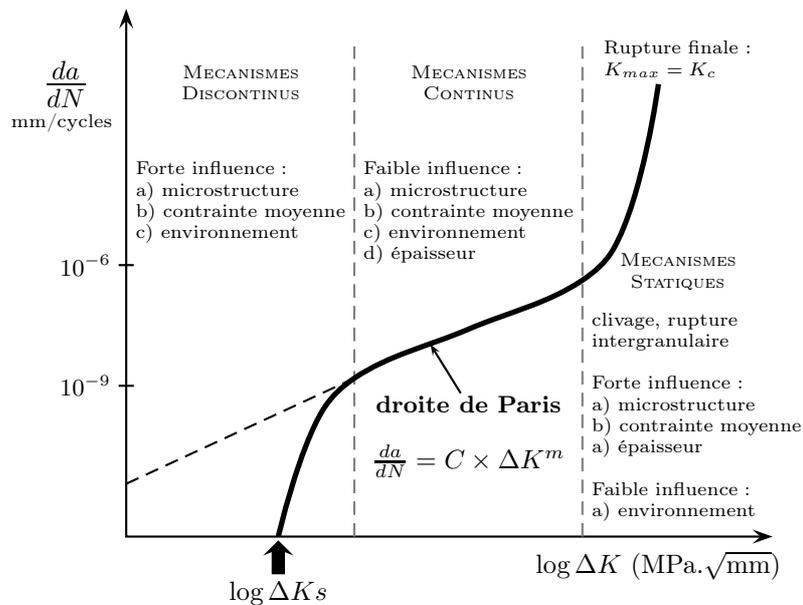


FIG. 1.6: Représentation schématique de la vitesse de propagation des fissures de fatigue en fonction du facteur d'intensité de contrainte, faisant apparaître trois domaines ; la loi de Paris correspond au domaine central.

La dépendance linéaire entre la vitesse de fissuration et le  $\Delta K$  (en échelles logarithmiques) est connu sous le nom de loi de Paris, d'après P. C. Paris qui fut le premier à établir son existence [12]. Notons ici que c'est une loi empirique basée sur une démarche expérimentale et vérifiée dans de nombreux matériaux. De part sa nature, cette loi a permis d'améliorer grandement le dimensionnement en fatigue ; il ne s'agit plus seulement d'imposer à la pièce de ne pas amorcer de fissure,

mais de tenir compte de la durée de propagation stable, qui peut parfois être très importante. On parle alors d'une approche de tolérance au dommage. Sous cette loi se cache un principe très important pour l'étude des fissures : le principe de similitude. Autrement dit, pour deux éprouvettes fissurées, de dimensions différentes et soumises à des charges différentes telles que leur facteur d'intensité de contrainte soit identique, la vitesse de fissuration sera identique dans les deux cas. Cependant les prédictions de la loi de Paris ont leurs limites comme nous le verrons dans la suite.

### L'effet des concentrations de contraintes

Comme indiqué dans le paragraphe 1.1.2, des fissures de fatigue peuvent s'amorcer préférentiellement en fond d'entaille. Frost a été le premier à observer l'arrêt de fissures amorcées en fond d'entaille [10]. Largement confirmé depuis, ce phénomène s'explique par la diminution rapide de l'effet de concentration de contrainte dans le voisinage de l'entaille. La capacité de la fissure à se propager dépend alors de la contrainte moyenne comme indiqué sur la figure 1.7. Frost trace la limite de fatigue en fonction du facteur de concentration de contrainte et montre que ce phénomène est obtenu pour des entailles sévères. Il est intéressant de traduire ces observations dans un diagramme  $da/dN - \Delta K$  où on place les deux cas de propagation/arrêt en liaison avec la valeur de la contrainte moyenne. On verra dans la suite que l'amorçage et la propagation de fissures de fretting peut faire appel à de telles notions ; on évoquera aussi des causes possibles pour l'arrêt des fissures.

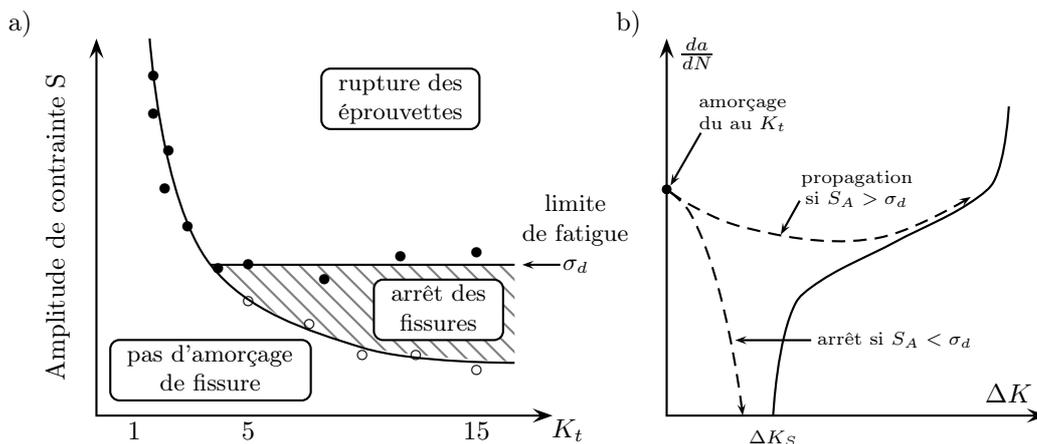


FIG. 1.7: Effet des concentrations de contraintes : a) Observation de Frost de l'arrêt de fissures amorcées par une forte concentration de contrainte (après [13]), b) Traduction dans un diagramme  $da/dN$  en fonction de  $\Delta K$

### 1.1.4 Le phénomène de *fissures courtes*

Le problème des fissures courtes peut être résumé simplement par le fait que la propagation dans ce régime ne suit pas la loi de Paris [14]. De nombreux auteurs, parmi lesquels Pearson pour les premières observations [2], rapportent l'observation de fissures très courtes se propageant avec une vitesse supérieure ou égale à celles de fissures longues, pour des valeurs inférieures de facteurs d'intensité de contraintes (cf. fig. 1.8). En effet, les lois de fissurations des fissures longues sont déterminées dans des essais normalisés à amplitude de facteur d'intensité de contrainte décroissante, aboutissant à la détermination d'un seuil de non propagation  $\Delta K_S$ . La propagation des fissures courtes, se fait quand à elle à amplitude croissante (puisqu'elle part de zéro) et en particulier on observe la propagation pour des valeurs inférieures au seuil  $\Delta K_S$ . Il est ici clair que le principe de similitude n'est plus valable. En effet, pour avoir des niveaux de  $\Delta K$  équivalents, on comparerait une fissure très longue (taille  $\gtrsim 1\text{cm}$ ), plane, sollicitée à faible contrainte; et un fissure très courte (taille  $\cong 0,1\text{mm}$ ), tridimensionnelle, sollicitée à forte contrainte où dans une forte concentration de contrainte et avec éventuellement une large zone plastique en bout de fissure.

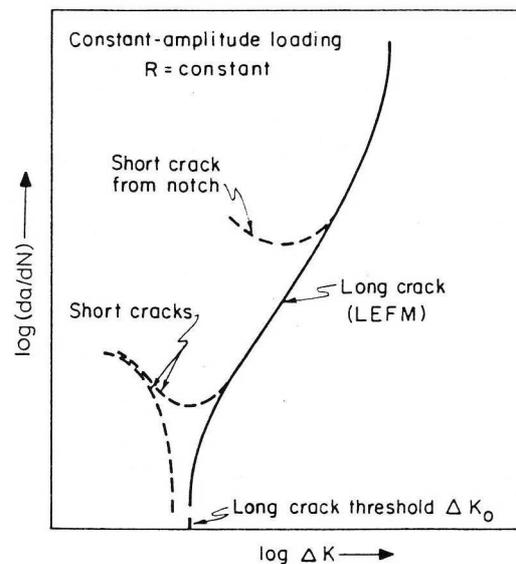


FIG. 1.8: Allure caractéristique des courbes de propagation de fissures courtes de fatigue par rapport aux fissures longues [15].

La définition du caractère court d'une fissure n'est pas univoque car il y a plusieurs effets qui induisent un écart au principe de similitude. Ces effets induisent plusieurs types de fissures courtes [15] :

- ◇ les fissures *mécaniquement* courtes, d'une taille comparable avec la dimension de leur zone plastique (par exemple, une fissure courte dans le champ d'une entaille);
- ◇ les fissures *microstructuralement* courtes, avec une taille de l'ordre de la dimension caractéristique de la microstructure (typiquement la taille de grain dans un métal cristallin, la distance interparticules dans un composite...);
- ◇ les fissures *physiquement* courtes<sup>3</sup>, qui ne seront pas étudiées dans ce travail. Signalons qu'un phénomène physique annexe ets alors de première importance et participe à la propagation de la fissure. Il s'agit bien souvent de phénomènes liés à l'environnement et donc à la profondeur de la fissure. On peut citer les phénomènes de corrosion, d'oxydation ou encore de fermeture de fissure. Ces fissures sont typiquement d'une taille inférieure au millimètre.

Historiquement, la majeure partie des travaux effectués a cherché à expliquer les fissures *mécaniquement courtes* et à étendre l'analyse de la MELR. En effet, une des limitations principales de cette description est la taille de la zone plastique. D'après l'équation (1.7), la contrainte devrait théoriquement augmenter à l'infini lorsqu'on approche de la pointe de fissure ( $r \rightarrow 0$ ). Dans les matériaux ductiles, cela n'est pas le cas du fait du mécanisme de plasticité qui est activé, dès que la contrainte locale dépasse la limite d'écoulement  $\sigma_0$  du matériau. Irwin a identifié ce phénomène et a estimé la taille de la zone plastique en pointe de fissure [16] :

Pour un chargement monotone en mode I et en contraintes planes :

$$r_{p1} = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_0} \right)^2 \quad (1.10)$$

Et en considérant la redistribution des contraintes due à la présence de la zone plastique (voir schéma sur la figure 1.9) :

$$r_{p2} = 2 \cdot r_E = \frac{1}{\pi} \left( \frac{\Delta K}{2\sigma_0} \right)^2 \quad (1.11)$$

Si la taille de la zone plastique en pointe de fissure est du même ordre de grandeur que la taille de la fissure elle même,  $K_I$  ne peut alors plus être utilisé pour décrire les champs de contraintes singuliers. D'autres développements asymptotiques ont été investigués. Il est apparu que l'intégrale  $J$  définie par Rice [17] est un paramètre intéressant pour corrélérer les vitesses de propagation entre fissures courtes et longues. En particulier, Dowling a corrélé des vitesses de fissurations de fissures longues et courtes (au sens *mécanique*) en fonction de  $\Delta J$  (cf. fig. 1.10) [18]. Dans ce travail, l'extension de fissure est mesurée par réplique et l'intégrale  $J$  est évaluée à l'aide des boucles contrainte-déformation du matériau. Dowling

---

<sup>3</sup>on parle aussi de fissures chimiquement courtes

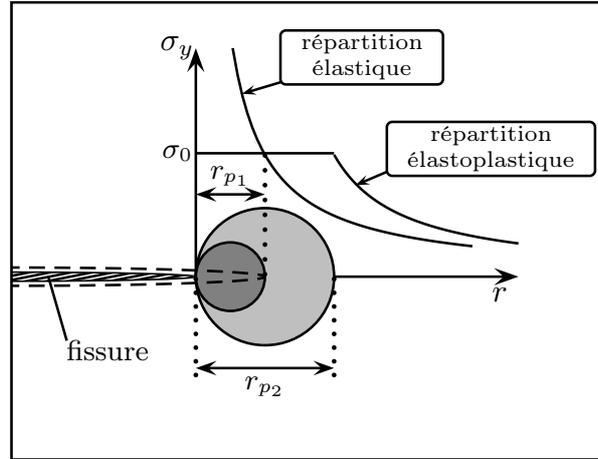


FIG. 1.9: première et deuxième estimations d'Irwin [16] de la zone plastique en pointe de fissure.

et Begley proposent alors une loi de propagation similaire à la loi de Paris dans sa forme [19] :

$$\frac{da}{dN} \propto \Delta J^{m'} \quad (1.12)$$

L'approche est intéressante et permet de tracer un continuum entre le régime des fissures courtes et celui des fissures longues. Malgré cela, le manque de signification physique de  $J$  et les apparentes contradictions internes de l'équation 1.12 freinent son utilisation.

El Haddad *et al.* proposent d'introduire une longueur intrinsèque de fissure  $a_0$  et redéfinissent le facteur d'intensité de contrainte [20] :

$$\Delta K = \beta S \times \sqrt{(\pi(a + a_0))} \quad (1.13)$$

La constante  $a_0$  caractéristique du matériau est estimée à partir des conditions limites de propagation d'une fissure lorsque la sollicitation approche la limite de fatigue  $\sigma_d$  :

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \left( \frac{\Delta K_S}{\sigma_d} \right) \quad (1.14)$$

Cette approche, qui consiste à augmenter un peu artificiellement la force motrice de fissuration, a montré de bons résultats pour ce qui est d'expliquer les différences entre les cinétiques des fissures longues et courtes [20]. Malgré tout, le caractère totalement empirique de cette description, et l'absence de relation entre le paramètre  $a_0$  et une quelconque dimension caractéristique du matériau (donc aucune signification physique) rendent ce type d'approche peu satisfaisant et

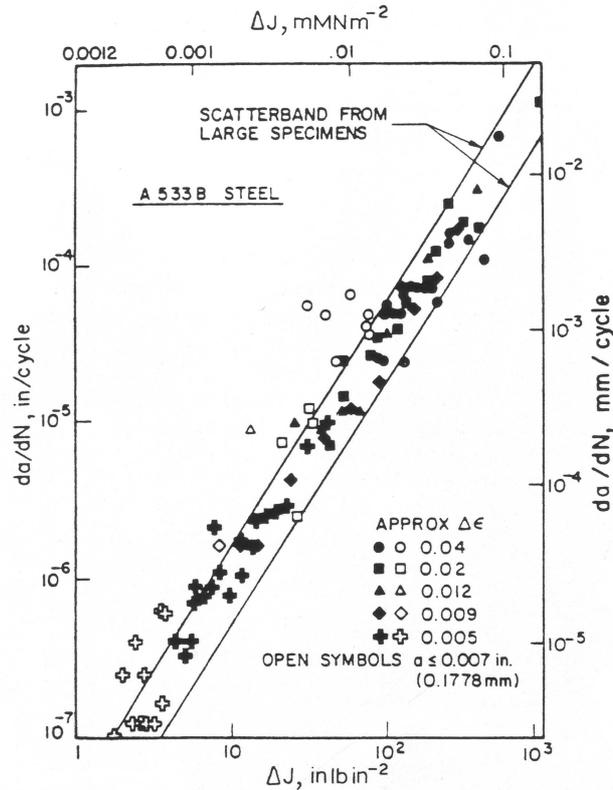


FIG. 1.10: Analyse de la vitesse de fissuration en termes de  $\Delta J$  pour des fissures courtes et longues [18].

justifie l'intérêt que continuent de porter de nombreux chercheurs au phénomène de fissures courtes.

Cette partie a mis en lumière divers effets pouvant porter atteinte au principe de similitude, grâce auquel l'avance d'une fissure peut être décrite par un paramètre unique : le facteur d'intensité de contrainte. Les tentatives pour étendre la MELR au régime des fissures courtes, mais aussi l'utilisation de l'analyse élasto-plastique apportent des réponses intéressantes mais peinent toujours à expliquer certains effets et manquent cruellement de signification physique.

### 1.1.5 Influence de la microstructure sur la propagation de fissures de fatigue

Comme nous l'avons vu précédemment, outre les fissures mécaniquement courtes, il existe un autre type de fissures courtes, dont la taille est comparable avec celle de la microstructure du matériau. La microstructure va dès lors exercer une influence importante sur les premiers stades de la propagation. Parallèlement,

nombre d'auteurs font état de comportements singuliers des fissures courtes tant du point de vue phénoménologique que de leur vitesse de propagation. Cet effet auquel nous nous intéresserons en particulier, est décrit dans le paragraphe suivant.

### Mise en évidence expérimentale

L'influence de la microstructure sur la propagation des fissures courtes a été un phénomène très étudié dans un grand nombre de matériaux, au cours des 20 dernières années. Les plus fréquentes constatations sont des ralentissements observés lors du suivi de la propagation des fissures en surface par exemple dans l'acier, les alliages de titane [21, 22], d'aluminium [23, 24], ou encore à base nickel [25]. D'un point de vue qualitatif, il est souvent constaté que ces ralentissements peuvent être corrélés à l'approche d'une barrière microstructurale par le front de fissure [26]. En multipliant les expérimentations pour des matériaux avec des tailles de grains différentes, Lankford montre [27] qu'une courbe typique de propagation de fissure courte peut exhiber un minimum correspondant à une taille de fissure proche de celle de la taille de grain (cf. fig. 1.11).

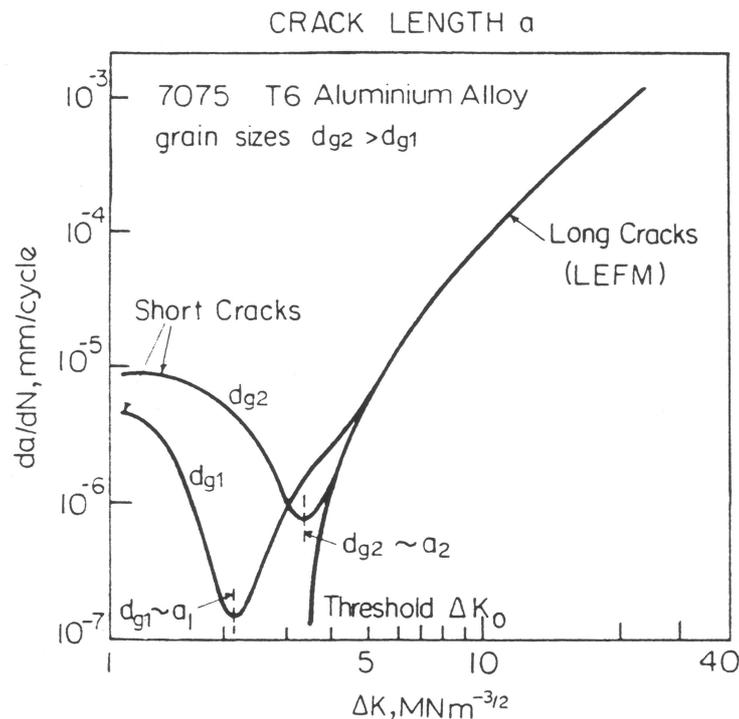


FIG. 1.11: Allure typique des courbes de propagation des fissures courtes de fatigue [27]; le minimum observé sur les courbes correspond à la taille de grains pour deux alliages d'aluminium présentant des tailles de grains différentes.

Plus précisément, certains auteurs notent l'influence de la cristallographie des grains rencontrés par la fissure sur la propagation. La figure 1.12 montre une micrographie d'une fissure courte se propageant avec un fort caractère cristallographique. Lorsque la fissure ne s'étend que sur quelques grains, son extension est gouvernée principalement par le cisaillement résolu en pointe de fissure (moteur pour mettre en mouvement les dislocations). Le plan de fissuration est alors corrélé au système de glissement primaire *i.e.* le plus activé par le cisaillement ; la fissure croît alors le long des bandes de glissement. Ce comportement est caractérisé par un trajet de fissuration en zigzags, et a été nommé stade I (*stage I*) par Forsyth [28].

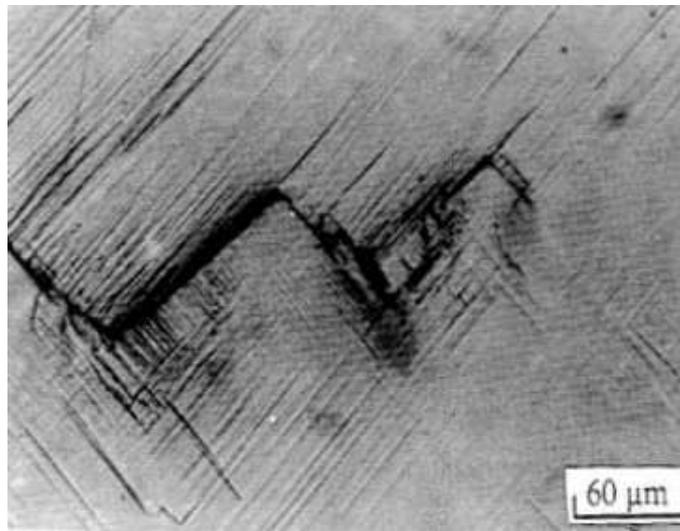


FIG. 1.12: Exemple d'une fissure courte présentant une propagation cristallographique marquée (d'après [13]).

On peut déjà prévoir que des matériaux possédant des cristallographies différentes, pourront adopter des comportements différents. Les paramètres clés pouvant influencer sur le comportement des fissures courtes sont :

- ◇ le type de cristallographie, l'anisotropie élastique ;
- ◇ les systèmes de glissement, la facilité de glissement dévié (caractérisée par l'énergie de défaut d'empilement) ;
- ◇ la taille et la forme des grains ;
- ◇ la texture et la distribution de la désorientation des grains.

Concernant l'anisotropie élastique (phénomène dénommé *Arching effect*), S. Pommier en fait une étude très complète par simulation des distributions hétérogènes de contraintes et de déformations en utilisant un maillage élément fini 3D [29]. La modélisation inclue le maillage de grains à base hexagonale pour

lesquels une distribution aléatoire d'anisotropie élastique leur est appliquée. Un effet significatif est démontré, dépendant toutefois du matériau considéré ; notons que dans le cas de l'aluminium qui est presque isotrope, cet effet est peu marqué (<7%).

Grâce à des mesures expérimentales utilisant la microscopie électronique à transmission, Zhang et Edwards [30] ont montré que l'effet de barrière d'un joint de grain est une fonction de la désorientation cristalline entre les deux grains.

Dans leurs travaux récents sur un alliage Al-Li, Zhai *et al.* mettent en évidence l'importance des angles de tilt et de twist entre les deux plans de fissuration au passage d'un joint de grain [31]. A partir de mesures EBSD<sup>4</sup> réalisé sur des grains traversés par une fissure, les auteurs montrent que celle-ci se propage le long des plans de glissement. De plus, il est montré que lors du franchissement d'un joint de grain, la fissure se propage en minimisant l'angle de déflexion entre les plans. Ce type d'étude, assez récente est aujourd'hui possible par la maîtrise de nouvelles techniques comme l'EBSD qui permet d'accéder précisément à la cristallographie des grains en surface du matériau. Il faut noter qu'à ce jour encore, les études testant précisément la corrélation entre le comportement d'une fissure courte et les orientations cristallographiques qu'elle rencontre durant sa croissance restent très peu nombreuses (voir par exemple [32] pour une revue du sujet).

Wang *et al.* dans une étude originale sur un alliage de titane, ont mis en évidence l'importance de la désorientation des colonies  $\alpha$  sur la résistance à la fissuration [33]. Testant des échantillons assez fins pour ne contenir qu'une seule colonie dans l'épaisseur, ils montrent que pour un chargement incrémental observé *in situ* au MEB, une forte désorientation cristalline d'une colonie à une autre peut constituer un obstacle non négligeable à la propagation de la fissure. Dans ce cas, la fissure s'arrête temporairement ; une renucléation multiple s'ensuit dans la colonie voisine avant la rupture du ligament et la poursuite de la propagation de la fissure.

Dans leurs travaux sur des polycristaux de nickel, Blochwitz *et al.* tentent de corréler le trajet de fissuration avec l'orientation cristallographique des grains obtenue par EBSD. Ils montrent premièrement [34] que les traces de glissement observées à la surface peuvent être corrélées dans la majorité des cas avec un système de glissement activé par la contrainte de cisaillement. Ils en déduisent que pour les conditions étudiées, le chargement extérieur reste valable du point de vue microscopique des grains pourvu que la contrainte soit résolue par le facteur de Schmid. Dans une seconde étude [35], les mêmes auteurs s'attachent à étudier l'influence de l'amplitude de déformation plastique et de l'orientation des grains sur l'amorçage et la propagation de fissures courtes. Deux mécanismes d'endommagement sont observés : la rupture de joints de grains (propagation intergranulaire) et la rupture le long des bandes de glissement avec empilement

---

<sup>4</sup>Electron BackScattered Diffraction

de dislocations aux joints de grains (cf. fig. 1.13).

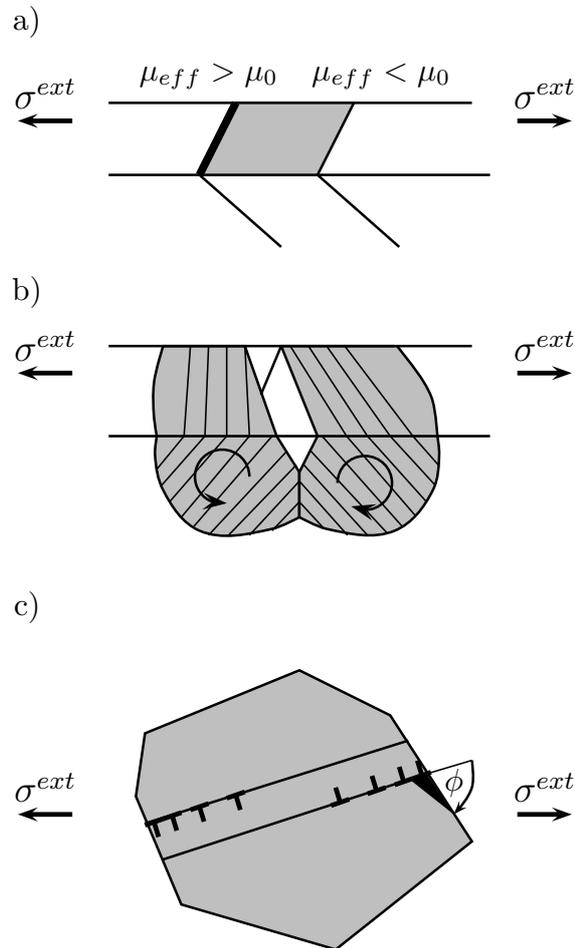


FIG. 1.13: Fissuration des joints de grains : a) incompatibilités élastiques au sein de macles ( $\mu_{eff}$  désigne le facteur de schmid effectif) ; b) incompatibilités plastiques au sein de joints de grains (rotation plastique des grains) ; c) empilements de dislocations aux joints de grains ; d'après [35].

Ces deux mécanismes apparaissent en compétition ; la rupture des joints de grains étant prépondérante à forte déformation plastique, alors que la rupture intragranulaire domine à faible déformation plastique. Une conclusion intéressante de ce travail est que pour peu que la propagation intragranulaire soit activée, les joints de grains resteront intègres et constitueront alors vraisemblablement de fortes barrières à la propagation des fissures.

### Les modèles existants pour rendre compte de l'interaction des fissures courtes avec la microstructure

On a vu dans le paragraphe précédent nombre d'études mettant en évidence les effets de la microstructure sur la propagation d'une fissure de faible taille. Parallèlement, un certain nombre de modèles sont disponibles dans la littérature pour tenter de prédire ces effets ; on peut classer ces modèles en deux parties. La première rassemble les modèles de nature mécanique et bien souvent empiriques ; le but étant alors de «recoller» à une loi de Paris, mise en défaut pour des fissures de faible taille. L'idée qui revient régulièrement est d'apporter des corrections au facteur d'intensité de contraintes pour tenter d'unifier des points expérimentaux dans une représentation  $da/dN = f(\Delta K_{eff})^5$ . Cette approche a, il est vrai, un intérêt dans une optique de dimensionnement pour l'ingénieur [36] ; mais elle ne rend malheureusement pas compte de la réalité physique telle que nous l'avons décrite au paragraphe précédent. Les corrections apportées n'ont généralement pas de bases physiques et ne sont donc pas transposables à un autre matériau. Nous ne considérons donc pas ici les modèles qui adoptent cette optique (voir [37] pour une revue des principaux d'entre eux dans les alliages d'aluminium).

Au contraire la deuxième classe de modèles est plus orientée vers la métallurgie et la plupart font appel explicitement à la dynamique des dislocations. Il s'agit donc de modéliser la réalité physique des phénomènes observés ; néanmoins la contrepartie est la difficulté (voire l'impossibilité) de calculer une durée de vie à partir de ces descriptions.

Morris *et al.* sont *a priori* les premiers à avoir essayé d'estimer, à partir de mécanismes physiques, le temps de blocage d'une fissure dans ou au voisinage d'un joint de grains [38]. Selon eux, le déblocage de la fissure se produit par accumulation de déformation plastique en avant de la fissure, dans le grain où la fissure cherche à pénétrer. Le nombre de cycles de blocage pour maturer la zone plastique dans le grain voisin s'exprime comme :

$$N_B = \frac{C}{D\sqrt{a} \times (\tau_{eff} - \tau_0)^2} \quad (1.15)$$

où  $C$  est une constante ajustée à partir de résultats expérimentaux,  $D$  la taille de grain,  $a$  la longueur de fissure,  $\tau_{eff}$  la contrainte effective de cisaillement en surface, et  $\tau_0$  la contrainte seuil d'activation du mouvement des dislocations.

Ce modèle prend en compte la variation de longueur de la fissure durant la période de blocage ainsi que la fermeture de la fissure. Malgré l'accord des résultats avec certaines observations expérimentales, le critère utilisé est appliqué

---

<sup>5</sup> $\Delta K_{eff}$  représente le facteur d'intensité de contrainte corrigé

sans justification au niveau des mécanismes physiques.

Navarro et De Los Rios battissent une approche basée sur le modèle BCS<sup>6</sup> dans laquelle ils proposent de modéliser la propagation des fissures courtes à l'aide d'une distribution de dislocations  $f(\zeta)$  pour évaluer la zone plastique au fond d'une entaille [40].

On considère dans cette description, une fissure intragranulaire de longueur  $2a$  dans un milieu élastique isotrope infini dans lequel les plans de glissement sont les plans où la contrainte de cisaillement  $\tau$  est égale à la contrainte de friction  $\sigma_f$  du matériau. Selon cette approche, la taille  $c$  de la zone plastique (cf. figure 1.14) est donnée par :

$$\frac{a}{c} = n = \cos\left(\frac{\pi\tau}{2\sigma_f}\right) \quad (1.16)$$

Le déplacement plastique  $\phi$  en bout de fissure est donné par :

$$\phi = \frac{2b}{\pi^2 A} \sigma_f a \ln\left(\frac{1}{n}\right) \quad (1.17)$$

où  $b$  représente le vecteur de Burgers,  $A$  est une constante qui s'exprime en fonction de  $b$ , du module de cisaillement du matériau considéré, du coefficient de Poisson et dont la valeur dépend du type de dislocations considérées (coin ou vis).

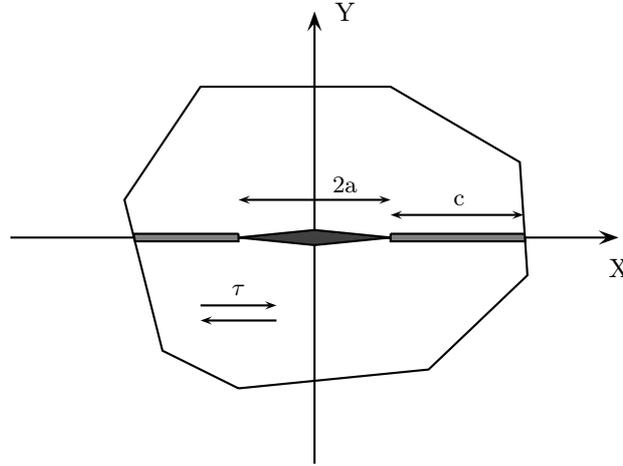


FIG. 1.14: Représentation schématique d'une fissure de longueur  $2a$  et dont la zone plastique à une longueur  $c$  au sein d'un grain soumis à une contrainte de cisaillement  $\tau$ .

Sur la base du modèle BCS, Navarro et al. proposent pour  $f(\zeta)$  une forme

<sup>6</sup>modèle de dislocation qui fut proposée initialement par B.A. Bilby, A.H. Cottrell et K.H. Swinden et appelé modèle BCS d'après les initiales de ses auteurs [39]

générale (bornée ou non) :

$$f(\zeta_0) = \frac{\sigma_f}{\pi^2 A} \left[ \cosh^{-1} \left| \frac{1 - n\zeta}{n - \zeta} \right| - \cosh^{-1} \left| \frac{1 + n\zeta}{n + \zeta} \right| \right] + \frac{\sigma_f \zeta}{\pi^2 A (1 - \zeta^2)^{1/2}} \left[ 2 \sin^{-1} n + \pi \left( \frac{\tau}{\sigma_f} - 1 \right) \right] \quad (1.18)$$

Cette équation est à même de décrire la propagation d'une fissure courte en introduisant la notion de barrières microstructurales et d'en traduire les effets sur la vitesse de propagation.

$f(\zeta)$  donne le nombre de dislocations entre  $\zeta$  et  $\zeta + d\zeta$ , et  $\zeta = x/c$  représente une coordonnée réduite permettant de décrire la géométrie de la fissure ( $\zeta = a/c$  en pointe de fissure et  $\zeta = 1$  au bout de la zone plastique).

Lorsque  $\tau > \sigma_f$ , les dislocations devraient s'échapper à l'infini, mais elles ne peuvent le faire à cause des joints de grains qui les bloquent. On obtient de cette manière une fonction de distribution non bornée à la position des barrières (équation 1.18). Par contre lorsque  $\tau < \sigma_f$ , les dislocations de la zone plastique s'accumulent contre celles qui représentent la fissure. La fonction de distribution est alors bornée en bout de zone plastique et l'on retrouve la formule de l'équation 1.16 pour l'expression de la taille de la zone plastique.

Lorsque la fissure approche d'une barrière microstructurale, sa zone plastique est bloquée et la propagation dans le grain suivant peut se produire si la concentration de contrainte résultante est suffisamment élevée pour activer une source de dislocation située à une distance  $r_0$  de la barrière. La contrainte s'exerçant sur cette source s'écrit :

$$S(\zeta_0) = \frac{\tau}{\sqrt{2(\zeta_0 - 1)}} \left[ 1 - \frac{2\sigma_f}{\pi\tau} \cos^{-1} n \right] + \sigma_f \quad (1.19)$$

avec  $S(\zeta_0) = (r_0 + c)/c > 1$ . L'activation de cette source requiert une contrainte critique  $\tau_c$ . Le plan de glissement de la source ne se trouvant pas, en général, dans le plan où la contrainte de scission est maximum, la contrainte nécessaire pour activer la source s'écrit :

$$S(\zeta_0) = \frac{1}{2} m^* \tau_c \quad (1.20)$$

où  $m^*$  est un facteur d'orientation du grain voisin (compris entre 2 et 3,07 pour les c.f.c.).

En reprenant ce formalisme, Edwards et Zhang ont calculé des tailles de zones plastiques pour les fissures dont ils ont suivi la propagation. A partir des zones plastiques calculées, Edwards et Zhang établissent une corrélation entre la vitesse de propagation (expérimentale) et la taille de zone plastique  $r_p$  selon la formule :

$$\frac{da}{dN} = Cr_p^m \quad (1.21)$$

où  $m$  et  $C$  sont des constantes du matériau.

Les courbes  $da/dN = f(a)$  ainsi calculées sont en bon accord avec les valeurs expérimentales, et permettent notamment de rendre compte des ralentissements des fissures observées. Ceci valide bien l'hypothèse selon laquelle la vitesse de propagation des fissures courtes est fortement corrélée à la déformation plastique en bout de fissure.

Cependant, à partir des courbes  $da/dN = f(a)$  ainsi obtenues, Edwards et Zhang ont essayé d'évaluer une durée de vie en fatigue. Les résultats sont assez corrects pour un alliage à grains fins (avec une tendance à sous estimer la durée de vie expérimentale lorsque la contrainte diminue), mais beaucoup moins bon pour un alliage à gros grains pour lequel la durée de vie est très largement sous estimée du fait d'une mésestimation du temps passé à franchir le premier joint de grains par le modèle. La conclusion est que le temps passé à franchir la première barrière microstructurale conditionne fortement la durée de vie globale du matériau.

Sur la base des mêmes mécanismes physiques, Buffière propose de décrire la propagation d'une fissure intergranulaire comme l'accumulation en pointe de fissure, des dislocations émises pendant la charge et non réabsorbées pendant la phase de décharge [41]. L'auteur suppose que les dislocations sont en mouvement sur les plans de glissement et que les joints de grains constituent des obstacles du fait de la désorientation du réseau cristallin. En effet, lorsque la fissure s'approche du joint, l'irréversibilité de glissement diminue, entraînant de fait un ralentissement de la fissure. Cependant le champ de contrainte produit par la fissure peut être suffisant pour activer plastiquement des sources dans le grain voisin, conduisant à l'amorçage d'une nouvelle microfissure. Les deux défauts se rejoignent alors pour continuer la propagation dans le nouveau grain. On retrouve ici le même type de mécanisme déjà décrit.

En considérant le cas simplifié d'une fissure intergranulaire bloquée sur un joint de grain, l'auteur estime le nombre de cycle de blocage par la formule :

$$N_B = \frac{r\gamma_s}{Gb^2 \sum_{i=1}^{n_e} f_i} \quad (1.22)$$

où  $r$  est la distance de la source à la pointe de fissure,  $\gamma_s$  l'énergie de surface de la microfissure,  $G$  le module de coulomb,  $b$  le vecteur de Burgers des dislocations coins,  $n_e$  le nombre de dislocations dans l'empilement et  $f_i$  la probabilité d'accumuler une longueur de dislocation pour la  $i^{eme}$  dislocation. Cette formulation s'est avérée donner de bons résultats qualitatifs pour décrire le nombre de cycles de blocage observés expérimentalement dans un alliage d'aluminium de moulage.

Les techniques de distribution de dislocations permettent donc de décrire (au moins qualitativement) des éventuels phénomènes de blocage.

Sur des bases plus phénoménologiques, Zhai *et al.* proposent, dans une étude sur un alliage Al-Li, un critère de choix du plan de fissuration lors du franchissement d'un joint de grain [31]. Le mécanisme qu'ils décrivent est schématisé sur la figure 1.15.

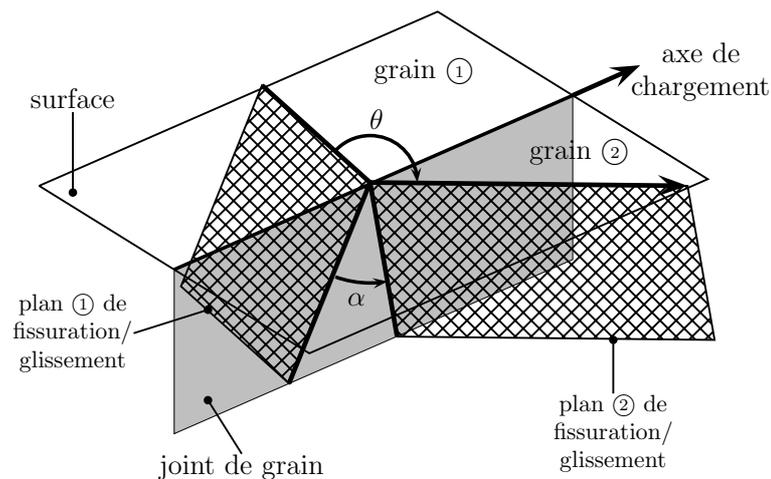


FIG. 1.15: Schéma de la propagation cristallographique le long des plans de glissement. La propagation est contrôlée par les angles de tilt  $\alpha$  et de twist  $\beta$ , d'après Zhai *et al.* [31]

Après avoir mesuré l'orientation d'un certain nombre de grains et identifié les différents plans de fissuration comme des plans de glissement, les auteurs calculent pour chaque joint de grain les angles de déviation (*tilt*)  $\theta$  et de déflexion (*twist*)  $\alpha$  dûs au changement de plan (cf. fig 1.15). Pour les conditions expérimentales testées, il a été montré que l'activation du plan de fissure n'était pas seulement due à un facteur de Schmid élevé mais correspondait également à un angle  $\alpha$  minimum. La prédiction est cependant limitée par le fait que les joints de grains sont supposés être non seulement parallèles à la direction d'application de la contrainte (hypothèse probablement assez juste du fait que  $\sigma \parallel L$ ) mais aussi perpendiculaire à la surface (hypothèse vraisemblablement plus limitante). Le fait est que les techniques classiques d'investigation en surface ne permettent pas de vérifier la seconde hypothèse.

Dans une étude sur un alliage d'aluminium de moulage, Ludwig *et al.* montrent clairement le potentiel de nouvelles techniques comme la micro-tomographie aux rayons X [42], pour étudier des phénomènes de ce type (pour le détail de la technique, voir le chapitre 2). La figure 1.17 issue de ce travail montre une repré-

sentation tridimensionnelle d'une fissure de fatigue amorcée sur un pore (cf. fig. 1.16).

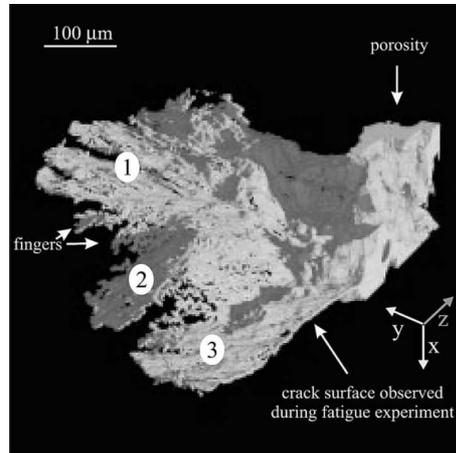


FIG. 1.16: Rendu 3D d'une fissure de fatigue amorcée sur un pore dans un alliage d'aluminium de moulage [42].

Sur cette image, les déviations de la fissure à l'intérieur de l'échantillon sont clairement visibles alors que ce n'est pas le cas en surface. De plus, l'utilisation d'une attaque au gallium avant de réaliser un nouveau scan tomographique permet d'obtenir la structure des joints de grains dans le volume de l'échantillon et de voir que ces changements de direction sont très bien corrélés avec l'entrée de la fissure dans un nouveau grain (cf. fig. 1.17).

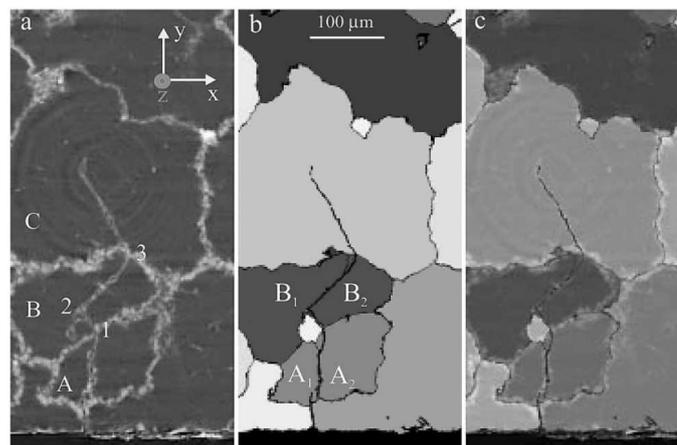


FIG. 1.17: Exemple de caractérisation d'un alliage d'aluminium a) coupe reconstruite par micro-tomographie après attaque au gallium ; b) même coupe après une opération de segmentation ; c) la superposition des deux images montre un bon accord [42].

Cette étude montre clairement qu'un des intérêts majeurs de cette technique est qu'elle peut permettre de vérifier des hypothèses, concernant des mécanismes 3D, émises à partir de l'observation des phénomènes d'endommagement en surface.

Signalons enfin les travaux de V. Doquet [43]. L'auteur propose un premier modèle décrivant l'interaction des fissures de fatigue de stade I avec les joints de grains. Ce modèle repose sur le mouvement de dislocations émises en pointe de fissure ; il prend en compte l'influence de la contrainte normale sur les lèvres de la fissure (lors d'essais multiaxiaux par exemple) ainsi que les conditions d'émission des dislocations en pointe de fissure. Il permet de reproduire le ralentissement (voire l'arrêt total) des fissures au voisinage des joints de grains mais il n'a pas été utilisé, à notre connaissance, de façon quantitative, pour reproduire des arrêts ou des ralentissements lors d'essais expérimentaux. En effet, le grand nombre de paramètres expérimentaux ou calculés (10 au total) nécessaire à l'application de ce modèle tend à limiter son usage pratique, pour l'instant tout au moins.

Dans un autre modèle développé par le même auteur, le comportement des fissures courtes est simulé par un couplage entre des calculs par Éléments Finis et par la théorie des dislocations. La distribution de contrainte autour d'une micro-fissure est calculée par éléments finis, et la croissance de cette micro-fissure le long des plans de glissement est évaluée grâce à la dynamique des dislocations. Le modèle reproduit sur un cas précis une dispersion qualitative d'une fissure courte en lien avec la désorientation cristalline.

## Conclusion

En conclusion de cette partie, on peut raisonnablement dire que le phénomène d'interaction des fissures courtes avec la microstructure a été largement étudié. Dans les alliages métalliques, certains modèles semblent assez performants pour expliquer localement tel ou tel effet de la microstructure, par contre aucun modèle ne permet d'estimer la durée de vie en fatigue en rendant compte des interactions fissures courtes/microstructure. Une des principales raisons à cela provient du caractère fondamentalement tri-dimensionnel des fissures courtes [14]. c'est à dire qu'une très faible partie des observations (ralentissements, arrêts, bifurcations) peuvent être directement expliquées par une simple caractérisation de la surface. Dans cette problématique, l'apport de nouvelles techniques comme la micro-tomographie semble particulièrement prometteur.

## 1.2 La fissuration sous chargement de fretting

Le fissuration par fretting est un sous domaine de la fatigue de contact. Celle-ci désigne d'une façon générale les processus d'endommagement de surface donnant lieu à des piqûres de corrosion, l'usure des surfaces par formation de débris ou la fissuration par fatigue, lorsque deux solides en contact sont soumis à des mouvements relatifs répétés.

Le moteur de l'étude de ces phénomènes est le grand nombre d'applications industrielles touchées par ces types d'endommagements : roulements, rails de trains, jonctions rivetées, assemblage aubes/disque des machines tournantes, câbles de ponts ou encore connectique électrique et domaine biomédical. Pour répondre aux besoins industriels, différentes configurations d'essais ont été développées au cours de l'histoire du fretting avec pour chacun des caractéristiques propres et des voies d'investigations privilégiées. Le but n'est pas ici de faire une liste exhaustive de tous les travaux réalisés dans le domaine du fretting sur l'ensemble des configurations possibles mais d'en donner l'orientation générale afin de mieux comprendre comment nous allons étudier de la fissuration sous l'influence du contact. Il est important de bien distinguer les trois types d'essais de fretting :

**le fretting corrosion** qui est l'étude des dégradations de surfaces entre deux corps en contact dans un environnement agressif ;

**le fretting wear** où l'endommagement est uniquement imposé par la sollicitation mécanique oscillatoire de contact. L'échantillon est un plan maintenu fixe, sur lequel un contre-corps est mis en contact via une force normale au plan, et mis en mouvement relatif par un système extérieur. Les déplacements s'échelonnent typiquement depuis quelques microns jusqu'à quelques centaines de microns. On peut étudier à la fois l'usure et la fissuration induite par le contact ; le gros avantage de ce type d'essais étant de pouvoir mesurer l'influence des paramètres de contact sur les dégradations par des séries d'essais ;

**le fretting fatigue** qui se rapproche le plus d'un essai de fatigue. Dans cette essai, une éprouvette de traction est soumise à une sollicitation uniaxiale contrôlée de fatigue. Sur les faces de l'éprouvette<sup>7</sup>, un contact est appliqué aux moyens d'un système de contre-corps ajusté sur un dispositif de serrage. C'est la déformation de l'éprouvette sous l'action de la contrainte de fatigue qui va induire le déplacement relatif des surfaces en contact, la mesure de la force de serrage permettant d'estimer le coefficient de frottement. Cet essai permet de quantifier l'influence du contact sur la

---

<sup>7</sup>Le contact est généralement appliqué perpendiculairement à la direction de traction, sur deux faces opposées pour garantir la symétrie du chargement en empêcher la déformation latérale de l'éprouvette

durée de vie en fatigue, en traçant par exemple les courbes de Whöler et d'estimer ainsi la réduction de la durée de vie due au chargement de contact. Le gros inconvénient de ce type d'essai est de ne pas pouvoir décorréler la sollicitation de contact de celle de fatigue.

Notons que cette liste n'est pas exhaustive car des essais spécifiques peuvent être développés pour simuler une condition de sollicitation particulière. Citons l'essai de fretting précontraint développé à l'ECL ou plus récemment l'essai de fretting fatigue sur des éprouvettes de pied d'aube/disque. Ces essais témoignent à la fois de la forte dynamique des recherches engagées sur le fretting mais aussi de l'échec à l'heure actuelle de la modélisation des phénomènes fondamentaux impliqués dans la fissuration par fretting. En effet cette modélisation permettra des simulations qui pourraient se substituer à des géométries complexes d'essais. Il faut aussi noter que, du fait du développement historique de ces essais, on a longuement attribué la sollicitation de fretting wear au phénomène d'usure (d'où son nom) et celle de fretting fatigue à la fissuration. On sait aujourd'hui que l'usure et la fissuration peuvent être présentes dans les deux types d'essais ; il convient donc d'analyser les dégradations en fonctions des conditions de sollicitations imposées au niveau du contact.

### 1.2.1 Notion d'essais de fretting - Les différentes configurations et leurs implications

#### Un peu d'histoire

Les premières investigations datent du début du siècle avec les travaux de Eden *et al.* [44] et de Tomlinson [45], qui s'intéressent aux débris d'oxydes de fer entre deux éprouvettes d'acier. Le fretting fatigue est étudié par Warlow-Davies [46] et McDowell [47] qui montrent l'effet néfaste d'un contact oscillatoire sur des structures testées en fatigue. Dès lors, les recherches s'accroissent et un large travail expérimental est effectué sur les dégradations de fretting, permettant de mettre en évidence l'influence d'un grand nombre de facteurs parmi lesquels [48, 49, 50] :

- ◇ l'amplitude du déplacement relatif des surfaces en contact
- ◇ la pression de contact
- ◇ le coefficient de frottement
- ◇ l'état de surface dans le contact
- ◇ les différences de propriétés élastiques des solides en contact
- ◇ la fréquence de sollicitation et la forme du signal
- ◇ les conditions environnementales et de température
- ◇ les contraintes résiduelles
- ◇ les modifications microstructurales et/ou transformations de phases

### Les différentes configurations de contact

Pour appliquer la sollicitation de contact, trois types de contre-corps sont généralement utilisés (cf. fig. 1.18). Le contact sphère/plan est privilégié dans l'étude de l'usure car il est facile à mettre en oeuvre<sup>8</sup> et facilite la comparaison avec le contact pion-disque<sup>9</sup>. Le contact cylindre/plan est plus souvent lié à l'étude de la fissuration car on peut alors formaliser le chargement en deux dimensions et le modéliser par éléments finis. Le contact plan/plan est de plus en plus utilisé. En faisant varier le rayon de courbure des bords du contre-corps (zéro pour un bord droit), on peut ajuster le profil de pression du contact et ainsi se rapprocher plus facilement d'une situation réelle.

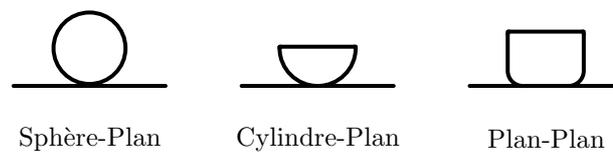


FIG. 1.18: Les différentes configurations géométriques utilisées pour les essais de fretting.

### Fretting wear *vs.* Fretting fatigue

Un des avantages de l'essai de fretting fatigue est de donner des informations sur la durée de vie, données qui peuvent être corrélées aux paramètres de contact. A titre d'exemple, la figure 1.19 montre une étude faite par Lindley sur la réduction de la durée de vie par le fretting et l'impact de différents revêtements sur cette dégradation des propriétés de fatigue. Ces essais fournissent des données précieuses pour développer des traitements palliatifs vis à vis des dégradations de fretting.

Par contre, il est surprenant de voir que les phénomènes fondamentaux mis en jeu lors de la rupture d'une éprouvette de fretting fatigue semblent encore assez mal connus. Compte tenu que, dans un essai de fretting fatigue, le nombre de cycles à rupture constitue l'information essentielle, peu d'études expérimentales font état d'essais interrompus et d'expertise de l'endommagement autres que la fractographie. Contrairement aux essais de fatigue classiques, les fissures s'amorcent et se propagent vers l'intérieur de l'éprouvette. La présence du contact rend impossible le suivi de la longueur de fissure en surface. Ceci explique que les données disponibles sur les cinétiques de propagation en fretting fatigue sont très rares. Il faut souligner que l'analyse concerne essentiellement le domaine des fissures courtes (voir §1.1.4), auquel il faut superposer l'effet du contact.

<sup>8</sup>pas d'alignement nécessaire

<sup>9</sup>généralement utilisé pour tester les lubrifiants

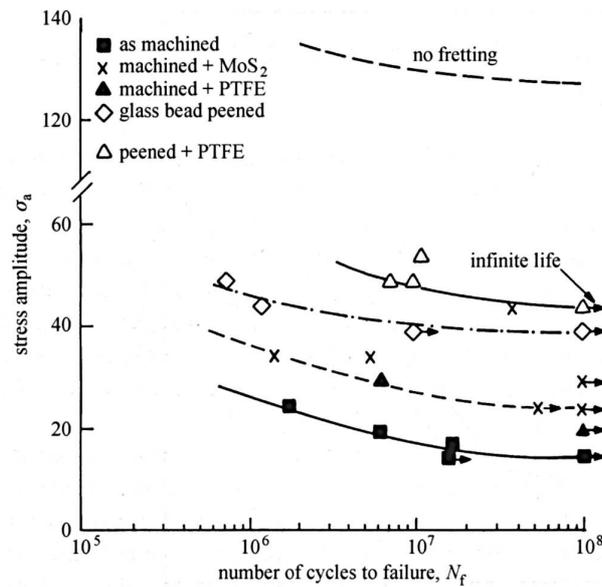


FIG. 1.19: Effets de différents revêtements sur la durée de vie en fretting fatigue, d'après [51].

En lieu et place de données expérimentales, les chercheurs ont cherché à modéliser cette propagation et un travail considérable a été établi (voir un peu plus loin au paragraphe 1.2.3). Malheureusement, dans ces approches, la prise en compte de la microstructure est quasi systématiquement absente, bien souvent du fait d'un manque crucial de données expérimentales.

Au contraire, dans un essai de fretting wear, la rupture de l'échantillon ne se produit pas et l'expertise de l'endommagement sous le contact est nécessaire. Plus simple à réaliser, cette configuration permet un plus grand nombre d'essais donnant accès à la morphologie des fissures par coupes *post mortem* des échantillons et la possibilité de procéder à des caractérisations de la microstructure après le test.

A la lumière de ces premiers éléments bibliographiques sur le fretting et les différentes configurations d'essais, il a été décidé d'étudier les conditions de fissuration pour un contact de fretting wear en configuration cylindre plan. Le comportement en fatigue étant étudié par ailleurs, on espère ainsi pouvoir mieux quantifier l'influence des différents paramètres du contact sur l'amorçage et la propagation de fissures.

### 1.2.2 L'amorçage de fissures dû au phénomène de fretting

#### L'approche des cartes de sollicitations locales

La figure 1.20a schématise un contact de fretting et met en évidence certains paramètres importants :

- ▷ la force normale  $P$  ;
- ▷ le déplacement alternatif  $\delta(t)$  ;
- ▷ la demi largeur de contact  $a$ .

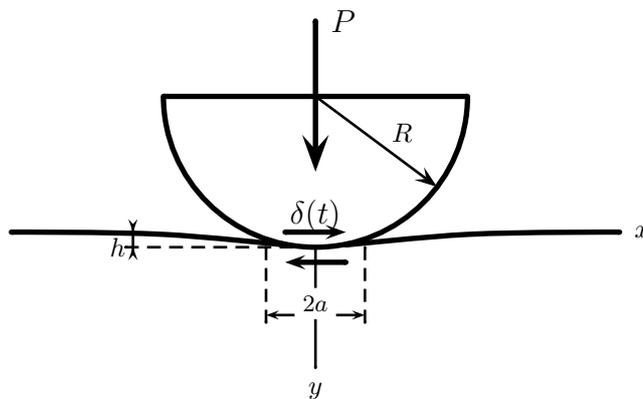


FIG. 1.20: Vue schématique d'un contact de fretting, l'indentation du contre-corps par la force normale  $P$  et le mouvement alternatif des surfaces sous l'action du déplacement  $\delta$  génèrent la sollicitation de fretting.

C'est Vingsbo qui formalise le premier la condition de glissement en terme de carte de sollicitation. Parallèlement, Colombié introduit la notion de bûche de fretting qui est le tracé temporel du cycle de fretting  $(Q(t), \delta(t))$  (cf. fig. 1.20b). Considérant ces deux représentations, Vincent rationalise l'approche de cartes de régimes de glissement : les trois domaines de fretting, *glissement partiel*, *glissement mixte* et *glissement total* sont définis. Concernant les dégradations proprement dites, les travaux de Blanchard et al. introduisent l'équivalent d'une carte de réponse du matériau associée à la carte de sollicitation.

L'approche globale est synthétisée sur la figure 1.21 : L'espace de chargement  $(P, \delta^*)$  est décomposé en trois régimes de glissements associés à des formes de bûches caractéristiques. Ces trois régimes activent une réponse différente du matériau et on peut voir que la fissuration est l'endommagement prédominant en régime de glissement partiel.

La détermination des régimes de glissement est longtemps restée qualitative, liée comme on l'a vu à l'analyse de la forme du cycle ; la forme elliptique étant alors associée au glissement partiel et la forme quadratique à celui de glissement total.

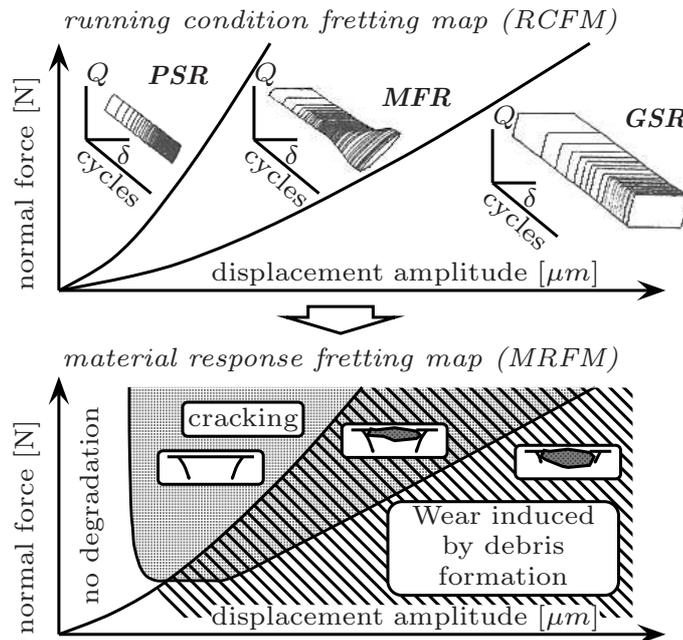


FIG. 1.21: Approche en termes de cartes de sollicitations locales ; chaque régime de fretting induit une réponse différente du matériau ; après [52].

Dans le but de quantifier la frontière entre les régimes de glissement, Fouvry formalise des critères d'identification de la condition seuil de glissement (cf. fig. 1.22). Ces critères se basent sur une analyse différentielle des variables associées au test de fretting au cours de l'essai. Ils sont au nombre de trois :

- ▷ un critère énergétique  $A$ , lié à l'énergie dissipée par le contact
- ▷ un critère d'ouverture de cycle  $B$
- ▷ un critère  $C$  indépendant du montage

Pour un contact sphère/plan, Fouvry montre que ces critères sont associés à une valeur seuil, indépendante du matériau. Dans le cas d'un contact cylindre/plan, la valeur seuil n'est pas formalisée mais le changement de régime est associé à une discontinuité de l'évolution du critère considéré. Cette approche systématique est très utile pour déterminer les différents régimes et permet de comparer des matériaux entre eux [53].

### Amorçage des fissures en glissement partiel

Nombre d'auteurs ont rapporté l'observation de fissures de fretting après un essai en glissement partiel. L'expertise *post mortem* des essais de fretting wear et fretting fatigue montrent que l'amorçage des fissures a toujours lieu dans la zone externe du contact *i.e.* la zone de glissement.

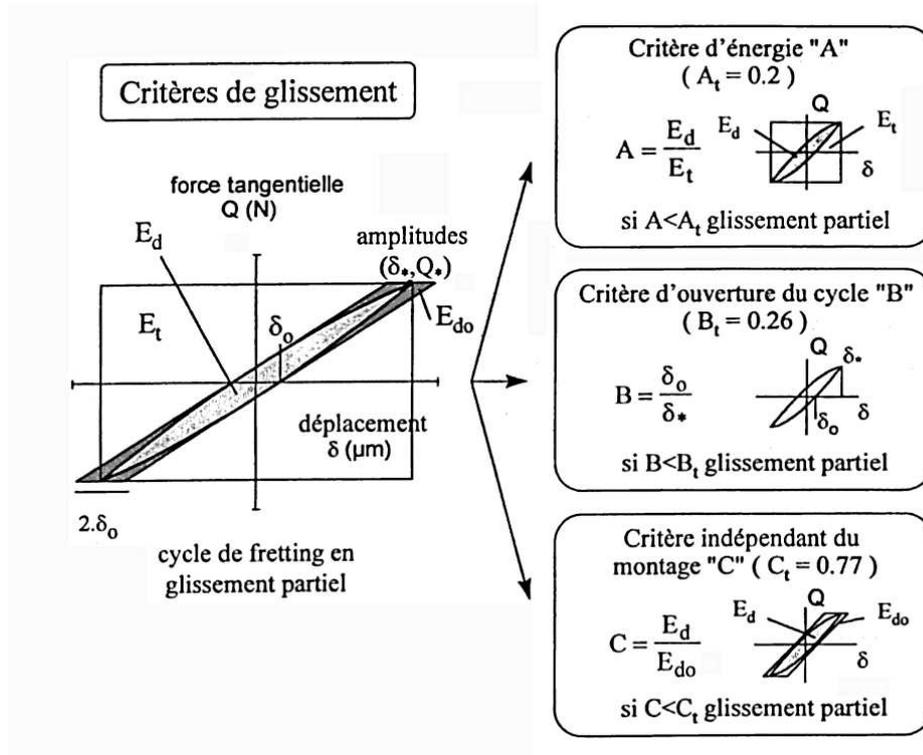


FIG. 1.22: Critères de quantification de la condition de glissement d'après Fouvry [52].

Pour essayer de rationaliser la condition d'amorçage de fissures en glissement partiel, on peut utiliser le formalisme décrivant les distributions de contraintes pour un contact en glissement partiel. Cattaneo [54] et Mindlin [55, 56] sont les premiers à interpréter le comportement non linéaire du chargement ( $Q(t), \delta(t)$ ). Ce chargement définit le cycle de fretting (cf. fig. 1.23a) qui est complètement explicité par le formalisme des auteurs. Ils montrent qu'en régime de glissement partiel, on ne peut pas calculer le coefficient de frottement  $\mu$  par le rapport  $Q^*/P$ . Appliquant la théorie de Hertz, ils adoptent une distribution de pression parabolique et définissent la demi largeur de la zone collée  $c$  (cf. fig. 1.23b). Fort de ces résultats, Johnson complète l'étude par un contact où les deux solides n'ont pas les mêmes propriétés élastiques. Depuis, d'autres études ont vu le jour sur le même principe mais pour des configurations différentes ou plus complexes. Citons le travail de Hills pour le formalisme concernant les essais de fretting fatigue [57] et celui de Ciavarella pour le contact plan/plan [58].

La prédiction de l'amorçage en fretting a largement évolué au cours des dix dernières années. Plusieurs méthodes ont été développées et leurs prédictions confrontées aux essais expérimentaux. L'idée consiste à calculer les champs de contraintes analytiques pour la géométrie de l'essai considérée, et d'appliquer ensuite un critère multiaxial de fatigue. On retrouve aussi fréquemment des

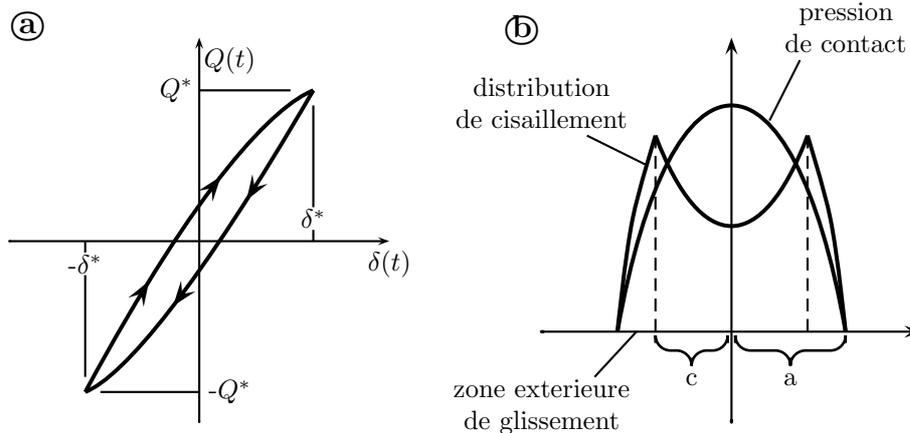


FIG. 1.23: (a) Cycle typique de fretting en glissement partiel; (b) distributions de pression et de cisaillement associées.

travaux où les champs de contraintes sont calculés par la méthode des éléments finis en deux dimensions, et où il est donc possible d'inclure les effets de la plasticité. Petiot *et al.* sont les premiers à avoir l'idée d'essayer d'appliquer un critère multiaxial de fatigue pour prédire l'amorçage en fretting fatigue sur un acier [59]. Reprenant cette démarche, Szolwinski et Farris utilisent une version modifiée du critère de Socie par Smith, Watson et Topper pour tenir compte de l'effet de la contrainte moyenne (dit critère SWT du fait des initiales de ses auteurs), et établie une prédiction en termes de nombres de cycles à rupture [60]. D'autres critères multiaxiaux existent et ont été appliqués au fretting comme les critères de Dang Van et Fatemi-Socie par exemple (voir la référence [61] pour une étude comparative).

Cette méthode, basée sur un calcul de plan critique, permet de calculer un certain nombre de paramètres intéressants, comme la position du point d'amorçage mais aussi l'angle d'amorçage de la fissure. La confrontation des prédictions face aux résultats expérimentaux permet de comparer les résultats issus des modèles pour différents matériaux. Notons que la comparaison des prédictions est en général réalisée avec des résultats expérimentaux issus d'une coupe d'un échantillon, ce qui suppose implicitement l'invariance des résultats (angle d'amorçage, position du point d'amorçage ou longueur de fissure par exemple) dans l'épaisseur de l'échantillon. Ainsi Lykins *et al.* montrent que l'on peut raisonnablement prédire la position et l'angle d'amorçage d'essais de fretting fatigue sur du TA6V par une approche de plan critique en termes de contrainte de cisaillement, alors que l'approche SWT se montre inefficace [62]. Parallèlement, Swalla et Neu montrent les limites de ce type de prédiction, l'importance du coefficient de frottement et évoquent un rôle probable de la microstructure [63].

Un obstacle face à cette méthodologie réside dans les gradients de contraintes extrêmement forts imposés par le contact (notamment en bordure de contact).

Ils expliquent d'ailleurs la bonne prédiction de la position du point d'amorçage ; mais lorsqu'il s'agit de corréliser les niveaux de chargement en fretting avec la prédiction de la frontière de non endommagement<sup>10</sup>, de gros écarts sont observés par plusieurs auteurs [64]. Ces observations ont été la base de l'introduction de l'effet d'échelle en fretting [65]. Cet effet postule que l'analyse ponctuelle des contraintes est erronée du fait de la capacité d'accommodation du matériau sous le contact.

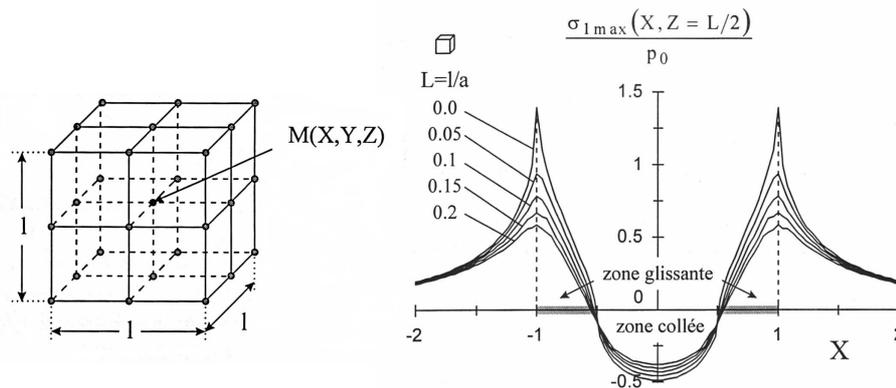


FIG. 1.24: Illustration de l'effet d'échelle introduit par Fouvry [65] ; les gradients de contrainte sont d'autant plus atténués que le volume de matière considéré est important.

Une des techniques pour appliquer l'effet d'échelle en fretting est de moyenner les champs de contrainte et de déformation sur un micro-volume de matière (cf. fig. 1.24). Fouvry montre que pour l'acier, le micro-volume identifié pour retrouver les niveaux de chargement expérimentaux induisant l'amorçage peut être relié à une dimension caractéristique de la microstructure comme la taille de grain [61]. Cet effet est largement discuté par Naboulsi et Mall en utilisant le calcul par éléments finis [66]. Très récemment, Araújo introduit une technique originale pour l'effet d'échelle [67] : les auteurs utilisent la taille de maille comme effet d'échelle, tirant parti du formalisme de la méthode des éléments finis qui induit implicitement un effet de moyenne. Le problème récurrent de ce type de modèle est l'éloignement grandissant des paramètres physiques utilisés pour la prédiction de l'initiation de fissures de fretting.

Les difficultés rencontrées pour prédire l'amorçage en fretting, ont poussé les chercheurs dans d'autres directions. Les développements récents tendent à considérer le fretting comme un effet d'entaille, modèles dits «*crack analogue*» [58]. L'idée est alors d'identifier la sollicitation de fretting à une discontinuité de contrainte

<sup>10</sup>rappelons que la prédiction fait intervenir des paramètres matériaux issus d'essais de fatigue classique sans concentration de contrainte

pouvant être comparée à celle générée pour une éprouvette de fatigue entaillée. Il est alors postulé que la durée d'amorçage est réduite à zéro et que la propagation dépendra de la concentration de contraintes liée aux conditions de chargement. On rejoint ici l'analyse faite par Frost (cf. fig. 1.7).

### 1.2.3 Propagation des fissures de fretting

Nous nous intéressons maintenant à la propagation d'une fissure de fretting. Les études sur le fretting fatigue utilisent la loi de Paris (éventuellement modifiée) ; nous ne les considérerons pas ici puisque nous nous intéressons uniquement aux tout premiers stades de la propagation. Ces modèles ne considèrent pas le domaine des fissures courtes, l'incluant éventuellement dans la durée d'initiation [62] :

$$N_r = N_i + \int_{a_i}^{a_f} f\left(\frac{dN}{da}\right) da \quad (1.23)$$

Nous chercherons donc à caractériser la propagation d'une fissure de fretting sous l'influence seule du contact. Les auteurs ayant étudié ce problème suppose que la croissance de la fissure est pilotée par le facteur d'intensité de contrainte, qu'il conviendra donc d'évaluer. Si de nombreuses méthodes sont disponibles pour calculer ce facteur, très peu de données relatives à la propagation sont disponibles dans la littérature afin de vérifier l'hypothèse de sa validité.

Il existe essentiellement trois méthodes pour calculer le facteur d'intensité de contraintes pour un contact de fretting :

- ▷ le calcul par la méthode des **dislocations**
- ▷ le calcul par les **fonctions de poids**
- ▷ le calcul par **Éléments Finis**

Le détail complet de ces méthodes dépasse le cadre de ce mémoire, les éléments essentiels utilisés dans ce travail sont rappelés au cours de l'étude de la propagation des fissures de fretting (voir §4.2). Précisons que les deux premières sont des méthodes analytiques et excluent donc la notion de plasticité<sup>11</sup>. Le sujet est bien documenté dans la littérature et on pourra trouver les informations nécessaires sur les méthodes dans [68, 69] respectivement pour les dislocations et les fonctions de poids.

De façon surprenante, aucune information n'a pu être trouvée dans la littérature concernant le calcul de fissures de fretting par éléments finis. Par contre en fatigue classique, un certain nombre d'auteurs ont déjà utilisé cette technique pour calculer les facteurs d'intensité de contrainte. Cette méthode présente de gros

---

<sup>11</sup>on parle ici de plasticité au sens d'évolution plastique du matériau, le mouvement des dislocations pouvant être vu lui même comme de la plasticité

avantages en ce qu'elle permet de ne pas présupposer le chargement de contact comme dans les méthodes analytiques. L'introduction d'une ou plusieurs fissures dans le maillage aura donc vraisemblablement des conséquences sur ce chargement. Ceci devrait être en accord avec des observations expérimentales comme celles de Lykins et al. qui mesurent une largeur de contact en fin d'essais bien supérieure à celle prédite par la théorie de Hertz; ils attribuent cette différence à la présence de fissures qui modifient la compliance du système [62].

#### 1.2.4 influence de la microstructure sur l'endommagement par fretting

La figure 1.25 présente une micrographie typique des premiers stades de propagation d'une fissure de fretting dans un alliage de titane. Comme il est fréquemment décrit dans la littérature, le trajet de fissuration est très tortueux; il apparaît de surcroît bien corrélé à la position des joints de grains visibles entre les phases  $\alpha$  et  $\beta$  du titane. Pourtant, aucun modèle de propagation ne semble tenir compte de la microstructure. Il apparaît pourtant que les barrières microstructurales constituées par les joints de grains doivent avoir une influence certaine sur la propagation, en particulier pour l'étude de l'arrêt de fissuration en fretting fatigue qui est une démarche en pleine expansion. Cet aspect sera plus spécifiquement étudié dans le cadre de ce travail.

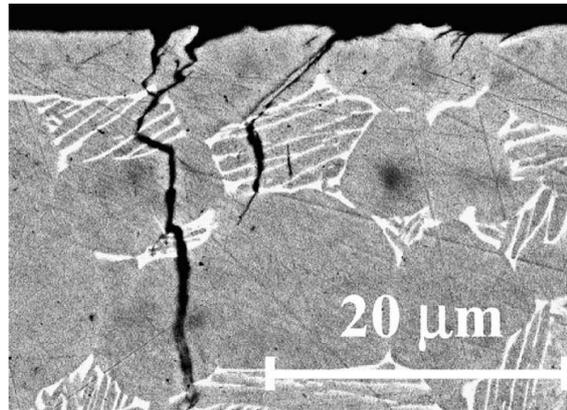


FIG. 1.25: Observation typique des premiers stades de propagation en fretting [70]

En ce qui concerne l'impact relatif de la microstructure sur l'amorçage en fretting, l'équipe de R. Neu au *Georgia Institute of Technology* ont publié un certain nombre de résultats intéressants. D. R. Swalla montre dans sa thèse que l'orientation des grains de phase  $\alpha$  du TA6V influence l'accumulation de déformation plastique dans un contact de fretting [71]. Ces travaux ont débouché sur l'étude par Éléments finis de l'influence de l'orientation des grains de titane

dans les contacts de fretting. Pour l'instant les modèles se limitent à simuler la microstructure par des grains carrés de  $50 \mu\text{m}$  de côté, mais montrent déjà des effets importants sur l'analyse du fretting. La figure 1.26 compare le calcul d'un contact de fretting entre un matériau homogène et un matériau composé de grains dont l'orientation est aléatoire. Ces calculs sont à rapprocher des travaux de S. Pommier sur «*l'Archiving effect*» (cf. §1.1.5). Grâce à leur modèle, les auteurs recalculent les frontières de plasticité dans l'espace de chargement (P,Q), en incluant cet effet de microstructure et une loi d'érouissage, ce qui en modifie de façon significative la position [72]. Les limites dans ce cas sont la forme carrée et la taille unique de  $50 \mu\text{m}$  des grains, ainsi que l'absence de distinction entre les phases  $\alpha$  et  $\beta$  du titane. De plus l'effet sur la fissuration n'a pas été étudié à ce jour.

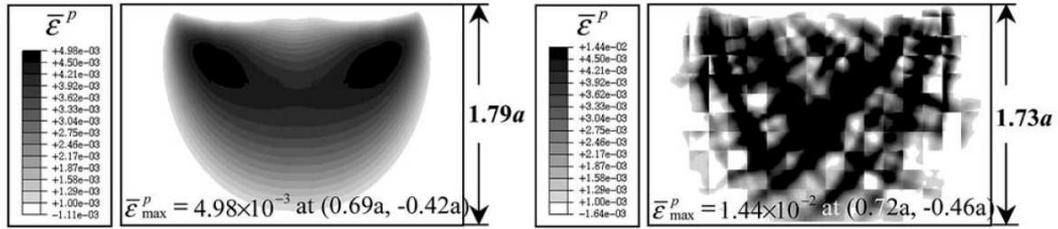


FIG. 1.26: Visualisation des contours de déformation plastique cumulée calculés par Éléments Finis dans le contact ; à droite : matériau homogène, à gauche : matériau polycristallin [72]

En conclusion, il apparaît que, bien que supposé par plusieurs auteurs, l'effet de la microstructure sur l'amorçage et la propagation des fissures de fretting reste peu étudié, et encore moins modélisé. La seule exception étant l'influence de la cristallographie sur l'évolution de la déformation plastique cumulée. Une des raisons majeure vient de la difficulté de pratiquer les investigations nécessaires et peut être aussi la complexité des phénomènes mis en jeu. Pourtant, comme noté par L. Chambon, aucun critère n'est capable à l'heure actuelle, de prédire la position et l'angle d'amorçage ainsi que la durée de vie en fretting [73].

Un point supplémentaire doit souligné ; lors de cette étude bibliographique, la totalité des travaux suppose le contact bidimensionnel. L'approximation est largement justifiée d'un point de vue mécanique pourvu que l'état de surface soit suffisamment bon. Par contre, du point de vue du matériau, les différentes hétérogénéités (joints de grains, particules) vont jouer un rôle important lorsqu'on s'intéresse à l'amorçage des fissures, et il est probable que cela puisse mettre en défaut l'hypothèse bidimensionnelle. Là encore, la finesse des expérimentations requises rend difficile toute investigation.

## 1.3 Conclusion et position du problème

Le but de cette thèse est d'identifier les mécanismes prédominants dans l'amorçage et la propagation des fissures courtes pouvant évoluer au sein d'un assemblage. Compte tenu de cette spécificité ainsi que de cas avérés d'amorçage par fretting sur des essais industriels, deux aspects expérimentaux seront essentiellement étudiés en vue d'une meilleure compréhension et d'une amélioration de la modélisation existante :

- ▷ l'amorçage et la propagation de fissures de fretting
- ▷ la propagation de fissures courtes dans le champ de contrainte d'un trou

En effet, bien que les conditions de contact dans un assemblage comme une jonction rivetée soient responsables de dégradations locales pouvant induire la fissuration, elles ne suffisent pas à elles seules à entraîner la ruine de la structure. Il sera premièrement important de déterminer les conditions précises d'amorçage de fissures de fretting, et quelle est l'influence de la microstructure sur ces conditions. Une fois la fissure amorcée, la sollicitation macroscopique de la structure prend alors le relais pour faire éventuellement propager cette fissure. Il convient alors de bien appréhender les divers phénomènes mis en jeu dans la propagation d'une fissure courte au voisinage d'un trou et quel est l'effet de celui-ci sur la vitesse de propagation.

A la lumière de la revue bibliographique, il ressort que la configuration de fretting fatigue est la plus largement étudiée. Malheureusement, elle ne favorise pas l'expertise des premiers stades de l'endommagement et couple les chargements de fatigue et de contact, compliquant encore l'analyse. Il ressort de plus (peut être par voie de conséquence) que l'influence de la microstructure n'est pas ou très peu prise en compte.

Le phénomène des fissures courtes de fatigue est lui, bien documenté. L'influence de la microstructure est acquise et certains modèles qui ont été présentés commencent à en évaluer l'importance. Pourtant, le caractère *fondamentalement* tri-dimensionnel des fissures courtes limite encore énormément ces approches. Si l'utilisation de plus en plus fréquente de l'EBSA a pu apporter certaines réponses, une technique plus récente comme la micro-tomographie aux rayons X apparaît comme très prometteuse.

Ce travail s'appuiera sur une large partie expérimentale ; le chapitre 2 présentera donc les méthodes et techniques expérimentales utilisées ; le chapitre 3 suivra logiquement avec les résultats expérimentaux des essais de fretting et de fatigue ; enfin, le 4<sup>ème</sup> et dernier chapitre présentera la modélisation des différents phénomènes ainsi que l'introduction d'un modèle couplant microstructure et endommagement.



---

# Méthodes et Techniques expérimentales

## 2.1 Méthodes de caractérisation

### 2.1.1 Microscopie optique

Les observations de surface en microscopie optique ont constitué la majorité des investigations de l'endommagement au cours des essais de fatigue et de fretting. Elles ont été réalisées à l'aide d'un microscope Zeiss Axioplan permettant un grossissement optique maximum  $G \times 100$ . Une caméra CCD<sup>1</sup> est montée sur le microscope, permettant l'acquisition numérique des images observées.

Les échantillons à observer ont été préalablement polis mécaniquement selon la procédure suivante (ayant été déterminée comme celle donnant le meilleur état de surface pour ce matériau) :

- ▷ polissage au papier carbure de silicium grain 1200 puis 4000 avec lubrification à l'eau ;
- ▷ finition à la pâte diamantée 3  $\mu\text{m}$  puis 1  $\mu\text{m}$  avec lubrification à l'alcool éthylique ( $R_a$  final environ 0,05  $\mu\text{m}$ ) ;
- ▷ «superfinition» éventuelle au pot vibrant avec une solution de silice colloïdale pendant 12 à 24h.

Lors du polissage mécanique, les fissures ont tendance à se boucher. Pour essayer de réduire cet effet, une attaque au réactif de Keller (2mL HF + 3mL HCL + 5ml HNO<sub>3</sub> + 190mL H<sub>2</sub>O ; temps de l'attaque  $\cong$  1 min) à été utilisée dans certains cas. Celle-ci permet le débouchage des fissures et permet entre autre de révéler les joints de grains.

---

<sup>1</sup>Charged Coupled Device

## 2.1.2 Microscopie Electronique à Balayage

### Imagerie électronique

Un microscope de type JEOL 840A LGS à filament de tungstène a été utilisé en mode électrons secondaires et rétrodiffusés pour visualiser certaines fissures à fort grossissement, ainsi que pour analyser les surfaces de rupture de certaines éprouvettes.

### Electron BackScatter Diffraction

D'un point de vue général, la caractérisation par diffraction d'électrons rétrodiffusés est mise en oeuvre par la mise en place d'une caméra spéciale dans la chambre d'un microscope électronique à balayage et le positionnement de l'échantillon à  $70^\circ$ . Lorsque le faisceau d'électrons est focalisé sur une zone de l'échantillon, une partie des électrons est réfléchi et diffracte le long des plans cristallins formant des bandes dites de Kikuchi<sup>2</sup>. L'image de ces bandes (appelée figure de diffraction) est enregistrée par la caméra et analysée pour déterminer précisément l'orientation cristallographique de la zone émettrice. L'intérêt premier de cette technique est son couplage avec l'imagerie électronique disponible dans le MEB, facilitant grandement l'expérimentation. Cette technique est de surcroît non destructive, bien qu'elle requière une préparation spécifique. En effet, la qualité des bandes de Kikuchi obtenues dépend de la quantité de défauts présents au voisinage de la surface. La qualité des images est donc directement dépendante du matériau étudié (la capacité de diffraction augmente généralement avec le numéro atomique), de l'état de surface (la rugosité introduit des écarts sur l'angle optimal de  $70^\circ$ ), de l'érouissage du matériau (les dislocations perturbent l'indexation), ainsi que d'autres facteurs.

Le facteur limitant de cette technique est sans aucun doute la préparation qui, si elle se révèle assez simple pour des échantillons sains et offrant une bonne planéité, se complique très vite avec une géométrie plus complexe (l'acquisition n'est possible qu'avec des surfaces planes) et pour des matériaux endommagés, la qualité d'image chute très rapidement avec l'introduction de défauts (dislocations, ruptures, décohésions).

Bien que cette technique fonctionne depuis plus de 40 ans, l'avènement des systèmes automatisés combinant une analyse des figures de diffraction en temps réel et un contrôle asservi du faisceau d'électrons et de la platine de montage du microscope ont permis une extension considérable de son champ d'applications en science des matériaux [74].

Lors des mesures par EBSD, le faisceau d'électrons est utilisé en mode focalisé et

---

<sup>2</sup>En toute rigueur, les électrons diffractent selon des hyperboles mais la faible distance des détecteurs fait que l'on ne voit que des lignes

balaye la zone à analyser point par point, alors que celle-ci est tiltée d'un angle voisin de  $70^\circ$  (cf. fig. 2.1). À ce faisceau d'électrons monocinétique est associé une longueur d'onde  $\lambda$ . Une partie des électrons est rétrodiffusée par le volume d'interaction avec le faisceau, et est captée par la caméra. Lors de la diffraction, les électrons sont rétrodiffusés préférentiellement sur un cône de demi angle  $\theta$ , selon la loi de Bragg :

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda \quad (2.1)$$

Il en résulte un contraste sur le détecteur caractérisé par les pseudo-lignes de Kikuchi. L'espacement entre ces lignes est relié au paramètre de maille du cristal diffractant  $d_{hkl}$  tandis que leur position est reliée à l'orientation cristallographique dans l'espace de la zone rencontrée par le faisceau.

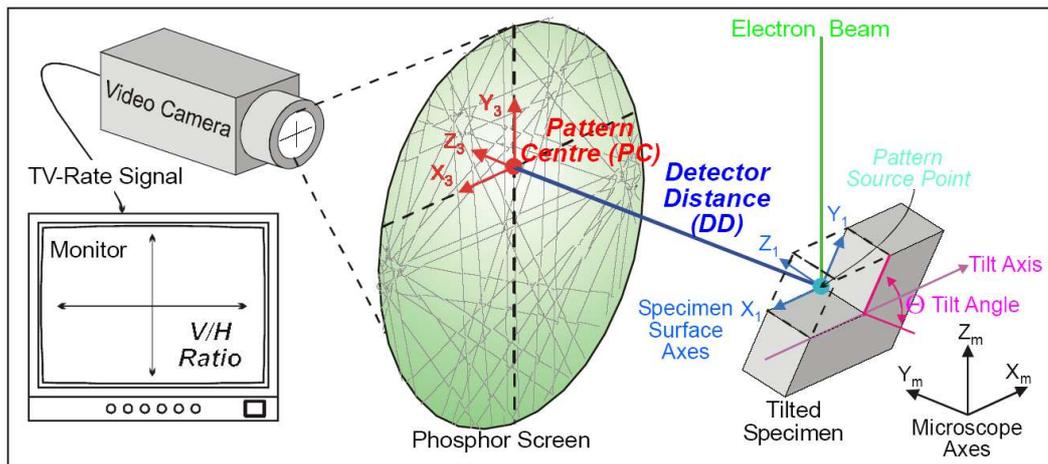


FIG. 2.1: Schéma de principe de la diffraction par électrons rétrodiffusés, d'après [75].

En pratique, le système utilise ce principe avec un contrôle asservi du MEB. Si les dimensions de la zone à acquérir le permettent<sup>3</sup>, c'est le faisceau qui va balayer la surface en focalisant chaque zone pendant la durée estimée nécessaire à l'indexation de l'orientation. Si la zone est trop grande, c'est la platine du porte échantillon qui est asservie, cette deuxième technique étant toute fois plus longue car elle implique des mouvements mécaniques. Notons que les deux modes sont généralement combinés pour réaliser des cartographies de grande dimension ; cette dernière est alors subdivisée en un certain nombre de parties plus petites et la platine déplace l'échantillon après l'acquisition de chacune des

<sup>3</sup>il faut que la différence sur l'incidence du faisceau entre les deux positions extrêmes reste négligeable

zones correspondantes.

Du point de vue expérimental, nous avons utilisé d'une part le MEB JEOL 840 du Centre d'Études et de Caractérisation Microstructurale au GEMPPM sur lequel est montée une caméra hkl et d'autre part, le MEB FEG de L'ENSMSE. Le pilotage, l'acquisition et le post-traitement sont réalisés avec le logiciel Channel5<sup>©</sup> [75]. Le traitement des figures de diffraction est appelé indexation en références aux indices des plans cristallins. Ce processus est très sensible à l'état de déformation du matériau et il est possible (voir probable) qu'une zone plastifiée ou endommagée ne soit pas indexée. Ceci s'applique aux zones fissurées, bords d'entaille plastifiés mais aussi aux zones ayant subi un polissage mécanique. Afin de préparer les surfaces, un polissage spécifique est donc requis, pour ôter la fine couche écrouie par le plissage mécanique (de toute façon nécessaire pour obtenir une bonne planéité). Deux polissages différents ont été utilisés pour préparer les surfaces :

- ▷ polissage électrolytique sur une machine Struers LectroPol-5. Les paramètres utilisés sont : Électrolyte A2, une tension de 18V et un temps de 12 secondes ;
- ▷ polissage au pot vibrant dans une solution de silice colloïdale en suspension, pendant au moins 15 heures.

Lorsque l'indexation est réalisée, on récupère les données suivantes :

**MAD** est l'indice de confiance, calculé comme l'écart entre la solution retenue et les bandes de kikuchi détectées ;

**les 3 angles d'Euler**  $\varphi_1, \phi, \varphi_2$  déterminant l'orientation spatiale du cristal. Ils définissent les rotations spatiales pour passer du repère de l'échantillon au repère du cristal (voir fig. 2.2) ;

**dg** la différence locale d'orientation entre le point courant et le point précédemment indexé.

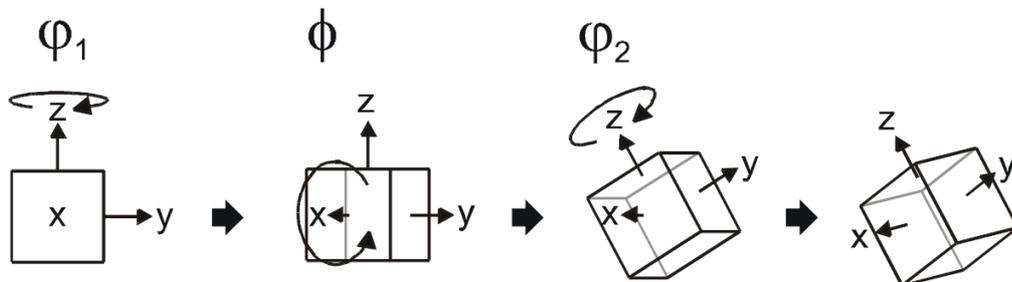


FIG. 2.2: Définition des trois angles d'Euler  $\varphi_1, \phi$  et  $\varphi_2$ .

Les mesures par EBSD ont nécessité l'optimisation des paramètres d'acquisition pour un certain nombre de raisons. Tout d'abord, l'aluminium n'est pas un matériau très diffractant (rapport signal sur bruit en EBSD beaucoup plus faible que l'acier par exemple). Ensuite, il fallait pouvoir indexer un matériau endommagé (dislocations et présence de fissures). Ceci a nécessité l'allongement du temps d'exposition pour atteindre un pourcentage d'indexation acceptable. Compte tenu de la grande étendue des surfaces à analyser, il y avait un compromis à faire. On peut difficilement dépasser un temps maximum de quelques heures sur ce type de microscope pour une cartographie (temps maximum dans le cadre de ce travail  $\simeq 10$ h). En effet, l'intensité d'émission fluctue au cours de la vie du filament (typiquement une centaine d'heures) et l'indexation dépend de façon critique de l'intensité moyenne reçue sur le détecteur.

Notons qu'il existe une technique intéressante pour réaliser l'acquisition de larges zones tout en gardant une bonne description de la géométrie des joints de grains. C'est le *smart sampling* qui consiste à ne pas acquérir tous les points de la zone mais uniquement les points proches des joints de grains par un algorithme optimisé (voir [75] pour tous les détails). Cette technique n'a toutefois pas été utilisée, principalement par un manque de temps pour la mettre en place. Ceci montre un des grands intérêts du MEB FEG pour lequel l'acquisition est environ 40 fois plus rapide (cf. paramètres dans le tableau 2.1). Dans ce cas, on peut au choix, acquérir des zones plus grandes ou travailler avec une résolution accrue.

La grande majorité des mesures a été pratiquée avec le MEB du GEMPPM et seules deux fissures (essai dans le sens T, cf. §3.3.3) ont été caractérisées sur le MEB FEG. La détermination des paramètres d'acquisition n'est donc présentée que dans le premier cas.

Le temps d'exposition d'une figure (FRINT pour *frame integration*) est de 0,12 seconde et le nombre de figures à sommer (FRM pour *frames*) a été établi à 4 (voir [76] pour plus de détails). La figure 2.3 montre deux cartographies dans la même zone avec ces réglages mais avec des pas d'acquisition différents.

À l'examen de cette figure, il apparaît clairement qu'avec un pas de 15  $\mu\text{m}$ , la description de la géométrie des joints de grains est plus qu'approximative alors qu'elle est excellente avec un pas de 4  $\mu\text{m}$ . On retiendra donc une valeur intermédiaire de 10  $\mu\text{m}$ . Le temps total peut être estimé par la formule 2.2. Pour une zone de 1mm  $\times$  0,4mm on prévoit donc un temps de balayage d'environ 2 heures. Finalement les paramètres retenus ont été regroupés dans le tableau 2.1.

$$\text{Temps total} \simeq 2 \times \text{FRINT} \times \text{FRM} \times \frac{\text{surface de la zone}}{(\text{pas d'acquisition})^2} \quad (2.2)$$

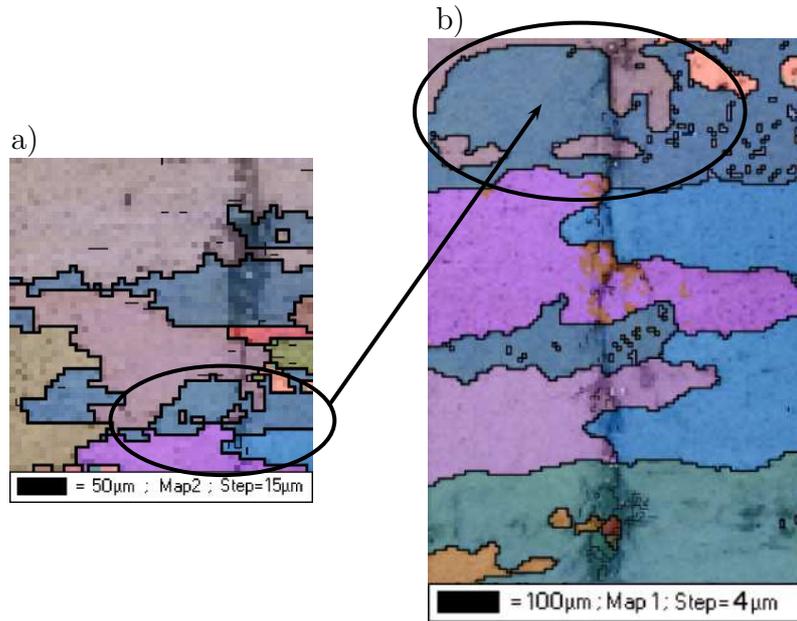


FIG. 2.3: Détermination des paramètres d'acquisition de l'EBSD sur le MEB JEOL pour l'alliage 2024T351, a) acquisition par pas de 15  $\mu\text{m}$ , b) acquisition par pas de 4  $\mu\text{m}$ ; la flèche montre deux zones correspondant au même endroit.

	FRINT (s)	FRM	pas d'acq. ( $\mu\text{m}$ )
MEB GEMPPM	0.12	4	10-15
MEB ENSMSE	0.007	2	5-10

TAB. 2.1: Paramètres d'acquisition retenus pour l'EBSD avec le MEB JEOL, les paramètres utilisés avec le MEB FEG sont donnés à titre comparatif.

### 2.1.3 Micro-tomographie X

Au cours du chapitre précédent les motivations concernant l'utilisation de la micro-tomographie ont été clairement énoncées. Le caractère tridimensionnel des fissures courtes, les expertises destructives et limitées des fissures de fretting sont autant de facteurs où l'utilisation de la micro-tomographie peut apporter des informations essentielles. Dans les paragraphes qui font suite, on s'attachera à donner quelques éléments sur le principe de la technique mise en oeuvre avec le rayonnement synchrotron, sur le dispositif expérimental utilisé dans la détection de l'endommagement, ainsi que sur le traitement des images 3D reconstruites.

#### Utilisation du rayonnement synchrotron

La technique de tomographie n'est pas à proprement parler une technique récente. Elle consiste en la caractérisation non destructive d'une section d'un

objet. Par abus de langage on parle de l'image du volume de l'objet mais c'est en fait, un empilement d'images 2D obtenues par tomographie<sup>4</sup>. L'idée est d'utiliser une onde pour traverser l'échantillon et récupérer l'intensité transmise par un détecteur, créant ce que l'on appelle une projection. En science des matériaux, c'est essentiellement le rayonnement X qui est utilisé ; les projections obtenues sont donc des radiographies X de l'objet. Le principe employé en tomographie est d'enregistrer N radiographies de l'objet dans N positions angulaires différentes<sup>5</sup>. On dispose alors, pour chaque section de l'objet, d'un ensemble de N lignes d'atténuations appelé sinogramme de la section. Celui-ci permet de remonter à la distribution spatiale des coefficients d'atténuation locaux au sein de la section, par le biais de méthodes de reconstructions mathématiques. On obtient l'image 3D reconstruite de l'objet ; dans cette image, chaque voxel<sup>6</sup> possède un niveau de gris proportionnel au coefficient d'atténuation calculé par l'algorithme de reconstruction.

La tomographie est utilisée depuis les années 70 dans le domaine médical (scanners) avec des résolutions de l'ordre d'une centaine de microns. Le potentiel énorme de cette technique pousse les chercheurs à la développer en science des matériaux. Pour ce faire on peut soit utiliser des sources classiques de type «micro-foyer» ou utiliser le rayonnement synchrotron. Ce sont en partie les progrès constants des source classiques mais surtout la construction des Synchrotrons de troisième génération qui donne l'élan nécessaire à la micro-tomographie. On ne détaillera pas ici tous les avantages/inconvénients (voir par exemple [41] pour une explication détaillée) d'une source par rapport à l'autre, mais le rayonnement synchrotron est pour l'instant le seul moyen d'atteindre la résolution submicronique, nécessaire pour caractériser l'endommagement par fatigue des matériaux métalliques.

Le synchrotron situé à Grenoble (ESRF<sup>7</sup>) est un synchrotron de troisième génération qui est composé essentiellement des éléments suivants :

**l'accélérateur linéaire (linac) :** il accélère les électrons, produits par un canon à électrons, au moyen de champs électriques pulsés dans des cavités radio fréquence, jusqu'à une énergie de 200 MeV ;

**le synchrotron :** c'est un accélérateur circulaire qui récupère les électrons à la sortie du linac et augmente encore leur énergie ; à l'ESRF, l'énergie des électrons à la sortie de cet accélérateur est de 6 GeV.

---

<sup>4</sup>L'utilisation de logiciels performants permet aujourd'hui une visualisation 3D par des calculs en temps réel sur ces coupes, mais l'image 3D reste en réalité un empilement d'images 2D

<sup>5</sup>La série de N images est appelée un *scan* tomographique

<sup>6</sup>par analogie avec les images bi-dimensionnelles, le composant élémentaire d'une image 3D est appelé *voxel*

<sup>7</sup>pour European Synchrotron Radiation Facility

**l'anneau de stockage :** c'est un grand anneau circulaire de 844 m de circonférence dans lequel les électrons sont stockés et circulent sous un vide poussé (de l'ordre de  $10^{-10}$  mbars). Leur trajectoire est contrôlée et forcée le long de l'anneau par des dispositifs magnétiques. A chaque passage dans un aimant, les électrons sont déviés de leur trajectoire et émettent tangentiellement un rayonnement X qui peut être utilisé sur une ligne de lumière. Ils circulent ainsi à une vitesse (donc énergie) constante durant plusieurs heures.

**les lignes de lumières :** ce sont les différents laboratoires, installés tangentiellement à l'anneau, qui récupèrent et utilisent le rayonnement synchrotron.

Par rapport aux sources X classiques, le rayonnement synchrotron offre un certain nombre d'avantages. Premièrement, l'intensité du faisceau X est très élevée et permet de n'utiliser qu'une partie du spectre grâce à un monochromateur. Ceci améliore grandement la qualité des images reconstruites (suppression de certains artefacts) tout en conservant un rapport signal/bruit élevé et un temps d'exposition faible. Ensuite, on utilise un faisceau parallèle, ce qui simplifie l'opération de reconstruction. Enfin, l'énergie élevée du faisceau ( $> 100$  keV) permet l'observation de matériaux très atténuants (numéro atomique élevé).

### Principe de la technique et dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé sur la ligne ID19 est schématisé sur la figure 2.4. Plus de détails sont disponibles dans la description complète faite par Buffière [41]. Le faisceau issu de l'anneau est d'abord rendu monochromatique grâce à une multi couche Rb-B<sub>4</sub>C. Il traverse ensuite l'échantillon qui est monté sur un dispositif de rotation extrêmement précis.

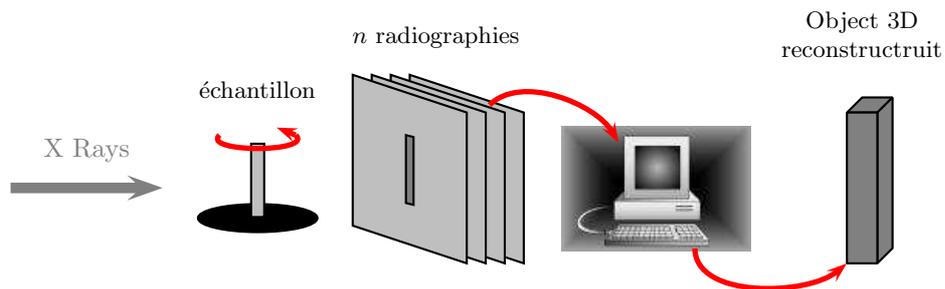


FIG. 2.4: Représentation schématique du principe de la tomographie par rayons X.

Les photons X transmis sont absorbés par un écran fluorescent qui émet de la lumière visible, qui est elle-même captée par le détecteur CCD spécialement

développé à l'ESRF<sup>8</sup> et constituent une radiographie de l'objet. La taille des pixels de la radio enregistrée par ce dispositif (et donc la taille finale des voxels de l'image reconstruite) peut varier entre 0,3 micron et quelques dizaines de microns. Le nombre de vues enregistrées lors d'un scan dépend justement de cette résolution et varie typiquement entre 600 et 1500.

Une conséquence importante de la résolution est la taille maximale de la section de l'objet à scanner. La considération de base est qu'il faut que la dimension maximale de la section (*i.e.* diamètre pour un échantillon cylindrique ou diagonale pour un échantillon carré) rentre dans le champ du détecteur, sachant que l'on travaille en faisceau parallèle donc sans grandissement. Par exemple pour un échantillon à section carrée avec une résolution de 0,7 micron et la caméra à  $2048^2$  pixels, la section ne devra pas excéder  $2048 \times 0,7/\sqrt{2} = 1013$  microns soit 1 mm.

Lors du scan de l'objet, des projections supplémentaires sont enregistrées, à savoir des images de «noir» sans faisceau X et des images de référence prises sans échantillon à intervalles réguliers ( $\simeq$  toutes les 100 projections). Ces images permettent de corriger les défauts inhérents à la chaîne d'acquisition (en particulier des lignes introduites par la multi couche), ainsi que la baisse d'intensité du faisceau au cours du scan. La durée de celui-ci dépend du dispositif utilisé (nombre de vues) et du matériau étudié (temps de pose pour une projection); elle s'échelonne généralement entre 20 et 90 minutes.

Les images 3D sont ensuite reconstruites par la méthode de rétro-projection filtrée sur une station de travail de la ligne ID19. Le fichier obtenu est constitué des différentes coupes concaténées les unes à la suite des autres où chaque voxel est codé sur 4 octets. La taille  $t$  en octets du fichier est donc calculée comme :

$$t = 4 \times \Delta X \Delta Y \Delta Z \quad (2.3)$$

où  $\Delta X$ ,  $\Delta Y$  représentent les dimensions d'une coupe et  $\Delta Z$  le nombre de coupes dans le volume. Pour un volume typique de  $800 \times 800 \times 800$  voxels on a donc un fichier de 2 Go environ. On voit que l'on dépasse vite les capacités mémoire actuelles des ordinateurs. Pour éviter cela on procède à une opération supplémentaire dite de recadrage qui permet de recoder les niveaux de gris du volume sur un seul octet. La taille finale du volume est donc divisée par 4. L'ensemble des paramètres utilisés pour réaliser les images tomographiques est résumé dans le tableau 2.2.

---

<sup>8</sup>deux caméras de ce type sont actuellement disponibles,  $1024^2$  et  $2048^2$  pixels. En ce qui nous concerne, tous les scans ont été réalisés avec la caméra de  $2048^2$  pixels

Énergie	Caméra	Temps d'exposition	Taille des voxels	Nombre de vues
20 keV	2048 <sup>2</sup> pixels	0,7 sec	0,7 $\mu\text{m}$	1500

TAB. 2.2: Paramètres d'acquisition des scans tomographiques.

### Caractérisation de la position 3D des joints de grains par imprégnation de gallium

Il est aujourd'hui bien connu que le gallium peut être utilisé sous sa forme liquide pour mouiller les joints de grains d'un échantillon d'aluminium. Mis en contact avec celui-ci, il diffuse très rapidement (jusqu'à 100  $\mu\text{m/s}$ ) à l'intérieur et ségrège aux joints de grains (voir [77] pour une explication détaillée). Le gallium a de plus la particularité d'avoir une absorption très différente de celle de l'aluminium en tomographie X, si bien que couplé à cette technique, l'imprégnation de gallium constitue un moyen commode (bien que destructeur pour l'échantillon) pour caractériser la position 3D des joints de grains dans un échantillon d'aluminium [24, 41].

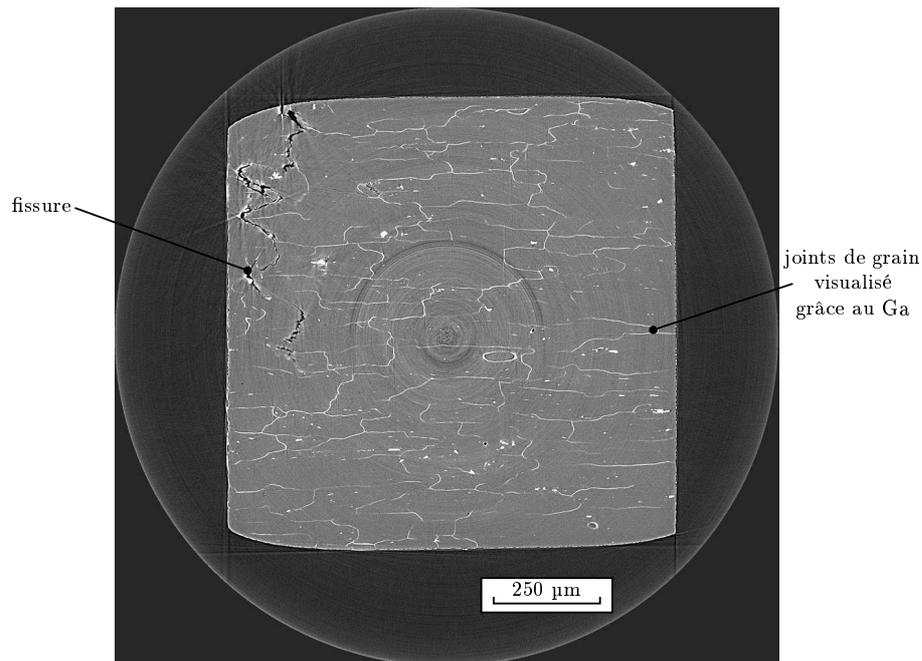


FIG. 2.5: Coupe tomographique, reconstruite au sein d'un alliage d'aluminium 2024 mouillé au gallium, illustrant la capacité de la technique à décrire la microstructure avec une résolution de 0,7  $\mu\text{m}$ ; une fissure est visible en haut à gauche et la section de l'éprouvette est  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ .

La figure 2.5 présente une coupe reconstruite et recadrée issue du scan d'un échantillon de section carrée d'un millimètre de côté imprégné de gallium, avec

l'ensemble des paramètres de la table 2.2. Le gallium a décoré les joints par de fins liserés blancs d'environ 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

### Traitement et analyse d'images 3D

L'essentiel des traitements nécessaires ont été réalisés avec des logiciels spécialement adaptés aux images tridimensionnelles. L'apprentissage de ces outils a montré qu'il n'y avait pas un meilleur logiciel mais que chacun d'entre eux avait un domaine de prédilection. On retiendra que :

**VGStudiomax** est le plus abouti des logiciels 3D. Ses modules de visualisation et d'export d'images sont extrêmement complets [78];

**Amira** excelle dans la segmentation des volumes 3D; il est beaucoup moins gourmand en mémoire et permet donc dans un cadre où l'on est toujours limité par la puissance des ordinateurs de traiter des volumes plus gros [79];

**Aphélon** est un outil de choix pour les opérations quantitatives sur les volumes : labellisation, granulométrie 3D, séparation et comptage des objets... [80].

Citons aussi le logiciel ImageJ (open source et donc gratuit) qui est très utile pour visualiser des coupes, redimensionner un volume et tout ce qui concerne les opérations préliminaires sur les images 3D [81].

Une fois l'image reconstruite et recadrée sur un octet, le dépouillement consiste à extraire le volume à traiter, puis à l'ouvrir avec un des logiciels précités et à réaliser les opérations nécessaires. On réalise par exemple couramment :

- le seuillage de l'image pour éliminer la matrice et visualiser les éléments importants de la microstructure, fissure, particules intermétalliques ;
- la segmentation par croissance de région pour isoler des objets tels qu'une fissure du reste de l'image ;
- des opérations quantitatives sur les objets segmentés.

## 2.2 Matériau étudié

### 2.2.1 Caractéristiques générales

Le matériau utilisé dans ce travail est un alliage d'aluminium 2024. Dans le cadre du projet d'amélioration de la tolérance aux dommages en vue de l'allègement des structures aéronautiques, nous avons utilisé une version haute pureté de ce

matériau, dite *nuance 2024A*, spécialement optimisée pour la tolérance aux dommages. La composition nominale et optimisée en éléments d'alliage est donnée dans le tableau 2.3.

Nuance	%Cu	%Mg	%Mn	%Fe	%Si	%Cr	%Ti
2024	3.8-4.9	1.2-1.8	0.3-0.9	0.20	0.15	0.01	0.03
2024A	3.8-4.9	1.2-1.8	0.3-0.9	0.07	0.04	0.01	0.03

TAB. 2.3: Composition chimique de l'alliage Al 2024T351 (% massique).

Le matériau a été fourni, sous forme de tôles laminées d'une épaisseur de 25 mm, par le centre de recherche d'Alcan à Voreppe. L'état thermique du matériau est T351, ce qui correspond à une mise en solution à 500 ° C suivie d'une trempe à l'eau froide à une température de 20 ° C avant de subir un détensionnement à 0,2% de déformation pour éliminer les contraintes de tension dans le matériau et aplanir la tôle. Les principales propriétés mécaniques de l'alliage sont rappelées dans le tableau 2.4.

R <sub>p0.2%</sub> (MPa)	E(MPa)	$\nu$	$\sigma_d$ (MPa)
325	72000	0.33	240

TAB. 2.4: Principales propriétés mécaniques de l'alliage Al 2024T351, R<sub>p0.2%</sub> désigne la limite d'élasticité conventionnelle à 0,2% de déformation plastique, E le module d'élasticité,  $\nu$  le coefficient de Poisson et  $\sigma_d$  la limite de fatigue à 10<sup>6</sup> cycles.

## 2.2.2 Microstructure

### Observation des joints de grains

La mise en forme des tôles par laminage affecte profondément la microstructure du matériau. La principale altération est un allongement des grains dans la direction de laminage. Cette opération a pour conséquence de faire apparaître des directions privilégiées dans le matériau ; nous utiliserons la notation anglo-saxonne classique pour définir ces directions :

**direction L** = sens de laminage

**direction T** = sens transverse au laminage dit *travers long*

**direction S** = sens de l'épaisseur de la tôle dit *travers court*

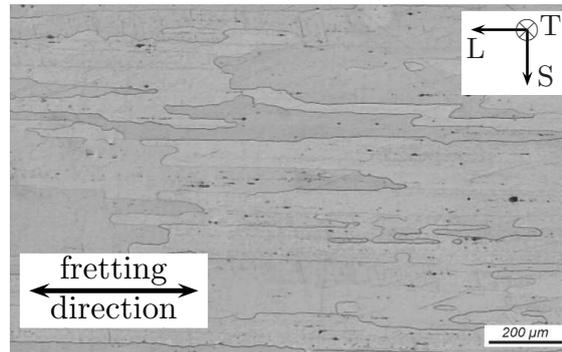


FIG. 2.6: Micrographie optique après une attaque au réactif de Keller, montrant la microstructure de l'alliage 2024T351 dans le plan (L,S). Les grains apparaissent allongés dans la direction de laminage et les particules intermétalliques sont colorées en noir par l'attaque.

La figure 2.6 montre une micrographie optique dans le plan (L,S).

La distribution des grains a aussi été caractérisée par micro-tomographie sur des échantillons attaqués au gallium (cf. §2.1.3). Il en résulte une information tridimensionnelle sur la position des joints de grains. La figure 2.7 présente le résultat d'une opération de segmentation morphologique avec le logiciel Amira [79], qui permet ensuite d'éliminer la matrice et les particules. Notons que cette opération est différente d'un seuillage de l'histogramme des niveaux de gris et repose plutôt sur la croissance de région. Cela permet entre autre de s'affranchir des intermétalliques<sup>9</sup>.

L'analyse de la figure 2.7 fait apparaître les points suivants :

- la plupart des grains sont traversants sur ce volume de 150 µm d'épaisseur. Ceci montre bien l'allongement des grains dans le sens L ;
- les joints de grains dans la direction L sont largement perpendiculaires à la surface, surtout pour les gros grains, cette observation n'est pas anecdotique car ce point constitue une hypothèse importante dans le critère de propagation étudié par Zhai *et al.* [31] et qui est repris dans ce travail (cf. chapitre 3) ;
- certains joints de grains (particulièrement dans la direction S) montrent un faible mouillage par le gallium et sont donc absents de la segmentation. La principale raison évoquée dans la littérature pour expliquer ce phénomène serait la faible désorientation des joints non ou peu mouillés par le gallium [77].

<sup>9</sup>en effet les particules sont riches en fer et apparaissent donc claires, avec une atténuation proche de celle du gallium

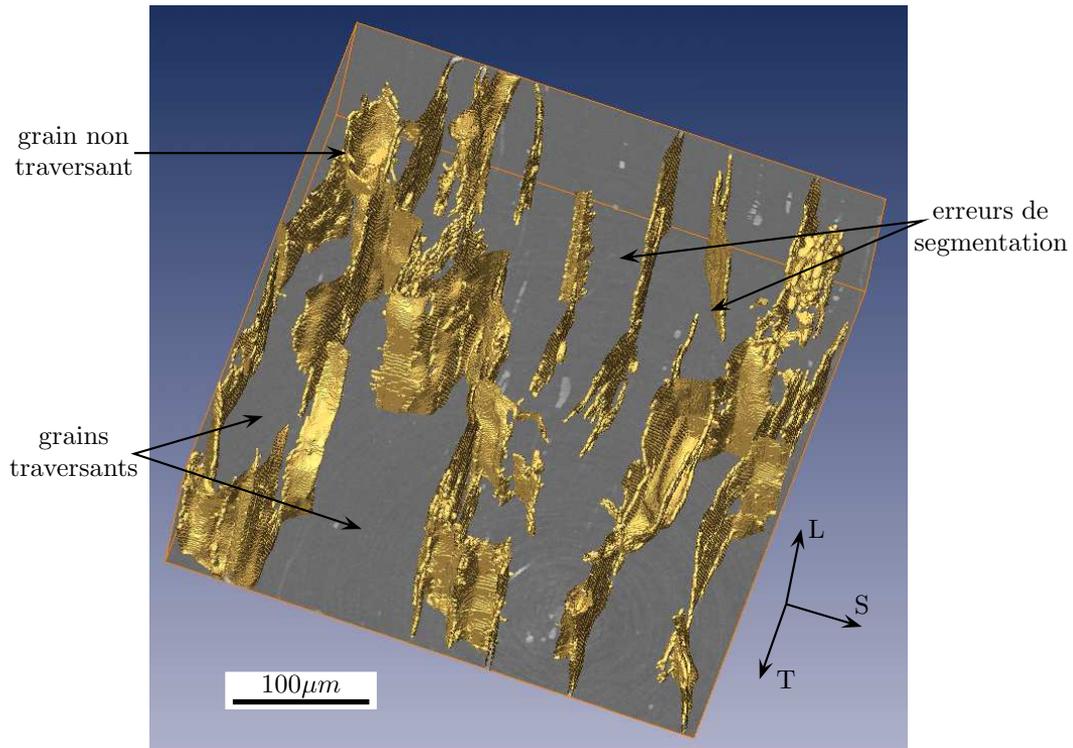


FIG. 2.7: Rendu volumique des joints de grains au sein de l'alliage 2024T351 observé en micro-tomographie.

La taille de grain est mesurée quantitativement par analyse de cartographies EBSD. On obtient les résultats suivants :

Direction	L	T	S
Taille de grains [ $\mu\text{m}$ ]	$400 \pm 200$	$150 \pm 50$	$130 \pm 40$

TAB. 2.5: Mesure de la taille des grains dans le repère (L,T,S).

### Observation des particules de seconde phase

Les particules de seconde phase ou particules intermétalliques sont un élément important de la microstructure. Elles sont formées lors de la mise en solution par ségrégation des éléments d'addition. Lors de l'opération de mise en forme, l'effet sur ces particules est un alignement dans la direction L ainsi que des ruptures, fragmentations de certaines d'entre elles [82]. On distingue deux catégories de particules intermétalliques :

les **particules de phase  $\beta$**  dont la taille typique est voisine de  $10 \mu\text{m}$ , possèdent une forme irrégulière et généralement anguleuse et sont composées d'Al-Cu-Fe-Mn.

les **particules de phase s** sont bien sphériques avec un diamètre de l'ordre de 1-2  $\mu\text{m}$  et sont composées d'Al-Cu-Mg.

La tomographie est un outil bien adapté pour caractériser ces particules de seconde phase pourvu que l'on utilise une résolution idoine. Les images suivantes sont extraites de volumes imagés par micro-tomographie avec une résolution de 0,7  $\mu\text{m}$ . La figure 2.8 montre un rendu 3D des particules après projection selon les trois directions du matériau L,T et S. L'alignement selon la direction L est bien visible et on observe aussi la présence d'amas d'intermétalliques. Ces zones peuvent constituer des défauts importants et influencer de manière non négligeable les propriétés en fatigue, via l'amorçage de fissures comme nous le verrons plus loin. On note également la rotondité des petites particules de phase s et la planéité des phases  $\beta$ , qui ont une forme de plaquettes.

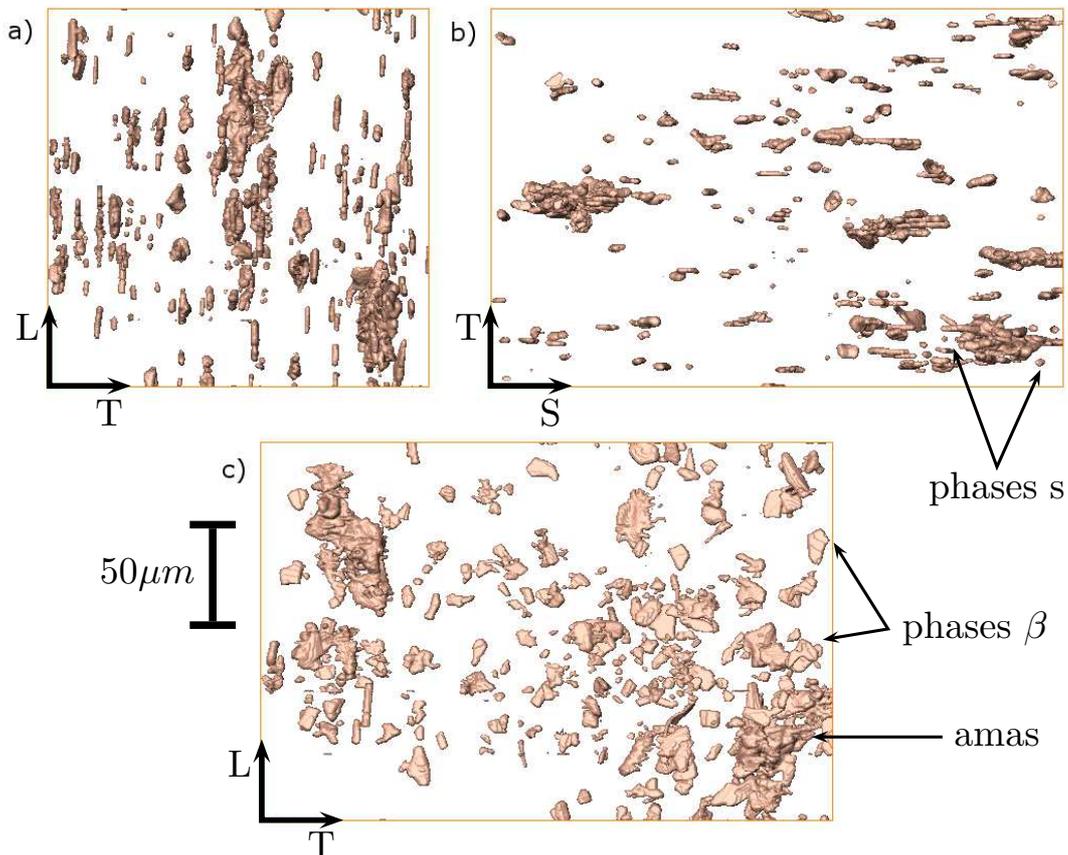


FIG. 2.8: Observation par micro-tomographie des intermétalliques dans l'alliage 2024T351 dans les différentes directions du matériau L,T et S montrant l'orientation des particules intermétalliques ainsi que des amas.

## 2.3 Essais de fretting

L'ensemble des essais de fretting menés dans cette thèse est conduit en condition de glissement partiel où on le rappelle, l'aire de contact se partage entre une zone collée et une zone de glissement. Cette partie détaille le principe et la mise en oeuvre des essais ; notamment la forme et l'état de surface des échantillons et contre-corps utilisés. On s'attachera alors à définir précisément les méthodes d'investigation de l'endommagement et de détermination des conditions de l'amorçage de fissures de fretting en glissement partiel.

### 2.3.1 Principe et mise en oeuvre

L'essai de fretting est décrit de façon schématique sur la figure 2.9 et une photographie du montage est présentée sur la figure 2.10. Au cours d'un essai, un échantillon parallélépipédique d'alliage 2024A, fixé sur un vérin hydraulique, est mis en contact avec un contre-corps cylindrique en alliage 7075 traité T6. Le contact est maintenu et contrôlé par la force normale  $P$  et un déplacement relatif des surfaces  $\delta^*$  est imposé via le système hydraulique. Le déplacement est contrôlé par un extensomètre et un signal sinusoïdal est imposé, une période du signal correspondant à un cycle. La force tangentielle de cisaillement  $Q^*$  induite par le contact sous l'effet des conditions de sollicitations  $(P, \delta^*)$  est mesurée en temps réel par un capteur de force.

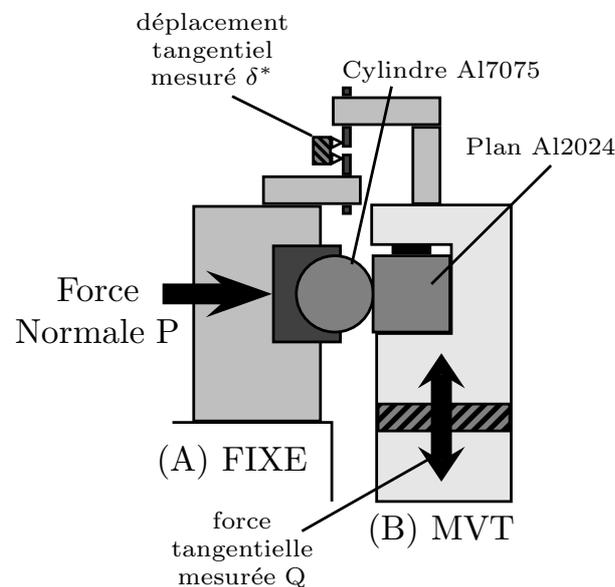


FIG. 2.9: Représentation schématique du dispositif expérimental de fretting.

Le dispositif est monté sur une machine MTS 831.10 de capacité 25 kN. Les dimensions et directions caractéristiques des échantillons et contre-corps sont

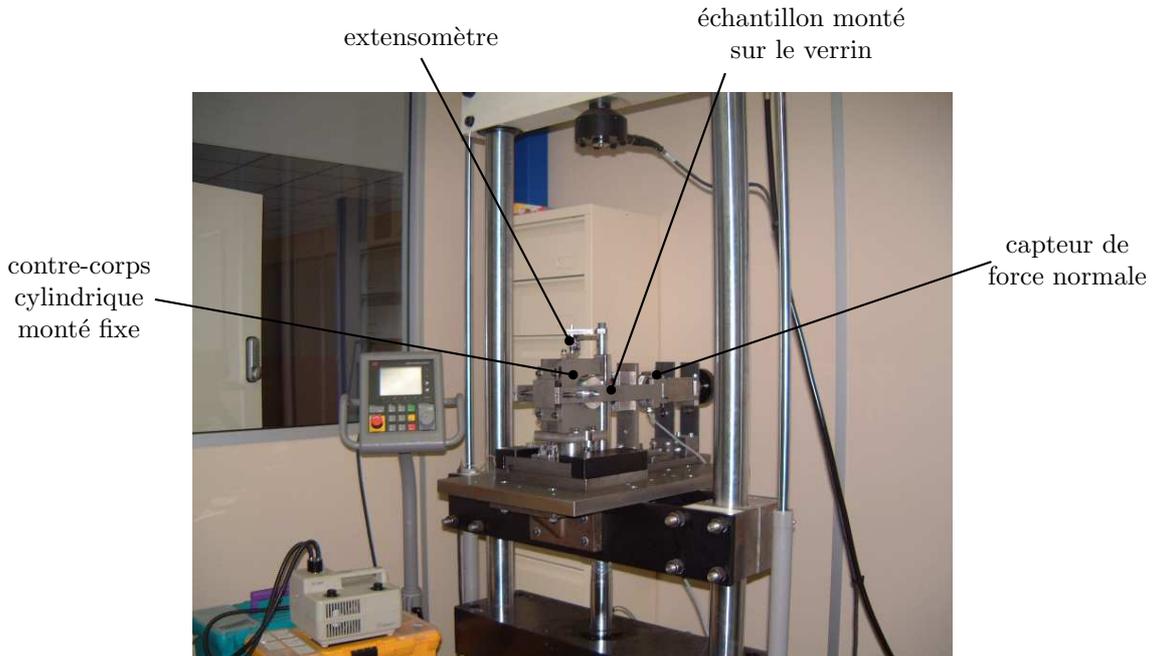


FIG. 2.10: Photographie du montage expérimental de fretting.

décrites sur la fig. 2.11. Pour mettre en oeuvre le contact/cylindre plan, un porte antagoniste destiné à recevoir le cylindre a été développé (voir fig. 2.10). Le contre-corps d'alliage 7000 est constitué d'un cylindre de 98 mm de diamètre qui est tourné d'environ  $2^\circ$  après chaque test pour toujours présenter une surface saine. Cette méthode est très avantageuse car elle permet de réaliser une centaine de tests avec le même cylindre et évite donc d'éventuels écarts de géométrie ou d'état de surface.

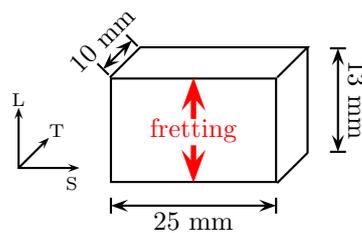


FIG. 2.11: Géométrie des échantillons de fretting et directions de glissement par rapport au repère (L,T,S.)

Les échantillons sont préparés à partir d'une tôle épaisse de 25 mm (cf. 2.2.1). Après usinage à dimension (voir fig. 2.11) la surface à mettre en contact est polie jusqu'à un état miroir selon la procédure décrite au §2.1.1. De façon à évaluer l'impact relatif de la rugosité sur les mécanismes de fissuration en fretting, 3 cylindres différents ont été utilisés au cours de l'étude. Ils sont tous issus du

même barreau de 98 mm de diamètre mais sont préparés volontairement avec un état de surface différent. Pour plus de facilité, les trois cylindres seront nommés R1, R2 et R3. Ils ont été préparés sur un tour, en faisant varier la vitesse d'avance de l'outil de la manière suivante :

- pour R3, la surface utile du contre-corps est obtenue par une passe aller-retour à vitesse moyenne ;
- pour R2, après une première passe de dégrossissage, l'avance de l'outil est réglée très faible pour une passe aller-retour ;
- pour R1, la préparation est identique à R2 puis un polissage sur le tour est effectué à l'aide d'un feutre et d'une solution d'alumine en suspension.

Après préparation, l'état de surface des contre-corps et de certains échantillons a été mesuré à l'aide d'un rugosimètre tactile. La figure 2.12 montre les profils obtenus sur les 3 cylindres ainsi que sur un échantillon représentatif. Finalement, les grandeurs caractéristiques de la rugosité des différentes surfaces sont consignées dans le tableau 2.6.

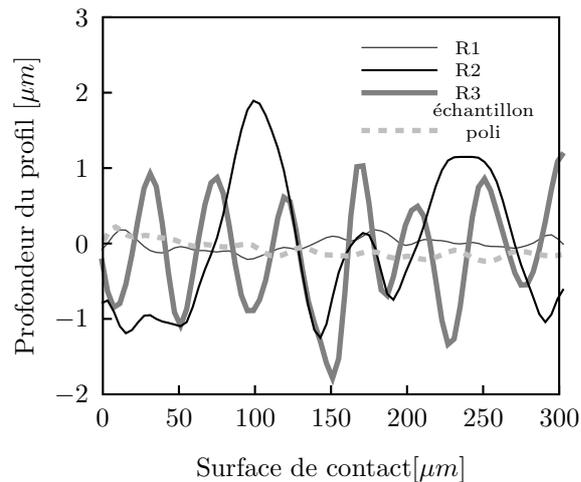


FIG. 2.12: Profils de rugosité représentatifs des contre-corps utilisés ; le profil mesuré sur un échantillon poli est ajouté pour comparaison.

	R1	R2	R3	Échantillons
Ra(µm)	0.11	0.60	0.75	0.04-0.08
Rt(µm)	1.05	3.10	3.15	0.082

TAB. 2.6: Rugosités moyennes et maximales de contre-corps et des échantillons utilisés pour les essais de fretting.

### 2.3.2 Investigation de l'endommagement

Il est désormais connu que sous certaines conditions de chargement, des fissures de fretting peuvent s'amorcer et se propager. Une des caractéristiques principales d'une fissure de fretting est de se propager sous le contact et non pas en surface comme il est l'usage dans un essai de fatigue classique. Cette caractéristique fait qu'il est en général nécessaire de pratiquer une expertise destructrice de l'échantillon pour détecter l'endommagement. Une conséquence est qu'il n'est pas possible dans ce cas d'assurer un suivi de la longueur de fissure en fonction du nombre de cycle.

Le procédé utilisé est schématisé sur la figure 2.13 et est le suivant :

- (a) plusieurs essais pour des conditions différentes sont réalisés sur une même ligne et une image de chaque trace de fretting est enregistrée ;
- (b,c) l'échantillon est alors tronçonné puis enrobé et enfin la face perpendiculaire au contact est poli jusqu'à obtenir un état de surface miroir ;
- (d) la présence de fissure dans les zones de glissement est recherchée en microscopie optique, en s'aidant des traces de fretting, visibles à travers la résine. Une attaque au réactif de Keller est effectuée pour minimiser un éventuel bouchage des fissures dû au polissage. Une image de chaque fissure est enregistrée, sa profondeur et son angle d'amorçage sont mesurés.

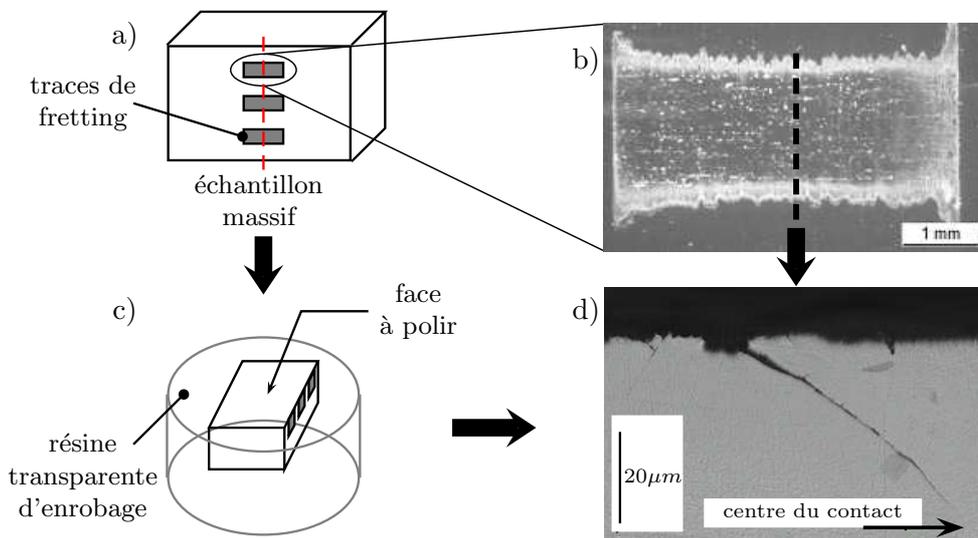


FIG. 2.13: Méthodologie d'investigation de l'endommagement par fretting, voir le texte pour plus de détails.

### 2.3.3 Détermination des conditions d'amorçage

La méthodologie de détection des fissures de fretting permet de tester différentes conditions de sollicitation et d'en déduire leur impact sur l'endommagement. Toutefois, celle-ci est assez lourde à mettre en oeuvre compte tenu du caractère destructif de l'investigation. La caractérisation d'un seuil d'amorçage est généralement réalisée pour des conditions d'endurance. Pour ne pas se limiter à ce cas de figure dans le cadre de notre application se positionnant plutôt dans des conditions oligocycliques, une méthode originale a été développée, basée sur le choix des essais. L'adoption de cette méthode va permettre l'appréhension de tous les paramètres de chargement avec un nombre minimal d'essais (qui reste quand même, comme nous le verrons, très conséquent).

Le but de ces essais est de déterminer les conditions d'amorçage des fissures de fretting en glissement partiel dans l'espace de chargement  $(P, Q^*, N)$ . La figure 2.14 résume la méthode employée :

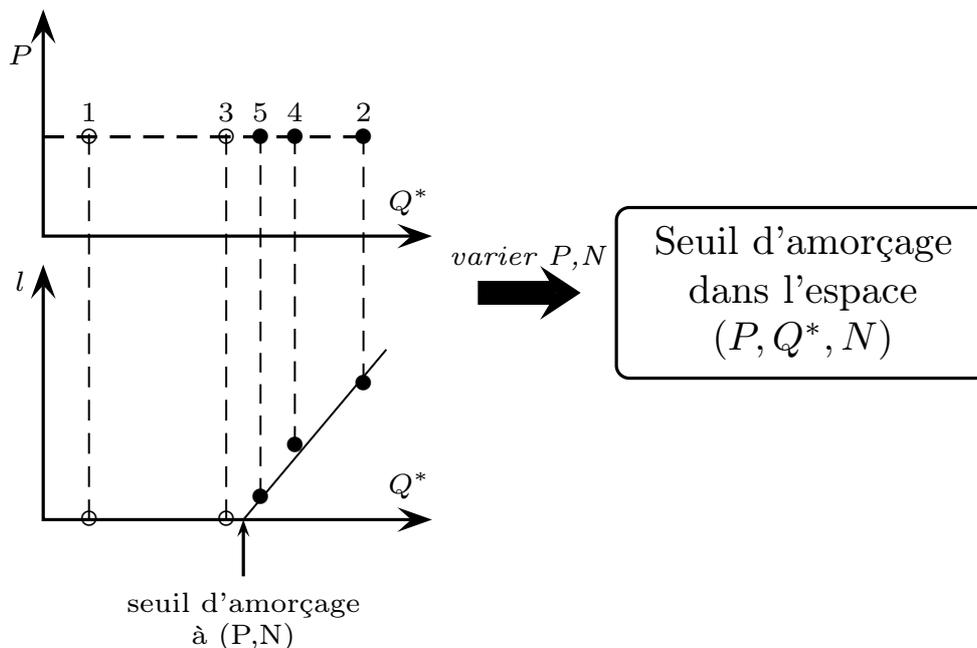


FIG. 2.14: Méthode de détermination des conditions d'amorçage des fissures de fretting, voir le texte pour plus de détails.

Les conditions de charges  $P$  et  $N$  sont d'abord fixées. Plusieurs essais sont conduits avec des forces tangentielles différentes de façon à encadrer aussi précisément que possible la condition d'amorçage. Le choix de la condition d'essai ( $Q^*$ ) peut se faire par plusieurs méthodes comme la dichotomie par exemple. Si on double les essais (ce qui est raisonnable pour la dispersion observée<sup>10</sup>) il faut

<sup>10</sup>en pratique on modifie légèrement les conditions au lieu de doubler l'essai

une dizaine d'essais pour définir la condition d'amorçage à  $(P, N)$  fixés.

L'étape suivante consiste à faire varier  $P$ . On répète donc l'opération précédente pour différents niveaux de pression (typiquement 5 mais cela peut dépendre de l'application envisagée). On obtient la frontière d'amorçage en fretting à  $N$  dans l'espace  $(P, Q)$ .

La dernière étape est de faire varier  $N$ , pour un seul niveau de pression. On détermine ainsi la condition d'amorçage comme une fonction  $f(P, Q, N)$ .

## 2.4 Essais de fatigue

Un certain nombre d'essais de fatigue différents ont été menés au cours de cette thèse. Afin de rester le plus clair possible, nous les présenterons de la façon suivante : d'abord les moyens expérimentaux utilisés, puis les différentes géométries d'échantillons utilisées et enfin la mise en oeuvre proprement dite de ces essais.

### 2.4.1 Moyens expérimentaux

La majorité des essais ont été conduits sur une machine Instron 8516, équipée de mors hydrauliques. Lors de l'essai, la charge est contrôlée par un capteur de force d'une capacité de 100 kN qui permet d'imposer une traction ondulée sinusoïdale à une fréquence de 10 Hz et un rapport de charge quelconque.

D'autres essais ont été menés sur la machine de fatigue pneumatique dédiée aux suivis *in situ* à l'ESRF (pour tous les détails voir [41]). Celle-ci permet une traction ondulée à une fréquence de 5 Hz. Notons que le système de mors par contact permet uniquement un chargement en traction avec un rapport de charge positif. En pratique, du fait de l'inertie de l'air comprimé dans les tuyaux, il est difficile d'obtenir un  $R < 0,15$ . Trois capteurs de force sont utilisables sur ce dispositif : 200 N, 2 kN et 5 kN. Contrairement à la machine de fatigue Instron, la charge n'est pas régulée mais un vérin pneumatique oscille périodiquement entre la pression min et la pression max (définissant respectivement les forces min et max appliquées). Une conséquence directe est que, si la fréquence est parfaitement respectée, la forme du signal n'est pas strictement sinusoïdale (voir fig. 2.15). Les gros avantages de cette machine sont de pouvoir appliquer la sollicitation de fatigue sur des éprouvettes de section compatible avec la tomographie (cf. §2.1.3) et de pouvoir le faire directement sous les rayons X. En effet sa conception a été spécialement adaptée pour se positionner directement sur le dispositif de rotation de la ligne ID19 à l'ESRF. La figure 2.16 présente une photographie de la machine montée sur le dispositif de rotation.

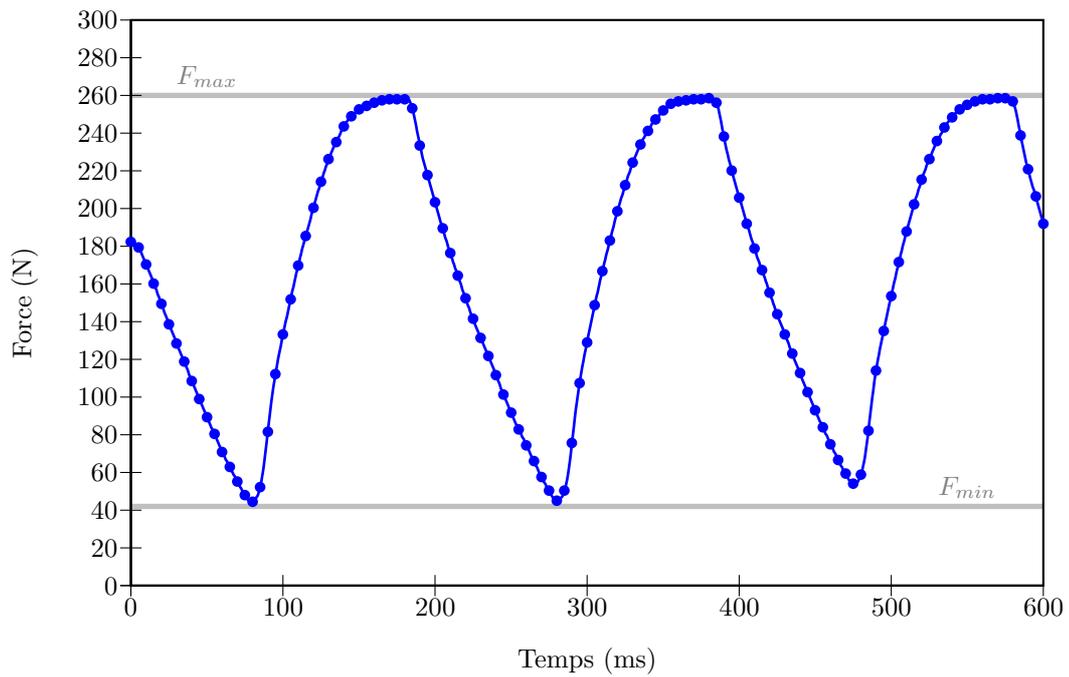


FIG. 2.15: Exemple de cycles de fatigue appliqués aux éprouvettes de tomographie.

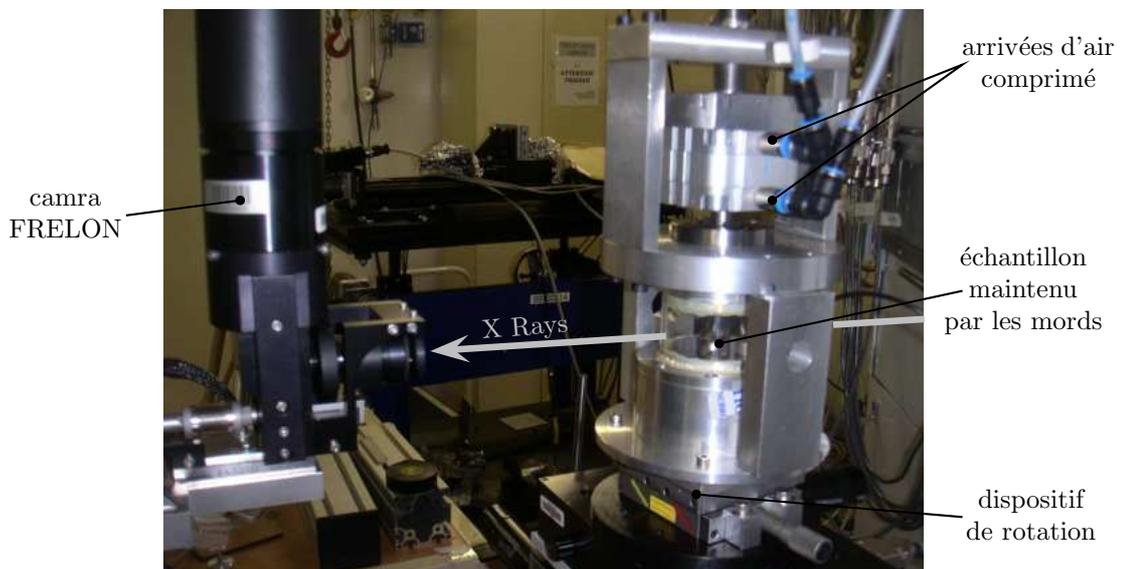


FIG. 2.16: Machine de fatigue *in situ* pour la tomographie

### 2.4.2 Echantillons de fatigue

Trois types d'éprouvettes ont été utilisés pour les différents essais de fatigue.

les **éprouvettes «lisses»** sont usinées par fraisage (voir fig. 2.17 pour les dimensions). Elles ont un coefficient de concentration de contrainte de l'ordre de l'unité :  $K_t = 1,04$ . Quinze éprouvettes ont été prélevées au milieu de la tôle par rapport à la direction S, avec une direction d'application de la charge dans le sens L.

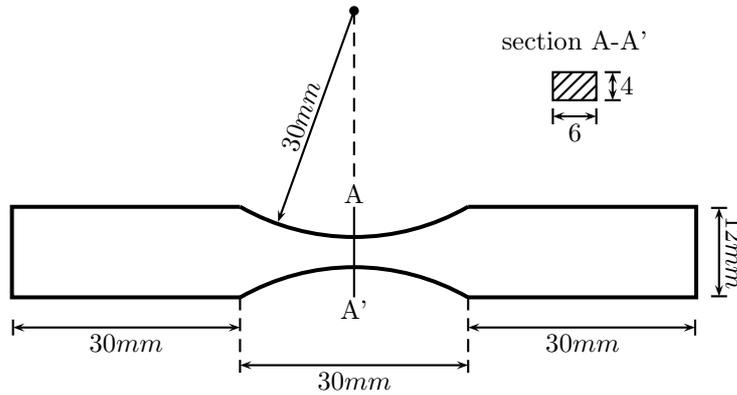


FIG. 2.17: Géométrie des éprouvettes lisses.

les **éprouvettes «trouées»** ont aussi été usinées par fraisage (voir fig. 2.17 pour les dimensions). Elles correspondent aux spécifications des éprouvettes industrielles pour les essais à application aéronautique ( $K_t = 2,3$  d'après l'équation (1.3)). Cependant, une différence importante est l'omission du chanfrein habituel en bord de trou, afin de faciliter les observations optiques. Quinze éprouvettes ont été prélevées au milieu de la tôle par rapport à la direction S, dont dix dans le sens L et cinq dans le sens TL.

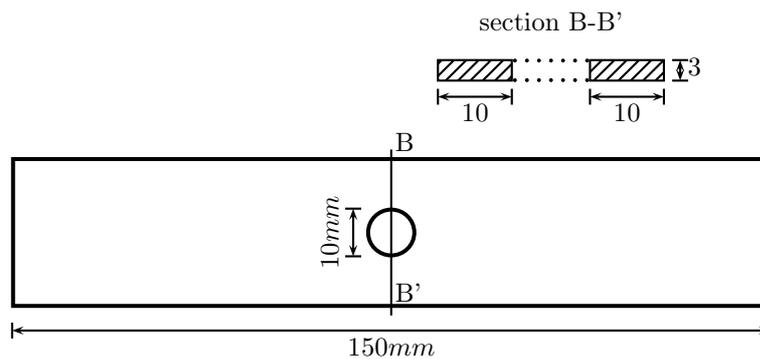


FIG. 2.18: Géométrie des éprouvettes trouées.

les **éprouvettes de tomographie** ont été obtenues par électro-érosion (voir fig. 2.17 pour les dimensions). Cette technique est très utile pour des géométries complexes sur des échantillons de petite taille. Elle a par contre le désavantage de laisser un état de surface de très mauvaise qualité ( $R_a > 5$

$\mu\text{m}$ ). La surface utile est donc polie très précautionneusement au papier 1200 en évitant autant que possible d'arrondir les bords, avant une finition au papier 4000. Certaines éprouvettes ont fait l'objet d'un traitement

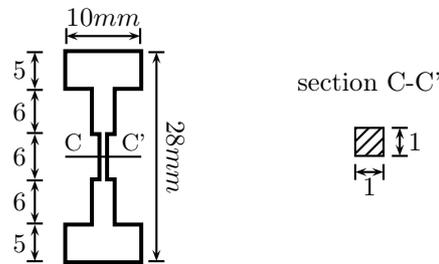


FIG. 2.19: Géométrie des éprouvettes de tomographie.

spécial. Le but était d'obtenir des éprouvettes contenant des fissures de fretting dans la section utile. Un protocole a été spécialement établi mettant en oeuvre les étapes suivantes (voir fig. 2.20) :

1. Des essais de fretting ont été pratiqués pour des conditions de chargement soigneusement choisies sur des plans modifiés d'alliage 2024A (fig. 2.20a).
2. Chaque plan est ensuite découpé par électro-érosion pour obtenir une éprouvette de tomographie contenant les éventuelles fissures de fretting (fig. 2.20b). Une attention particulière est requise pour bien centrer la découpe au milieu de la trace de fretting.
3. L'éprouvette est polie (pour les 3 autres faces) et est alors prête pour un essai de fatigue sur la ligne ID19 (fig. 2.20c).

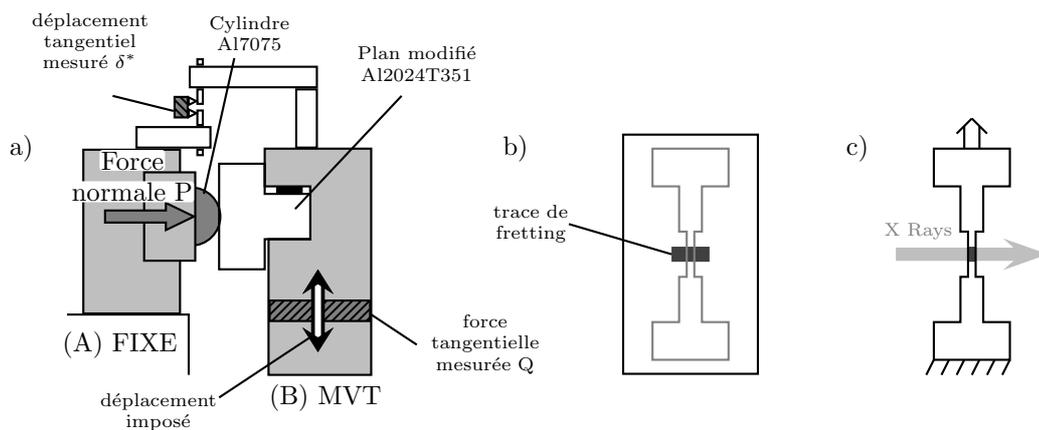


FIG. 2.20: Protocole de préparation des éprouvettes de tomographie.

### 2.4.3 Mise en oeuvre des essais de fatigue

Les différentes éprouvettes de fatigues ont été sollicitées comme suit :

- Les éprouvettes lisses (sens L) ont été cyclées à rupture pour différents niveaux de contrainte (voir tableau 2.7) afin de déterminer la courbe de Wöhler du matériau. Un de ces essais a fait l'objet de suivi de l'endommagement par microscopie optique lors du cyclage. Ce suivi est réalisé par démontage périodique de l'éprouvette. La présence de fissures de fatigue est recherchée sur la surface de l'éprouvette et lorsqu'une ou plusieurs fissures sont détectées, des images sont enregistrées à chaque arrêt de cyclage pour permettre la construction des courbes  $a = f(N)$ .

Contrainte (MPa)	Nombre d'essais	Suivi optique
400	2	non
350	3	oui
320	3	non
280	3	non
250	3	non

TAB. 2.7: Conditions de cyclage des éprouvettes lisses, le rapport de charge est égal à 0,1.

- Les éprouvettes trouées ont fait l'objet d'un suivi optique de l'endommagement. Ces éprouvettes ont toutes été cyclées à la même contrainte nominale  $\sigma_{nom} = 200MPa$  dans le but d'avoir une information quantitative et comparable. Ces éprouvettes n'ont pas été menées à rupture pour pouvoir être en mesure de pratiquer une analyse EBSD sur la surface fissurée. Trois éprouvettes (dans chaque sens) ont parallèlement été menées à rupture pour la même contrainte, mais sans suivi optique pour avoir une idée quantitative de la dispersion.
- Les éprouvettes de tomographie ont subi certains tests à rupture pour avoir une idée de la durée de vie et de la contrainte à appliquer lors des essais *in situ*. En effet, le volume de matière sollicité étant considérablement plus faible que pour les autres éprouvettes, il peut y avoir un effet d'échelle, augmentant la durée de vie car la présence d'un défaut critique est de ce fait moins probable pour ces éprouvettes.

La majorité des échantillons est préparée selon le protocole décrit dans la figure 2.20 et les essais sont conduits directement sur la ligne ID19 de l'ESRF. Selon les conditions de fretting appliquées au départ, plusieurs longueurs de fissures sont obtenues. L'étude préparatoire consiste à localiser ces fissures grâce à des radiographies et à enregistrer un scan tomographique en cas de détection. Après reconstruction, cette image donnera accès à la morphologie 3D de la fissure de fretting, avant l'application du chargement de fatigue.

L'essai de fatigue consiste alors à appliquer un certain nombre de cycles à

l'éprouvette, puis à effectuer une radiographie en *contraste de phase*<sup>11</sup> pour rechercher la propagation éventuelle des fissures. Si un changement morphologique est observé, un nouveau scan tomographique est enregistré. On va ainsi suivre l'endommagement tout au long de la vie de l'éprouvette.

---

<sup>11</sup>ce mode consiste à reculer la caméra (on augmente alors sa distance par rapport à l'échantillon), les hétérogénéités sont alors plus facilement visibles sur les radiographies du fait du contraste de phase [83]

## CHAPITRE 3

---

# Étude de la fissuration sous chargement de fretting et de fatigue

### 3.1 Caractérisation de l'amorçage en fretting

Nous allons nous attacher dans cette partie, à caractériser les conditions d'amorçage des fissures de fretting en glissement partiel. Un point clé de cette partie, trop souvent négligé, sera la maîtrise des états de surfaces mis en jeu. Il s'agira tout d'abord d'étudier un contact lisse, pour éliminer autant que possible tout effet de rugosité. Ensuite, au contraire, l'effet d'une rugosité croissante introduite par le biais du contre-corps sera caractérisé. L'analyse des résultats expérimentaux nous poussera à rationaliser l'effet de la rugosité, ce qui permettra de comprendre l'implication du phénomène dans l'amorçage des fissures de fretting. Enfin, l'expertise des tests de fretting réalisés nous permettra d'aborder certaines pistes sur l'influence de la microstructure sur l'amorçage en fretting ainsi que de montrer la difficulté de caractériser ce phénomène.

#### 3.1.1 Amorçage en fretting sous contact lisse

La méthodologie utilisée lors de nos essais peut se résumer comme suit :

- ▷ détermination des conditions de glissement ;
- ▷ détermination de la loi de frottement (coefficient de glissement en glissement partiel) ;
- ▷ détermination des conditions d'amorçage dans l'espace (P,Q,N).

Chacune de ces parties est abordée successivement dans la suite de ce chapitre.

### Détermination des conditions de glissement

L'analyse des travaux antérieurs sur le fretting (cf. chapitre 1) a montré que la fissuration était le mode d'endommagement prédominant en régime de glissement partiel (faibles débattements, cycles de fretting de forme elliptique cf. fig. 3.1a) alors que celui de glissement total (débattements plus élevés, cycles de fretting de forme quadratique, cf. fig. 3.1b quand  $N > 15.10^3$  cycles) était plutôt gouverné par l'usure. Dans la suite de ce travail, seul le régime de glissement partiel sera considéré et étudié. Il convient donc de caractériser les différents domaines de glissement, ce qui revient dans notre cas à déterminer la frontière de transition entre les régimes de glissement partiel et total. Cette frontière est appelée la *transition de glissement*.

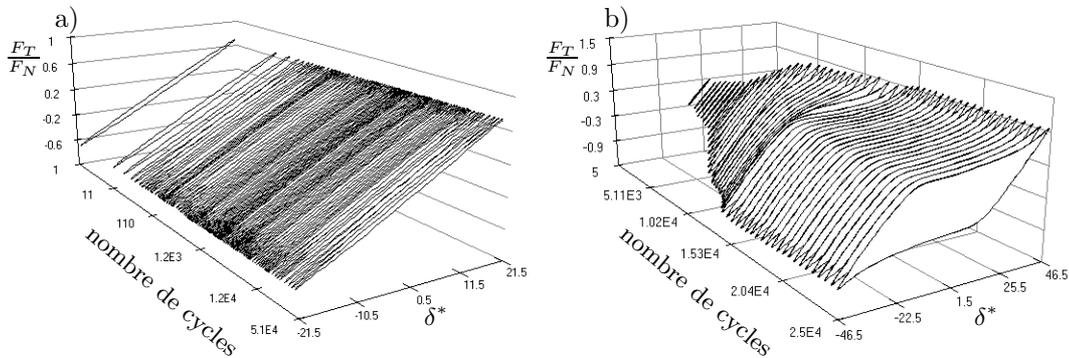


FIG. 3.1: Bûches expérimentales de fretting, contact lisse 2024A vs. 7075 a) glissement partiel (cycle elliptique), b) glissement total (cycle quadratique à partir de  $15.10^3$  cycles).

Cette démarche maintenant classique après les nombreux travaux au sein du laboratoire ([84, 85, 53]) consiste à utiliser la méthode des *débattements variables*. Pour un contact de fretting de force normale maintenue constante, le débattement  $\delta$  est progressivement augmenté par pas de  $2 \mu\text{m}$  depuis une valeur faible où l'on se trouve en régime de glissement partiel ( $Q^* < \mu P$ ) jusqu'à ce qu'on ait atteint une condition stabilisée ( $Q^* = \mu P$ ) correspondant au régime de glissement total. Ce type d'essai est illustré par la figure 3.2 où l'on a tracé l'évolution du rapport  $Q^*/P$  et du critère d'énergie calculé à partir de l'acquisition des cycles de fretting en fonction du débattement.

Il apparaît clairement que l'on atteint un plateau qui correspond au régime de glissement total où  $Q^* = \mu_t \times P$ , avec  $\mu_t$  le coefficient de frottement à la transition. La figure 3.1b présente en fait la bûche de fretting d'un essai en débattement variable (correspondant au traitement de la figure 3.2) où l'on voit clairement le passage du régime de glissement partiel vers le glissement total stabilisé. L'analyse des cycles de fretting ainsi enregistrés lors de l'essai permet de déterminer une valeur précise de la transition grâce au critère énergétique.

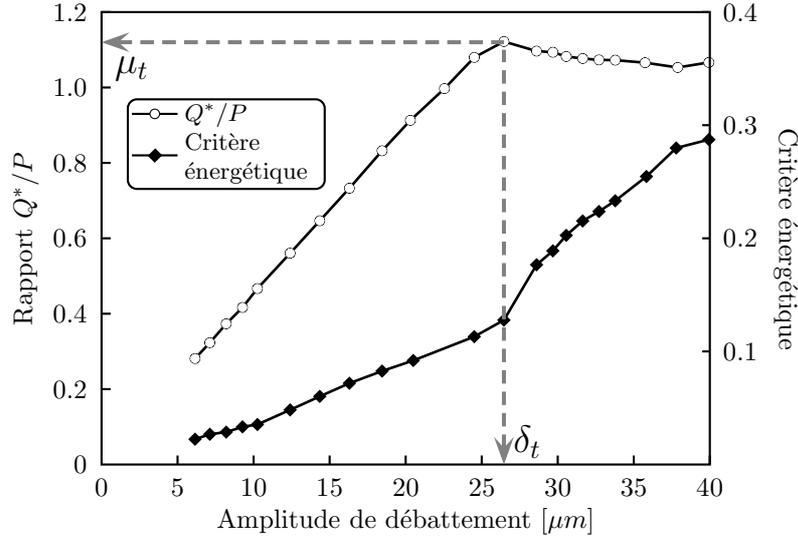


FIG. 3.2: Illustration de la méthode du débattement variable pour caractériser la transition de glissement (essai à  $P=170\text{N/mm}$ ) : le rapport  $Q^*/P$  augmente jusqu'à ce qu'on atteigne une condition stabilisée en glissement total, et le critère d'énergie  $A$  montre une discontinuité à la transition.

$P$ [N/mm]	$\delta^*$ [ $\mu\text{m}$ ]	$Q_t$ [N/mm]	$\mu_t$
45	11	77	1,70
91	18	114	1,25
114	21	165	1,44
136	24	207	1,52
170	28	227	1,33
227	32	284	1,25
284	33	341	1,20
341	37	375	1,10
398	39	402	1,01
455	40	439	0,96

TAB. 3.1: valeurs de la transition déterminées par le critère énergétique appliqué à la méthode du débattement variable.

En faisant varier la force normale imposée, on peut déterminer la transition de glissement en discrétisant le domaine de pression qui nous intéresse. Chaque essai est traité par le critère énergétique afin de déterminer la valeur à la transition. Les résultats pour un contact lisse sont regroupés dans le tableau 3.1 et tracés sur la figure 3.3.

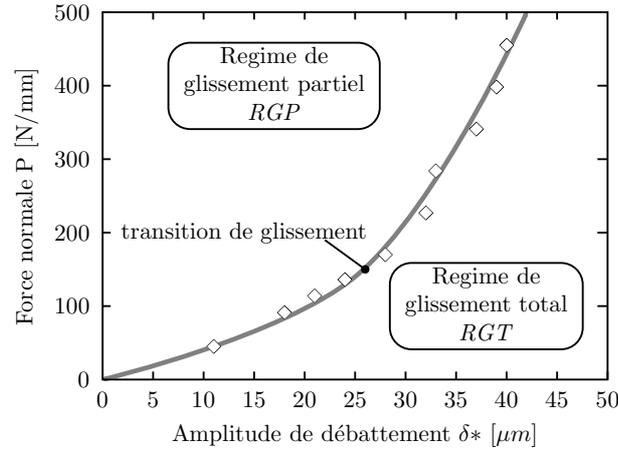


FIG. 3.3: Détermination de la transition de glissement en contact lisse pour le couple de matériau 2024A vs. 7075.

### Détermination de la loi de frottement

En régime de glissement partiel, le glissement a lieu en périphérie du contact pour  $a > |x| \geq c^1$ , la zone centrale définie par  $|x| < c$  restant collée. Dans cette zone centrale, on a :  $q(x) \leq \mu_t \times p(x)$ , d'après la loi de Coulomb; et de ce fait, on ne peut pas *a priori*, utiliser le coefficient de frottement mesuré à la transition de glissement  $\mu_t$ . Par contre, on peut déterminer le coefficient de frottement en glissement partiel (en fait le coefficient local de la zone  $a > |x| \geq c$ ) par analyse des traces de fretting après les essais. D'après Mindlin cité par Jonhson [86] on a :

$$c = a \left( 1 - \frac{Q^*}{\mu_{PS} \times P} \right)^{1/2} \quad (3.1)$$

d'où :

$$\mu_{PS} = \frac{1}{1 - \left(\frac{c}{a}\right)^2} \times \frac{Q^*}{P} \quad (3.2)$$

Dans le but de déterminer l'évolution du coefficient de frottement en glissement partiel, un certain nombre d'essais sont conduits pour une force normale constante fixée à  $F_N = 1400N$  et une valeur fixe, mais différente pour chaque essai, du débattement. Pour chaque essai, la largeur de contact  $2a$  et la largeur de la zone collée  $2c$  (définies sur la figure 3.4) sont mesurées, et la valeur du coefficient de frottement en glissement partiel est calculée. La figure 3.5 regroupe l'ensemble des résultats obtenus par cette méthode.

<sup>1</sup>rappel :  $a$  est la demi largeur de la zone de contact,  $c$  est la demi largeur de la zone collée; voir par exemple la fig. 1.23.

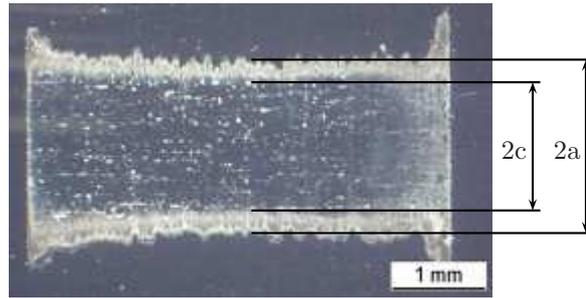


FIG. 3.4: Micrographie optique d'une trace de fretting après un essai (contact lisse) ; la zone extérieure de glissement se distingue nettement de la zone centrale collée.

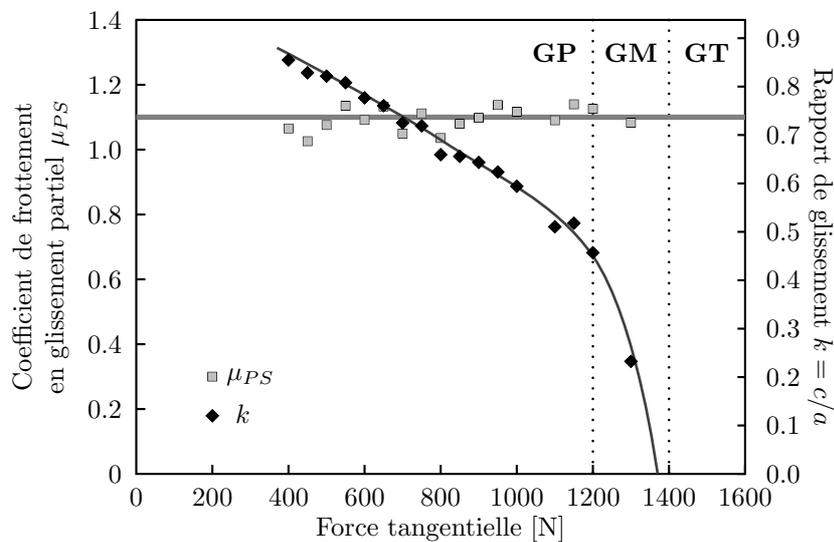


FIG. 3.5: Évolution du coefficient de frottement en glissement partiel, contact lisse,  $P=320\text{N}/\text{mm}$ .

L'évolution du rapport  $k = c/a$  vers le régime de glissement total lorsque  $\delta^*$  (et donc  $Q^*$ ) augmente, est très bien observée. Le calcul du coefficient de frottement en glissement partiel par l'équation (3.2) montre une évolution constante, très proche de la valeur mesurée à la transition ( $k = 0$ ). On peut donc postuler que pour les conditions étudiées, le coefficient de frottement en glissement partiel est identique aux valeurs définies à la transition :

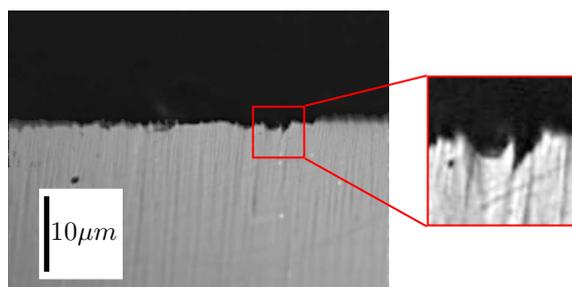
$$\mu_{PS}(k, Q^*, P) = \mu_t \simeq 1, 1 \quad (3.3)$$

Notons que cette loi à été démontrée expérimentalement pour un contact lisse sous une force  $F_N = 1400\text{N}$  représentative des niveaux de pression étudiés dans cette thèse. dans la suite, ce résultat sera supposé vrai quelque soit la valeur de la force normale.

### Détermination des conditions d'amorçage à 50 000 cycles

Après avoir caractérisé le comportement tribologique de l'alliage 2024A, nous allons nous intéresser à l'amorçage de fissures de fretting dans ce matériau. L'objectif de cette partie est donc de déterminer aussi précisément que possible les conditions de contact induisant le premier amorçage en glissement partiel à  $50 \cdot 10^3$  cycles (condition choisie comme représentative d'un nombre de cycles de sollicitation d'une pièce aéronautique). Pour cela, on applique la méthode décrite en paragraphe 2.3.3. Le contact est lisse (cylindre  $R_1$ ) ce qui permet de contrôler les conditions de sollicitation très précisément. Différents niveaux de pression sont testés :  $P = 230, 275, 320, 455, 680$  N/mm ; pour chaque niveau, différents essais de fretting à amplitude de débattement constante sont réalisés pour encadrer le seuil d'amorçage.

Comme noté au chapitre 1, l'observation d'un endommagement éventuel se fait de façon destructive, et requiert un polissage mécanique poussé qui rend très difficile la détection de fissures d'une taille inférieure à 5 microns (voir fig. 3.6). En effet, le bouchage du fait du polissage, les déformations plastiques engendrées par la zone de glissement, ainsi que des phénomènes d'adhésion pouvant conduire à l'arrachage de petites parties de matière lors de la séparation des deux corps en contact après l'essai, gênent la détection. De ce fait il faut bien garder à l'esprit que les conditions d'amorçage déterminées dans la suite sont étroitement liées à la méthode de détection employée et correspondent typiquement à la formation d'une fissure de fretting de quelques microns (maximum 5 microns). Notons qu'une attaque chimique n'est pas utile dans ce cas, car elle a tendance à arrondir le bord de l'échantillon sur quelques microns, même après enrobage.



**FIG. 3.6:** Micrographie Optique au niveau de la zone de glissement montrant une fissure de  $2 \mu\text{m}$ , localisée au sein des déformations de la surface ; ce cas correspond à la limite détectable par cette méthode.

La figure 3.7 regroupe les résultats des expertises des essais de fretting à 50 000 cycles sous forme d'un graphique dans le plan  $(P, \delta^*)$ . Pour chaque essai, un symbole plein a été utilisé lorsqu'une fissure a été détectée lors de l'expertise, un symbole vide dans le cas contraire. La limite définie entre les deux séries de

points défini la frontière d'amorçage en fretting à 50 000 cycles, pour le couple de matériau et la géométrie considérée.

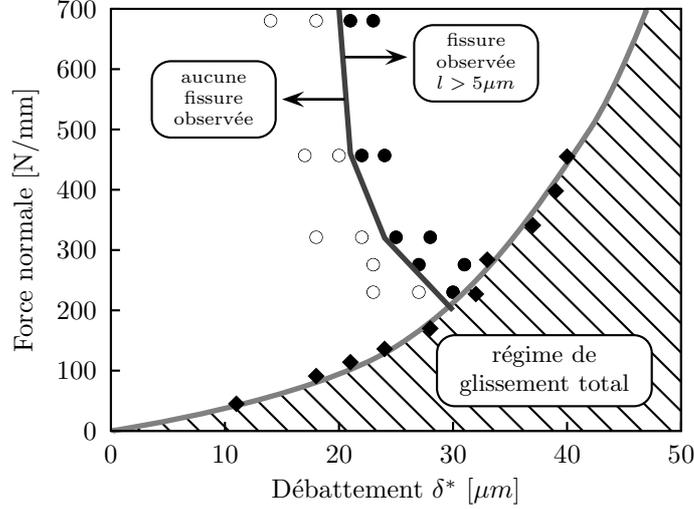


FIG. 3.7: Frontière expérimentale d'amorçage en débattement pour  $N = 50\,000$  cycles.

L'analyse classique a été développée dans le plan  $(P, \delta^*)$  du fait de l'utilisation prépondérante du contact sphère/plan dans les études précédentes. Celle-ci montre ses limites avec un contact cylindre/plan. En effet, cette approche est très utile lorsqu'on analyse et compare les régimes de glissement mais dépend malheureusement de la compliance de l'essai. D'une manière générale, on a :

$$\underbrace{\delta(t)}_{\text{mesuré par l'extensomètre}} = \underbrace{\delta_c(t)}_{\text{imposé aux surfaces en contact}} + \underbrace{\delta_a(t)}_{\text{accommodation du système}} = C_s \times Q(t) \quad (3.4)$$

avec

$$\delta_c(t) = C_C \times Q(t) \quad (3.5)$$

$C_C$  est la compliance de contact, dépendante des propriétés élastiques des matériau et du rayon de contact. Malheureusement s'il existe une valeur théorique pour un contact sphère/plan, ce n'est pas le cas pour la configuration cylindre/plan. Dans cette configuration, il n'est donc pas possible de s'affranchir des effets liés au montage et aux échantillons. En particulier, les différences d'alignement du contact d'un essai à l'autre introduisent des différences de compliance et perturbent l'analyse dans une représentation  $(P, \delta^*)$ .

Pour palier à ce problème, une autre représentation est adoptée : en fonction de l'effort tangentiel mesuré au cours de l'essai. Cette force est transmise directement par l'intermédiaire du vérin et ne dépend pas de la compliance du montage. L'adoption de cette représentation s'inscrit dans la logique de l'étude où différents contre-corps avec plusieurs états de surface sont utilisés ainsi que différentes formes d'échantillons (voir fig. 2.20). Dans la suite, les résultats seront systématiquement présentés dans le repère de chargement ( $P, Q^*$ ). Les résultats de la figure précédente sont retracés dans ce repère sur la figure 3.8.

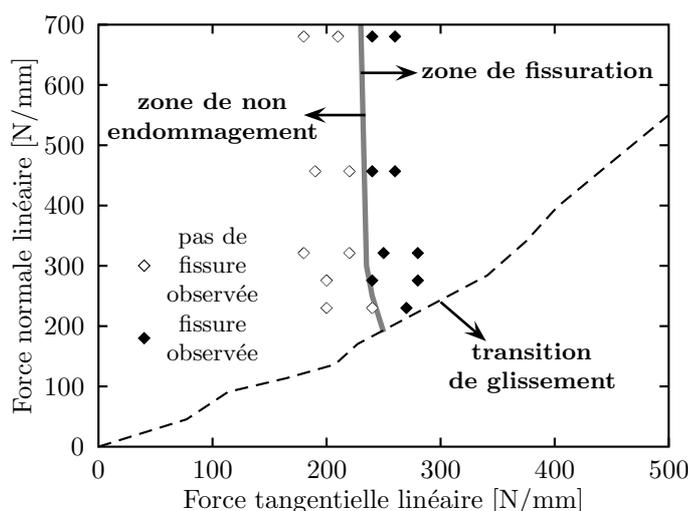


FIG. 3.8: Frontière expérimentale d'amorçage en fretting pour  $N=50000$  cycles, contact : plan Al2024 vs. cylindre Al7075 ( $R=49\text{mm}$ ).

L'analyse de la figure 3.8 fait apparaître un seuil d'amorçage en force tangentielle indépendant de la force normale dans le domaine étudié. Ce résultat est en accord avec des études précédentes au laboratoire ainsi qu'avec un mode d'amorçage piloté par la contrainte de cisaillement induite par le contact. Il est intéressant d'analyser un peu plus précisément les conditions de contrainte sous le contact pour trouver une première justification à ces observations expérimentales.

### Interprétation

Les paramètres de chargement d'un essai de fretting ne permettent pas de connaître directement les conditions de sollicitation que subit le matériau sous la surface. Dans le cas du contact cylindre plan, si on suppose un chargement linéique sur un massif semi-infini, le problème se réduit à l'étude d'un contact bi-dimensionnel.

Il est alors possible, en considérant une analyse élastique du problème, de calculer le tenseur des contraintes en n'importe quel point du contact sous l'effet du chargement normal et tangentiel de fretting. On retiendra que :

$$a = 2 \left( \frac{PR}{\pi E^*} \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

Avec  $P$  la charge normale par unité de longueur,  $R$  le rayon du cylindre et  $E^*$  le module d'Young effectif. On a de plus, les relations suivantes en introduisant la pression maximale de contact  $p_0$  :

$$p_0 = \frac{2P}{\pi a} = \left( \frac{PE^*}{\pi R} \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad P = \frac{\pi R}{E^*} p_0^2 \quad (3.7)$$

Pour avoir une idée générale des niveaux de contrainte induits dans le contact par le chargement de fretting (P,Q), il est par exemple intéressant de calculer la contrainte équivalente de Von Mises. En particulier si on s'intéresse aux contraintes en surface et en bordure de contact ( $x = a, y = 0$ ) où l'état de contrainte se réduit à un état biaxial de contraintes principales ( $\sigma_1, \sigma_2$ ) avec :

$$\begin{cases} \sigma_1 = \sigma_{xx} = 2\mu p_0 \\ \sigma_2 = \sigma_{yy} = 2\nu\mu p_0 \\ \sigma_{xy} = 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

où  $\nu$  est le coefficient de poisson du matériau et  $\mu$  le coefficient de frottement en glissement partiel (déterminé en §3.1.1). On exprime la containte équivalente de Von Mises :

$$\begin{aligned} \sigma_e &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( (\sigma_1 - \sigma_2)^2 + \sigma_1^2 + \sigma_2^2 \right)^{1/2} \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( 2\sigma_1^2 + 2\sigma_2^2 - 2\sigma_1\sigma_2 \right)^{1/2} \\ &= \sigma_1 \times \left( 1 + \left( \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^2 - \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.9)$$

soit, en combinant avec l'équation 3.8 :

$$\sigma_{e,max}(x = a, y = 0) = 2\mu p_0 (\nu^2 - \nu + 1)^{1/2} \quad (3.10)$$

On en déduit la pression hertzienne maximale correspondant à la limite de plasticité conventionnelle  $\sigma_Y$  :

$$p_{0Y} = \frac{\sigma_Y}{2\mu (\nu^2 - \nu + 1)^{1/2}} \quad (3.11)$$

et la pression limite de plastification :

$$P_Y = \frac{\sigma_Y^2}{\mu^2 (\nu^2 - \nu + 1)} \frac{\pi R}{4E^*} \quad (3.12)$$

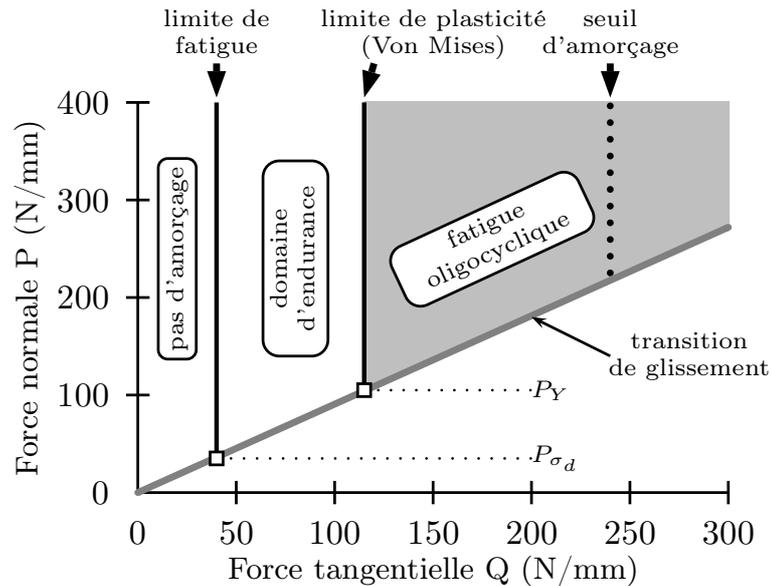


FIG. 3.9: Carte théorique de réponse du matériau Al2024 en fretting,  $\mu = 1,1$ ,  $R=49\text{mm}$

L'application à notre configuration expérimentale et à notre couple de matériaux ( $\mu = 1,1$  ;  $R = 49 \text{ mm}$  ;  $\sigma_Y = 325\text{MPa}$ ) donne  $P_Y = 105 \text{ N/mm}$ . Si, à titre de comparaison, on appelle  $P_{\sigma_d}$  la force normale nécessaire pour obtenir un maximum du Von Mises égal à la contrainte limite de fatigue ( $\sigma_d = 240 \text{ MPa}$  à  $10^7$  cycles), on trouve  $P_{\sigma_d} = 35 \text{ N/mm}$ . Ces valeurs nous permettent de nous situer dans l'espace de chargement (cf. fig. 3.9). On voit clairement que tous nos essais se situent dans le domaine oligocyclique pour un contact Aluminium/Aluminium présentant un coefficient de frottement supérieur à l'unité.

Cette conclusion importante a deux conséquences. Tout d'abord, l'analyse de l'amorçage ne peut pas être étudiée au moyen de critères de fatigue polycycliques comme celui de K. Dang Van [87]. Ensuite, il est impératif de considérer l'influence du nombre de cycles de fretting appliqués pour appréhender complètement les conditions d'amorçage.

### Influence du nombre de cycles sur l'amorçage

Des essais de fretting similaires sont conduits en faisant varier le nombre de cycles appliqués ( $N = 10^5$  et  $10^6$  cycles). Un seul niveau de pression  $P = 320 \text{ N/mm}$  est testé, toujours en utilisant la technique de dichotomie pour encadrer le seuil d'amorçage (en termes de force tangentielle). Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau 3.2 :

Il apparaît clairement une influence du nombre de cycles sur l'amorçage en glissement partiel. Ces résultats sont cohérents avec une analyse oligocyclique de type loi de Basquin (voif fig. 3.10) et une régression sur les 3 seuils d'amorçage donne

Nombre de cycles	Seuil d'amorçage (N/mm)
$5 \cdot 10^4$	240
$5 \cdot 10^5$	190
$1 \cdot 10^6$	170

TAB. 3.2: Influence du nombre de cycles de fretting sur l'amorçage.

la loi suivante :

$$Q_c^* = 708 \times N^{-0,112} \quad (3.13)$$

A partir d'environ un million de cycle, il y a un effet de saturation pour un seuil de fissuration  $Q_c^* = 170$  N/mm. On peut remarquer que ce seuil est nettement supérieur à celui donnée par le point de première plastification avec le critère de Von Mises  $P_Y$  et que la loi d'amorçage ne semble pas converger vers cette valeur lorsque  $N \rightarrow +\infty$ . On peut penser que c'est la capacité d'écroutissage du matériau qui va fixer cette limite plutôt qu'une valeur de première plastification.

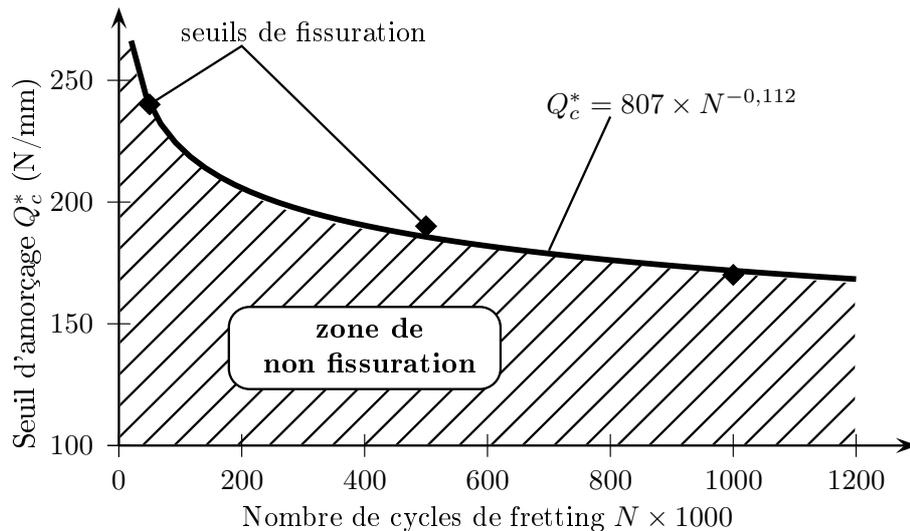


FIG. 3.10: Influence du nombre de cycles de fretting sur l'amorçage

On peut donc représenter la condition d'amorçage dans l'espace complet de chargement  $(P, Q^*, N)$  (fig. 3.11), en supposant que la courbe de la figure 3.10 se translate selon celle de la fig. 3.8 ; ou autrement dit que les effets de  $P$  et de  $N$  sur le seuil d'amorçage sont indépendants l'un de l'autre.

### Conclusion sur l'amorçage en contact lisse

Dans cette partie, on s'est attaché à déterminer aussi précisément que possible les conditions d'amorçage de fissures en glissement partiel pour un contact de

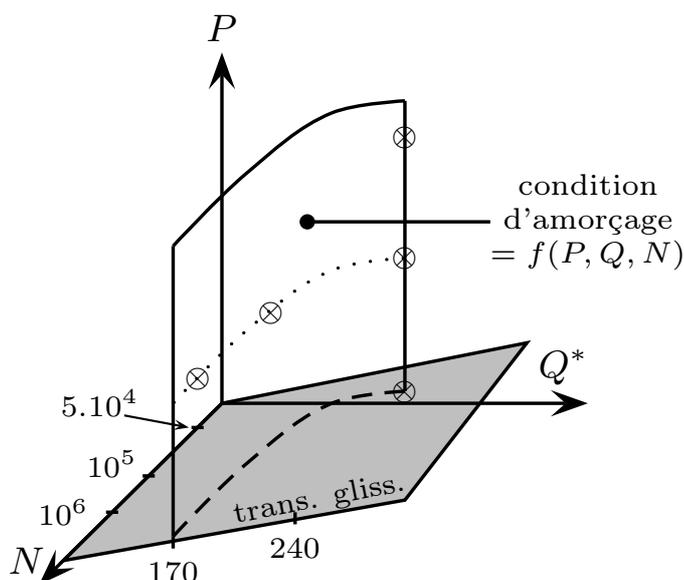


FIG. 3.11: Représentation de la condition d'amorçage de fissure de fretting dans l'espace  $(P, Q^*, N)$ .

fretting 2024A vs. 7075T6. Le choix d'un état de surface relatif aussi «propre» que possible a été fait pour bien maîtriser les conditions de contact. Une méthodologie classique issue de la littérature, consistant en une analyse dans le repère  $(P, \delta^*)$ , a été modifiée pour mieux correspondre à la configuration cylindre/plan. La méthode est centrée sur l'analyse de la force tangentielle induite par le contact qui ne dépend pas de la compliance du montage et qui permettra ultérieurement de comparer des essais réalisés dans des configurations différentes. Une analyse précise de la condition d'amorçage est conduite pour  $N = 50\,000$  cycles montrant la faible influence de la force normale sur le seuil de force tangentielle conduisant à l'amorçage de fissures. Enfin les conditions d'essais se situant clairement dans le domaine de sollicitations oligocycliques, l'influence du nombre de cycles sur l'amorçage est étudiée, donnant accès à la condition d'amorçage dans l'espace  $(P, Q, N)$ . Cette démarche plus complète et plus quantitative que ce qui existait jusqu'alors est synthétisée dans la figure 3.12.

### 3.1.2 Impact de la rugosité

Après avoir caractérisé l'amorçage en contact lisse, maîtrisant de ce fait autant que possible les paramètres de contact, on va s'intéresser au contraire à l'influence de la rugosité. On étudie le cas assez simple d'une rugosité unidimensionnelle, par l'intermédiaire d'essais de fretting réalisés avec plusieurs contre-corps possédant des caractéristiques géométriques  $(R, L)$  identiques mais un état de surface variable. Dans ce qui suit, tous les résultats sont présentés relativement à l'effort tangential plutôt qu'au débattement ce qui permet de s'affranchir de la com-

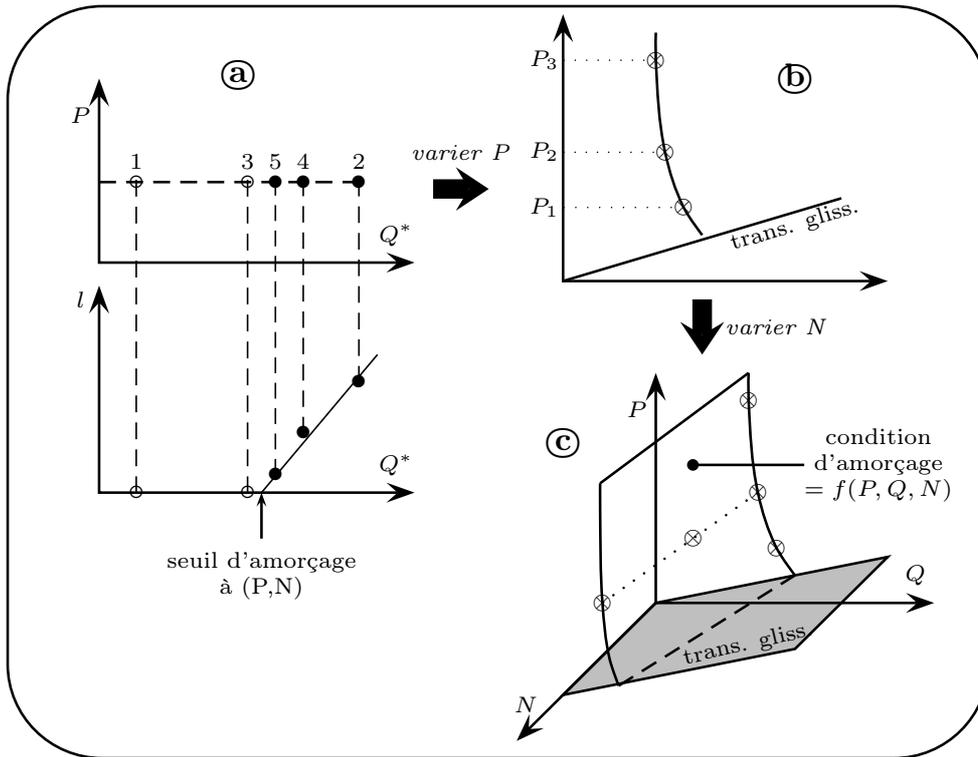


FIG. 3.12: Méthode modifiée pour déterminer les conditions d'amorçage de fissures de fretting dans l'espace (P,Q,N)

pliance du contact.

### Résultats expérimentaux

Les premiers essais concernent la transition de glissement ; la même méthodologie que pour le contact lisse (dénommé cylindre  $R_1$ ) est appliquée pour la détermination de la transition avec les contre-corps  $R_2$  et  $R_3$  (voir tableau 2.6). Les résultats sont regroupés sur la figure 3.13, qui présente les transitions en effort tangentiel. Sur cette figure, il apparaît clairement que pour les conditions testées, la transition de glissement ne dépend pas de la valeur de la rugosité. Ce comportement est compréhensible dans la mesure où le contact entre en glissement total à la transition. En effet, dans ce régime, la réponse principale est l'usure des surfaces en contact, ce qui a pour effet de détériorer très rapidement les aspérités formant la rugosité et de former un contact homogène et similaire dans les trois cas.

On réitère maintenant avec les contre-corps  $R_2$  et  $R_3$  le protocole utilisé pour rechercher le seuil d'amorçage avec  $R_1$ . Le nombre de cycles testé est  $N = 5.10^4$  cycles. L'influence de l'effort normal est aussi étudié dans une gamme de valeurs proche de ce qui a été testé pour  $R_1$  :  $100 < P < 500$  N/mm. Les trois frontières d'amorçage sont présentées sur un même graphique dans la figure 3.14.

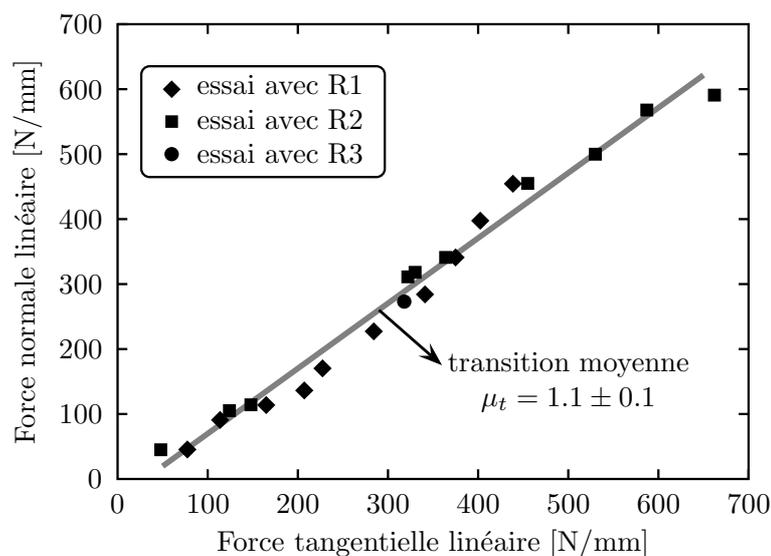


FIG. 3.13: Comparaison de la transition de glissement déterminée pour plusieurs rugosités différentes ;  $R_{a1} = 0,11$ ,  $R_{a2} = 0,60$  et  $R_{a3} = 0,75$ .

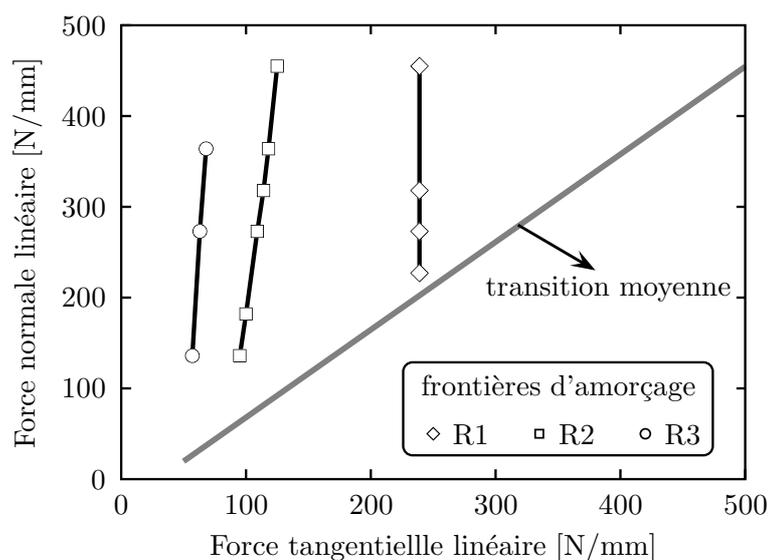


FIG. 3.14: Influence de la rugosité sur l'amorçage en fretting.

Au contraire de la transition de glissement, il apparaît que la condition d'amorçage des fissures de fretting en glissement partiel dépend très fortement de la rugosité du contact. La valeur obtenue du seuil d'amorçage varie inversement avec la rugosité, une valeur plus élevée de la rugosité menant à une valeur plus faible du seuil d'amorçage. Il faut noter un comportement particulier obtenu avec le cylindre  $R_2$  : une pente non négligeable est obtenue montrant un effet de la

force normale sur les conditions d'amorçage plus sensible que pour le cylindre  $R_1$ .

Les différences importantes en termes de force tangentielle seuil, nécessaire à l'amorçage de fissures de fretting, peuvent être expliquées en considérant non plus les paramètres de chargements extérieurs au contact  $(P, Q^*)$ , mais des paramètres intrinsèques, plus représentatif de l'état de chargement local moyen. En effet, l'observation des traces de fretting après essai (voir fig. 3.15), montre très clairement que pour des conditions de chargement identiques, la surface de contact varie en fonction de la rugosité du contre-corps. Ceci impose bien évidemment des conditions de chargement à l'intérieur du contact, différentes en fonction de la surface effectivement impliquée dans le contact des deux solides.

Dans ce qui va suivre, la notion d'aire effective de contact est introduite dans l'idée de rationaliser l'effet de la rugosité sur la condition d'amorçage des fissures.

### Definition de l'aire effective de contact

D'abord développée par Greenwood [88], l'aire effective de contact  $S_{eff}$  est simplifiée dans notre cas du fait du contact entre un échantillon poli et un contre-cops possédant une rugosité unidimensionnelle.  $S_{eff}$  se définit simplement comme la somme des micro-rectangles de contact dus à l'indentation du plan poli par le contre-corps. Cette définition est encore simplifiée en la remplaçant par  $2a \times L_{eff}$  où  $L_{eff}$  est la somme des micro-longueurs de contact mesurées dans la direction médiane du contact (voir schéma explicatif de la figure 3.16). Cette définition très schématique n'est bien sûr valable que dans le cas d'un contact bien aligné; elle sera néanmoins utilisée dans ce qui suit.

L'étape suivante est de quantifier précisément l'influence de  $F_N$  et  $F_T$  sur  $L_{eff}$ . Les longueurs effectives de contact ont été mesurées pour un grand nombre d'essais par analyse d'images à partir de micrographies optiques des traces de fretting, et tracées en fonction de  $F_N$  et  $F_T$  sur la figure 3.17a et 3.17b respectivement<sup>2</sup>. Les résultats montrent une influence négligeable de l'effort tangentiel, si bien que  $L_{eff}$  est principalement contrôlée par la force normale; une dépendance linéaire avec celle-ci étant observée. on note que la pente horizontale obtenue pour  $R_1$  montre dans ce cas, que la rugosité est assez faible pour que  $S_{eff} = S$  dans les conditions de force normale testées. On note également sur la fig. 3.17b, une pente plus élevée pour  $R_2$  que pour  $R_3$ . Cette observation est en accord avec l'idée intuitive qu'une surface permettra d'indenter un solide d'autant plus facilement qu'elle sera plus rugueuse. Malgré cela, l'explication n'est pas triviale car, les aspérités de  $R_2$  sont moins profondes mais bien plus nombreuses que celles de  $R_3$  (cf. fig. 2.12). Une analyse mécanique plus poussée est donc requise ici pour justifier plus précisément ce comportement expérimental. Cela montre par ailleurs les limites

---

<sup>2</sup>les barres d'erreur ont été ajoutées en considérant une erreur d'un pixel sur chaque micro-longueur

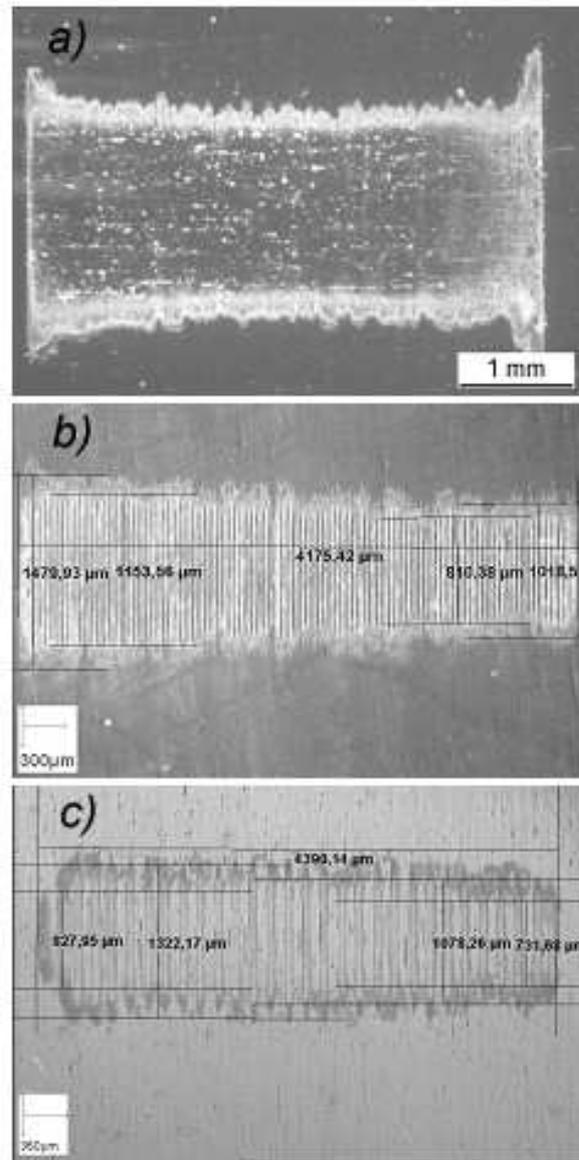


FIG. 3.15: Micrographies optiques de la surfaces des échantillons après essai de fretting avec les différents contre-corps ; a) cylindre R1,  $F_N = 1400N$  et  $F_T = 500N$  b) cylindre R2,  $F_N = 800N$  et  $F_T = 400N$  c) cylindre R3,  $F_N = 600N$  et  $F_T = 450N$ .

de la description de la rugosité avec les seuls paramètres  $R_a$  et  $R_t$  (voir par exemple [89] pour une discussion sur le sujet).

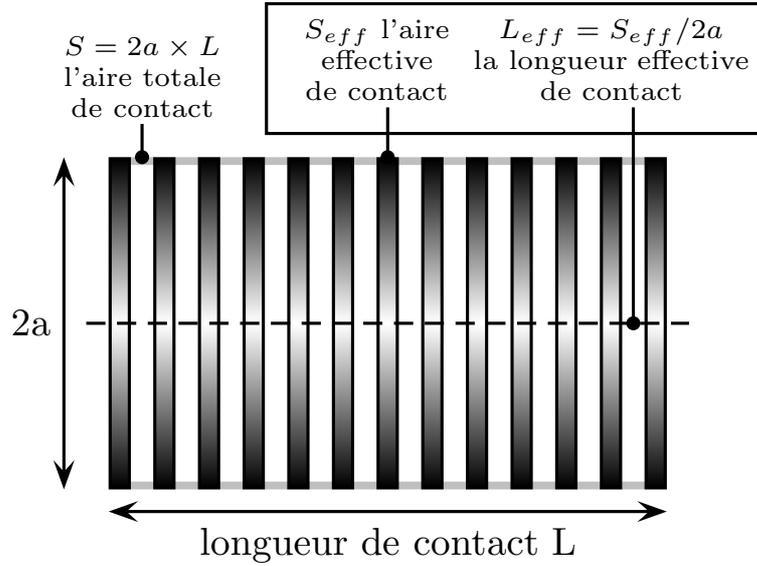


FIG. 3.16: Definition de l'aire effective de contact  $S_{eff}$ .

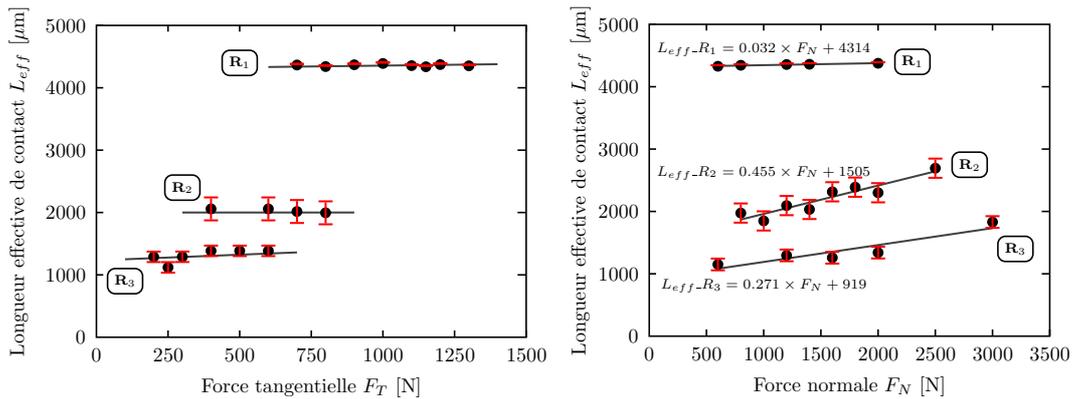


FIG. 3.17: Determination expérimentale de  $L_{eff}$  (longueur de contact :  $L = 4.4$  mm).

### Rationalisation de l'effet de la rugosité sur la frontière d'amorçage

Le but de cette partie est de formaliser la condition d'amorçage en prenant en compte l'effet de rugosité observé expérimentalement. A cet effet, deux nouveaux paramètres de chargement  $P_{eff}$  et  $Q_{eff}$ , respectivement la force normale effective et la force tangentielle effective, sont introduits :

$$P_{eff} = \frac{F_N}{L_{eff}} \text{ et } Q_{eff} = \frac{F_T}{L_{eff}} \quad (3.14)$$

Dès que la rugosité est assez élevée pour que  $L_{eff} \neq L$ , les paramètres intrin-

sèques de chargement  $P_{eff}$  et  $Q_{eff}$  vont différer sensiblement de leur équivalent extérieur au contact  $P = F_N/L$  et  $Q = F_T/L$ , directement issus du signal des capteurs sur le dispositif de fretting. De ce point de vue, le tracé des différents résultats dans l'espace de chargement (P,Q) apparaît difficilement justifiable. On introduit donc une nouvelle représentation en recalculant les variables de chargement pour chaque essai en tenant compte de la valeur de  $L_{eff}$ <sup>3</sup>. Les résultats d'amorçage sont retracés dans la nouvelle représentation  $(P_{eff}, Q_{eff})$  sur la fig. 3.18 ainsi que la transition moyenne de glissement, qui est indépendante de la rugosité pour les conditions testées.

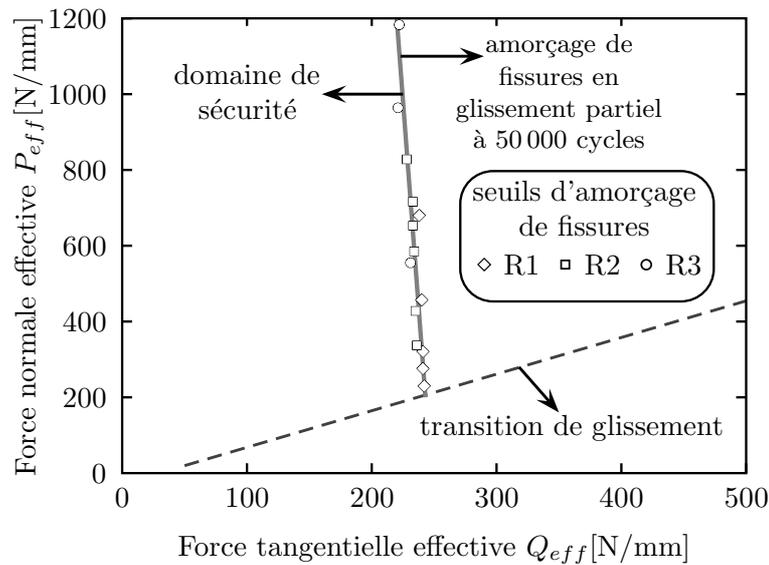


FIG. 3.18: Frontière expérimentale d'amorçage des fissures de fretting à 50 000 cycles, obtenue pour 3 rugosités différentes et tracée dans l'espace des chargements effectifs  $(P_{eff}, Q_{eff})$ .

L'analyse de la figure 3.18 montre une très bonne corrélation des 3 séries d'essais, conduisant à l'unification de la frontière d'amorçage dans l'espace  $(P_{eff}, Q_{eff})$ . Rappelons que sur la fig. 3.14, la pente observée pour  $R_2$  est plus grande que celle observée pour  $R_3$  alors que la rugosité est plus faible. Parallèlement, l'évolution de  $L_{eff\_R2}(F_N)$  montrait elle aussi une pente plus forte que  $L_{eff\_R3}(F_N)$ . Les deux évolutions se compensant, il en résulte au final une parfaite corrélation des points dans l'espace  $(P_{eff}, Q_{eff})$ . Ce détail montre comment cette approche se montre capable de tenir compte indirectement de la réponse de la surface rugueuse face à l'indentation et renforce son caractère physique.

L'approche utilisée permet notamment de prédire le seuil d'amorçage pour un contact rugueux, pourvu qu'on connaisse la loi  $L_{eff\_R}(F_N)$  qui dépend de cette

<sup>3</sup> $L_{eff}$  est calculée à partir de  $F_N$ , l'effet de  $F_T$  est négligé.

rugosité. La détermination de cette loi a été mise en oeuvre expérimentalement pour les trois rugosités testées mais on peut noter que le formalisme existe pour prédire cette réponse si on considère le contact comme élastique. Par manque de temps, il n'a malheureusement pas été possible de l'explicitier et de lui comparer les tendances expérimentales mesurées.

### Conclusion sur la rugosité

Dans cette partie, les conditions d'amorçage des fissures de fretting en glissement partiel pour le couple 2024A/7075 ainsi que l'impact de la rugosité ont été rationalisés. Trois rugosités représentatives de la gamme [situation réelle - situation parfaite] ont été testées et le seuil d'amorçage déterminé dans chaque cas. L'analyse des traces de fretting a montré un contact partiel entre les surfaces dans la gamme de pressions de contact étudiée. L'introduction de paramètres effectifs de chargement tenant compte de cette réduction de la surface de contact a permis de rationaliser l'effet de la rugosité sur le seuil d'amorçage et de confirmer les valeurs obtenues pour un contact lisse comme caractéristique de l'alliage 2024A étudié.

La suite de ce chapitre s'intéresse à la phase postérieure à l'amorçage d'une fissure de fretting : la propagation sous l'effet du chargement de contact seul. A cet effet, les essais réalisés pour caractériser l'amorçage et ayant donné lieu à l'observation d'une fissure constituent déjà une base expérimentale conséquente.

## 3.2 Etude de la propagation des fissures de fretting

Après avoir déterminé les conditions d'amorçage des fissures de fretting en glissement partiel, il est intéressant d'étudier dans quelle mesure ces fissures se propagent sous le seul effet de la sollicitation de contact. Contrairement à des essais de fatigue plus classiques où une partie au moins de l'information est toujours disponible à la surface de l'éprouvette, la propagation se fait ici sous le contact, et reste donc inaccessible à l'observation par des moyens classiques. On parlera donc de «propagation» malgré le fait que chaque point expérimental obtenu corresponde en fait à un essai interrompu et expertisé différent.

### 3.2.1 Observation et caractérisation de la propagation

L'influence des divers paramètres de chargements sur la propagation a été étudiée :

- ▷ influence de  $Q^*$  en réalisant plusieurs essais à  $(P, N)$  fixés, pour différentes valeurs de  $Q^*$  ;

- ▷ influence de  $P$  sur différentes séries d'essais en fonction de  $Q^*$  ;
- ▷ influence de  $N$  en conduisant des essais à  $P = 320$  N/mm et  $Q^* = 240$  N/mm pour des valeurs de  $N$  croissantes jusqu'à  $2.10^6$  cycles.

### Influence de $Q^*$

Tous les essais conduits pour déterminer le seuil d'amorçage à 50 000 cycles ayant donné lieu à l'observation de fissures ont été regroupés pour constituer la base des résultats sur l'influence de  $Q^*$ . Quelques essais ciblés ont été rajoutés pour combler des manques lorsque ce fut jugé nécessaire. La figure 3.19 montre des micrographies de fissures de fretting typiques ayant propagé pour  $Q_{eff}^* > Q_c^*$  ( $l$  désigne la profondeur maximale de fissuration mesurée). Les principales observations peuvent être résumées comme suit :

- ▷ pour  $N=50\ 000$  cycles, conformément au seuil d'amorçage  $Q_c^* = 240$  N/mm, on retrouve une longueur de fissure positive pour  $Q_{eff}^* > Q_c^*$ , et ce quelque soit le niveau de chargement normal  $P_{eff}$  ;
- ▷ les fissures sont inclinées vers l'intérieur du contact ;
- ▷ la longueur de fissure augmente avec  $Q^*$  ;
- ▷ pour  $l < 100$   $\mu\text{m}$  l'évolution de la longueur de fissure  $l(Q^*)$  est très dispersée ;
- ▷ aucun effet de  $P$  n'est observé (ou en tout cas décorrélié de la dispersion des essais) ;
- ▷ la multifissuration reste très limitée à  $N = 5.10^4$  cycles ;
- ▷ dans tous les cas, la profondeur de fissuration est inférieure à 200  $\mu\text{m}$ , limitée par la transition de glissement (la valeur de  $Q^*$  est bornée en glissement partiel par  $Q_t \simeq \mu P$ ).

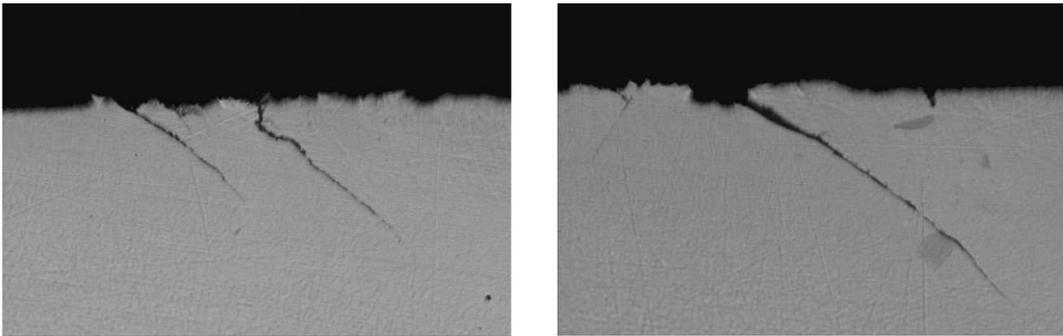


FIG. 3.19: Micrographies optiques typiques de fissures de fretting; celles-ci sont localisées dans les zones extérieures de glissement et inclinées vers l'intérieur du contact ; a)  $R_2, N = 10^5$  cycles,  $P_{eff} = 770$  N/mm,  $Q_{eff}^* = 260$  N/mm,  $l \simeq 20$   $\mu\text{m}$ , b)  $P_{eff} = 550$  N/mm,  $Q_{eff}^* = 590$  N/mm,  $l \simeq 40$   $\mu\text{m}$ .

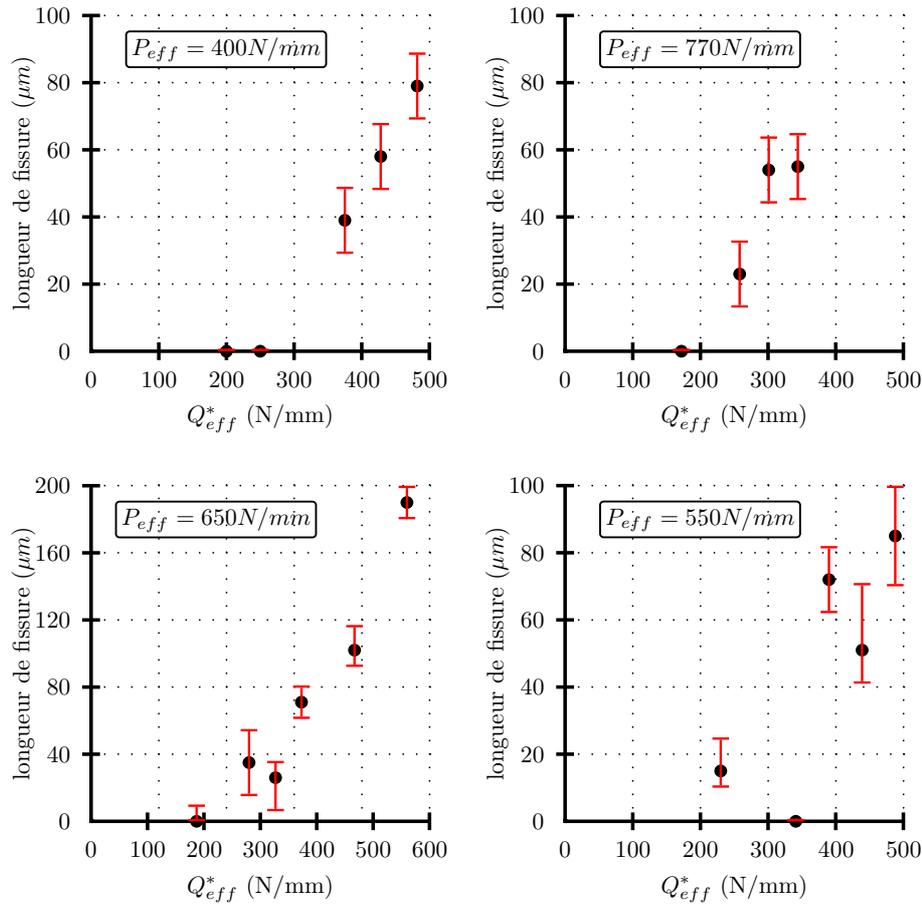


FIG. 3.20: Profondeurs de fissuration relevées pour des essais à 50 000 cycles et une condition de chargement donnant lieu à l'amorçage.

Les différentes profondeurs de fissuration relevées sont reportées dans des graphiques pour chaque valeur de  $P$  testée (fig. 3.20). L'ensemble des essais analysés montre une grande dispersion à la fois dans les longueurs de fissures mesurées et dans les angles de propagation observés. Lorsque l'on est très proche des conditions d'amorçage, une seule fissure est en général visible, toujours inclinée vers l'intérieur du contact. Cette observation est en accord avec des études antérieures réalisées en fretting wear [90] ou en fretting fatigue [60, 63]. Aucune influence de  $P$  n'est observée, ou ne peut être décorrélée de la dispersion obtenue par ces essais.

### Influence de $N$

On s'intéresse ici à l'impact du nombre de cycles sur l'extension des fissures de fretting. Plusieurs essais sont donc conduits pour la même condition de chargement, mais avec un nombre de cycle croissant  $N$  variant entre  $25 \cdot 10^3$  et  $2 \cdot 10^6$

cycles.

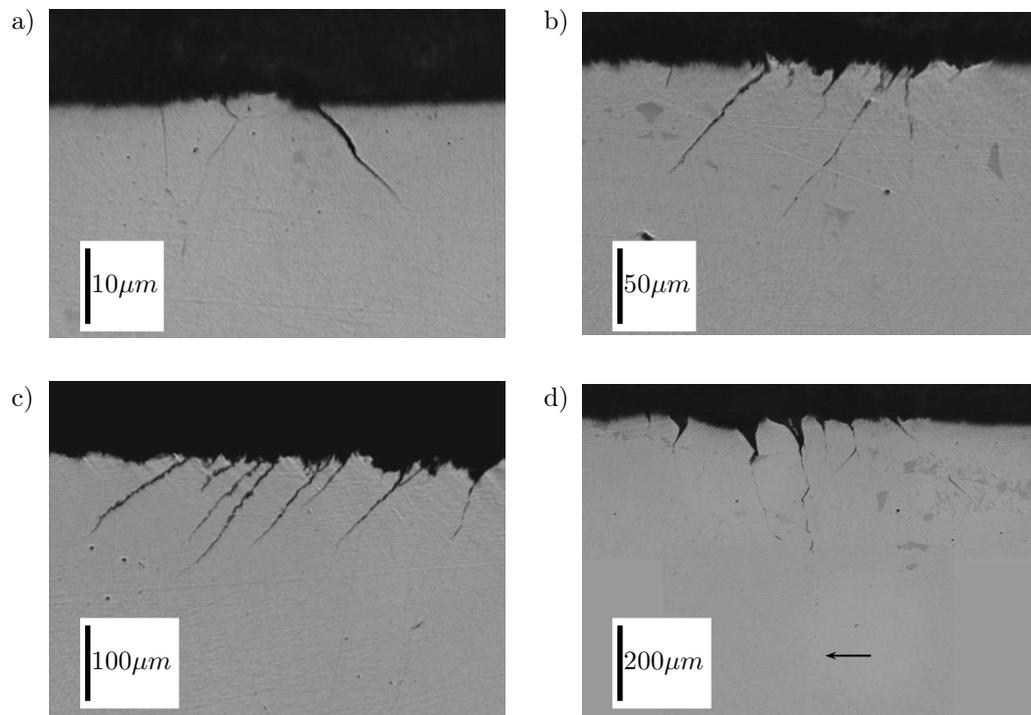


FIG. 3.21: Micrographies optiques de coupes de traces de fretting (essais avec  $R_2$ ) au niveau de la zone de glissement. colonne gauche :  $P_{eff} = 400$  N/mm,  $Q_{eff}^* = 240$  N/mm, colonne droite :  $P_{eff} = 400$  N/mm,  $Q_{eff}^* = 350$  N/mm, ligne du haut :  $N = 10^5$  cycles, ligne du bas :  $N = 5 \cdot 10^5$  cycles

Il faut noter que le polissage s'est avéré limitant pour l'observation des fissures. En effet, celles-ci sont très fermées lorsqu'elles propagent et sont par conséquent très fortement bouchées lors du polissage mécanique. Une première solution consiste à effectuer une attaque chimique (polissage électrolytique ou réactif de Keller) pour tenter de déboucher les fissures. Cette méthode s'est avérée très destructive pour la surface à observer mais permet une détermination beaucoup plus précise de la longueur de fissure. Une deuxième méthode est de procéder à un polissage très fin (finition  $1/4 \mu\text{m}$ ) et très léger lors de l'application des derniers abrasifs. La fissure est alors faiblement visible en microscopie optique, particulièrement lors de ses nombreuses déviations (voir la figure 3.22). Les mesures ainsi réalisées ont été confirmées par une attaque chimique dans certains cas ; avec cette méthode, les surfaces sont préservées pour une observation ou caractérisation ultérieure. Les résultats en termes de profondeur de fissuration sont regroupés dans la figure 3.21. Sur celle-ci, les longueurs avec R1 ont été obtenues par une attaque au réactif de keller, tandis que les longueurs avec R2 ont été mesurées après un polissage

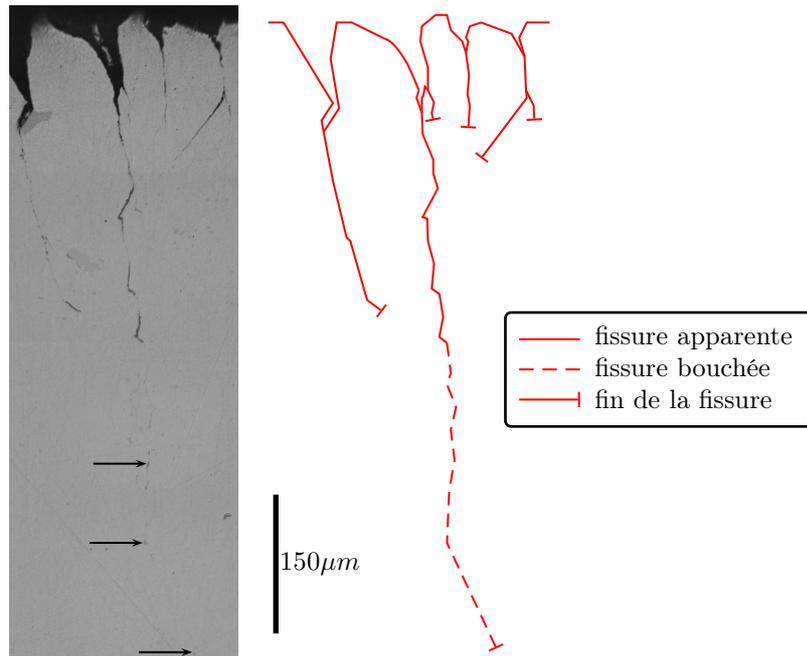


FIG. 3.22: Illustration du bouchage des fissures de fretting après polissage ; a gauche : micrographie optique d'une fissure de fretting de moins en moins visible à mesure que l'on s'éloigne de la surface ( $P_{eff} = 400$  N/mm,  $Q_{eff}^* = 350$  N/mm,  $N = 5.10^5$  cycles), a droite : trajet de fissuration reconstitué après polissage au  $1/4 \mu\text{m}$  et observation au grossissement  $\times 100$ .

très fin.

L'analyse de la figure 3.23 qui regroupe les différentes longueurs de fissures mesurées, montre à la fois une très grande dispersion des résultats et une tendance claire à l'arrêt de la fissure, à une profondeur d'environ  $600 \mu\text{m}$ . Ces résultats sont cohérents avec l'absence de chargement extérieur dans nos essais. La fissure croît donc sous l'effet du contact seul.

Plusieurs faits marquant ressortent de l'analyse de l'ensemble de ces résultats. Passée la phase initiale d'amorçage, les fissures de fretting se propagent généralement en ligne droite, inclinée vers l'intérieur du contact sur une profondeur d'environ  $200 \mu\text{m}$ .

Cette première phase de croissance semble donc être directement contrôlée par le chargement de contact et correspond à la première partie de la courbe d'extension de fissure (fig. 3.23) qui est peu dispersée. L'angle de propagation peut varier sensiblement d'un essai à l'autre (typiquement entre  $45^\circ$  et  $90^\circ$ ), et il est possible qu'il soit lié aux paramètres de chargement. Notons que la microstructure ne semble pas jouer un rôle très important lors de cette phase, mais la séparation des différentes contributions aux mécanismes de propagation

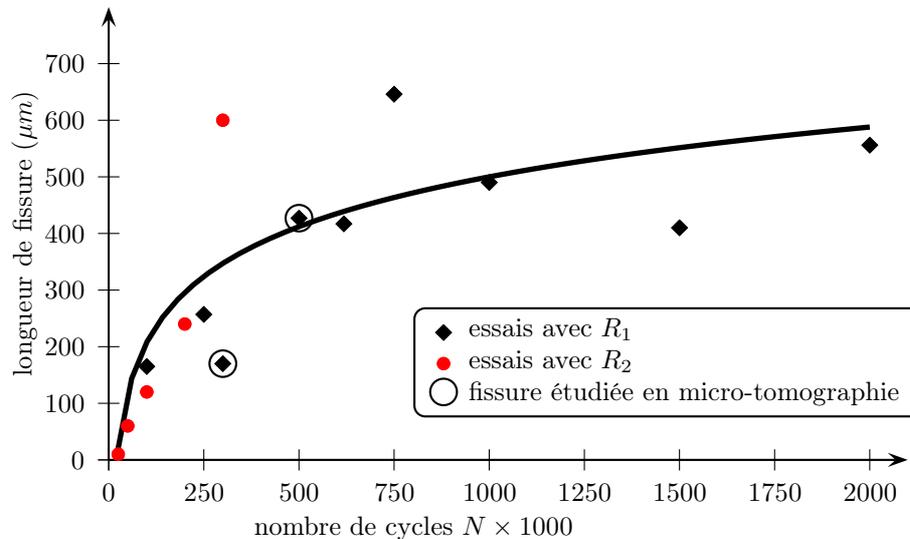


FIG. 3.23: Essais de propagation des fissures de fretting; essais avec  $R_1$  : ( $P_{eff} = 400$  N/mm,  $Q_{eff} = 240$  N/mm), essais avec  $R_2$  : ( $P_{eff} = 400$  N/mm,  $Q_{eff} = 350$  N/mm)

n'est pas triviale.

Les fissures changent alors de morphologie, et deviennent beaucoup plus fermées (ce point n'est visible qu'avec la méthode d'expertise par polissage); elles se propagent en zig-zag.

Cette deuxième phase de croissance semble être beaucoup moins contrôlée par le chargement de surface mais plutôt sous l'influence du chargement cyclique résultant du fretting. Ce chargement s'atténue à mesure que l'on s'éloigne de la surface et la fissure s'arrête donc à une certaine profondeur fonction de  $(P, Q^*)$ . Cette phase apparaît beaucoup plus dispersée sur la courbe de propagation; on peut donc s'attendre à un effet important de la microstructure sur cette phase de croissance.

### 3.2.2 Influence de la microstructure sur l'amorçage et la propagation en fretting

#### Observation

Malgré des conditions d'essais bien maîtrisées, tant géométriques que liées aux conditions de chargement, l'expertise des fissures de fretting, a montré une certaine dispersion. Celle-ci se retrouve principalement au niveau de l'amorçage : dans l'angle et la position d'amorçage dans la zone de glissement, ainsi que dans la propagation au niveau de la profondeur de fissuration pour des longueurs supérieures à environ 200  $\mu\text{m}$ . Il faut tout d'abord rappeler que chaque point

sur la figure 3.23, correspond à un essai différent du fait de la nature destructive de l'investigation de l'endommagement en fretting. L'image que l'on obtient après découpe de l'échantillon correspond donc à une vue très fragmentaire de la fissure, en plus d'être limitée par le polissage.

Dans l'objectif de caractériser l'influence de la microstructure sur l'amorçage et la propagation des fissures de fretting, certaines fissures<sup>4</sup> de fretting ont été étudiées en tomographie aux rayons X (voir §2.1.3). La figure 3.24 montre une radiographie de la fissure s'étant propagé sur 420 microns. Sur cette image, l'information est sommée à travers toute l'épaisseur de l'échantillon, ce qui explique les multiples branches visibles en radiographie. On peut immédiatement faire les observations suivantes :

La fissure est bien orientée vers l'intérieur du contact et la première phase de propagation ( $l < 250 \mu\text{m}$ ) semble très peu dispersée au niveau de l'angle de propagation.

Passée une certaine profondeur ( $l > 250 \mu\text{m}$ ), de multiples branches sont visibles, correspondant à des déviations de la fissure. Certaines branches s'orientent vers l'extérieur du contact.

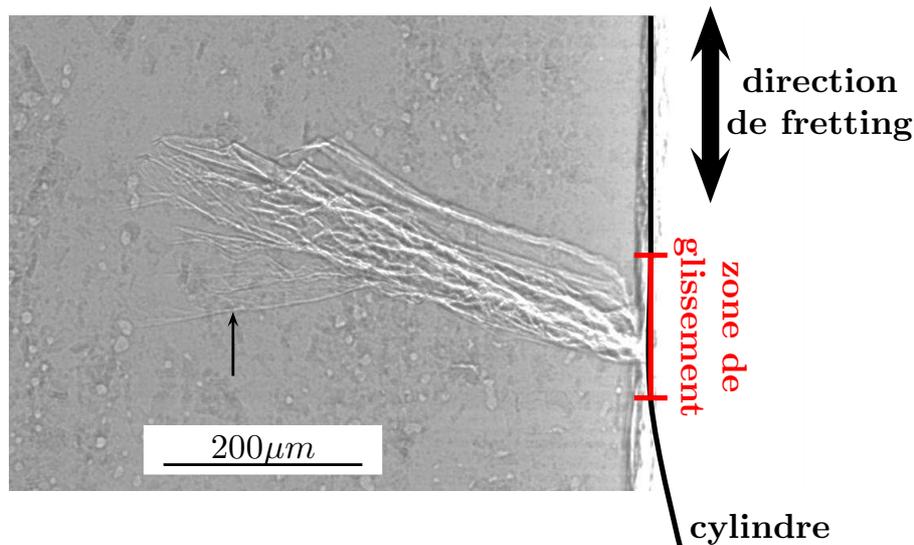


FIG. 3.24: Radiographie au rayons X d'une fissure de fretting, la flèche indique les branches qui s'orientent vers l'extérieur du contact.

Un scan tomographique est enregistré permettant d'accéder à la forme tridimensionnelle de la fissure : la figure 3.25 montre un rendu volumique de la fissure (partie a) ainsi que deux coupes reconstruites perpendiculairement à la surface<sup>5</sup>.

<sup>4</sup>les points correspondant sont encerclés sur la figure 3.23

<sup>5</sup>les coupes correspondent aux détails (a) et (b) dans la partie a) de la figure

Ces deux coupes donnent une image de ce qu'on aurait obtenu par tronçonnage puis polissage aux mêmes endroits. Pour analyser quantitativement l'information en volume, 3 angles sont définis sur les coupes reconstruites (cf. fig. 3.25) :

- $\theta_a$  l'angle d'amorçage de la fissure dans la coupe ;
- $\theta_p$  l'angle de propagation dans la première phase de croissance ( $l < 250 \mu\text{m}$ ) ;
- $\theta_m$  l'angle de propagation dans la seconde phase de croissance ( $l > 250 \mu\text{m}$ ).

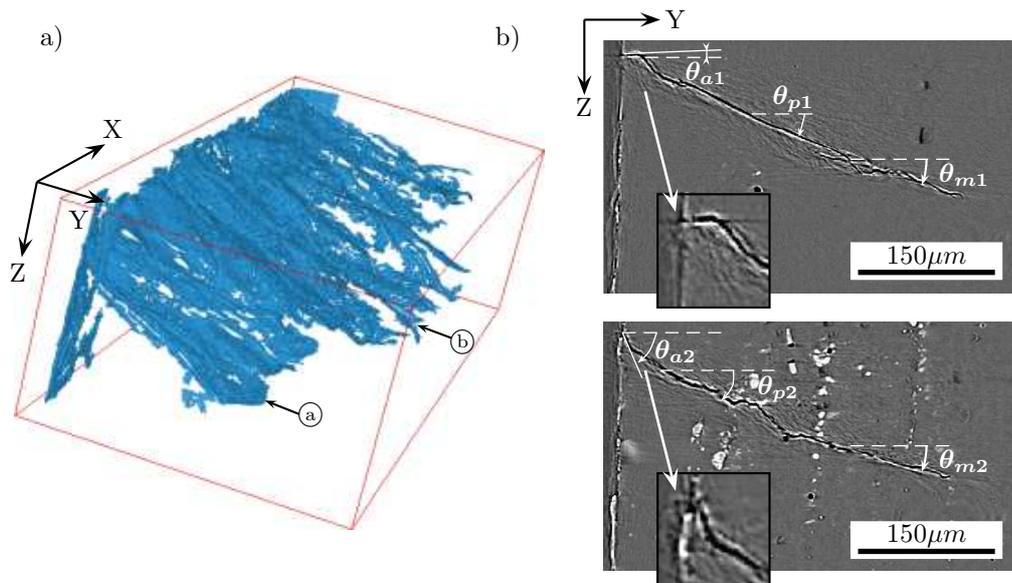


FIG. 3.25: Rendu 3D de la surface reconstruite d'une fissure de fretting

Ces angles sont mesurés au travers de l'épaisseur de l'échantillon (toutes les 40 coupes soit 28 microns) et tracés sur la figure 3.26. Cette figure fait clairement apparaître que l'angle d'amorçage  $\theta_a$  mesuré varie dans une très large mesure ( $\simeq 90^\circ$ ). L'angle de propagation dans la première phase est lui peu dispersé autour d'une valeur  $\bar{\theta}_p = 25^\circ$ . L'angle  $\theta_m$  varie par contre beaucoup plus autour d'une valeur moyenne de  $\bar{\theta}_m = 10^\circ$ .

### Interprétation

L'observation détaillée de l'évolution de l'angle d'amorçage dans l'épaisseur de l'éprouvette fait apparaître différents «plateaux» pour lesquels l'angle  $\theta_a$  prend une valeur à peu près constante, tous plus ou moins de la même longueur de  $100 \mu\text{m}$  qui est la taille moyenne de grain dans la direction S (qui correspond justement à l'épaisseur de l'éprouvette). Schématiquement, cette courbe apparaît comme une succession de «plateaux» à  $\theta_a = 50^\circ$  et à  $\theta_a = 0^\circ$  reliés entre

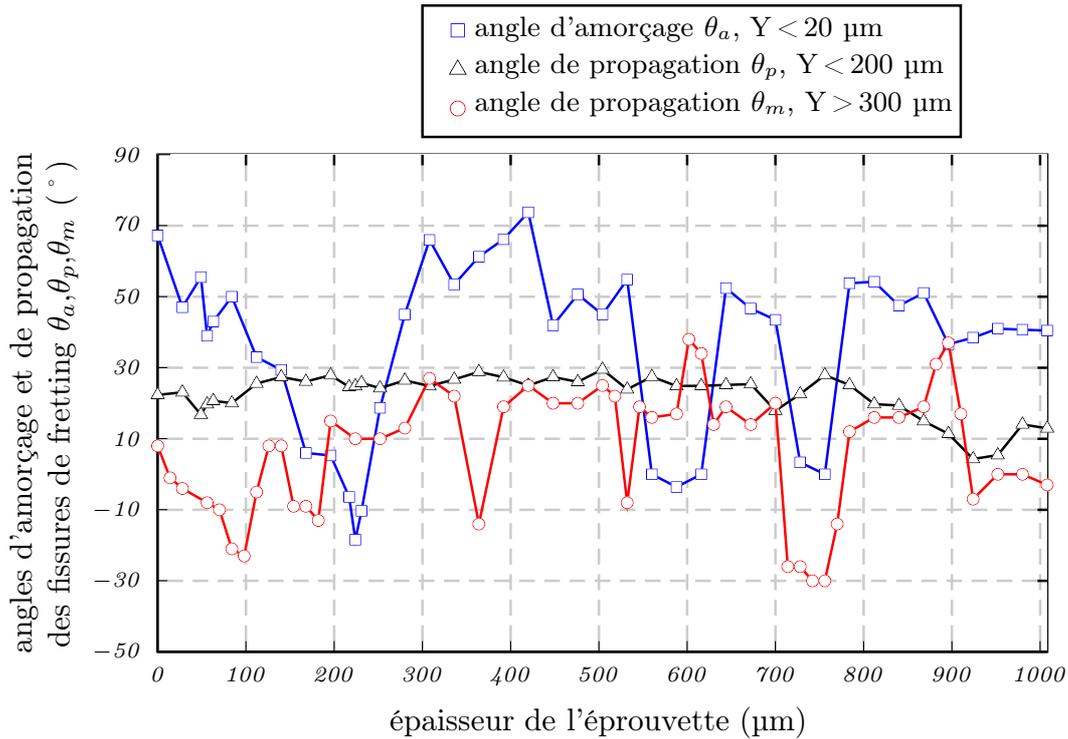


FIG. 3.26: Analyse quantitative 3D des angles d'amorçage et de propagation d'une fissure de fretting

eux. L'amorçage en fretting ayant montré dans des travaux antérieurs des angles proches de  $45^\circ$  ([62, 63]), on émet l'hypothèse d'un amorçage discontinu et multiple localisé dans les zones correspondant à l'angle de  $50^\circ$ . Ces zones pourraient correspondre à des grains bien orientés vis à vis de la sollicitation de contact et donner lieu à l'amorçage, alors que des grains voisins moins bien orientés n'amorceraient pas. Dans cette hypothèse, les plateaux à zéro degré correspondent alors à de la propagation par coalescence des microfissures de fretting.

Pour vérifier cette hypothèse, les mêmes échantillons ont subi une attaque au gallium destinée à décorer les joints de grains au niveau de la fissure de fretting avant de faire l'objet d'un nouveau scan tomographique. La figure 3.27 montre des coupes reconstruites extraites à proximité de la position d'amorçage. Les deux coupes sont extraites à  $Z = \pm 30 \mu\text{m}$  de la position moyenne d'amorçage ( $Z$  négatif étant dirigé vers l'intérieur du contact) car la fissure gêne l'analyse au point exact d'amorçage. On note cependant qu'il n'y a aucune différence notable dans la position des joints entre les deux coupes (pour mémoire  $Z \parallel L$ ); la position des joints au point d'amorçage peut donc être déduite facilement.

L'analyse de la position des joints de grains montre une très bonne corrélation avec la limite entre les plateaux, et confirme donc l'hypothèse d'un amorçage

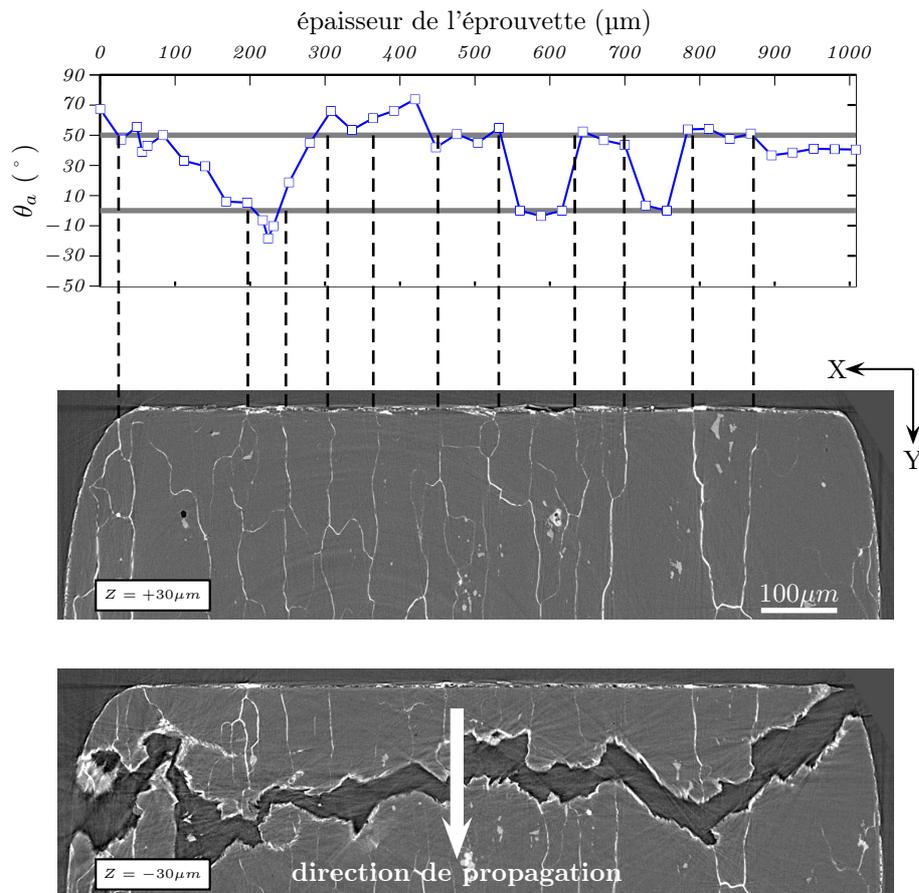


FIG. 3.27: Analyse de la position des joints de grain obtenue par mouillage au gallium et comparaison avec les angles d'amorçage en fretting observés par tomographie (voir le texte pour les explications).

multiple, suivi d'une phase de coalescence. L'amorçage dans un grain est probablement corrélé à une orientation cristallographique favorable vis à vis de la sollicitation de contact. Des mesures EBSD ont été entreprises sur des échantillons pour essayer de déterminer l'orientation cristallographique des grains aboutissant à un amorçage en fretting, mais sans succès. En dehors de la difficulté de préparer (polir) la zone très proche de la surface sans arrondir le bord, il est apparu que l'érouissage cyclique subi par le matériau lors de l'essai de fretting empêchait l'indexation des figures de diffraction sur toute la zone d'intérêt ( $l < 100 \mu\text{m}$  environ).

Des travaux très récents et d'autres en cours de publication semblent être en mesure de présenter des avancées dans ce domaine [91]. Les microscopes sont de plus en plus précis et l'utilisation de techniques évoluées de préparation peut permettre d'améliorer grandement les mesures. On pense en particulier au système

couplé EBSD+FIB. Les récents progrès dans les techniques dites FIB, acronyme pour «Focused Ion Beam» permettent de solutionner l'effet de la géométrie des échantillons. Avec un FIB monté sur un microscope électronique, la préparation peut se faire *in situ* et quelque soit la géométrie. Il est possible de polir, couper, usiner à l'échelle nanométrique, et de procéder ensuite à l'acquisition EBSD de la surface nouvellement créée. Mais le fort potentiel de cette technique apparaît dans la capacité d'enlever couche après couche des épaisseurs de quelques nanomètres. Combiné à une acquisition EBSD automatisée, on peut dès lors reconstruire la structure tridimensionnelle du matériau incluant la distribution des joints de grains et des orientations cristallographiques. L'obtention de telles données serait une étape très importante pour tester et valider les modèles présentés précédemment. En effet, ceux-ci font état d'un manque de données 3D qui, comme on l'a vu, est un caractère essentiel du comportement des fissures courtes. Il y a donc un bon espoir de pouvoir étayer ces mécanismes par des mesures complètes et précises de la cristallographie.

Les évolutions des deux angles de propagation  $\theta_p$  et  $\theta_m$  mesurés dans l'épaisseur de l'échantillon sont assez différentes.  $\theta_p$  est remarquablement constant, environ égal à  $25^\circ$  par rapport à la normale à la surface, ce qui indique que la propagation est très fortement dominée par la sollicitation de contact dans cette zone et que la microstructure ne joue qu'un rôle minimal. En revanche, après une certaine profondeur (de l'ordre de  $300\ \mu\text{m}$  pour les conditions expérimentales étudiées), l'angle de propagation est beaucoup plus dispersé. Cela traduit la diminution du chargement de contact en fretting wear à mesure que l'on s'enfonce sous la surface. L'influence de la microstructure devient alors à nouveau importante. Cette seconde phase de propagation peut expliquer l'inhomogénéité observée sur le front de fissure, ces changements de direction étant comme pour l'amorçage corrélés au passage de la fissure dans de nouveaux grains. Il est vraisemblable que la cristallographie joue à ce stade un rôle important, pouvant retarder notablement l'avancée de fissure.

### 3.2.3 Proposition d'un mécanisme de fissuration

A la lumière du travail expérimental effectué, un mécanisme détaillé d'amorçage et de propagation des fissures de fretting peut être proposé. Ce mécanisme comporte quatre étapes successives schématisées sur la figure 3.28 :

1. amorçage multiple dans la zone de glissement, localisé dans les grains bien orientés. l'angle d'amorçage est d'environ  $45\text{-}50^\circ$  ;
2. croissance et coalescence des microfissures de fretting sous l'effet du chargement de contact (rupture du ligament les séparant selon un angle d'environ zéro degré) ;
3. propagation dominée par le contact, la microstructure n'ayant que très peu

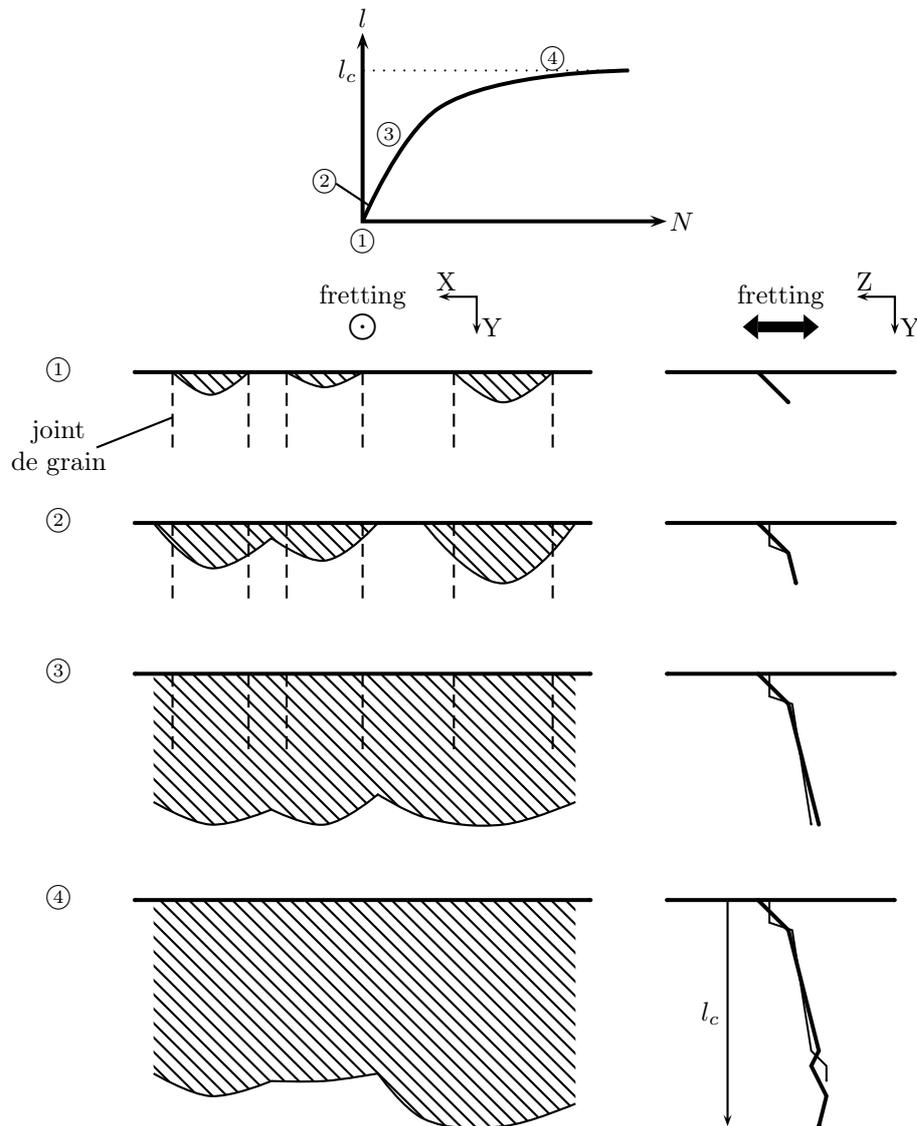


FIG. 3.28: Mécanisme d'amorçage et de propagation des fissures de fretting dans l'alliage Al2024A ; la microstructure joue un rôle important dans l'amorçage et la deuxième phase de propagation.

d'effet. Sous l'effet de la sollicitation mécanique, cette phase est peu dispersée ;

4. propagation hors de la zone dominée par le contact, sous l'effet de la sollicitation cyclique dans le massif. La microstructure redevient prépondérante, introduisant de la dispersion et un front de fissure non uniforme. Lorsque  $N \rightarrow +\infty$ , la fissure s'arrête à une longueur critique  $l_c$  fonction des paramètres de chargement ( $P, Q^*$ ).

### 3.3 Étude de la propagation de fissures de fatigue - Influence de la microstructure

#### 3.3.1 Essais sur éprouvettes lisses

Des essais sur éprouvettes lisses sont conduits conformément à la procédure décrite au paragraphe 2.4.3. Cinq niveaux de chargement sont testés avec au plus 3 essais par niveau (cf. tableau 3.3). Les résultats en terme de durées de vie sont tracés sous forme de courbe de Wöhler dans la figure 3.29.

Contrainte (MPa)	Nr1	Nr2	Nr3
400	40351	31296	
350	69746	56582	85000
320	325000	98700	126127
280	184762	154033	
250	833213	2297787	3753488

**TAB. 3.3:** Nombre de cycles à rupture des essais sur éprouvettes lisses,  $R=0,1$ .

Malgré le nombre relativement restreint d'essais, on peut dégager une limite de fatigue à  $10^6$  cycles aux environ de  $\sigma_d = 240$  MPa qui correspond bien à la valeur trouvée dans la littérature pour le 2024 [92]. Par contre en comparant les deux courbes pour les mêmes conditons (sens L,  $R=0,1$ ) on observe une nette amélioration de la durée de vie pour l'alliage 2024A. Ceci confirme les tendances déjà observées au CRV [93].

Dans le but de mieux comprendre les mécanismes menant à la rupture d'une éprouvette lisse, certains essais sont conduits avec un suivi optique de l'endommagement. L'observation de l'amorçage et de la propagation des fissures à la surface des éprouvettes a été étudiée précisément pour une contrainte de 350 MPa ( $Nr \simeq 85.10^3$  cycles), valeur élevée mais représentative du niveau de contrainte atteint en fond de trou pour  $\sigma_{nom} = 200$  MPa. Elle peut être résumé comme suit :

**$N \lesssim 20\ 000$  cycles :** rupture de nombreux intermétalliques à la surface entre 10 000 et 20 000 cycles ;

**$20\ 000 \lesssim N \lesssim 60\ 000$  cycles** propagation de certaines des amorces dans un seul grain et blocage au joint de grain, les fissures ont alors une taille moyenne de 150 microns et sont très fermées (voir fig. 3.30) ;

**$60\ 000 \lesssim N \lesssim 70\ 000$  cycles** apparition d'une zone plastique en bout de fissure au niveau des joints de grains ; les fissures s'ouvrent sans franchir le joint de grain (fig. 3.31a) ;

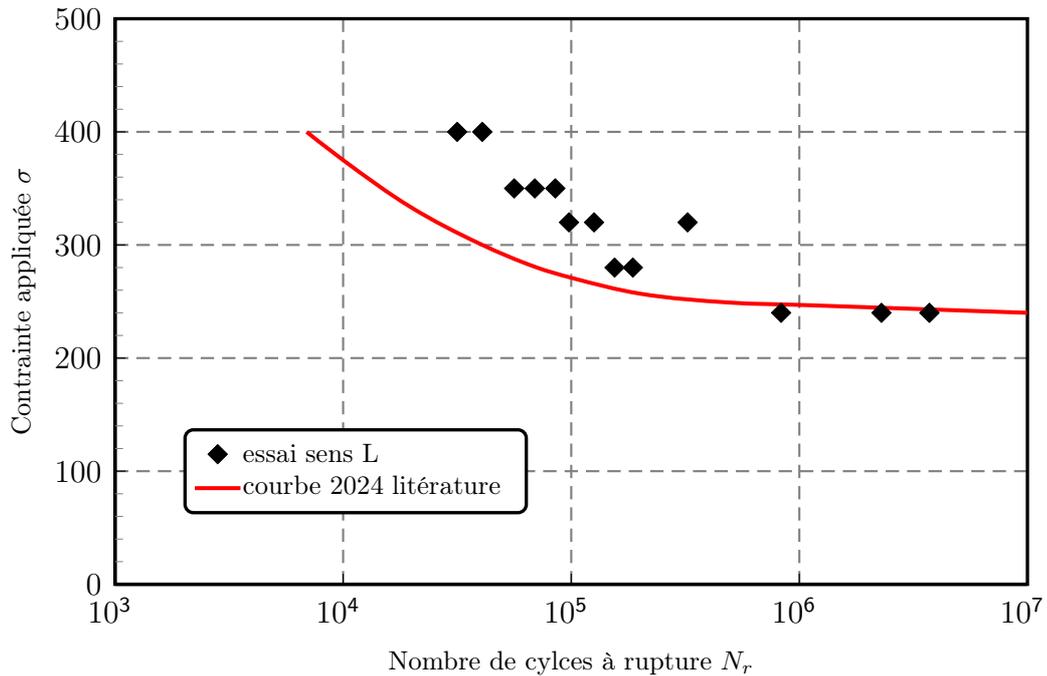


FIG. 3.29: Courbe de Wöhler de l'alliage 2024A sollicité dans le sens L

- $N \gtrsim 70\,000$  cycles les fissures franchissent la première barrière et vont se propager avec un trajet assez tortueux (fig. 3.31b,c,d);
- $N \simeq 85\,000$  cycles coalescence des fissures et accélération de la vitesse de propagation puis rupture de l'éprouvette.

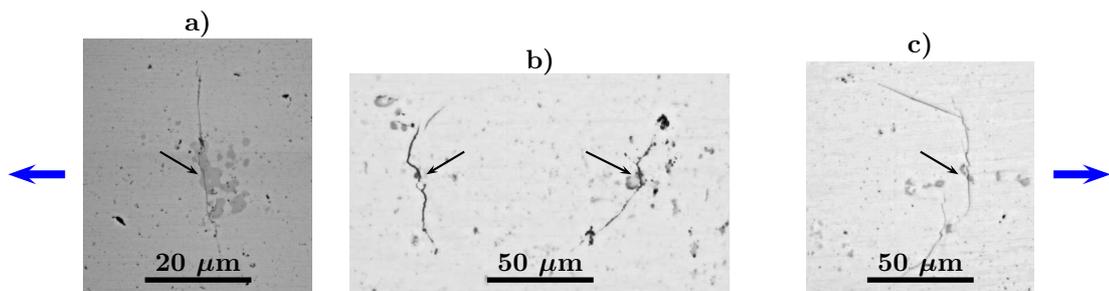


FIG. 3.30: Micrographies optiques à la surface d'une éprouvette lisse de 2024A cyclée pendant  $50 \cdot 10^3$  cycles à  $\sigma_{max} = 350$  MPa et  $R=0,1$  ( $\sigma \parallel L$ ); plusieurs fissures amorcées sur des particules intermétalliques (flèches) sont visibles.

L'analyse des images enregistrées lors du suivi de la propagation en surface des différentes fissures permet de tracer les courbes d'évolution de la longueur de fissure en fonction du nombre de cycles (cf. fig. 3.32). Sur ce graphique apparaissent les différentes étapes décrites ci-dessus. Notons qu'il est difficile de visualiser l'ar-

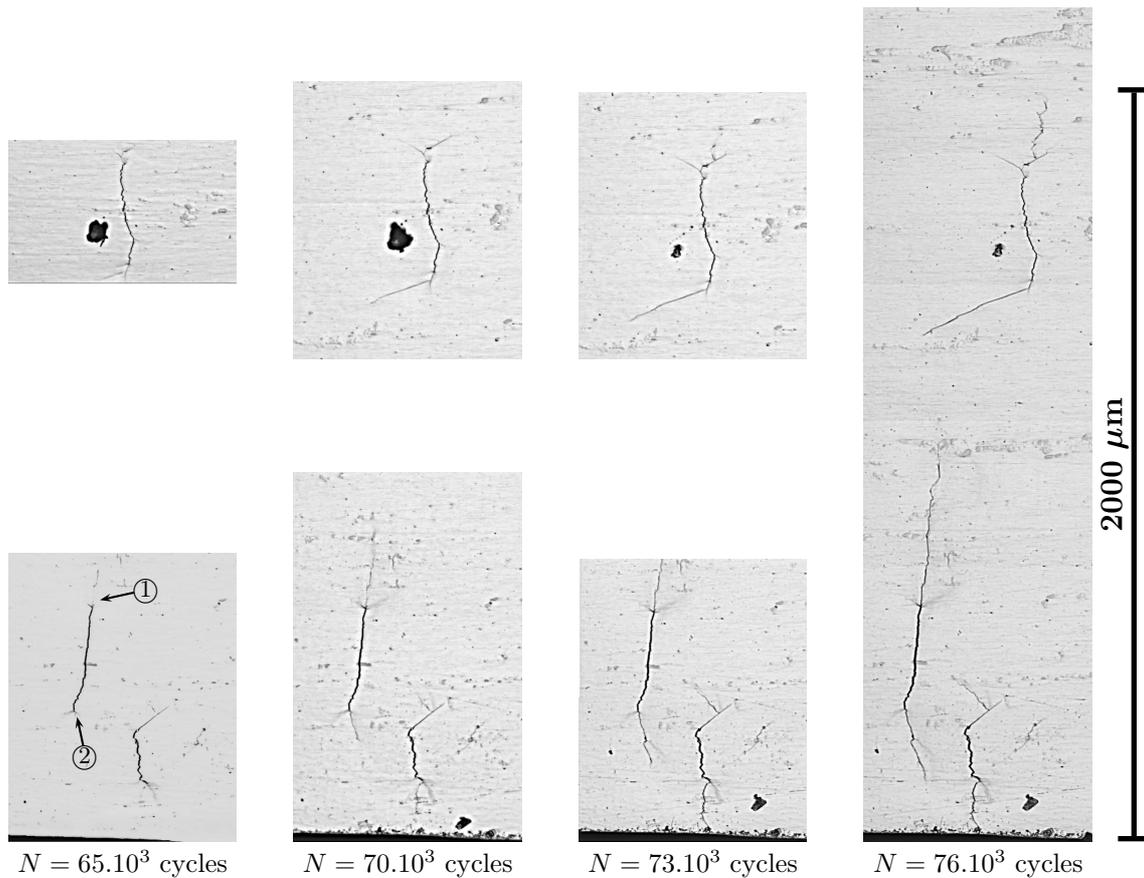


FIG. 3.31: Micrographies optiques à la surface d'une éprouvette lisse de 2024A cyclée à  $\sigma_{max} = 350$  MPa et  $R=0,1$  ( $\sigma \parallel L$ ); observation de la croissance puis de la coalescence de plusieurs fissures,  $65.10^3 \leq N \leq 76.10^3$  cycles.

rêt aux joints de grains sur ces courbes parce que la fissure n'est pas forcément bloquée exactement au même moment en ses deux extrémités. D'autre part, la contrainte est élevée et le temps de blocage est par conséquent assez court (comparé à l'intervalle d'inspection entre les cycles). Par exemple, la fissure apparaissant en bas à gauche sur chacune des micrographies de la figure 3.31 (losanges rouges sur les courbes  $a(N)$ ) est bloquée de  $55$  à  $60.10^3$  cycles sur le joint haut<sup>6</sup> et de  $60$  à  $65.10^3$  cycle sur celui du bas<sup>7</sup>. Ces arrêts ne sont donc pas visibles sur les courbes de la figure 3.32.

Certaines fissures ne dépassent pas la taille critique de  $200 \mu\text{m}$ . Après avoir passé la première barrière, certaines fissures vont se propager plus vite et leur coalescence peut être observée. A ce moment la, il est difficile d'interpréter l'évolution des fissures du fait du phénomène d'écrantage des fissures entre elles.

D'après l'analyse précédente, pour une contrainte maximale de cyclage de  $350$

<sup>6</sup>détail ① sur la figure 3.31

<sup>7</sup>détail ② sur la figure 3.31

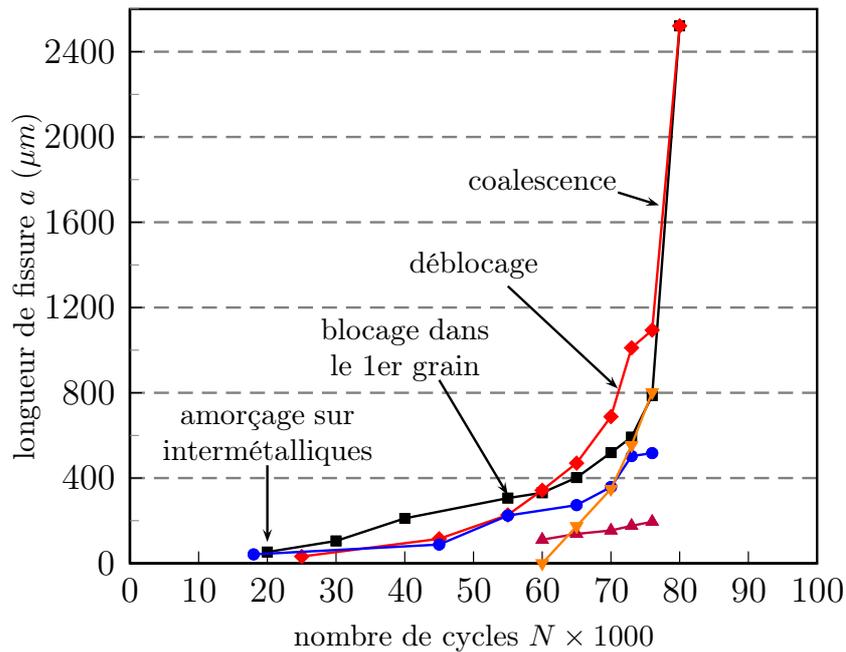


FIG. 3.32: Courbes d'évolution de la longueur des fissures mesurée en surface en fonction du nombre de cycles, pour un alliage 2024A cyclé à  $\sigma_{max} = 350$  MPa et  $R=0,1$ .

MPa, il ressort qu'environ 1/4 de la durée de vie constitue la phase d'amorçage alors que les 3/4 restants constituent la phase de propagation des fissures dans l'éprouvette, la phase de rupture rapide pouvant être négligée. Ce résultat montre l'importance de l'analyse en tolérance aux dommages dans la conception de pièces dimensionnées en fatigue. De plus, en dépit d'une valeur de contrainte relativement élevée, la durée de vie en propagation est principalement dédiée au franchissement du premier grain traversé par la fissure. Celle-ci est alors bloquée pendant environ 5 à 10.10<sup>3</sup> cycles ( $\cong 10\%$  de la durée de vie). Une fois la première barrière franchie, la fissure accélère rapidement et ne peut plus être arrêtée (à cette contrainte en tout cas). Le nombre de cycle de blocage apparaît donc comme crucial pour la tenue en fatigue sous sollicitation uniaxiale et divers modèles ont été proposés dans la littérature pour rendre compte au moins qualitativement de ces blocages (cf. §1.1.5). On retiendra que le blocage d'une fissure sur un joint de grain peut être très fortement influencé par la désorientation cristalline entre les deux grains.

La vitesse de fissuration peut être calculée à partir de l'évolution de la longueur de fissure. Pour l'essai réalisé à une contrainte maximale de 350 MPa, il est inutile d'essayer de tracer l'évolution de la vitesse de fissuration en fonction de  $\Delta K$  puisqu'on dépasse la limite d'élasticité dans toute la section de l'éprouvette. L'hypothèse de similarité n'est plus valable et le facteur d'intensité de contrainte n'est donc plus *a priori*, le moteur de l'avancée de fissure. On trace donc la vitesse

en fonction de l'avancée de fissure (fig. 3.33).

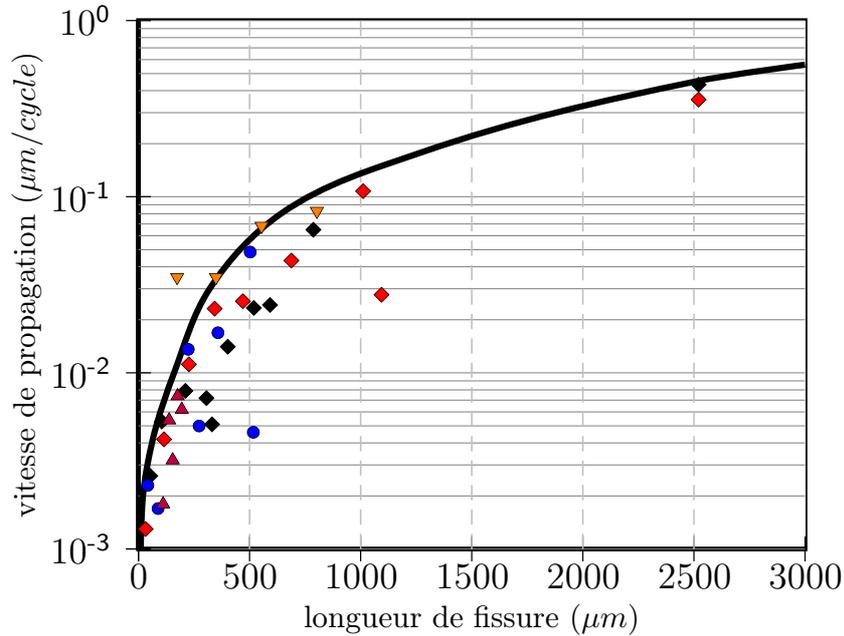


FIG. 3.33: Évolution de la vitesse de fissuration en fonction de la longueur de fissure mesurée dans une éprouvette lisse.

La limite supérieure du nuage de points constitué par la vitesse de fissuration (courbe en trait plein sur la fig. 3.33) constituera une partie des données d'entrée du modèle de propagation présenté plus loin (voir chapitre 4).

### Synthèse des mécanismes sous fatigue uniaxiale

Un travail préliminaire à l'étude de la propagation de fissures courtes en présence de concentrations de contraintes, a été réalisé pour une sollicitation en fatigue uniaxiale. Le suivi optique de l'amorçage et de la propagation à une contrainte de 350 MPa, choisie comme représentative de l'état de contrainte en fond d'entaille, a permis d'appréhender le processus de fatigue comme une succession d'étapes. La figure 3.34 schématise ce mécanisme qui met en évidence l'importance des particules intermétalliques pour l'amorçage ainsi que celle du premier joint de grain qui constitue une barrière microstructurale non négligeable malgré le niveau élevé de contrainte.

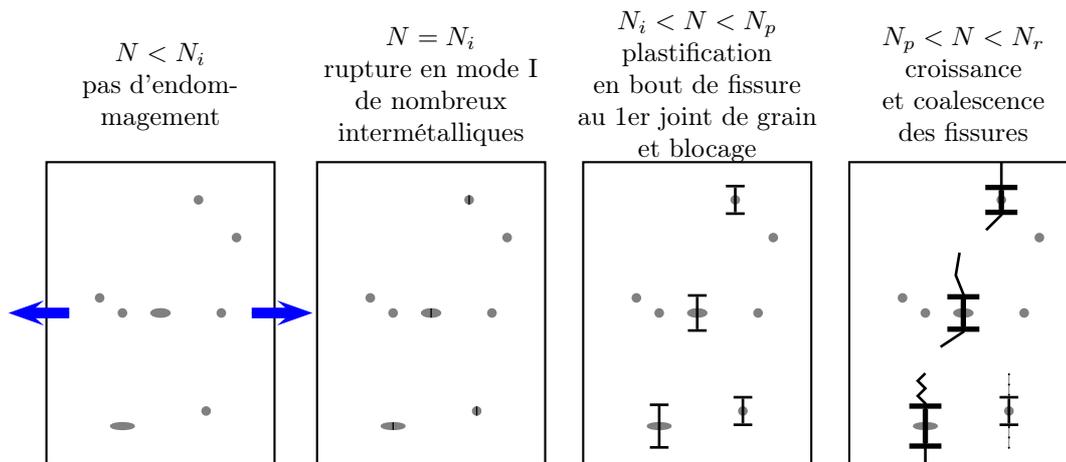


FIG. 3.34: Représentation schématique des mécanismes de fatigue uniaxiale dans le domaine oligocyclique pour l'alliage 2024A ( $K_t = 1$ ,  $\sigma = 350$  MPa,  $R = 0,1$  et  $f = 10$  Hz).

### 3.3.2 Propagation de fissures courtes en présence de concentrations de contraintes

#### Essais expérimentaux

Les essais de fatigue sur éprouvettes à trou central débouchant ( $K_t = 2, 3$ ) ont été conduits comme décrit dans le paragraphe 2.4.3. 4 éprouvettes ont été cyclées dans le sens long L et 2 dans le sens travers T. Le tableau 3.4 rappelle les conditions de test.

sens	Nb éprouvettes	$\sigma_{nom}$ (MPa)	$R$	$f$ (Hz)	Nb fissures
L	4	200	0,1	10	28
T	2	200	0,1	10	14

TAB. 3.4: Conditions de cyclage des éprouvettes trouées.

Aucune éprouvette n'a été menée à rupture pour pouvoir réaliser une caractérisation de la surface fissurée par EBSD (voir §2.1.2). Par contre, trois essais à rupture sans suivi de propagation, ont été réalisés dans chacune des directions L et T. Ces essais donnent des résultats plus précis en termes de durée de vie (les résultats de ces essais sont données dans le tableau 3.5) et permettent d'observer les faciès de rupture (voir plus loin la fig. 3.48 par exemple).

#### Observation de l'amorçage

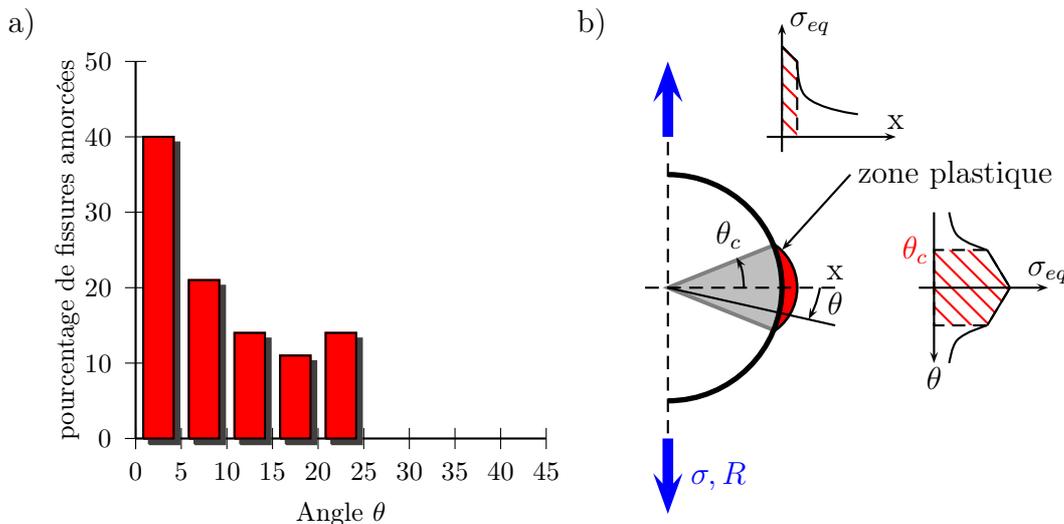
Les différentes observations en microscopie optique réalisées à la surface des échantillons en bord de trou, tous les 1000 cycles environ, montrent que les fis-

sens	test 1	test 2	test 3
L	42000	55000	59000
T	36000	49000	67000

**TAB. 3.5:** Nombre de cycles à rupture pour des éprouvettes trouées cyclées à une contrainte nominale  $\sigma_{nom} = 200$  MPa et  $R = 0,1$ .

sures s'amorcent en quasi-totalité en bord de trou. Seules deux fissures amorcées sur des intermétalliques non situés en bord de trou se sont propagées sur plus de  $50 \mu\text{m}$  mais pour s'arrêter ensuite. Les fissures sont donc en configuration coin et *a priori* semi-circulaires. Cette hypothèse est difficile à vérifier devant l'impossibilité de mesurer la longueur de fissure dans le trou, le long de l'épaisseur de l'éprouvette.

La distribution de contrainte est maximale en bord de trou, là où la section est minimale. Pourtant, expérimentalement la position d'amorçage des fissures ne se limite pas au point de contrainte maximale (cf. fig. 3.35). Plus précisément, le relevé de l'angle d'amorçage  $\theta$  (défini sur la figure 3.35b) montre que les fissures s'amorcent dans un secteur angulaire de  $45^\circ$  (*i.e.*  $\theta$  peut varier entre 0 et  $\theta_c = 22^\circ$ ).



**FIG. 3.35:** a) Statistiques sur l'angle d'amorçage des fissures en bord de trou, l'angle  $\theta$  repère la position d'amorçage des fissures sur la périphérie du trou (cf. b)); b) zone plastique en bord de trou (à 0,2% de déformation plastique) déterminée par la contrainte de Von Mises  $\sigma_{eq}$ .

L'analyse par Éléments Finis de la contrainte équivalente de Von Mises montre que ce secteur angulaire correspond exactement à la zone plastique en bord de trou pour  $\sigma_{nom} = 200$  MPa. L'amorçage est donc relié à l'activation de la déformation plastique en bord de trou. Ceci explique pourquoi les intermétalliques ne

sont pas systématiquement à l'origine de l'amorçage des fissures, en tout cas pour celles qui se propagent. Ce fait est en opposition avec les observations faites sur les éprouvettes lisses où l'absence de concentration de contrainte privilégie très fortement les particules intermétalliques comme sites d'amorçage des fissures de fatigue.

L'analyse ultérieure de la propagation/non propagation des fissures montre par contre qu'il n'y a pas de corrélation directe avec l'angle d'amorçage. En d'autres termes, une fissure peut très bien s'amorcer à  $\theta = \theta_c$  et se propager tandis qu'une autre amorcée à  $\theta = 0$  peut s'arrêter (cf. fig. 3.36).

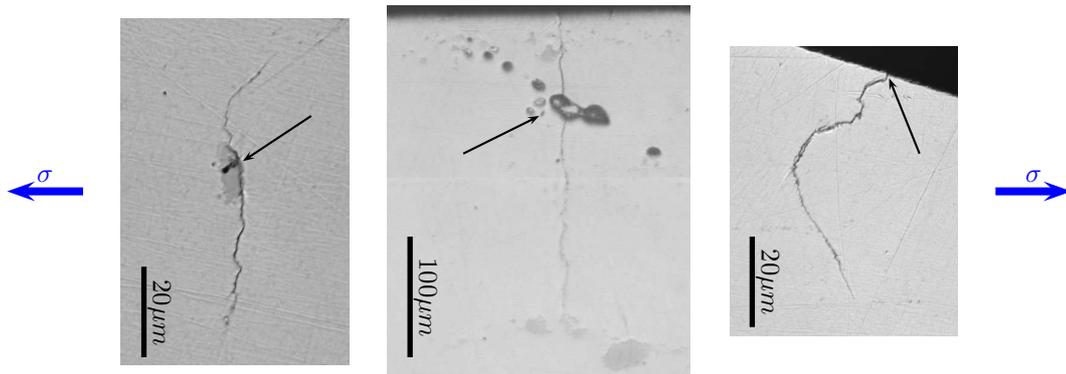


FIG. 3.36: Observation de l'amorçage (point d'amorçage indiqué par une flèche) : a) fissure qui ne s'est pas amorcée au bord de trou mais qui va s'arrêter à environ 100  $\mu\text{m}$ , b) fissure amorcée avec  $\theta \cong 0^\circ$  et qui va s'arrêter à environ 250  $\mu\text{m}$ , c) fissure amorcée avec  $\theta \cong 20^\circ$  mais qui va se propager.

### Étude de la propagation

la figure 3.37 présente toutes les courbes de propagation tracées après le suivi optique des fissures en bord de trou pour les 4 éprouvettes testées dans le sens L. Au total, 28 fissures de fatigue ont été suivies en microscopie optique, dont 16 s'arrêtent. Par souci de clarté, certaines fissures amorcées sur des intermétalliques cassés mais ne se propageant pas sur plus de 20-30  $\mu\text{m}$ , ne sont pas représentées sur ces courbes. Pour les fissures propageantes, le cheminement en surface a été suivi au delà du millimètre avec un maximum autour de 2-3 mm lorsque les fissures deviennent traversantes (pour mémoire, les éprouvettes ont une épaisseur de 3mm); la rupture est alors très proche (>95% de la durée de vie).

L'analyse des courbes de propagation montre que certaines fissures (environ 50%) vont commencer à se propager puis s'arrêter avec une longueur typique de 100-200  $\mu\text{m}$ . Les fissures qui se propagent manifestent des variations de vitesse de propagation avec dans de rares cas des arrêts. Comme précisé dans l'analyse de l'amorçage, il n'est pas possible de relier le caractère propageante/non propageante d'une fissure à la position angulaire du point d'amorçage. En d'autres

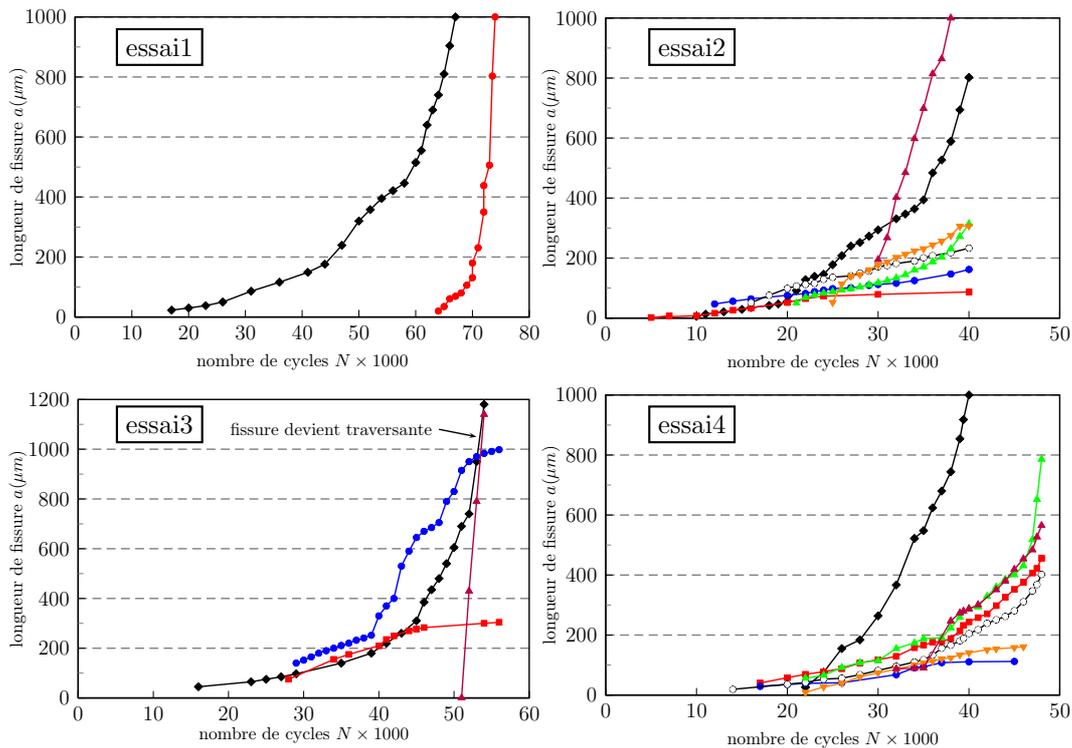


FIG. 3.37: Évolution de la longueur des fissures observées en surface dans les différentes éprouvettes trouées d'alliage 2024A sollicitées en fatigue dans le sens L ( $\sigma_{nom} = 200$  MPa,  $R = 0,1$ ).

termes, les seules conditions mécaniques de sollicitation ne suffisent pas pour prédire l'arrêt ou la croissance des fissures qui dépend très certainement de la microstructure locale comme nous le montrerons plus loin. Notons d'ores et déjà que la taille typique d'arrêt des fissures correspond à la taille moyenne des grains dans la direction T qui est la direction de propagation pour les fissures chargées dans le sens L.

La figure 3.38 présente les courbes de propagation obtenues pour les 2 éprouvettes testées dans le sens T. Qualitativement, les mêmes observations peuvent être faites sur le comportement en propagation avec là aussi des fissures qui se propagent, alors que d'autres s'arrêtent avec une longueur typique de 200-400  $\mu\text{m}$  qui correspond à peu près à la taille moyenne des grains dans la direction L ; ceci renforce l'idée d'un arrêt prépondérant au niveau de la première barrière microstructurale.

### Estimation du facteur d'intensité de contrainte

Dans le but de comparer les vitesses de fissuration observées dans les éprouvettes trouées avec le comportement classique des fissures longues, il est nécessaire d'estimer le facteur d'intensité de contrainte. Malheureusement, il n'existe pas de

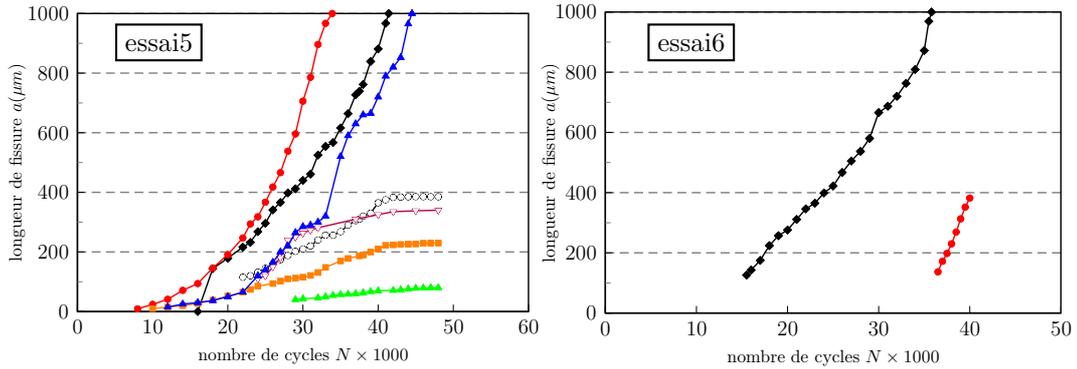


FIG. 3.38: Évolution de la longueur des fissures observées en surface dans les différentes éprouvettes trouées d'alliage 2024A sollicitées en fatigue dans le sens T ( $\sigma_{nom} = 200$  MPa,  $R = 0, 1$ ).

solution exacte pour ce type d'éprouvette permettant de calculer directement  $K$ . La méthode la plus simple consiste à utiliser le facteur de concentration de contrainte  $K_t$  et n'est théoriquement valable que pour  $a \rightarrow 0$  (avec les notations de la figure 1.3) :

$$K = K_t S \sqrt{\pi a} \quad (3.15)$$

L'analyse de la littérature a montré que le facteur d'intensité de contrainte dans une éprouvette entaillée s'exprime généralement sous la forme :

$$K = \beta S \sqrt{\pi l} \quad (3.16)$$

où  $l$  représente la taille de l'entaille et  $\beta$  est une fonction de la longueur de fissure dépendante de la géométrie de l'éprouvette et de la forme de l'entaille. Newman cité dans [94] propose une solution numérique (calcul par EF) pour le facteur  $\beta$  dans une éprouvette à trou central fissurée. Notons que l'on ne considère dans ces calculs que des fissures droites (amorçées à  $\theta = 0$ ), ce qui est une approximation par rapport aux observations expérimentales. Les dimensions de l'éprouvette étant différentes, il convient de modifier légèrement la courbe de Newman pour l'ajuster aux dimensions de nos éprouvettes. Malheureusement l'expression littérale n'ayant pas pu être obtenue, cet ajustement passe obligatoirement par quelques calculs éléments finis préalables.

Pour cela, un modèle simple d'éprouvette trouée 2D développé par ailleurs sous Abaqus<sup>®</sup> pour calculer les contraintes en déformations planes, est modifié conformément à la figure 3.39. La méthode consiste à réserver deux espaces carrés en bord de trou pour y placer les fissures (fig. 3.39a). Ensuite, un programme Matlab<sup>8</sup> permet de remplir automatiquement chaque espace avec une fissure en générant

<sup>8</sup>développé par C. Meunier dans le cadre de son DEA au laboratoire LTDS

un maillage adapté pour le calcul du facteur d'intensité de contrainte (fig. 3.39b) [95]. Enfin le chargement est appliqué et le résultat du calcul fournit la valeur du facteur  $K_I$  par évaluation de l'intégrale de contour (fig. 3.39c).

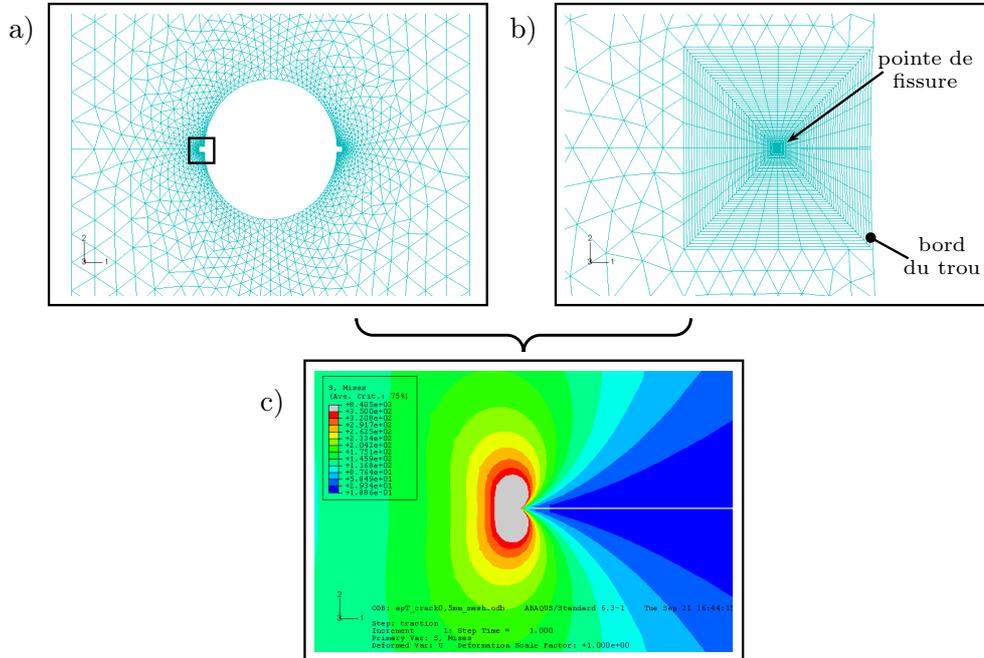


FIG. 3.39: Méthode de calcul du facteur d'intensité de contrainte dans une éprouvette trouée 2D en déformations planes ; a) réservation de deux espaces pour les fissures dans le maillage de base, b) génération du maillage avec la fissure et les contours autour de la pointe (agrandissement de la partie encadrée en a), c) visualisation de la contrainte équivalente de Von Mises en pointe de fissure.

Trois calculs sont effectués pour 3 longueurs de fissures différentes : 200, 500 et 1000  $\mu\text{m}$ . La figure 3.40 regroupe le tracé du facteur d'intensité de contrainte en fonction de la longueur de fissure rapportée à la largeur de l'éprouvette  $2a/W$  (voir fig. 1.3 pour la définition des notations), pour les différentes méthodes de calcul.

Sur la figure 3.40, on constate que pour des valeurs faibles de  $a$ , les deux descriptions suivent une même tendance. Ceci n'est plus du tout vrai dès que  $a > 500 \mu\text{m}$ . Il apparait aussi une bonne corrélation entre les calculs par éléments finis et la courbe issue de l'équation (3.16) avec  $\beta$  réajustée pour les dimensions de l'étude. Dans la suite, on considèrera la fonction beta comme pertinente pour décrire la contrainte en bord de trou.

Une modification supplémentaire est à apporter au calcul du facteur K pour tenir compte du caractère non traversant des fissures courtes observées durant

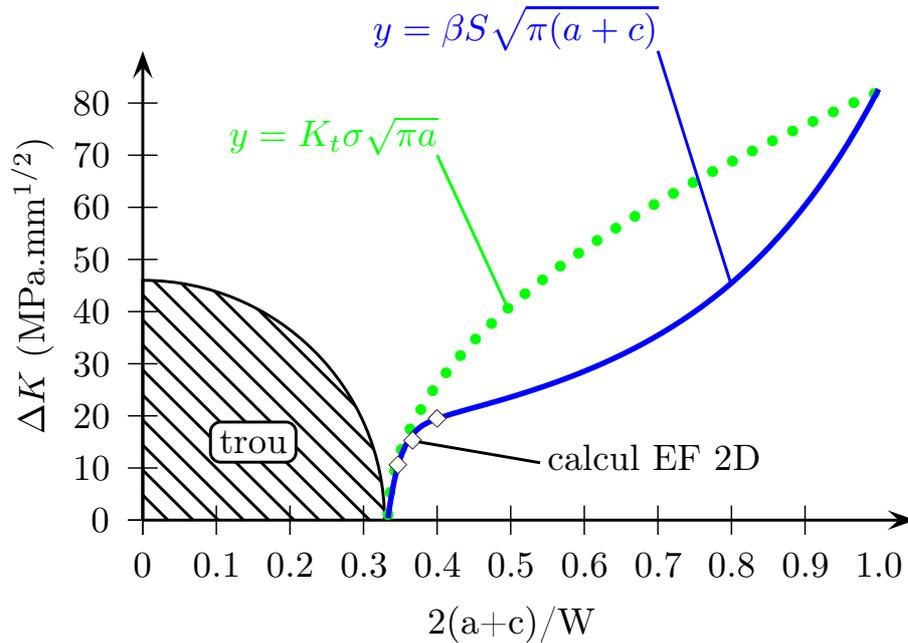


FIG. 3.40: Tracé du  $\Delta K$  calculé dans une éprouvette trouée ; comparaison entre le calcul simple avec le facteur de concentration de contrainte (eq. (3.15)) et l'analyse de Newman (eq. (3.16) avec  $\beta$  réajustée pour les dimensions de l'étude).

les suivis de fatigue. Jusqu'ici les calculs menés en 2D supposent implicitement une fissure traversante. Or expérimentalement, on observe des fissures en coin. Elles restent donc non traversantes durant la quasi-totalité du suivi de fatigue. La détermination exacte du facteur  $K$  nécessite alors des calculs 3D par éléments finis. Par ce type de calcul dans une éprouvette entaillée, Gerard compare une fissure traversante (calcul 2D) à une fissure en coin (calcul 3D) et à une fissure semi-circulaire au milieu de l'entaille [96]. Il montre que :

$$K_{I_{traversante}} > K_{I_{coin}} > K_{I_{semi-circulaire}} \quad (3.17)$$

L'explication vient du fait que pour une fissure non traversante, un ligament non rompu est par définition encore présent sur une partie de l'épaisseur de l'éprouvette, limitant de ce fait l'ouverture de la fissure et par là même l'intensité de la contrainte en bout de fissure qui lui est liée (cf. fig. 3.41a). Pour une fissure traversante, il n'y a plus ce ligament limitant l'ouverture de la fissure. Dans ce cas, l'entaille va jouer son rôle de concentration de contrainte en ajoutant à l'ouverture de la fissure un déplacement dû à la déformation de l'éprouvette (cf. fig. 3.41b). Dans des études antérieures [13, 94] pour une fissure traversante de longueur  $a$  en bord d'un trou de rayon  $D$ , il a été montré qu'à partir d'une taille d'environ 10% du diamètre du trou, la fissure devenait équivalente à une fissure de taille  $D + a$ , montrant ainsi le caractère néfaste d'une entaille.

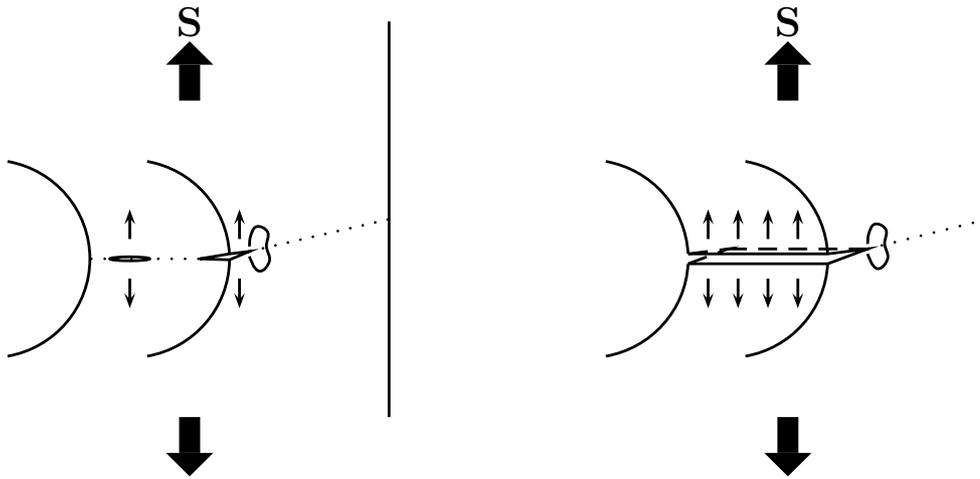


FIG. 3.41: Schéma illustrant la différence d'intensité de contrainte en pointe de fissure entre une fissure traversante et non traversante de même profondeur.

En revanche, tant que la fissure n'est pas traversante, ce phénomène n'a pas lieu ; on corrige donc simplement l'équation (3.16) en ne tenant pas compte du trou comme entaille. Cette correction est en accord qualitatif avec des calculs 3D effectués sur le même alliage mais pour une autre géométrie entaillée [96].

$$K = \beta S \sqrt{\pi a} \quad (3.18)$$

#### tracé en fonction de $\Delta K$ et interprétation

La représentation classique de la vitesse de fissuration mesurée en fonction du facteur d'intensité de contrainte estimé présente l'avantage de pouvoir comparer, sur un même graphique, différents types d'essais et de sollicitations pour un même matériau. En particulier on peut comparer les vitesses mesurées pour nos essais et pour des essais dits de fissures longues, réalisés à plus faible charge, mais présentant la même intensité de contrainte du fait de la taille importante de la fissure. L'utilisation de ce type de représentation pose un problème pour nos éprouvettes en raison de la présence d'une zone plastique importante en bord de trou (cf. fig. 3.35). Globalement, d'après le calcul de la distribution de contrainte dans l'éprouvette, cette zone plastique s'étend sur près d'un millimètre pour une contrainte nominale de 200 MPa. Sans même tenir compte des effets 3D, de fermeture, ou d'une éventuelle propagation en mode mixte, on peut s'attendre à ce que la propagation des fissures ne soit pas gouvernée (pas uniquement en tout cas) par l'intensité des contraintes en pointe de fissure, tant que celles-ci ont une longueur inférieure au millimètre. Un tel tracé reste donc assez qualitatif mais permet d'estimer dans quelle mesure, le comportement des fissures courtes observées sort du cadre de la MLER.

Sur la figure 3.42 on a reporté l'ensemble des vitesses de fissures mesurées dans les éprouvettes trouées à partir des suivis optiques en surface. Les résultats d'un essai réalisé par Nakai *et al.* [97] (essai à  $\Delta K$  décroissant dans un alliage 2024 à  $R=0,1$ ) et d'un essai réalisé au CRV (essai à amplitude constante dans un alliage 2024 à  $R=0,05$ ) figurent également sur le même diagramme.

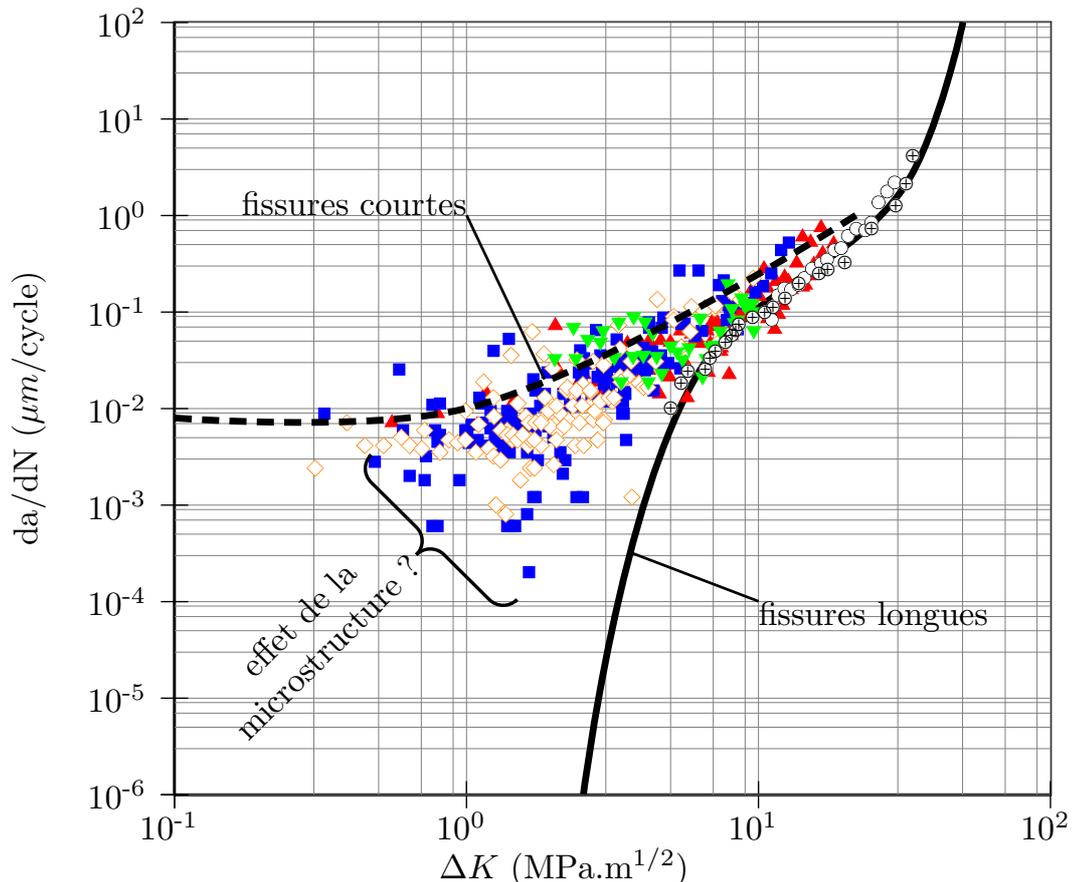


FIG. 3.42: Tracé des vitesses de fissuration relevées en surface dans des éprouvettes trouées en fonction du  $\Delta K$  estimé par l'équation 3.18; essais dans le sens L à amplitude constante  $\sigma_{nom} = 200\text{MPa}$   $R = 0,1$  et  $f = 10\text{Hz}$ .

La grande quantité de points expérimentaux génère un nuage qui se répartit dans une plage de valeurs de  $\Delta K$  qui s'échelonnent entre 0,1 et 15  $\text{MPa}\cdot\text{mm}^{1/2}$ . Comme prévu, ce nuage s'écarte fortement de la loi de Paris expérimentale plutôt située entre 5 et 50  $\text{MPa}\cdot\text{mm}^{1/2}$ ; l'essai à  $\Delta K$  décroissant met en évidence un seuil de propagation  $\Delta K_s$  en deçà duquel les fissures s'arrêtent. L'extrapolation des valeurs obtenues pour les fissures longues représentées sur la figure 3.42 permet d'estimer  $\Delta K_s \cong 3 \text{MPa}\cdot\text{m}^{1/2}$ , ce qui est en accord avec les données de la littérature pour le 2024. Les fissures courtes observées en bord de trou se propagent pour  $\Delta K$  inférieur à  $\Delta K_s$  ce qui est un phénomène classique des fissures courtes. Le nuage de points expérimentaux est très dispersé ce qui traduit non seulement

que deux fissures de même longueur ne se propagent pas à la même vitesse (dispersion verticale) mais aussi que la vitesse de fissuration évolue de façon non monotone à mesure que la fissure se propage (dispersion horizontale). Ces différents comportements peuvent être reliés à l'interaction des fissures avec la microstructure : la cristallographie locale peut influencer directement sur la vitesse de fissuration et les joints de grain peuvent bloquer temporairement ou ralentir les fissures. L'aspect tridimensionnel de la croissance des fissures tant qu'elles restent localisées dans un petit nombre de grains peut également générer de gros écarts avec le cas d'une fissure longue idéale.

Il apparaît néanmoins que lorsque la longueur des fissures augmente, les vitesses de propagations mesurées sont de moins en moins dispersées et tendent vers les lois expérimentales des fissures longues. Ainsi, lorsque les fissures atteignent une taille de 2 à 3 mm (*i.e.* lorsqu'elles deviennent traversantes), on retrouve très bien cette loi. A ce moment là, l'effet microstructure est largement atténué.

Pour vérifier toutes ces hypothèses, il convient donc d'étudier de façon précise la microstructure rencontrée par les fissures tout au long de leur propagation et l'influence quantitative qu'elle a sur cette propagation.

### 3.3.3 Observations microstructurales et analyse EBSD

L'analyse des courbes de propagation de fissures dans les éprouvettes trouées met en évidence un certain nombre de fissures qui ne dépassent jamais une taille critique de l'ordre de 200  $\mu\text{m}$ . Certains d'entre elles ont été analysées par EBSD. Cette procédure n'est pas simple du fait de la proximité du bord du trou. En effet, l'attaque électrochimique nécessaire pour l'EBSD a tendance à arrondir le bord du trou sur quelques dizaines de microns. On peut toutefois limiter ce phénomène par un enrobage conducteur (dans le cas où l'autre côté de l'éprouvette n'est pas intéressant) ou utiliser un polissage à la silice colloïdale (mais qui a tendance à boucher les fissures, surtout de petites tailles car elles sont en général très fermées). Un exemple de cartographie EBSD sur une fissure arrêtée en bord de trou est présenté sur la figure 3.43 avec la micrographie optique de la fissure correspondante. Il est clair que la fissure s'est arrêtée sur le joint de grain après s'être propagée sur une distance d'environ 200  $\mu\text{m}$ . Ce comportement est général pour les autres fissures pour lesquelles l'EBSD a été utilisé.

#### propagation dans le sens T

Les observations optiques de surface apportent un certain nombre d'information sur les mécanismes de propagation des fissures. Lorsqu'une fissure est propageante (*i.e.* lorsqu'elle a passée la première barrière microstructurale) elle se propage le plus souvent selon des segments rectilignes, séparés par des déviations. Certains joints de grains se plastifient à mesure du cyclage de l'éprouvette et on peut bien souvent corréler une ou plusieurs déviations avec la position des joints de grains

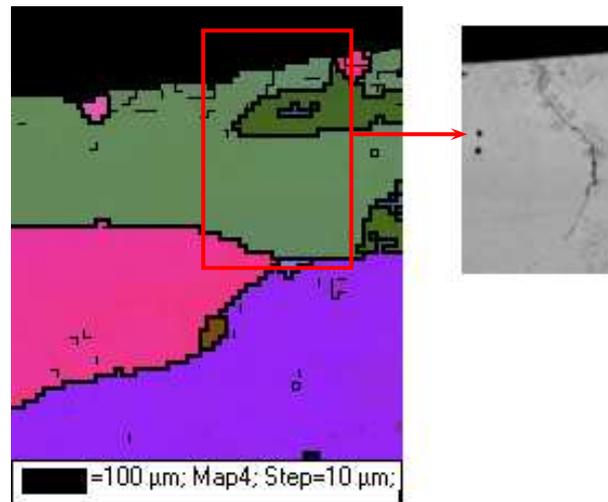


FIG. 3.43: Analyse EBSD d'une fissure arrêtée ; la micrographie optique correspondante est montrée au même grandissement et la position du cadre est déterminée grâce à l'analyse du contraste de bandes.

rendus ainsi détectables (fig 3.44). Ces observations sont caractéristiques d'une propagation transgranulaire de type cristallographique.

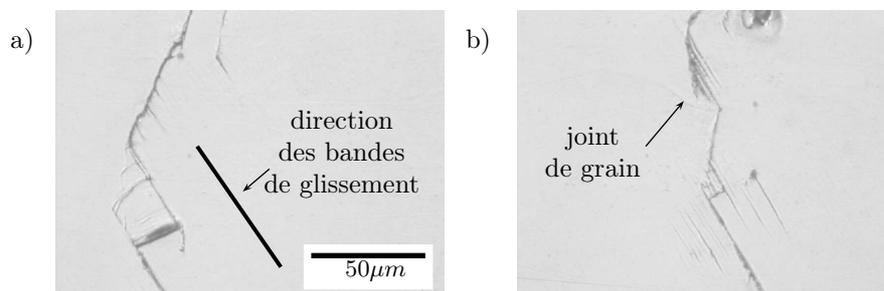


FIG. 3.44: Observation de surface en microscopie optique montrant les déviations subies par les fissures (essai 1, N=35 000 cycles) : a) propagation en zigzags, b) déviation localisée sur un joint de grains visible du fait de la plastification qui y est localisée.

Dans de rares cas on peut observer le blocage d'une fissure à la surface. Sur la figure 3.45, on observe un tel blocage et la création d'une branche annexe dans une zone plastifiée à partir de laquelle la fissure va se débloquer. Dans tous les cas les blocages n'excèdent pas 1000 ou 2000 cycles, et sont donc très difficiles à caractériser avec notre procédure de suivi tous les 1000 cycles.

La figure 3.46 présente 3 montages en microscopie optique montrant la propagation d'une fissure pour 3 nombres de cycles différents. Le trajet de fissuration

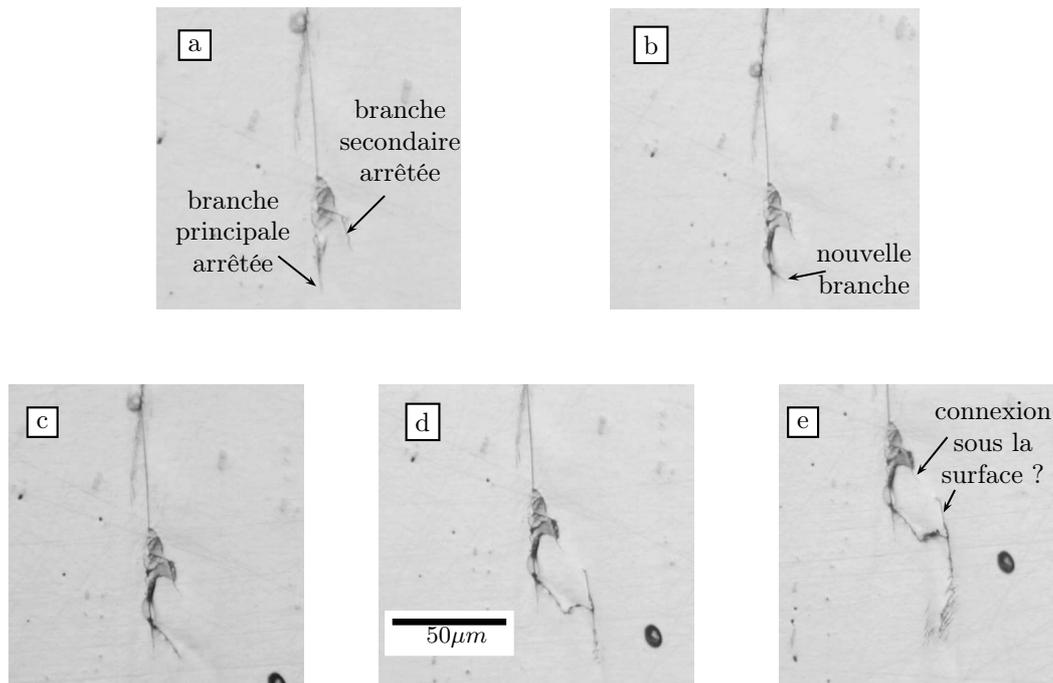


FIG. 3.45: Observation du blocage d'une fissure (essai 2) a)  $N=37000$  cycles, b)  $N=37500$  cycles, c)  $N=38000$  cycles, d)  $N=38500$  cycles, e)  $N=39000$  cycles.

peut être décomposé comme une série de segments inclinés séparés par des déviations supposées localisées aux joints de grains. Pour vérifier cette hypothèse une cartographie EBSD de la zone fissurée est réalisée (fig. 3.46d). La comparaison des figures 3.46c et d montre clairement une très bonne corrélation entre les déviations subies par la fissure en surface et la position des joints de grains.

Sur la figure 3.46c, on peut aussi observer que la fissure s'oriente globalement de plus en plus dans la direction perpendiculaire à la contrainte. Parallèlement, le passage des joints de grains se fait de façon plus perturbée à mesure que la taille de la fissure augmente. Une interprétation de ces observations peut être que lorsque la fissure croît, sa force motrice augmente, elle a donc plus de choix dans le plan cristallographique du grain voisin (choix lié au facteur de schmid). Si les deux plans ne sont pas cohérents, la liaison entre les deux sera d'autant plus chaotique que la désorientation au joint est grande. Ce phénomène est clairement observé en microscopie électronique à balayage pour une autre fissure (essai 1) sur la figure 3.47.

Pour terminer, l'observation d'un faciès de rupture peut apporter des informations intéressantes sur le développement 3D des fissures, et permet de voir comment la propagation rectiligne en surface se traduit sur le faciès. Sur la figure 3.48, une partie du faciès de rupture d'une éprouvette cyclée dans le sens L est visible. La figure regroupe toute la largeur de l'éprouvette (3mm) et environ le 1<sup>er</sup> mm de

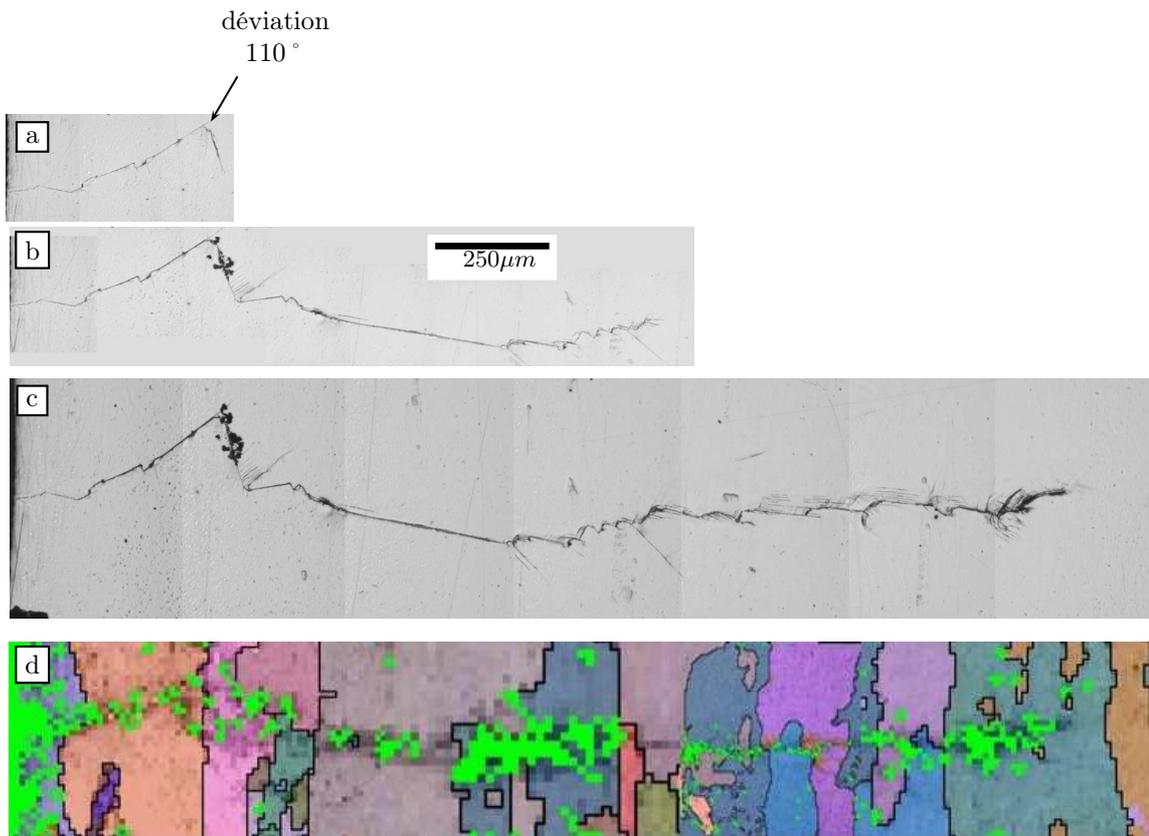


FIG. 3.46: Observation de la propagation d'une fissure en surface (essai 4) : a) N=30000 cycles, b) N=37000 cycles, c) N=40000 cycles, d) cartographie EBSD de la zone correspondante montrée au même grandissement.

propagation. On devine les deux zones correspondant à la propagation stable de deux fissures amorcées en coin et leur zone de coalescence.

Chacune de ces zones présente de nombreuses facettes cristallographiques, dont la taille est en bon accord avec la taille des grains dans les directions (T,S), on peut donc raisonnablement les relier aux portions de fissures rectilignes dans les différents grains à la surface. Néanmoins, cette observation met en exergue l'importance du caractère 3d des fissures, dans le sens où le comportement en surface est certainement liée à la propagation sous la surface. Sans forcément limiter l'étude de la propagation en surface, c'est un aspect que l'on doit garder à l'esprit

### propagation dans le sens L

Deux éprouvettes ont été fatiguées dans le sens travers et globalement les mêmes observations peuvent être faites que dans le sens long. Toutefois, dans ce cas, les fissures se propagent en moyenne parallèlement au sens L et rencontrent donc

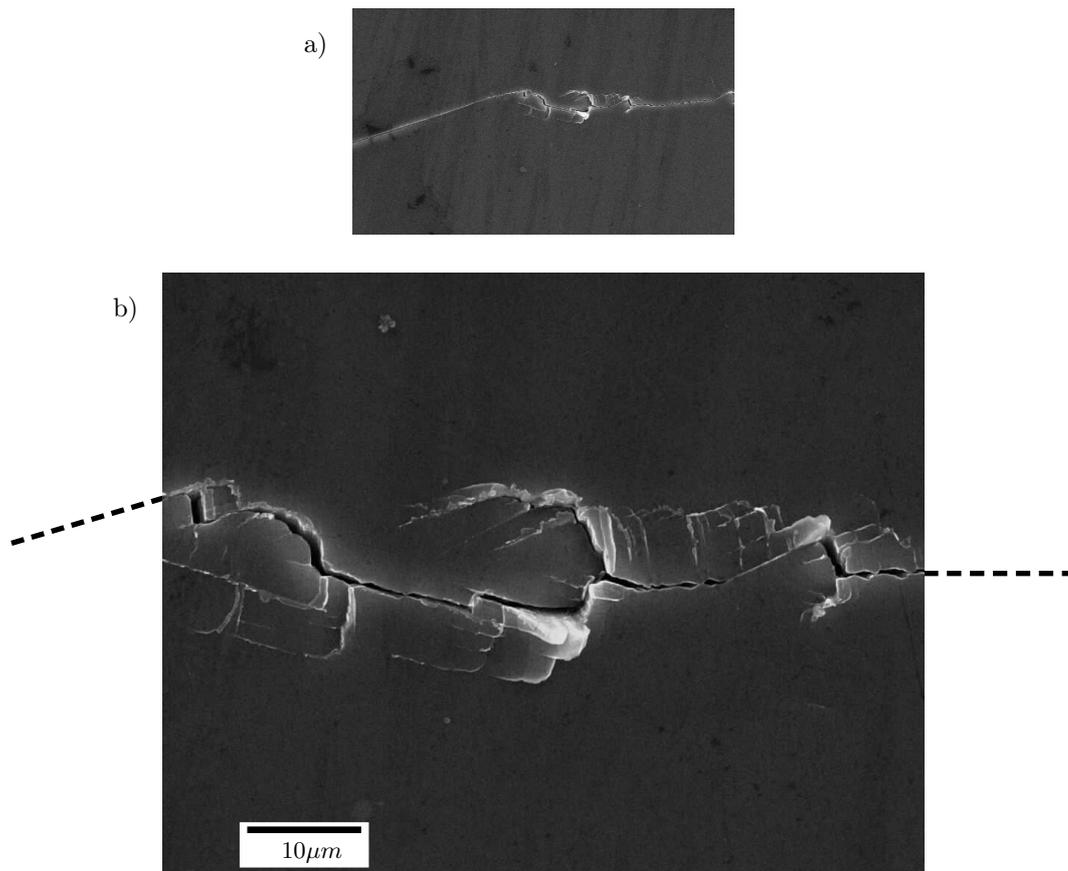


FIG. 3.47: Observation en microscopie électronique à balayage de la propagation perturbée au passage d'un joint de grain (essai 1,  $N=65\,000$  cycles).

beaucoup moins de joints de grains que dans le cas précédent. On a vu précédemment que cela pouvait influencer sur la taille critique d'une fissure pour devenir propageante. Mais passée la première barrière, comme à cette contrainte il n'y a pas ou très peu de blocage aux joints de grains, on n'attend pas d'effet significatif sur la durée de vie. C'est bien ce qui est observé avec une même valeur moyenne autour de  $50 \cdot 10^3$  cycles (cf. tab. 3.5). En revanche, d'un point de vue morphologique, une fissure va rester en moyenne bien plus longtemps dans un même grain. Deux fissures observées dans ce sens ont montré un comportement particulier (fig. 3.49). Sur une partie du trajet d'environ  $500 \mu\text{m}$ , la fissure adopte un trajet en zigzags très réguliers. Ces zigzags se terminent brutalement alors que la fissure repart en ligne droite dans une autre direction. Ces observations suggèrent que la fissure peut dans ce cas se propager de façon stable sur deux systèmes de glissement alors que ce n'était pas le cas pour les éprouvettes sollicitées dans le sens L (ou en tout cas pas de façon stable). Notons que ceci peut en partie expliquer la plus grande dispersion observée à rupture pour ce sens de sollicitation. En effet si la fissure se propage dans un grain bien orienté sur une longue distance, cela

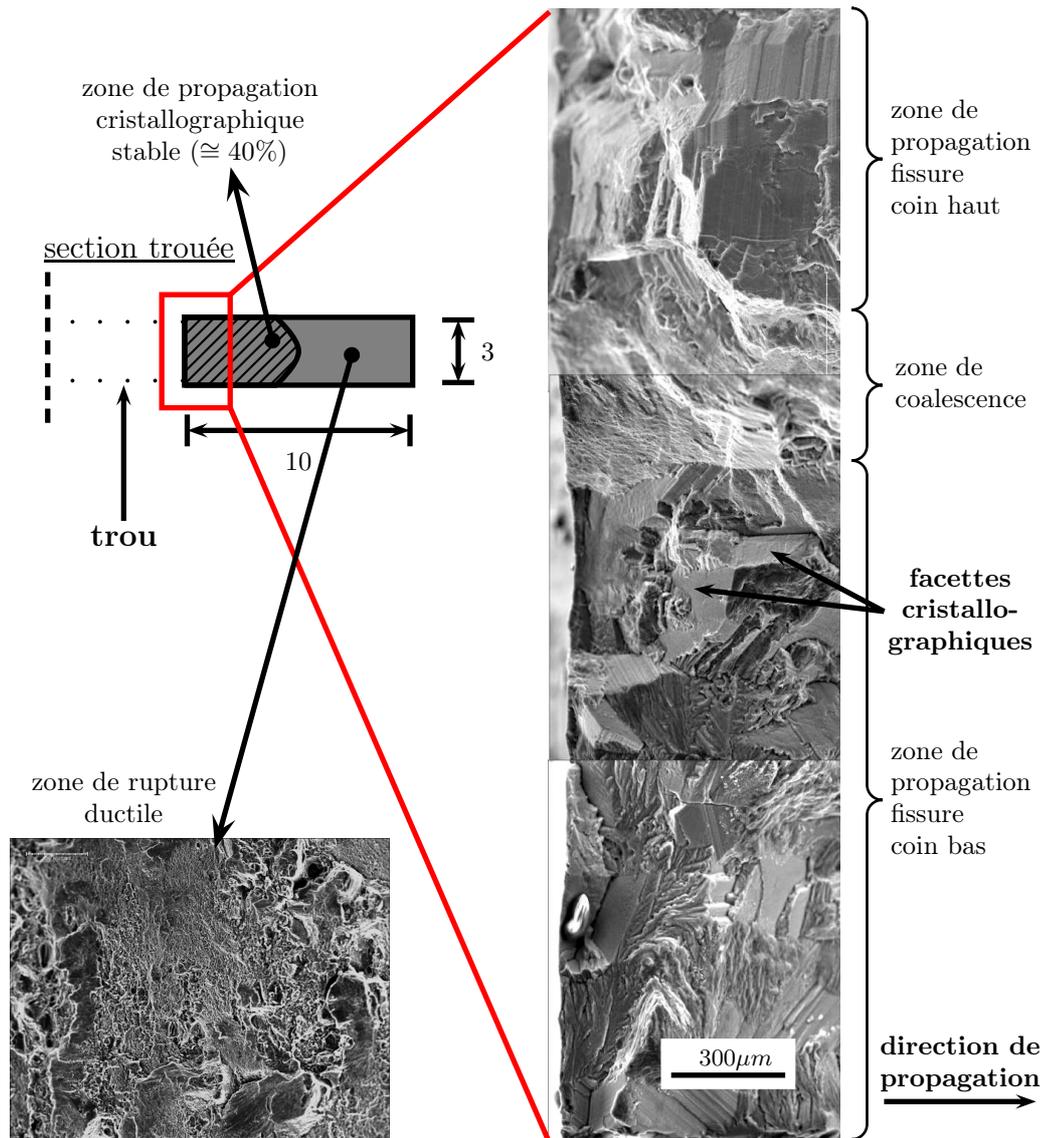


FIG. 3.48: Observation de micrographies en microscopie électronique du faciès de rupture d'une éprouvette trouée; en bord de trou, deux zones de croissance cristallographiques sont visibles avec une zone de coalescence au milieu, une image prise dans la zone de rupture ductile est aussi montrée en insert.

peut réduire grandement la durée de vie alors que ce grain est très mal orienté, on peut avoir un gain important.

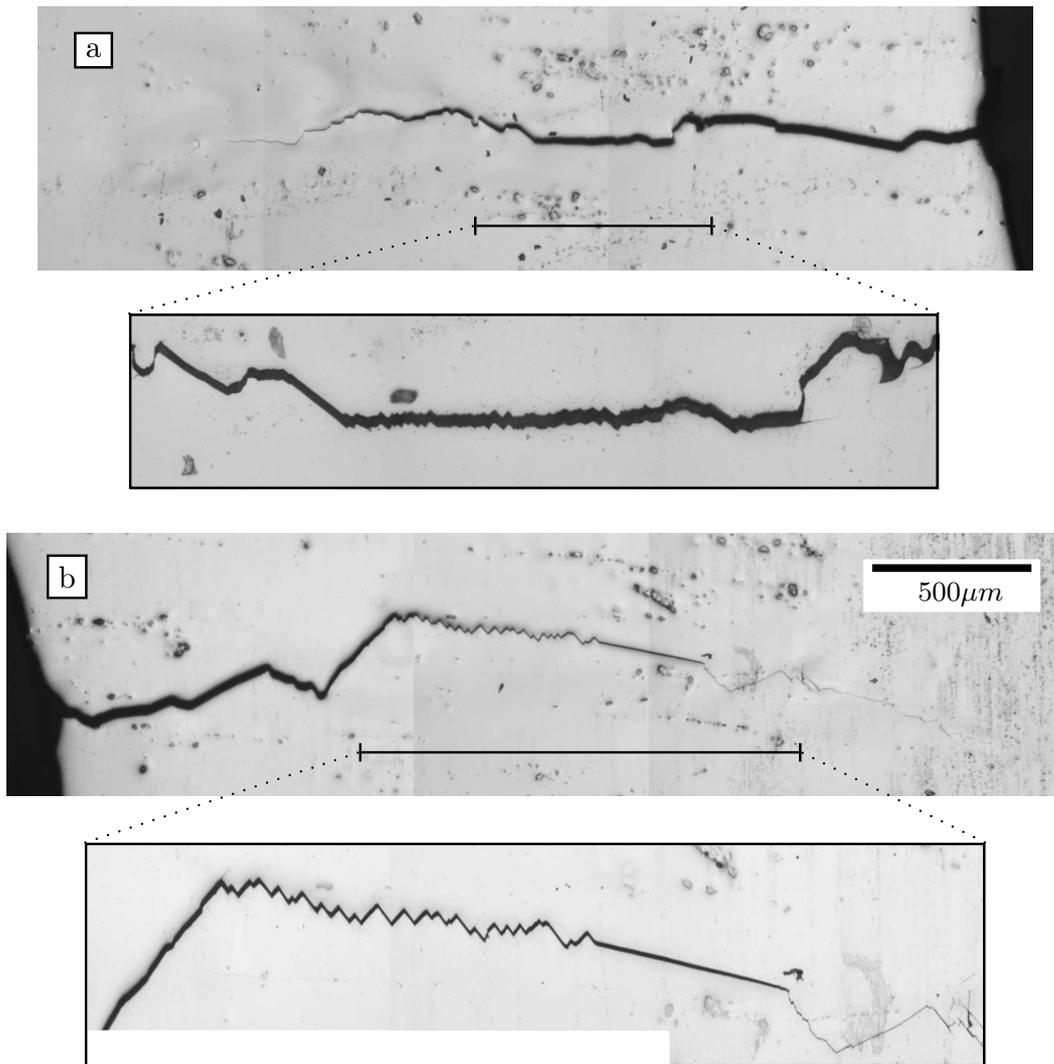


FIG. 3.49: Propagation des fissures dans les éprouvettes sollicitées dans le sens travers (micrographies optiques après polissage à la silice colloïdale, essai 5), les zones de zig-zag sont montrées à plus fort grossissement en insert : a) fissure gauche, b) fissure droite.

### 3.3.4 Mécanisme de fissuration

A l'issu des observations microstructurales indiquant une propagation majoritairement cristallographique des fissures, un certain nombre de cartographies EBSD ont été réalisées pour déterminer l'orientation des grains successivement traversés par les fissures et étudier le mécanisme prépondérant lié à la propagation.

En particulier, en référence aux travaux récents de Zhai *et al.* [31], on peut ainsi calculer les angles de déviation et de déflexion (dits de *tilt* et de *twist*) au passage d'un joint de grains parallèle à l'axe de chargement (fig. 3.50). On suppose

en premier lieu que la fissure rencontre des joints de grains parallèles à l'axe de chargement et perpendiculaires à la surface. En réalité, cela est souvent le cas pour les éprouvettes chargées dans la direction L (les fissures se propagent selon T) mais beaucoup moins pour celles qui ont été sollicitées dans la direction T.

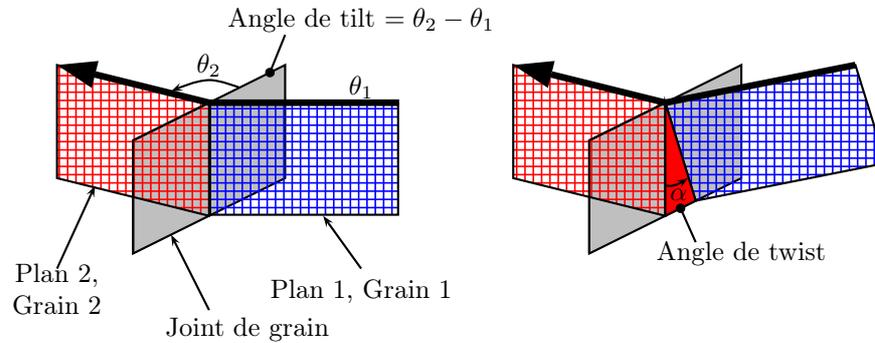


FIG. 3.50: Mécanisme de franchissement de joints de grains par tilt/twist, définition des angles  $\theta$  et  $\alpha$ .

La figure 3.51 présente une cartographie EBSD réalisée sur une zone fissurée. Sur cette image, sont superposés les angles d'euler en représentation [rgb] et le contraste de bandes. Celui ci représente l'intensité reçue par le détecteur, elle est donc très faible voir nulle près de la fissure. Ce contraste est utile pour localiser précisément la fissure, par rapport aux micrographies optiques des zones correspondantes. Sur cette figure on distingue les différents grains allongés dans la direction L, à partir desquels on récupère leur matrice d'orientation  $\mathbf{B}$ .

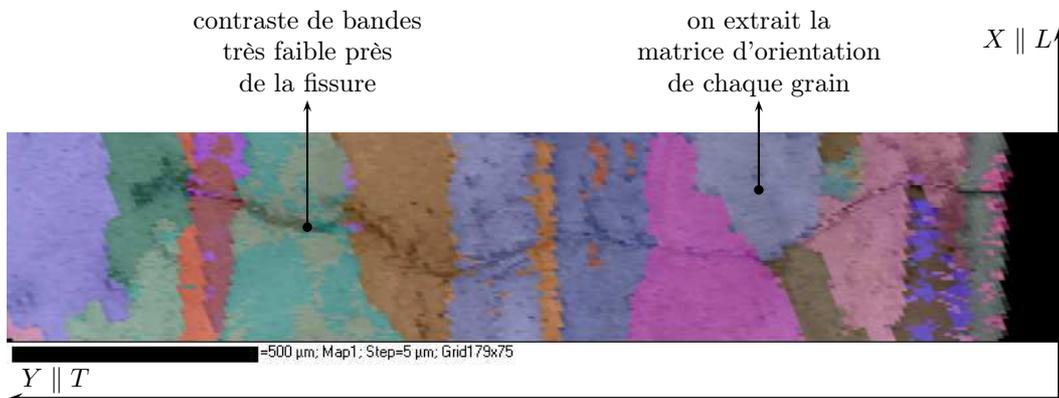


FIG. 3.51: Cartographie EBSD d'une zone fissurée (essai 3), le contraste de bandes permet de localiser la fissure.

$\mathbf{B}$  est par définition la matrice de passage du repère de l'échantillon (XYZ) vers le repère du cristal. Dans ce qui suit, on va chercher à calculer les différents plans de glissement existants dans chaque grain et à comparer leur intersection avec la surface avec le trajet de fissuration réellement observé par microscopie optique.

La matrice d'aluminium possède une structure cristallographique Cubique Faces Centrées, et possède donc 4 plans de glissement :  $[\{111\}, \{\bar{1}11\}, \{1\bar{1}1\}, \{11\bar{1}\}]$ . Grâce à la matrice d'orientation d'un grain on peut exprimer facilement les angles des plans de fissuration à la surface. Si  $\vec{N}$  est un vecteur normal à un plan de glissement de coordonnées  $(n_1, n_2, n_3)$  dans le repère du cristal et  $(n_x, n_y, n_z)$  dans le repère de l'échantillon alors :

$$\begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \end{pmatrix} \quad (3.19)$$

Le facteur de Schmid du plan s'obtient en considérant les 3 directions de glissement  $(\vec{d}_1, \vec{d}_2, \vec{d}_3)$  associées au plan et en calculant :

$$FS_j = \max_{i=1,2,3} |\vec{N}_j \cdot \vec{X} \times \vec{d}_i \cdot \vec{X}| \quad (3.20)$$

L'angle  $\theta$  entre la trace du plan de glissement considéré à la surface de l'échantillon et l'axe de chargement (voir fig. 3.50) s'exprime dans notre cas par :

$$\cos(\theta) = \frac{(\vec{N} \wedge \vec{Z}) \cdot \vec{X}}{\|\vec{N} \wedge \vec{Z}\|} \quad (3.21)$$

$$\theta = \arctan(-n_x/n_y) \quad (3.22)$$

Enfin, l'angle de twist entre deux plans de fissurations successifs ( $N_1$  dans le grain 1 et  $N_2$  dans le grain 2 par exemple) se calcule en projetant les deux plans mis en jeu sur le joint de grain supposé perpendiculaire à la surface et à la direction de chargement :

$$\cos(\alpha) = \frac{(\vec{N}_2 \wedge \vec{X}) \cdot (\vec{N}_1 \wedge \vec{X})}{\|\vec{N}_2 \wedge \vec{X}\| \|\vec{N}_1 \wedge \vec{X}\|} \quad (3.23)$$

$$\alpha = \underbrace{|\arctan(-n_z^2/n_y^2)|}_{\text{déflexion du plan 2}} - \underbrace{|\arctan(-n_z^1/n_y^1)|}_{\text{déflexion du plan 1}} \quad (3.24)$$

Tous ces paramètres peuvent être calculés à partir de l'orientation des différents grains obtenue par les mesures EBSD. Il s'agit ensuite de comparer les directions obtenues par le calcul avec les traces des plans de fissuration et des bandes de glissement effectivement observés expérimentalement à la surface des échantillons. Une étape importante consiste à replacer correctement la cartographie EBSD par rapport à l'image en microscopie optique à partir de laquelle les angles expérimentaux sont mesurés. En effet, du fait du tilt de l'éprouvette dans le MEB, la trajectoire hélicoïdale des électrons doit être modifiée pour effectivement parcourir une zone rectangulaire. La grande majorité des mesures ayant été réalisée sur

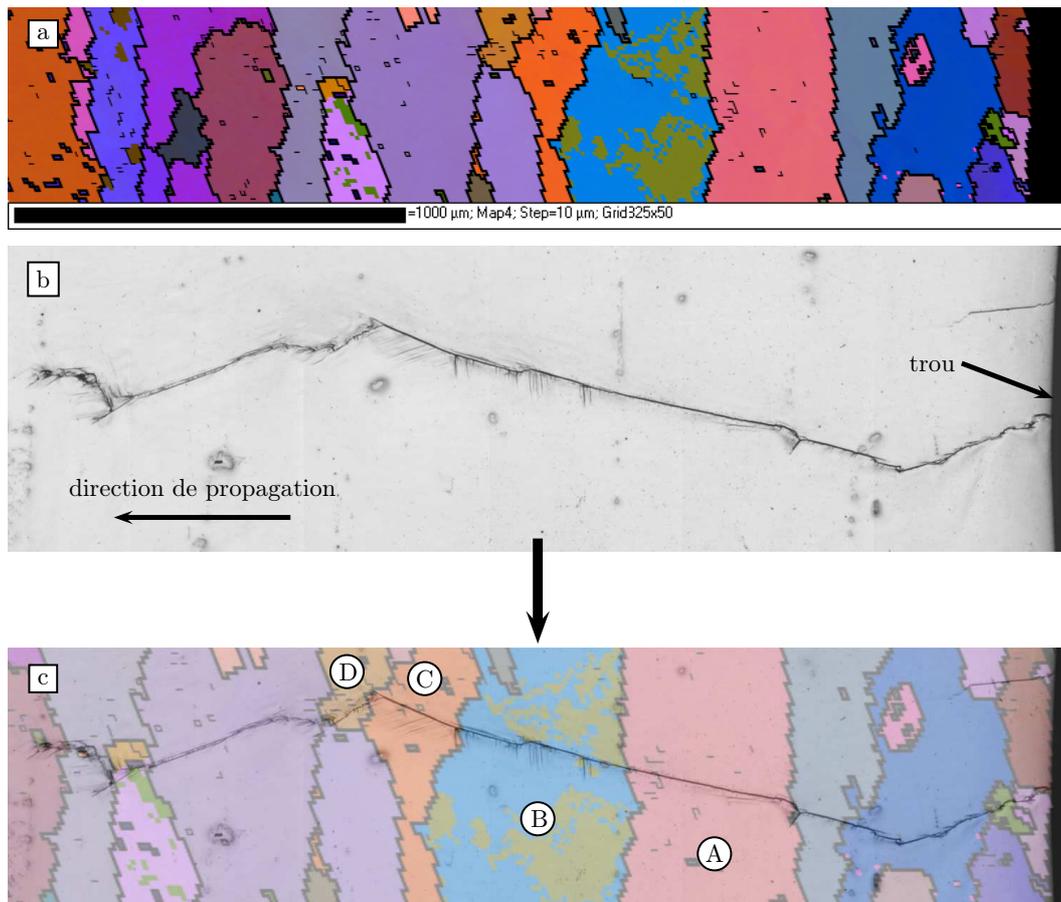


FIG. 3.52: Cartographie EBSD d'une zone fissurée (essai 3); a) sur cette image, sont superposés les angles d'euler en représentation [rgb] et les joints de grains calculés par Channel<sup>©</sup> pour une désorientation  $>10^\circ$ , b) micrographie optique de la fissure, c) superposition après ajustement des deux images.

le JEOL où ce réglage est manuel et approximatif, il convient de corriger d'éventuels écarts. Pour cela, il suffit d'enregistrer une image en électrons secondaires après la cartographie, et avec un tilt nul. Du fait du faisceau focalisé, chaque point mesuré laisse une tache de contamination à la surface. Le contraste de bandes au niveau de la fissure est aussi très utile pour cette opération. La figure 3.52 montre les différents éléments nécessaires pour la corrélation (noter l'orientation des segments composants les joints de grain qui montre la correction du défaut de rectitude de la cartographie). L'étude de la propagation de cette fissure basée sur l'orientation des grains est synthétisée dans le tableau 3.6.

Le tableau 3.6 montre que l'on peut correctement prédire (avec une précision de  $5^\circ$ ) les plans de glissement qui sont visibles à la surface, qu'ils soient activés par la fissure ou bien qu'ils se manifestent par des bandes de glissement. Les résultats

Grain	Matrice d'orientation	Plans de glissement	$\theta$ (°) prédit	$\theta$ (°) observé	BGP	FS	$\alpha$ (°)
A	0,93 -0,17 -0,33	111	89,1	85	88	0,494	2,0
	-0,01 0,87 -0,50	$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$	42,0			0,303	27,1
	0,37 0,46 0,80	$1\bar{1}\bar{1}$	53,4			0,491	87,0
		$11\bar{1}$	18,5			0,289	41,4
B	-0,99 0,06 -0,13	111	27,8	-45	76	0,372	67,8
	-0,05 -0,72 0,68	$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$	-42,6			0,451	64,3
	0,13 0,68 0,71	$1\bar{1}\bar{1}$	80,0			0,413	10,7
		$11\bar{1}$	84,7			90	0,456
C	0,98 0,098 -0,18	111	-84,2	66	-76	0,422	117,6
	-0,18 0,82 -0,55	$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$	67,2			0,468	8,3
	0,09 0,57 0,82	$1\bar{1}\bar{1}$	-46,6			0,454	51,7
		$11\bar{1}$	24,5			0,333	84,8
D	0,32 0,66 -0,67	111	-80,1	-60	90	0,260	22,7
	-0,94 0,31 -0,14	$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$	42,1			0,493	34,5
	0,12 0,68 0,72	$1\bar{1}\bar{1}$	-82,3			0,462	87,2
		$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$	-25,7			0,381	28,5

**TAB. 3.6:** Prédiction du trajet de fissuration à partir des mesures EBSD et du mécanisme de franchissement par tilt/twist.

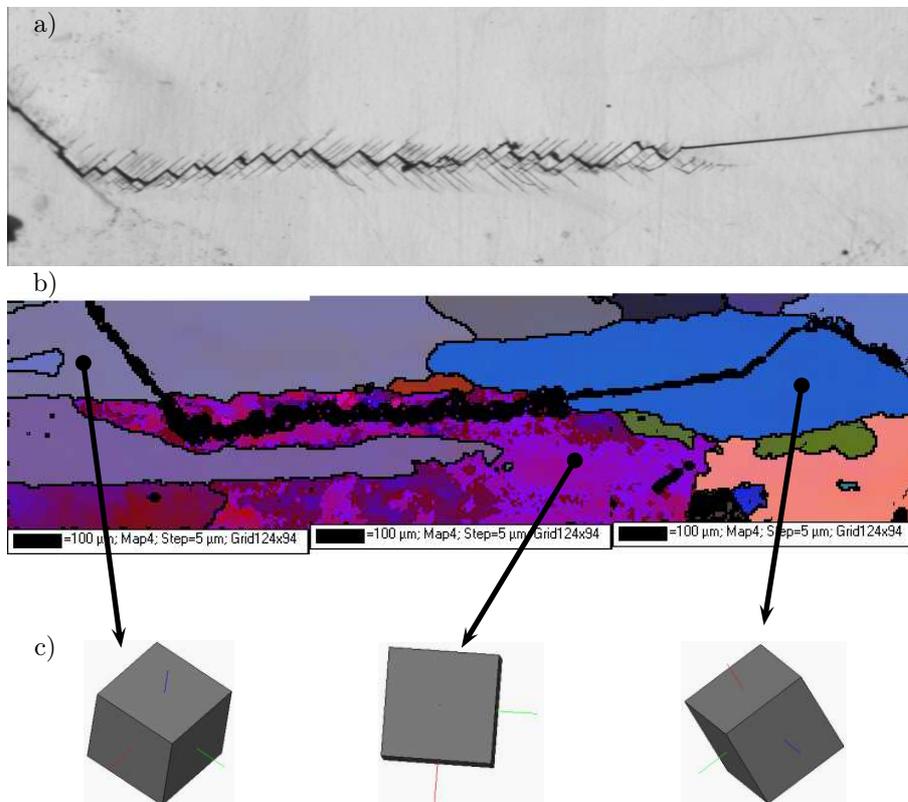
montrent clairement que dans les plus gros grains (A, B, C), la fissure suit un trajet imposé par la minimisation de l'angle de twist entre les différents plans de glissement possibles, mais toujours avec un facteur de Schmid important. Cette conclusion importante, implique une prédiction possible du trajet de fissuration transgranulaire dans une géométrie et une orientation de grains donnée. Cette conclusion constituera le point de départ de la modélisation de la propagation des fissures courtes qui est présentée dans le chapitre 4.

On observe par contre que dans le grain D, beaucoup plus petit (à l'endroit où il est traversé par la fissure), on ne prédit pas correctement le plan de fissuration. Ceci apparait corrélé au fait que le trajet de fissuration n'apparaît pas clairement défini en optique. Cette conclusion est générale : dans les configurations où le plan de fissure ne peut pas être correctement corrélé à la cristallographie locale, elle est généralement très perturbée sur une courte distance. plusieurs explications sont possibles et sans doutes coexistantes. La position réelle des joints de grains dans l'espace peut jouer un rôle, quoique le phénomène ne soit pas strictement limité au joint, et le développement 3D de la fissure sous la surface est certainement d'une importance cruciale pour expliquer le comportement. Notons enfin, que ces observations ne correspondent pas en général à des variations importantes de la vitesse de propagation. En d'autres termes, la configuration microstructurale locale perturbe très fortement le trajet de fissuration sans qu'on parvienne à clairement

expliquer comment, mais la fissure se propage probablement dans un gros grain en dessous et impose plus ou moins sa vitesse à la zone perturbée.

### Cas des éprouvettes testées dans le sens T

L'étude par EBSD de certaines fissures propagées dans la direction L est intéressante du fait de la configuration différente des joints de grains rencontrés par la fissure. Certaines morphologies de fissurations sur deux systèmes de glissements ont été observées comme étant très stables dans cette configuration (fig. 3.49). Ces zones en particulier ont été analysées par EBSD comme le montre la figure 3.53. Comme précédemment, les joints de grains génèrent des déviations dans le trajet de fissuration mais l'inverse n'est pas forcément réciproque.



**FIG. 3.53:** Analyse EBSD de la zone où plusieurs systèmes de glissement sont observés : a) micrographie optique avant le polissage à la silice colloïdale, b) cartographie EBSD de la zone correspondante, c) orientation dans l'espace des différents grains mis en jeu.

Le tableau 3.7 regroupe l'analyse de l'orientation des 3 grains présents sur cette figure. Notons que l'angle de twist n'est pas calculé par l'équation (3.24) mais par :

$$\cos(\alpha) = \frac{(\vec{N}_2 \wedge \vec{Y}) \cdot (\vec{N}_1 \wedge \vec{Y})}{\|\vec{N}_2 \wedge \vec{Y}\| \cdot \|\vec{N}_1 \wedge \vec{Y}\|} \quad (3.25)$$

Grain	Matrice d'orientation	Plans de glissement	$\theta$ (°) prédit selon X	$\theta$ (°) observé selon X	FS	$\alpha$ (°) selon X
A	-0,63 0,77 0,08	111	42,9	43	0,322	-
	-0,56 0,52 0,64	$\bar{1}11$	57,0		0,432	-
	0,54 0,36 0,76	$1\bar{1}1$	-74,3		0,278	-
		$11\bar{1}$	-3,7		0,060	-
B	-0,08 1,00 -0,03	111	42,1	45	0,416	22,42
	-1,00 -0,08 0,03	$\bar{1}11$	-49,7	-50	0,438	16,4
	0,03 0,03 1,00	$1\bar{1}1$	-49,5		0,436	-68,9
		$11\bar{1}$	38,7		0,390	-71,8
C	-0,44 -0,79 0,43	111	56,1	56	0,474	-57,8
	0,73 -0,59 -0,34	$\bar{1}11$	-12,1		0,204	75,9
	0,53 0,16 0,83	$1\bar{1}1$	-3,2	-5	0,020	5,5
		$11\bar{1}$	-81,4		0,395	-33,5

**TAB. 3.7:** Prédiction du trajet de fissuration à partir des mesures EBSD et du mécanisme de franchissement par tilt/twist.

L'analyse est un peu plus complexe dans ce cas du fait de la position des joints de grains. Le calcul des angles de twist à été modifié dans ce cas compte tenu du fait que la fissure rencontre les joints presque perpendiculaires à T. On prédit le plan de fissure dans le grain A avec un angle de 43°. Dans le grain B, le plan de fissuration est 111, avec un angle de twist de 22°. Le plan -111 aurait donné un angle de twist plus faible mais c'est impossible dans ce cas car on cherche obligatoirement un angle  $\theta < 0$  (condition géométrique pour rentrer dans le grain). Dans ce grain, la fissure alterne entre deux systèmes qui sont 111 et -111; la distinction entre -111 et 1-11 se fait en calculant l'angle de twist avec le premier système activé. -111 donne 2° alors que 1-11 donne 45°. A l'entrée du grain C, la fissure est sur le plan -111, c'est important pour calculer le twist au joint de grain. La fissure franchit le joint de grain selon le plan 1-11 avec un angle de twist de 5,5°. On peut remarquer que ce plan possède un facteur de Schmid très faible, c'est peut être la raison pour laquelle, la fissure dévie en plein milieu du grain sur le plan 111 avant d'atteindre le joint de grain et de poursuivre en intergranulaire.

Cette analyse montre que l'on peut expliquer assez précisément les mécanismes cristallographiques de fissuration observés en surface, en utilisant précisément les orientations des grains rencontrés par les fissures de fatigue. Ces mécanismes semblent toutefois plus complexes dans le cas des fissures se propageant dans la

direction L que dans la direction T, vraisemblablement du fait de la configuration géométrique des joints de grains.

### Conclusion

L'étude quantitative sur les différentes fissures montre que l'on peut prédire avec succès le trajet de fissuration avec le mécanisme de franchissement par tilt/twist dans 61% des grains analysés par EBSD. De plus, les cas infructueux sont en général de petits grains ou des zones perturbées par des configurations géométriques compliquées au niveau de la microstructure et n'influant pas ou peu sur les vitesses de propagation. En terme de modélisation, ces effets pourront être négligés pour ne tenir compte que du phénomène principal. A noter que dans le cas des fissures se propageant selon L, une partie de la propagation est intergranulaire ( $\cong 10\%$ ). Négliger cette partie constitue une hypothèse un peu plus forte que la précédente.

### 3.3.5 Apport de la micro-tomographie

Les observations de surface présentées précédemment montrent indéniablement une forte interaction des fissures courtes avec la microstructure. Si l'EBSD apporte des réponses quand aux mécanismes mis en jeu, la nature tridimensionnelle des phénomènes de la propagation des fissures courtes ne peut être complètement élucidée par des observations de surface. De ce fait, la micro-tomographie apparaît comme une technique intéressante pour caractériser en volume les mécanismes de propagation (cf. §2.1.3).

Des éprouvettes de fatigue, pré-endommagées en fretting, ont été cyclées *in situ* conformément à la procédure présentée au paragraphe 2.4.3. Plusieurs conditions de fretting ont été testées et pour les moins sévères d'entre elles, les fissures de fretting se sont révélées trop courtes pour pouvoir être propagées sous l'effet de la contrainte cyclique uniaxiale. Par contre, des fissures *de fatigue* se sont amorcées lors du cyclage et leur développement a pu être suivi par micro-tomographie. La suite de cette partie présente le suivi 3D d'une telle fissure de fatigue détectée à  $N = 37.10^3$  cycles, cyclées à  $\sigma = 260$  MPa avec un rapport de charge  $R = 0,15$  jusqu'à  $N = 55.10^3$  cycles. Un scan tomographique a été réalisé tous les 3000 cycles (pour un total de 7 scans donc) donnant des informations sur le développement 3D de la fissure.

La figure 3.54 présente les 7 vues reconstruites et visualisées par croissance de région, de la fissure dans les différents états successifs entre 37 000 et 55 000 cycles. Dans cette figure, la fissure est vue de haut, on visualise donc la propagation dans le plan perpendiculaire à la contrainte.

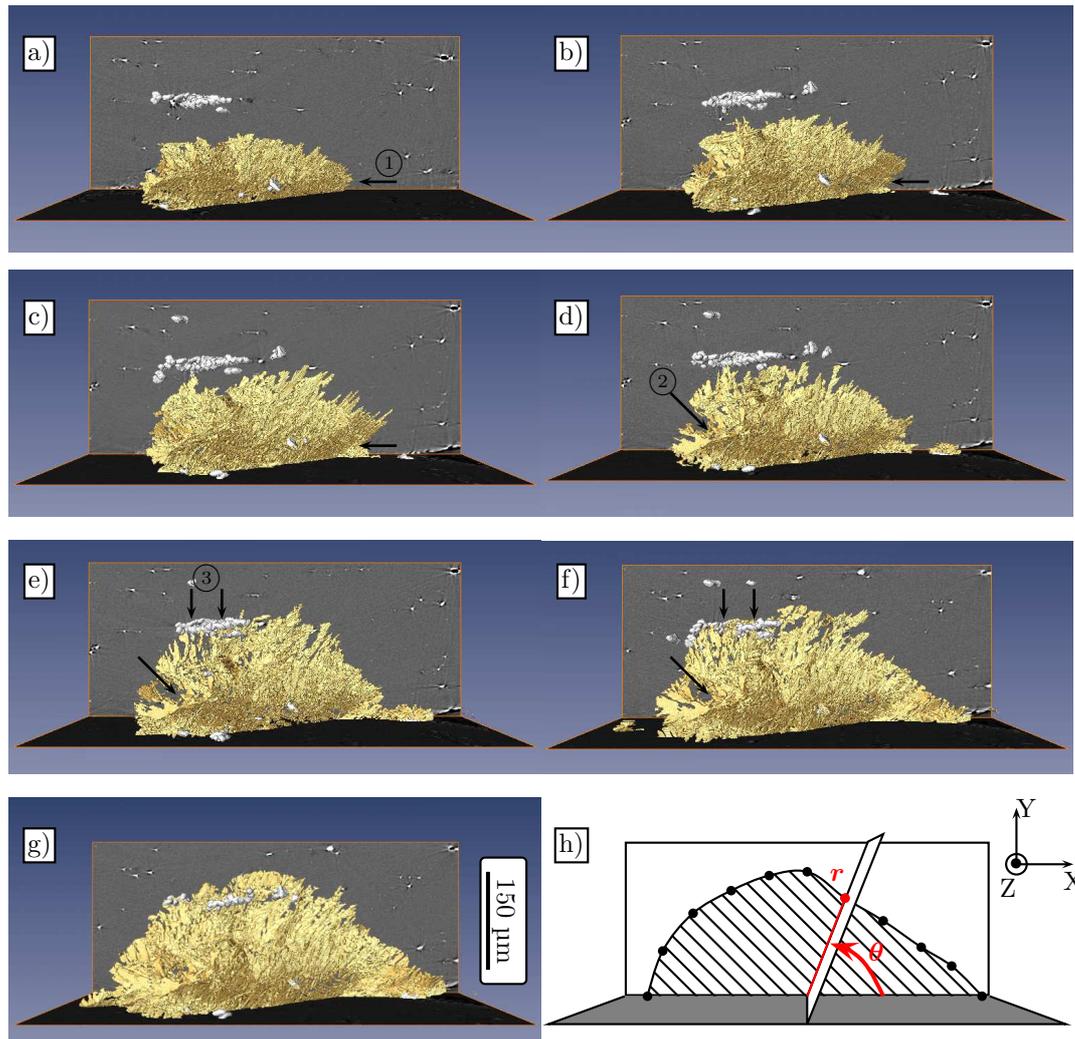


FIG. 3.54: Rendu surfacique d'une fissure de fatigue se développant au sein d'un alliage 2024 observée par micro-tomographie ( $\sigma = 260 \parallel Z$  et  $R = 0,15$ ); ① ② ③ indiquent les points de blocage, le schéma h) décrit la méthode employée pour mesurer la longueur de fissure.

l'ensemble des différents scans tomographique constitue un volume considérable d'informations, assez lourd à analyser de façon exhaustive. Un certain nombre de points intéressants peuvent cependant être dégagés :

- la fissure «vue de haut» semble globalement avoir une forme semi-elliptique ;
- au cours de la propagation, la fissure semble bloquée en plusieurs endroits, indiqués par des flèches sur la figure 3.54 ;
- la fissure est bloquée au point ① pendant qu'une deuxième petite amorce se crée sur un intermétallique ( $40k < N < 46k$ ). Lorsque la fissure se débloque, il y a coalescence entre les deux parties ;

- la fissure reste bloquée au point ② pendant environ 10000 cycles et le front adopte localement une configuration en point de rebroussement. Ceci correspond à la propagation de la fissure dans deux grains voisins sur deux plans de fissure différents. La fissure se débloque par la rupture du ligament entre les deux plans ( $N=55k$ ).
- un amas de particules intermétalliques (semblable à ceux déjà observés dans le matériau sain, par. 2.2.2) est présent au voisinage de la fissure (point ③). Il va être traversé par une partie du front de la fissure qui est cependant arrêtée pendant 3000 cycles à ce point.

Pour quantifier l'avance locale de la fissure, un programme matlab<sup>9</sup> permettant de calculer une coupe angulaire correspondant à un plan parallèle à la direction de la contrainte et faisant un angle  $\theta$  avec la surface (cf. fig. 3.54h) dans le bloc 3D, a été utilisé. La profondeur de fissuration est calculée au sein de l'éprouvette par pas de  $10^\circ$  pour chaque état. On peut ainsi reconstituer le front de fissure en traçant (fig. 3.55) :

$$\begin{cases} x = r(\theta) \times \cos(\theta) \\ y = r(\theta) \times \sin(\theta) \end{cases} \quad (3.26)$$

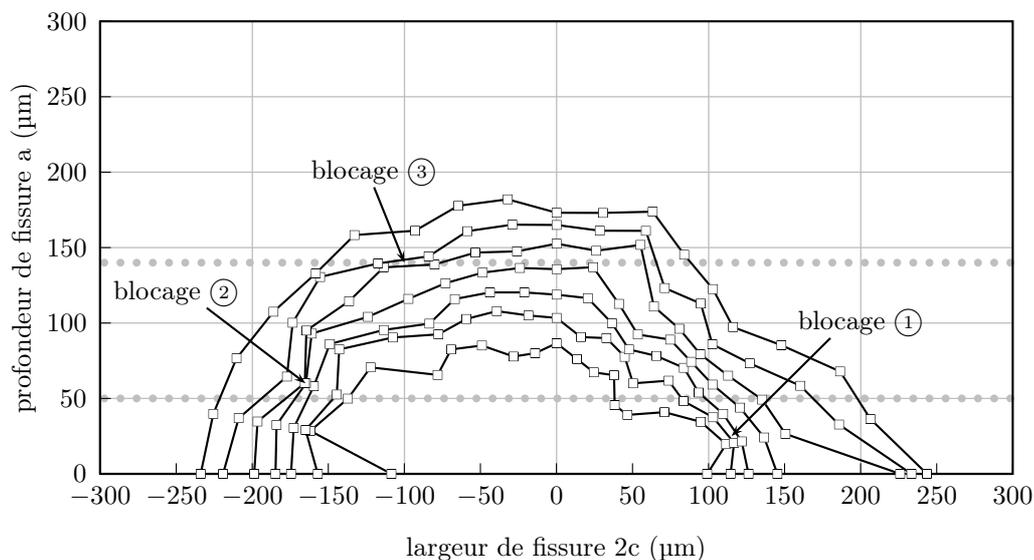


FIG. 3.55: Tracé de l'évolution entre 37 000 et 50 000 cycles, du front de fissure projeté sur la direction perpendiculaire à l'application de la contrainte, mesuré sur des coupes tomographiques  $r, \theta$  (cf. fig. 3.54h); les deux lignes en pointillés montre la position des coupes reconstruites à la fig. 3.56.

Concernant l'évolution quantitative du front de fissure, on retrouve les 3 points

<sup>9</sup>fourni par W. Ludwig, GEMPPM

de blocage évoqués précédemment ainsi que la coalescence avec la deuxième amorce de fissure. Ces données donnent accès à des vitesses de propagation locales, en fonction de l'angle  $\theta$  considéré, qui seraient les vitesses en mode I pour une fissure plane puisqu'on a projeté la fissure dans le plan perpendiculaire à la contrainte. Cependant, l'analyse du développement 3D de cette fissure montre que celle-ci est loin d'être plane. La figure 3.56 présente deux coupes (X,Z) reconstruites, extraites au sein de la zones fissurée et parallèles à la surface de l'échantillon.

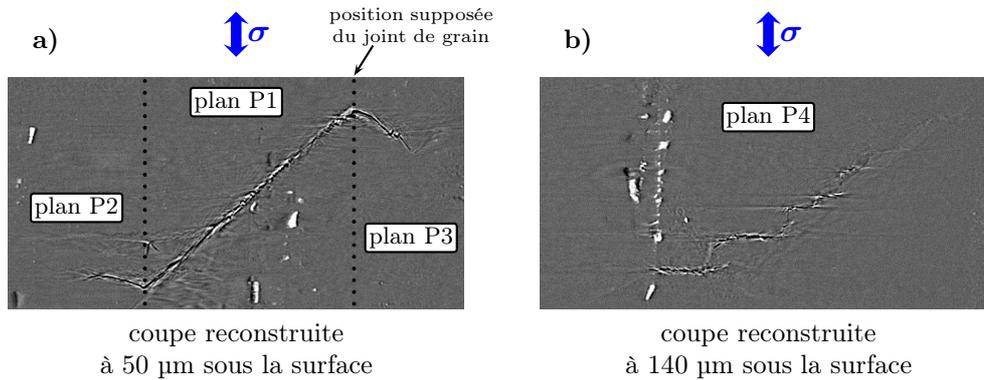


FIG. 3.56: Visualisation de coupes (X,Z) reconstruites par tomographie à l'intérieur de l'échantillon,  $N=55\,000$  cycles.

L'observation de ces coupes montre immédiatement que l'on est très loin d'une fissure idéale plane semi-elliptique. Dans l'état initial, la fissure est localisée dans un seul plan P1 de normale  $n_1 = (-0.46, -0.17, 0.58)$ , orienté à  $41^\circ$  par rapport à la direction de sollicitation sur la fig. 3.56a. A ce stade, la fissure a, semble-t-il, déjà traversé le premier grain et est en train de franchir le joint de grain. Cependant lorsqu'on observe son développement tridimensionnel, elle adopte 3 plans bien différents. Du fait de la configuration géométrique du plan P1, le front de fissure devient discontinu. Les deux extrémités du front changent de plan avec un angle de twist très faible (P2  $n_2 = (0.25, 0.15, 0.95)$  et P3  $n_3 = (0.2, 0, 0.98)$ ) mais c'est tout le contraire pour le plan P4 de normale  $n_4 = (0, 0, 1)$ . L'impossibilité de garder un front de fissure continu du fait de l'angle de twist élevé se traduit par la propagation sur une multitude de plans parallèles les uns aux autres (fig. 3.56b). La rupture du ligament entre les plans se produit mais bien après le passage de la fissure. Un point surprenant est que la projection de tous ces plans sur la direction perpendiculaire à la contrainte donne un front de fissure assez homogène finalement, assez proche d'un front semi-elliptique (en tout cas lorsque la fissure est dans l'état final *i.e.* qu'elle a eu le temps de se développer dans le nouveau grain). Une représentation schématique de la fissure selon 4 plans est présentée sur la figure 3.57.

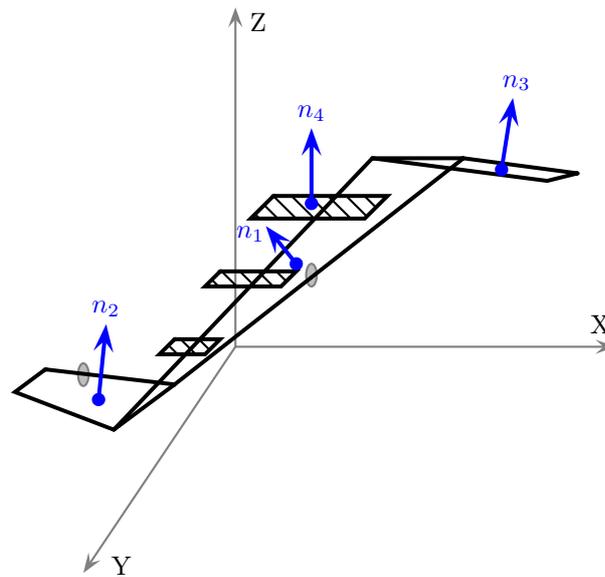


FIG. 3.57: Représentation schématique dans l'espace de la fissure observée par microtomographie; la fissure se développe à partir du plan P1 vers les plans P2, P3 et P4 définis par leur vecteur normal.

### discussion

L'analyse de la fissuration par micro-tomographie, montre le fort potentiel de la technique pour la quantification des mécanismes réels mis en jeu dans les tout premiers stades de propagation (typiquement lorsque la fissure est localisée dans une dizaine de grains). L'analyse d'une fissure et de sa propagation a été possible montrant une propagation sur des plans bien définis, correspondant très vraisemblablement aux plans les plus activés dans les différents grains. L'accès à la morphologie 3d de la fissure montre, contrairement à ce qui est généralement avancé, que le front de fissure n'est pas continu dans l'espace; il l'est par contre si on le projette dans un plan perpendiculaire à la contrainte.

Au cours de l'analyse de cette fissure, la position des joints de grain a été *supposée*, le temps ayant manqué pour pratiquer une caractérisation complète par mouillage au gallium et tomographie. Nous verrons dans la prochaine partie une application de cette technique.

L'essai de fatigue *in situ* donne accès à la vitesse de fissuration dans toutes les directions et il aurait été très intéressant de calculer les facteurs d'intensité de contrainte pour en tester la corrélation avec la vitesse de propagation locale. Cela n'a malheureusement pas été possible, car il faudrait à ce stade recourir à une modélisation poussée de la géométrie réelle de la fissure pour calculer les facteurs d'intensité de contrainte. Notons que de nouvelles techniques qui commencent à faire leur apparition, permettent de faire ces calculs, citons la création d'un maillage Éléments finis à partir de la fissure segmentée sous Amira<sup>®</sup>; citons

aussi les calculs XFEM<sup>10</sup>. On trouve pour information les vitesses de propagation moyennes suivantes<sup>11</sup> :

- on a pas d'information dans le plan 1 ;
- la vitesse dans le plan 2 est perturbée par la coalescence avec la deuxième amorce ;
- $v_3 = 5.10^{-3} \text{ } \mu\text{m /cycle}$  ;
- $v_4 = 6.10^{-3} \text{ } \mu\text{m /cycle}$ .

L'analyse n'est pas facilitée ici par la détection un peu tardive de la fissure (à 37000 cycle) qui fait que l'on ne possède pas l'information sur la vitesse dans le plan 1. Néanmoins si on compare la propagation globale de la fissure dans les directions X et Y, on peut remarquer qu'au cours du cyclage, la fissure croît d'environ 100  $\mu\text{m}$  dans la direction X et 150  $\mu\text{m}$  dans la direction Y (à ses deux extrémités). Il semblerait donc que le fort angle de twist observé pour franchir le grain dans la direction X a retardé la fissure.

L'étude de la fissuration par micro-tomographie confirme le mécanisme de fissuration par tilt/twist proposé à l'issue de l'analyse des surfaces fissurées par EBSD. L'amorçage sur intermétalliques est également confirmé en l'absence de concentration de contraintes et la coalescence de plusieurs fissures est aussi observée comme dans le cas des éprouvettes lisses classiques (voir par. 3.3.1).

## 3.4 Propagation de fissures amorcées en fretting sous chargement de fatigue

Dans cette section, nous nous intéressons à l'évolution de fissures de fretting soumises à un chargement de fatigue représentatif de celui d'une pièce aéronautique. Une contrainte de 100 MPa avec un rapport de charge  $R=0,15$  est donc appliquée sur les éprouvettes contenant les fissures de fretting, spécialement préparées selon la procédure décrite au paragraphe 2.4.3.

### 3.4.1 Observations quantitatives sur la propagation

Devant la richesse des informations recueillies par tomographie, un seul essai *in situ* est détaillé dans cette partie. L'analyse de la fissure de fretting a été présentée dans la partie 3.2.2. La figure 3.58 montre quelques radiographies enregistrées au cours du cyclage uniaxial de la fissure de fretting après 5000, 20000, 30000 et 35000 cycles. Sur les images respectives, la propagation de la fissure initiale de

---

<sup>10</sup>pour eXtended Finite Element Method

<sup>11</sup>vitesse calculées dans le plan local de fissuration

fretting est très clairement visible. On peut aussi noter qualitativement que l'angle de propagation change notablement par rapport à l'orientation de la fissure de fretting ( $\theta_p \simeq 25^\circ$ ) : la fissure s'oriente globalement perpendiculairement à la contrainte même si de nombreuses branches possédant une inclinaison différente semblent également présentes.

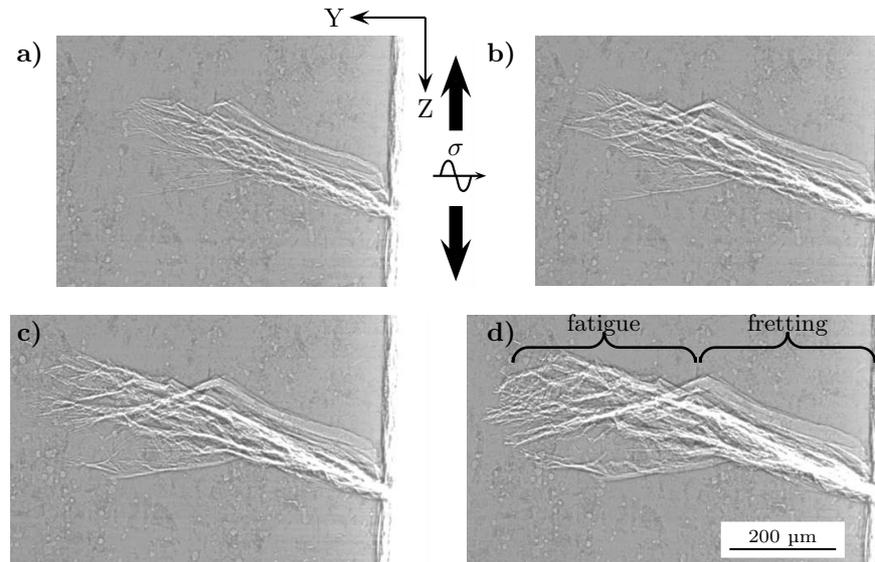


FIG. 3.58: Radiographies aux rayons X de la zone fissurée au cours du cyclage de fatigue ( $\sigma = 100$  MPa et  $R=0,15$ ) ; a)  $N=5000$  cycles, b)  $N=20000$  cycles, c)  $N=30000$  cycles, d)  $N=35000$  cycles.

Les radiographies constituent un moyen très commode pour évaluer *in situ* l'évolution de l'endommagement. Elles permettent de décider de la pertinence d'un scan tomographique qui dure environ 40 minutes (cf. §2.1.3). Cette méthode a été appliquée tout au long du cyclage entre 0 et 37000 cycles pour déterminer l'espacement entre les scans. Le but était d'avoir une description assez fine pour mesurer une éventuelle influence de la microstructure. Dans la pratique, un scan tomographique a été enregistré lorsque la fissure progressait d'environ 20  $\mu\text{m}$  environ en radiographie. Au total, 12 scans ont été enregistrés pour  $N \in \{0, 3, 7, 11, 14, 17, 20, 23, 26, 30, 35, 37\} \times 1000$  cycles. Un scan supplémentaire a été réalisé après un mouillage de l'échantillon au gallium, pour accéder à la position tridimensionnelle des joints de grains.

Pour chaque scan, la position du front de fissure a été déterminée en mesurant la profondeur de fissuration toutes les 40 coupes *i.e.* 28  $\mu\text{m}$ . Cette valeur d'échantillonnage a été déterminée comme suffisante pour décrire l'évolution du front au travers de l'épaisseur de l'éprouvette (axe X). L'ensemble des fronts, observés selon une direction parallèle à la contrainte, a été tracé sur un même graphique sur la figure 3.59.

L'examen de cette figure révèle tout d'abord que les fronts correspondant aux

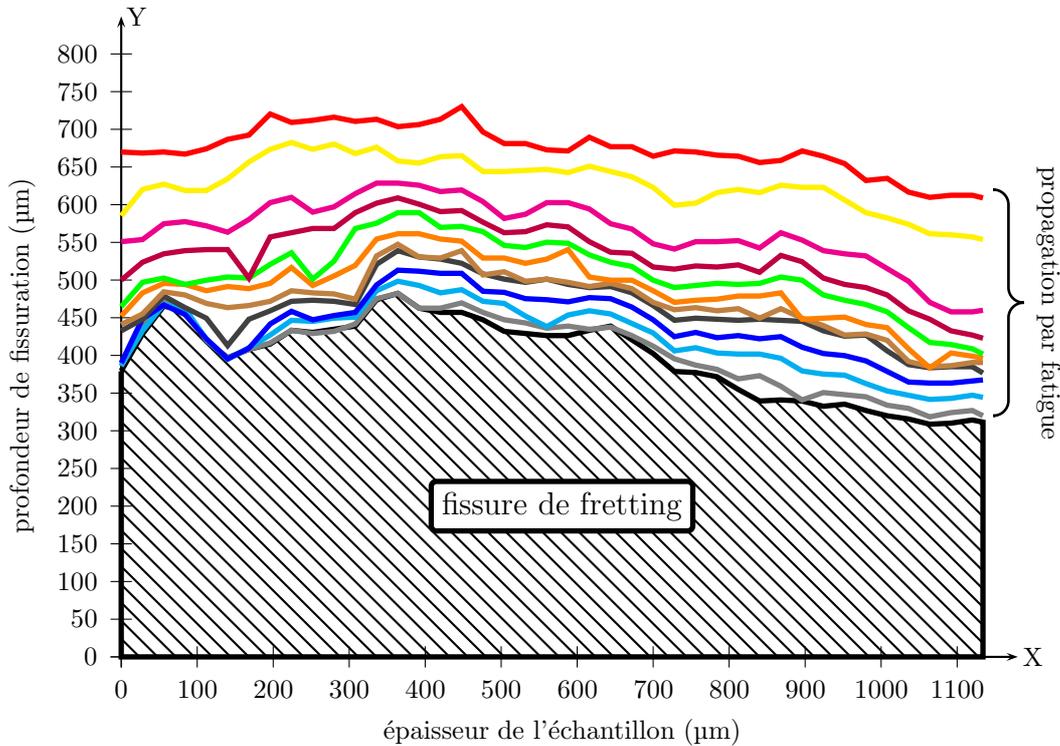


FIG. 3.59: Évolution du front de fissure mesuré par tomographie aux rayons X au cours du cyclage sous chargement de fatigue ( $\sigma = 100$  MPa et  $R=0,15$ ) entre 0 et 37000 cycles.

différents nombre de cycles sont inhomogènes ou autrement dit, la longueur de fissure varie dans l'épaisseur de l'échantillon. Ce résultat est assez logique si on se rappelle que le front de la fissure initiale (fretting) était lui aussi inhomogène. Toutefois, on peut également remarquer que les front tendent à s'homogénéiser au fur et à mesure de la propagation. Pour quantifier cet effet, on a mesuré l'évolution de la vitesse moyenne de propagation et sa dispersion le long du front (fig. 3.60), notons qu'il s'agit de vitesses projetées.

La vitesse de la fissure augmente à mesure qu'elle croît mais le rapport de l'écart type sur la moyenne chute lui, fortement : on part d'une valeur de 1, où la dispersion est de l'ordre de la mesure, pour arriver à une valeur de 0,2.

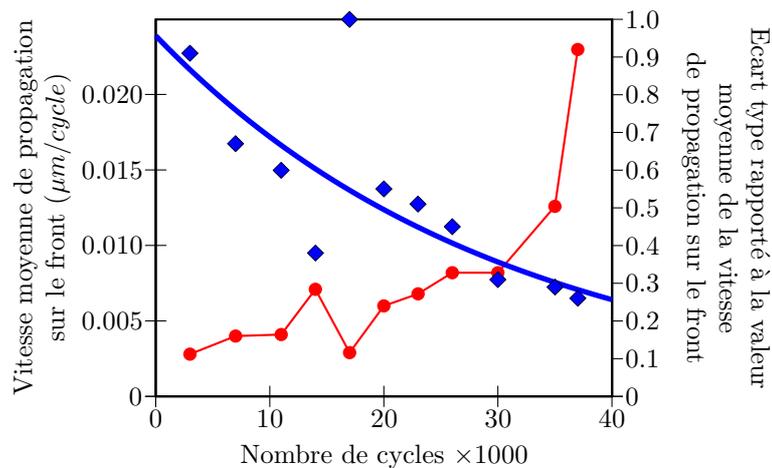


FIG. 3.60: Evolution de la vitesse moyenne de propagation (cercles) et de son écart type rapporté à la valeur moyenne mesuré sur le front de fissure (losanges).

### 3.4.2 Influence de la microstructure

Les mesures de dispersion de la vitesse de propagation traduisent le fait que le front de fissure est très tortueux au départ (blocage de certaines parties du front) et devient de plus en plus homogène. L'influence de la microstructure qui semble forte au départ, est beaucoup moins ressentie par la fissure dans les derniers stades. Cette évolution se produit sur une longueur de propagation de l'ordre de 250  $\mu\text{m}$  soit environ deux fois la taille de grain moyenne dans la direction Y.

Lorsque la fissure est encore assez petite pour être susceptible de subir l'influence de la microstructure, elle peut être plus ou moins ralentie au passage d'un joint de grain en fonction de la cristallographie locale. Sur la figure 3.61, une perturbation locale, visible sur le front de fissure (point de rebroussement<sup>12</sup> à N=26k), est étudié.

Sur la fig. 3.61a, les fronts de fissure ont été superposés précisément avec la position des joints de grains. Celle-ci a été obtenues par traitement d'image sur une coupe du volume attaqué au gallium. Cette coupe à été extraite aussi près que possible de la zone fissurée (la position des joints est très peu dépendante de Z qui est aussi la direction L). L'analyse volumique de la position des joints de grains et du front de fissure montre que ce ralentissement est dû au passage de la fissure du grain **A** vers les grains **D,E,F**. Trois séries de coupes XZ ont été extraites pour illustrer ce phénomène. Sur la coupe 1, la fissure se propage dans le grain **A**, sur un plan orienté à 40° (par rapport à l'horizontale). Sur la coupe 2, la fissure commence à quitter le grain **A** pour pénétrer dans les grains **D** et **E**.

<sup>12</sup>Notons que la figure représente une vue projetée du front et que, par conséquent, un tel point de rebroussement apparent peut correspondre à une progression de la fissure selon un plan fortement incliné par rapport au plan de projection

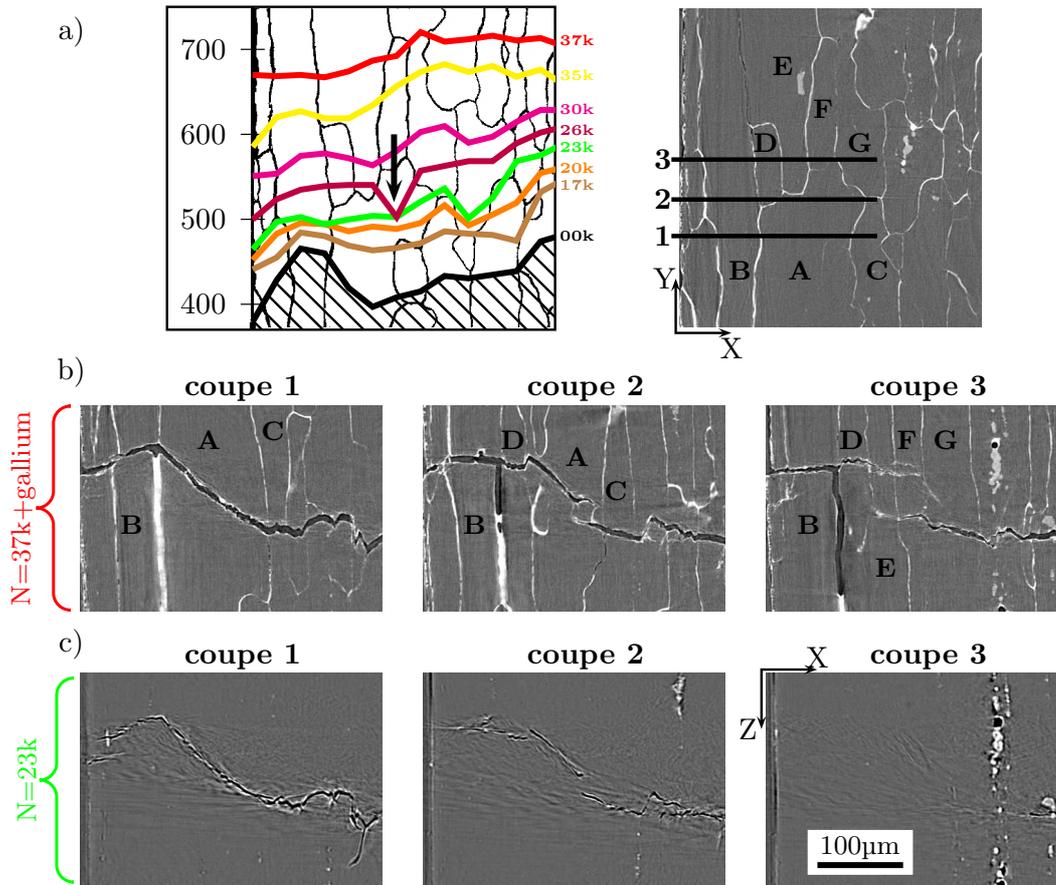


FIG. 3.61: Illustration de l'influence de la microstructure sur la propagation en fatigue : a) superposition des fronts de fissure mesurés (la flèche montre un ralentissement important corrélé à un angle de twist important) et des joints de grains identifiés par une attaque au gallium, b) coupes reconstruites à 37000 cycles avec imprégnation de gallium montrant le franchissement du joint A→D,E,F par twist c) même coupes qu'en b) reconstruites à 23000 cycles, l'échelle est identique sur toutes les images.

Enfin sur la coupe 3, la fissure a complètement quitté le grain A et se propage sur des plans orientés très différemment ( $0^\circ$  pour D,  $20^\circ$  pour E,  $10^\circ$  pour F) ce qui correspond à un fort angle de twist, qui peut expliquer le retard observé localement sur le front comme nous le verrons au chapitre 4.

### 3.4.3 Synthèse des mécanismes

Les vitesses de propagation mesurées le long du front sont retracées dans un diagramme classique  $da/dN = f(\Delta K)$  pour comparer le comportement de la fissure avec celui des fissures longues (fig. 3.62). Le facteur d'intensité de

contrainte est estimé par l'équation<sup>13</sup> :

$$\Delta K = 1,12 \Delta \sigma \sqrt{\pi a} \quad (3.27)$$

qui correspond au cas d'une fissure traversante.

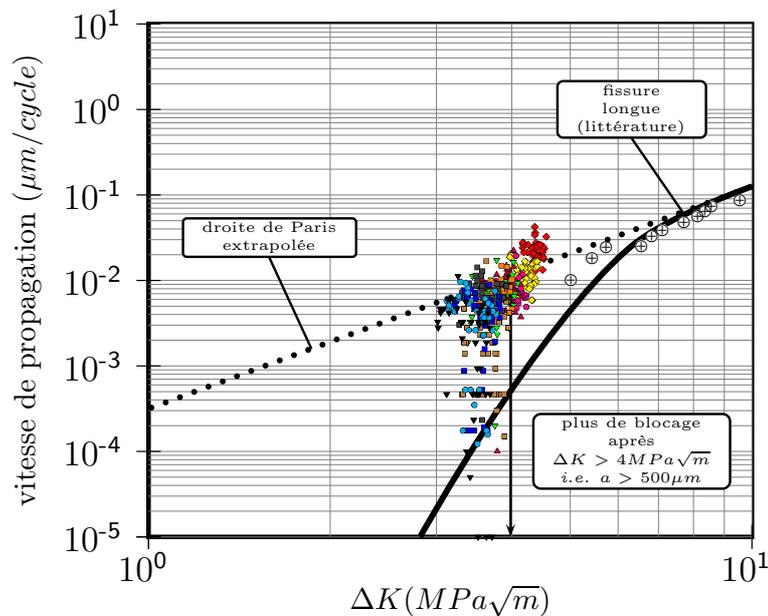


FIG. 3.62: Tracé des vitesses de propagation mesurées sur le front en fonction du facteur d'intensité de contrainte estimé par l'équation (3.27) ; le code de couleur utilisé est le même que sur la figure 3.59.

Le nuage de point correspondant apparaît très dispersé pour les faibles tailles, mais tend nettement vers des valeurs classiques associées à une loi de fissure longue, avec une dispersion beaucoup plus faible lorsque la taille de la fissure croît. Bien sûr, dans cet essai, la faible section de l'éprouvette ( $1 \text{ mm}^2$ ) limite cette comparaison car la fissure atteint vite une taille critique instable. Il est toutefois très intéressant de voir que la dispersion des vitesses de propagation se réduit très notablement avec la croissance de la fissure. En particulier, plus aucun blocage n'est observé au delà de  $K > 4 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$ . On retrouve ici un comportement similaire à celui observé pour les fissures courtes dans les éprouvettes trouées, avec une influence importante de la microstructure mais qui diminue lorsque la taille de fissure augmente.

On observe aussi sur la figure 3.61b qu'après le passage du joint, le front de fissure n'est plus continu, la fissure se propage perpendiculairement à la contrainte sur

<sup>13</sup>compte tenu du chargement appliqué (100 MPa), la taille de la zone plastique  $r_p$  est estimée par la formule d'Irwin (cf. eq. (1.11)) et est de l'ordre de  $6 \mu\text{m}$

des plans distincts dans les différents grains. Ce phénomène est général pour l'ensemble du front de fissure dans les derniers stades. La fissure a tendance à s'orienter en mode I pur. Pour quantifier cet effet, l'angle de propagation de la fissure au cours du dernier stade de propagation ( $\theta_f$ ) a été mesuré et est comparé à l'angle de propagation en fretting sur la fig. 3.63. L'évolution des angles montre une grande différence de comportement, alors qu'en fretting, la propagation est très orientée par le contact ( $\theta_p \simeq 25^\circ$ ), on retrouve un angle très dispersé autour de zéro en fatigue, montrant une orientation vers le mode I.

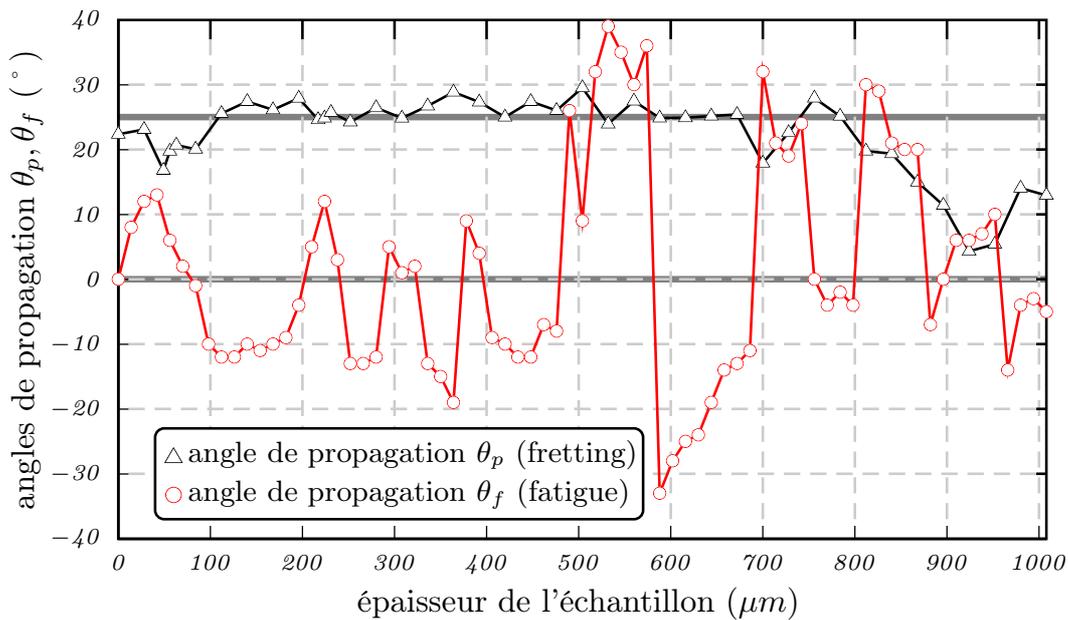


FIG. 3.63: Évolution des angles de propagation mesuré dans l'épaisseur de l'échantillon : angle de propagation en fretting  $\phi_1$ , angle de propagation en fatigue  $\psi$ .

A ce stade, la fissure interagit toujours avec la microstructure (la discontinuité des plans est bien corrélée à la position des joints de grains) mais cette interaction n'a quasiment plus d'effet sur la vitesse de propagation et la fissure se retrouve au début du stade des fissures longues. Un tel mécanisme est tout à fait similaire à ce qui avait été observé dans le cas de la propagation des fissures au sein des éprouvettes trouées.



---

## Modélisation de la fissuration et de l'influence de la microstructure

### 4.1 Modélisation de l'amorçage en fretting

#### 4.1.1 Analyse ponctuelle avec le critère de Smith-Watson-Topper

Le critère de fatigue multiaxial SWT fut appliqué à des problèmes de fretting pour la première fois par Szolwinski et Farris [60]. D'après cette approche, l'amorçage d'une fissure de fretting se produit dans le plan critique qui maximise le produit entre l'amplitude de déformation normale  $\varepsilon_a$  et la contrainte normale maximale  $\sigma_{max}$  au cours d'un cycle de fretting. Le paramètre SWT  $\Gamma$  peut s'écrire comme :

$$\Gamma = \sigma_{max} \times \varepsilon_a = \frac{(\sigma'_f)^2}{E} (2N)^{2b'} + \sigma'_f \varepsilon'_f (2N)^{b'+c'} \quad (4.1)$$

où  $\sigma'_f$  est le coefficient de tenue en fatigue,  $b'$  est l'exposant de déformation de fatigue,  $\varepsilon'_f$  est le coefficient de ductilité en fatigue,  $c'$  est l'exposant de ductilité en fatigue et  $N$  le nombre de cycles considérés. Ces constantes ont aussi été identifiées par Szolwinski *et al.* dans l'alliage 2024 par des essais de fatigue [98] et sont listés dans le tableau 4.1.

$\sigma'_f$ (MPa)	$b'$	$\varepsilon'_f$	$c'$
714	-0.078	0.166	-0.538

**TAB. 4.1:** Paramètres de fatigue nécessaire pour le calcul du critère SWT pour l'alliage 2024T351 d'après [98]

Pour normaliser le risque d'amorçage, le paramètre scalaire  $d_{SWT}$  peut être introduit :

$$d_{SWT} = \frac{\max(\sigma_{max} \times \varepsilon_a)}{\frac{(\sigma'_f)^2}{E}(2N)^{2b'} + \sigma'_f \varepsilon'_f (2N)^{b'+c'}} \quad (4.2)$$

Si  $d_{SWT}$  est supérieur ou égal à l'unité, l'amorçage est censé se produire au bout de  $N$  cycles. Si  $d_{SWT}$  est inférieur à l'unité, il n'y a pas de risque d'amorçage pour les  $N$  cycles considérés. En développant les expressions analytiques de  $\sigma_{max}$  et de  $\varepsilon_a$ , une expression littérale du risque d'amorçage  $d_{SWT}$  peut être formalisée. Fouvry *et al.* [61] et Fridrici [99] ont montré que l'application du critère SWT à un contact de fretting présentant un coefficient de frottement élevé (de l'ordre de l'unité), produisait un risque d'amorçage maximum en surface, dans la zone de glissement en bordure de contact, ce qui est en accord avec nos observations expérimentales. Les contraintes de surfaces peuvent être exprimées avec la théorie de Mindlin, en supposant un contact élastique en déformations planes, d'après l'équation [57] :

$$\sigma_{ij}(x, y) = p_0 \left( \frac{\sigma_{ij}^n \left( \frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{p_0} \right) + \mu p_0 \left( \frac{\sigma_{ij}^t \left( \frac{x}{a}, \frac{y}{a} \right)}{\mu p_0} \right) - \mu p_0 \frac{c}{a} \left( \frac{\sigma_{ij}^t \left( \frac{x}{c}, \frac{y}{c} \right)}{\mu p_0} \right) \quad (4.3)$$

où  $\sigma_{ij}^n$  et  $\sigma_{ij}^t$  représentent les contraintes dans un contact cylindre/plan sous l'effet du chargement normal et tangentiel respectivement. Notons que les indices  $ij$  peuvent correspondre à n'importe quelle direction du repère de travail. En bordure de contact plus spécifiquement (à  $x = a$  et  $y = 0$ ) on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sigma_{xx}^n(1, 0) = 0 \\ \sigma_{yy}^n(1, 0) = 0 \\ \sigma_{zz}^n(1, 0) = 0 \\ \sigma_{xy}^n(1, 0) = 0 \end{array} \right. , \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{xx}^t(1, 0) = 2\mu p_0 \\ \sigma_{yy}^t(1, 0) = 0 \\ \sigma_{zz}^t(1, 0) = 2\nu\mu p_0 \\ \sigma_{xy}^t(1, 0) = 0 \end{array} \right. \text{ et } \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{xx}^t\left(\frac{a}{c}, 0\right) = 2\mu p_0 \frac{a}{c} - 2\mu p_0 \sqrt{\left(\frac{a}{c}\right)^2 - 1} \\ \sigma_{yy}^t\left(\frac{a}{c}, 0\right) = 0 \\ \sigma_{zz}^t\left(\frac{a}{c}, 0\right) = \nu \times \sigma_{xx}^t\left(\frac{a}{c}, 0\right) \\ \sigma_{xy}^t\left(\frac{a}{c}, 0\right) = 0 \end{array} \right.$$

il vient :

$$\sigma_{xx}(a, 0) = 2\mu p_0 \sqrt{1 - \left(\frac{c}{a}\right)^2} \quad (4.4)$$

Cette équation peut être réécrite sous une forme plus commode en la combinant avec l'éq. (3.1) pour donner :

$$\sigma_{xx}(a, 0) = 2\mu p_0 \sqrt{\frac{Q^*}{\mu_{PS} P}} \quad (4.5)$$

En configuration cylindre/plan,  $p_0 = \left(\frac{PE^*}{\pi R}\right)^{1/2}$  et l'analyse expérimentale (cf. §3.1.1) a montré que  $\mu_{PS} = \mu = 1.1$ . En combinant ces divers éléments, on a :

$$\sigma_{xx}(a, 0) = 2\sqrt{\frac{\mu E^* Q^*}{\pi R}} \quad (4.6)$$

L'état de contrainte en bordure de contact peut être considéré quasiment uniaxial. A partir de la loi de Hook, on en déduit au point (a,0) :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{1}{E} [(1 - \nu^2)\sigma_{xx} - \nu(1 + \nu)\sigma_{zz}] \\ &= \frac{1}{E} [(1 - \nu^2) - \nu^2(1 + \nu)] \sigma_{xx} \\ &= \frac{1}{E} (1 - 2\nu^2 - \nu^3) \sigma_{xx} \end{aligned} \quad (4.7)$$

En considérant le trajet de chargement au cours d'un cycle de fretting, on a au point (a,0) :

$$\varepsilon_a = \frac{\Delta E}{2} = \frac{\varepsilon_{xx} - (-\varepsilon_{xx})}{2} = \varepsilon_{xx} \quad (4.8)$$

Le paramètre SWT se simplifie finalement en l'expression suivante :

$$\Gamma = \frac{1 - 2\nu^2 - \nu^3}{E} \sigma_{xx}^2 \quad (4.9)$$

Considérons la condition critique d'amorçage par rapport au critère SWT ( $d_{SWT} = 1$ ), la contrainte de traction correspondante en surface  $\sigma_{xxc}$  s'écrit :

$$\sigma_{xxc}^2 = \frac{(\sigma'_f)^2 (2N)^{2b'} + \sigma'_f \epsilon'_f (2N)^{b'+c'}}{1 - 2\nu^2 - \nu^3} \quad (4.10)$$

Finalement, en réutilisant l'équation (4.6), on détermine une amplitude de force tangentielle critique, associée à la condition d'amorçage :

$$Q_c^* = \frac{\pi R}{4\mu E^*} \frac{(\sigma'_f)^2 (2N)^{2b'} + \sigma'_f \epsilon'_f (2N)^{b'+c'}}{1 - 2\nu^2 - \nu^3} \quad (4.11)$$

L'amplitude critique de force tangentielle  $Q_c^*$  est proportionnelle au rayon du cylindre et est une fonction des caractéristiques élastiques et des propriétés de fatigue du matériau ;  $Q_c^*$  est en outre, inversement proportionnelle au coefficient de frottement. Notons que  $Q_c^*$  est ici indépendant de la valeur de la force normale, ce qui est bien en accord avec les résultats expérimentaux montrant un faible impact du champ de pression sur les conditions d'amorçage.

L'application numérique de l'équation (4.11) pour nos conditions expérimentales et un nombre de cycles  $N=50\,000$  conduit à  $Q_c^* = 106\text{N/mm}$ , valeur à comparer avec le seuil expérimental défini à  $Q_c^* = 240\text{N/mm}$  (cf. §3.1.1). Cette large différence peut être expliquée comme nous allons le voir, par l'importance des

gradients de contraintes/déformations qui existent à l'intérieur et sous la surface de contact.

Malgré le fait que cette approche donne une justification théorique de l'indépendance des conditions d'amorçage vis à vis de la force normale, elle ne permet pas de prédire la valeur du seuil d'amorçage observée expérimentalement. En effet, du fait du gradient de contrainte très sévères présent dans la zone de glissement, une analyse ponctuelle met l'accent sur la valeur maximale de la contrainte, de laquelle va dépendre directement le seuil d'amorçage. En réalité, l'amorçage des fissures de fretting peut aussi fortement dépendre de la sévérité de ces gradients et pas seulement de la valeur maximale de la contrainte. Ceci est d'autant plus vrai pour une analyse élastique du contact dans des conditions de fatigue oligocyclique (cf. fig. 3.9) où cette valeur dépasse la limite élastique conventionnelle. Cet aspect est appelé *effet d'échelle* et est étudié par l'introduction d'un volume critique de calcul.

#### 4.1.2 Prise en compte de l'effet d'échelle

Introduit en premier lieu par Fouvry *et al.* [65, 61], le volume critique d'amorçage a ensuite été adapté par Araujo et Nowell [100] et plus récemment utilisé par Naboulsi et Mall [66]. Dans cette approche, le plan critique est calculé par le critère SWT à partir d'une distribution de contraintes et de déformations moyennée sur un microvolume de matière. Par ce biais, le gradient de contrainte est indirectement contrôlé.

Pour estimer le paramètre avec cette approche, une section (x,y) du plan de l'échantillon est discrétisée et les contraintes et déformations correspondant aux conditions expérimentales étudiées sont calculées en chaque point à partir de l'équation (4.3). L'effet de moyenne sur le volume critique est alors appliqué en considérant un volume sphérique comme indiqué sur la figure 4.1.

Le paramètre SWT est alors calculé avec les distributions moyennées donnant une valeur moyenne sur le volume critique. Comme discuté dans [66], le paramètre SWT peut aussi être calculé en chaque point, l'effet de moyenne intervenant après. Les auteurs ont montré que cette différence a peu d'influence sur le résultat du calcul et que la première méthode possède plus de sens physique (en moyennant les contraintes et non le résultat final).

A partir de ces calculs, la taille du volume critique est identifiée pour une condition d'essai telle que  $P_{eff} = 320 \text{ N/mm}$  et  $Q_{eff} = 240 \text{ N/mm}$ . La figure 4.2 montre l'évolution de la valeur maximale du risque d'amorçage  $d_{SWT}$  avec le rayon du volume critique considéré. On obtient une corrélation avec le seuil d'amorçage expérimental pour  $r = 80 \mu\text{m}$ . Cette valeur est en bon accord avec la taille de grain  $d_X/2 = 75 \mu\text{m}$  et par conséquent confirme une relation entre le volume critique d'amorçage et les dimensions caractéristiques de la microstructure.

Précisons que dans ces calculs, le point d'amorçage, identifié comme le point représentant le risque maximum, est situé en surface, à proximité du bord du contact.

Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux (cf. §3.1). En revanche, si la position d'amorçage est bien prédite, il n'en est pas de même pour l'angle

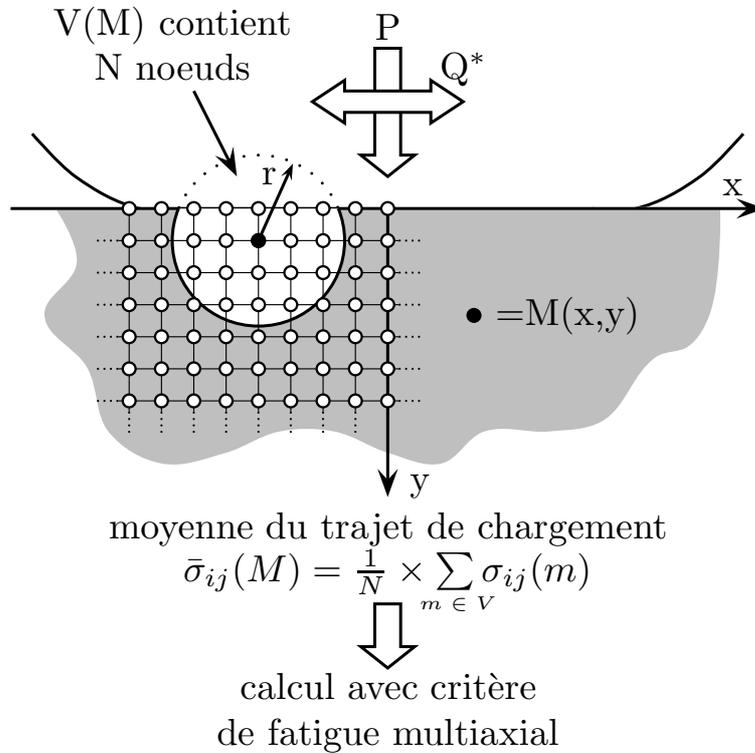


FIG. 4.1: Principe de moyenne des contraintes et des déformations dans un volume critique circulaire de rayon  $r$ .

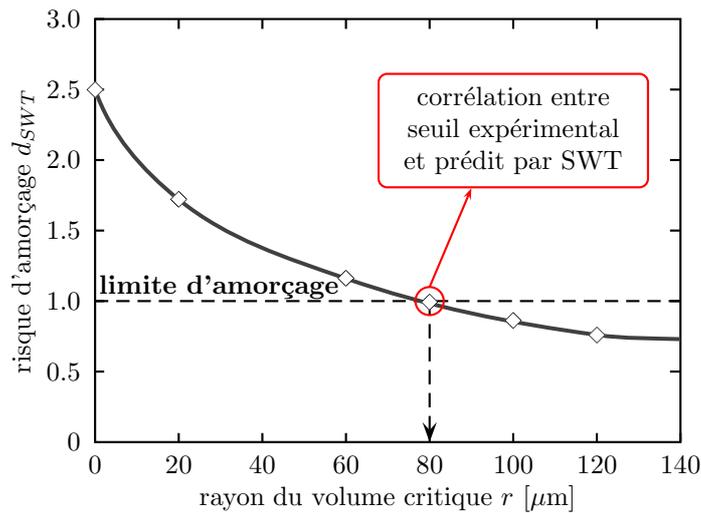


FIG. 4.2: Évolution du risque d'amorçage à  $P_{eff} = 320 N/mm$  et  $Q_{eff} = 240 N/mm$  avec la taille du volume critique utilisée pour l'effet d'échelle.

d'amorçage, identifié comme l'angle du plan critique trouvé par le calcul. Le critère SWT prédit toujours un angle égal ou légèrement inférieur à  $90^\circ$  pour les conditions d'essais testées. Ce résultat est en contradiction avec les résultats expérimentaux ( $\simeq 45^\circ$ ) et le mécanisme dégagé en §3.2.3. L'explication peut venir du fait que très dépendant des contraintes et déformations de tractions, le critère SWT n'est pas capable de décrire les mécanismes de cisaillement qui contrôlent vraisemblablement l'amorçage en fretting. Notons que ce point n'a pas fait l'objet d'investigation supplémentaire compte tenu que d'après la littérature, aucun modèle n'est aujourd'hui capable de prédire réellement quantitativement l'angle d'amorçage en fretting. Sur cette question, les études expérimentales du type de celle menée en partie 3.2.2 sont en mesure d'apporter des informations pertinentes qui, à terme, permettront d'élaborer un modèle plus complet et représentatif de la réalité.

Avec le rayon du volume critique fixé, il est possible de déterminer la frontière d'amorçage prédite par le critère SWT en faisant varier le chargement normal dans les calculs. Cette prédiction avec  $r = 80 \mu m$  est comparée à la frontière d'amorçage expérimentale sur la fig. 4.3 tracée dans la représentation en forces effectives.

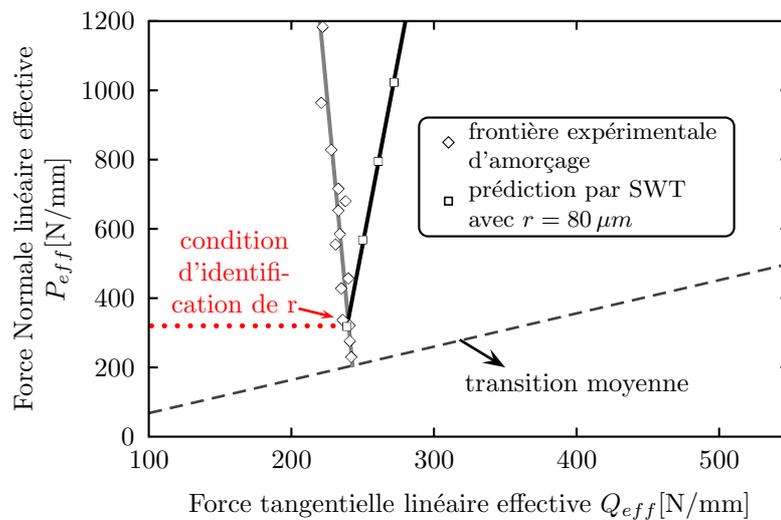


FIG. 4.3: Comparaison entre les frontières d'amorçage expérimentale et prédite à  $50.10^3$  cycles avec un volume critique de rayon  $r = 80 \mu m$ ; contact de fretting : Al2024T351 vs. Al7075T6.

Cette figure confirme que les calculs basés sur le critère SWT avec  $r = 80 \mu m$  permet de prédire avec une précision raisonnable le seuil d'amorçage expérimental de  $240 \text{ N/mm}$ . Par contre, on observe une tendance contraire entre la prédiction et la frontière expérimentale, concernant l'effet de la force normale. Même si celui-ci est relativement faible, il est clair que l'application du critère SWT avec un volume critique constant n'est pas capable de quantifier l'influence de la force

normale sur les conditions d'amorçage de fissures de fretting en glissement partiel. Avec le critère SWT la pression de contact a tendance à limiter l'amorçage des fissures alors que le contraire est observé expérimentalement.

Bien que les prédictions présentées ci-dessus soient approximatives quand à l'effet de  $P$ , on peut avantageusement mettre en place une méthode de prédiction d'un domaine de sécurité. Ceci est motivé par la simplicité de la formulation à  $r$  constant et par la large utilisation du critère SWT dans les applications industrielles.

Tout d'abord, le domaine de pression de contact  $[P_{min}, P_{max}]$  doit être défini et borné. Ceci peut être réalisé pour des systèmes complexes comme des assemblages par des simulations éléments finis par exemple, destinées à identifier les paramètres de chargement. Ensuite, le volume critique est évalué conjointement pour  $P_{min}$  et  $P_{max}$ . En supposant une évolution monotone entre  $P_{min}$  et  $P_{max}$ , le rayon du volume critique  $r_s$  définissant le domaine de sécurité est obtenu par :

$$r_s = \min(r(P_{max}), r(P_{min})) \quad (4.12)$$

Dans notre cas, avec  $P_{min} = 200 \text{ N/mm}$  et  $P_{max} = 1200 \text{ N/mm}$ , on observe que  $r(P_{max}) < r(P_{min})$ , fait qui est lié à la forme de la frontière expérimentale d'amorçage. On peut donc en conclure que le rayon définissant le volume de sureté est  $r_s = r(P_{max})$ . On détermine une valeur critique  $r_s = 65 \mu\text{m}$  définissant notre domaine de sécurité sur la figure 4.4.

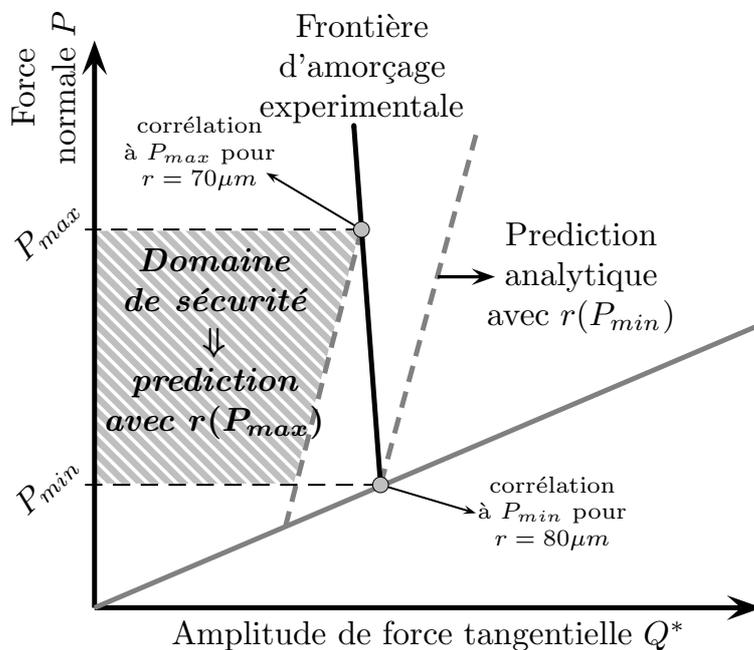


FIG. 4.4: Méthodologie pour bâtir une prédiction sûre du domaine de non endommagement en fretting, à partir du calcul du critère SWT et de l'effet d'échelle avec un volume critique constant.

### 4.1.3 Prise en compte du gradient de contrainte

Le critère SWT couplé à l'utilisation du volume critique pour le calcul de l'effet d'échelle n'est pas capable de prédire précisément la frontière d'amorçage expérimentale, tout au mieux, on accède à une valeur approximative du seuil, ce qui peut cependant suffire dans certains cas. Cette écart met en doute la validité physique du calcul tel qu'il est réalisé dans le paragraphe en particulier dans sa capacité à capturer les effets de la pression hydrostatique.

En développant l'effet de  $P$ , on s'aperçoit que pour deux niveaux de pression  $P_1 > P_2$  et une même force tangentielle  $Q_1^* = Q_2^*$ , la taille du volume critique par rapport au contact est modifiée. En effet la largeur de contact croît comme  $\sqrt{P}$ . Sur la figure 4.5, sont tracées les distributions de pression  $\sigma_{yy}$  et de cisaillement  $\tau_{xy}$  de contact pour deux valeurs différentes de la charge normale.

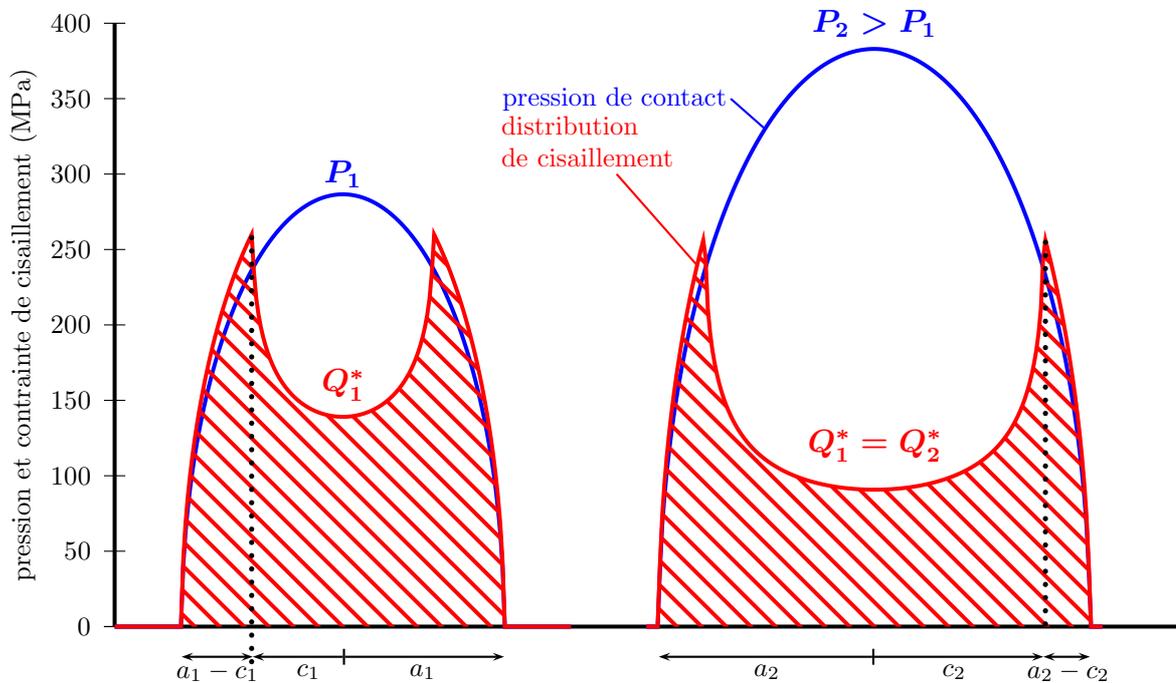


FIG. 4.5: Tracé des distributions analytiques de pression et de cisaillement dans le contact,  $P_1 = 320 \text{ N/mm}$ ,  $P_2 = 570 \text{ N/mm}$  et  $Q_1^* = Q_2^* = 240 \text{ N/mm}$ .

Sur les deux tracés composant cette figure, il apparaît que la sévérité du gradient de contrainte est différente malgré la valeur constante de  $Q^*$ <sup>1</sup>. On note que le gradient 1 est moins sévère que le gradient 2 (*i.e.* la pente de  $\tau_{xy}$  au point  $x=c$  est plus faible dans le cas 1 que dans le cas 2). On note de plus qu'une augmentation de  $P$  entraîne une diminution de la largeur de la zone collée, en d'autres termes :

$$P_1 < P_2; a_2 - c_2 < a_1 - c_1 \quad (4.13)$$

<sup>1</sup> $Q^*$  est définie comme l'intégrale de la contrainte de cisaillement  $\tau_{xy}$  sur tout le contact

Ainsi, pour une force tangentielle donnée, la sévérité du gradient apparaît donc comme directement liée à la largeur de la zone de glissement, elle même liée au niveau de pression imposé dans le contact.

Plutôt que de considérer un volume critique constant lié à une dimension microstructurale du matériau, les calculs sont modifiés pour prendre en compte un volume critique variable, déterminé par :

$$\frac{r}{a-c} = \text{cstt} \quad (4.14)$$

La constante est fixée une fois pour toute sur un niveau de chargement ( $P_{eff} = 320 \text{ N/mm}$ ) et est trouvée égale à  $r/(a-c)=0,26$ . Une fois cette constante déterminée, on peut recalculer la frontière d'amorçage complète avec ce nouveau critère. Les résultats sont tracés sur la figure 4.6 avec les trois formulations de l'application du critère SWT.

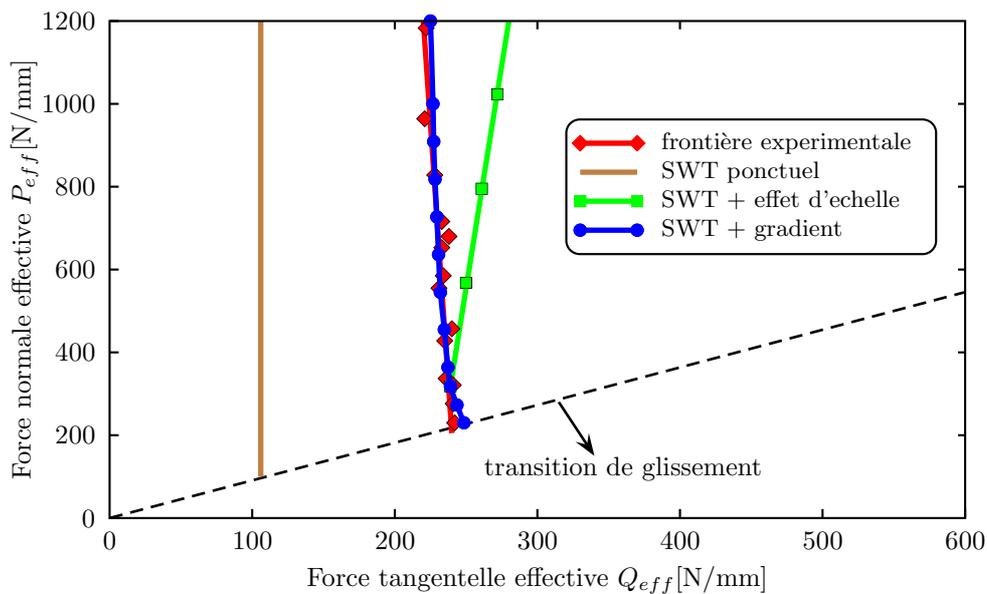


FIG. 4.6: Prédiction de la frontière d'amorçage en fretting avec le critère SWT : comparaison entre les différentes formulations.

La prédiction de la frontière d'amorçage avec l'effet d'échelle en tenant compte de la sévérité du gradient de contrainte corrèle cette fois parfaitement les résultats expérimentaux. Cette méthode de calcul étant totalement nouvelle, il faudrait la tester sur d'autres matériaux mais elle montre à l'évidence déjà, de bons résultats. La comparaison avec d'autres matériaux permettrait peut-être de donner une validité physique au paramètre  $r/(a-c)$ , en la liant avec des caractéristiques du matériau.

#### 4.1.4 Prédiction de l'influence de $N$ sur l'amorçage en fretting

Le caractère oligocyclique des sollicitations étudiées à été montré auparavant (cf. §3.1.1). Dans ce paragraphe, le critère précédent est testé pour prédire l'influence du nombre de cycles sur la condition d'amorçage (voir fig. 3.10).

En gardant la formulation avec  $r/(a-c)$  constant, il est très facile de calculer le seuil d'amorçage en fonction de  $N$  : il suffit de faire varier  $N$  dans la formule (4.1). Sur la figure 4.7 sont comparés les résultats des prédictions par cette méthode et les seuils expérimentaux pour les trois nombres de cycles testés.

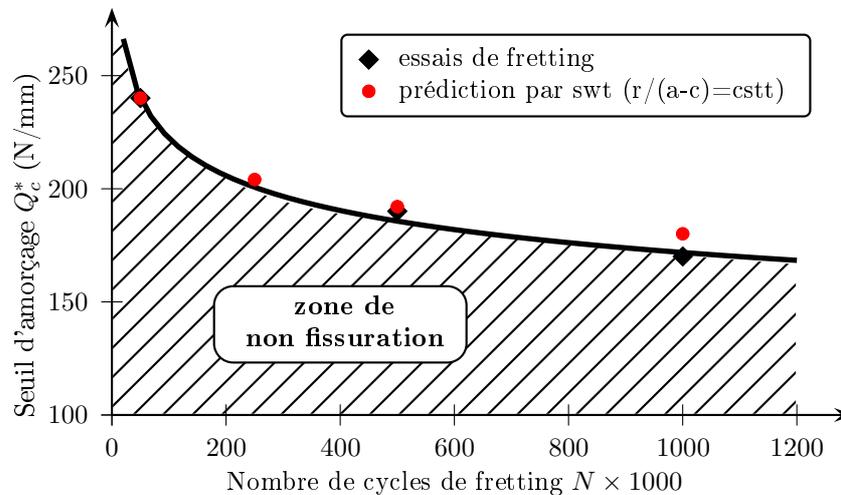


FIG. 4.7: Prédiction du seuil d'amorçage oligocyclique en fretting ( $P_{eff} = 320 \text{ N/mm}$ ) par le critère SWT couplé à l'effet d'échelle en tenant compte de la sévérité du gradient de contrainte en bordure de contact.

Un bon accord est observé entre les résultats issus des essais de fretting et les prédictions par le critère SWT avec  $r/(a-c)$  constant. Aucun écart n'est visible à 50 000 cycles, ce qui est logique puisque c'est à ce point que l'on a fixé la valeur de  $r/(a-c)$ . Lorsque le nombre de cycles croît, un faible écart apparaît entre les prédictions et le seuil expérimental ; en particulier on reproduit bien la saturation à 170 N/mm observée expérimentalement.

Pour conclure cette partie, l'utilisation d'un critère de fatigue oligocyclique comme le SWT s'est avérée capable de prédire l'ensemble des conditions d'amorçage des fissures de fretting en glissement partiel. Pour cela, il a été nécessaire d'introduire un effet d'échelle modifié prenant en compte la sévérité du gradient de contrainte dans la zone de glissement.

## 4.2 Modélisation de la propagation de fissures sous chargement de fretting

L'amorçage des fissures dans un contact de fretting est le plus souvent modélisée par l'analyse locale des contraintes, couplée à un critère de fatigue multiaxial. Dans le cas du 2024, les résultats montrés précédemment montrent que le critère SWT est à même de prédire l'activation des mécanismes oligocycliques conduisant à l'amorçage d'une fissure en bordure de contact, moyennant la prise en compte d'un effet d'échelle.

Les essais expérimentaux de fretting wear ont démontré qu'une fois la fissure amorcée, celle-ci allait se propager jusqu'à une longueur critique dépendante des paramètres de chargement en surface. L'analyse de telles fissures par tomographie a montré de plus que pour la majeure partie de la propagation, la microstructure ne jouait pas un rôle prépondérant dans les mécanismes (contrairement à ce qui a été observé durant la phase d'amorçage).

Cette partie présente la modélisation qui a été entreprise dans le but de prédire le comportement en propagation des fissures de fretting et en particulier l'arrêt de fissuration qui est observé. Dans la gamme de chargement étudiée, la plasticité est activée uniquement en surface<sup>2</sup> par les contraintes de fretting (elles conduisent d'ailleurs à l'amorçage des fissures). Ceci combiné à la faible influence de la microstructure et à l'arrêt des fissures nous a orienté vers une prédiction basée sur le calcul du facteur d'intensité de contrainte. Pour cela, deux méthodes sont employées : le calcul par éléments finis et le calcul grâce à une fonction de poids. Cette partie a largement été réalisée en collaboration avec d'autres personnes, Cédric Meunier lors de son DEA au laboratoire et Sergio Muñoz, doctorant de l'ESI de Seville lors de son séjour de 5 mois au laboratoire LTDS.

### 4.2.1 Calcul du facteur d'intensité de contraintes

#### Calculs par Éléments Finis

Un modèle éléments finis sous Abaqus<sup>®</sup> décrivant un contact de fretting a été développé. Pour des raisons de place, le modèle est décrit en détail en Annexe B ; seuls les points clés pour cette partie sont rappelés ici. Le but étant de modéliser les essais expérimentaux, le modèle implémente la même géométrie que les essais (géométrie 2D, L=4.4mm, R=49mm), pour un contact Al2024 vs. Al7075. On s'intéresse ici à la réponse élastique des matériaux et l'interaction de contact est prise en compte après une étude paramétrique spécifique visant à décrire au

---

<sup>2</sup>on peut se faire une idée de la profondeur à partir des mesures EBSD infructueuses dans la zone de glissement, l'indexation des figures de diffraction est perturbée sur une profondeur d'environ 80 microns, mais cette distance dépend vraisemblablement des conditions de chargement

mieux le frottement des deux surfaces. Le coefficient de frottement est fixé à 1,1. Le modèle a par ailleurs, été validé par comparaison avec les formulations analytiques du champ de contrainte dans un contact cylindre/plan en glissement partiel (voir éq. 4.3).

Pour prédire le facteur d'intensité de contrainte dans un contact de fretting, le modèle développé à été modifié pour y placer une fissure dans chaque zone de glissement. Devant les difficultés de maillage imposées, il a été choisi de ne modéliser que des fissures droites (se propageant en mode I, perpendiculairement à la surface de l'échantillon, sous l'influence du  $K_I$ ) selon la géométrie décrite à la figure 4.8.

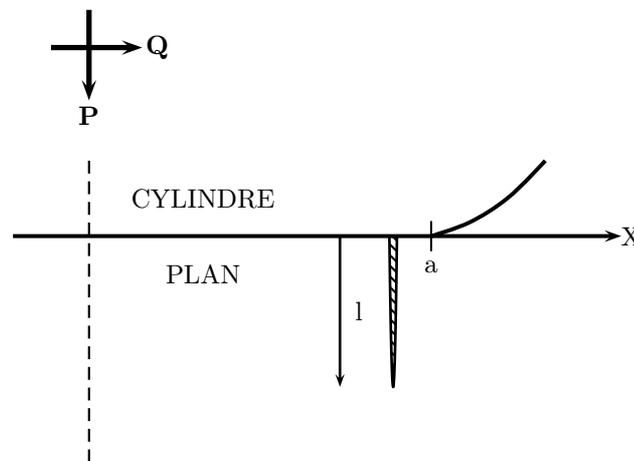


FIG. 4.8: Géométrie et position de la fissure dans le modèle EF cylindre-plan.

Une fissure de longueur  $l$  est placée dans chaque zone de glissement pour  $x/a = 0,96$ , valeur moyenne estimée sur plusieurs essais expertisés. Pour obtenir l'évolution du facteur  $K_I$  en fonction de  $l$ , 6 longueurs de fissures différentes sont testées :  $l \in \{50, 100, 150, 200, 400, 550\}$  avec  $l$  en microns. Pour introduire le maillage fissuré dans le modèle de départ, la procédure suivante a été développée (voir fig. 4.9) :

- Deux espaces carrés de côté  $2l$  sont réservés dans le maillage de départ ;
- Chaque fissure est développée à part et placée ensuite dans le maillage à l'emplacement prévu. Cette étape exige un lourd travail de renumérotation des noeuds et des éléments qui est pris en charge par un programme Matlab développé par C. Meunier [95].

La figure 4.10 présente les contours de la contrainte équivalente de Von Mises pour  $P = 400N/mm$  et  $Q^* = 240/mm$ .

On peut noter l'ouverture plus importante de la fissure gauche (le cylindre est déplacé vers la droite ce qui correspond au point le plus à droite dans le cycle

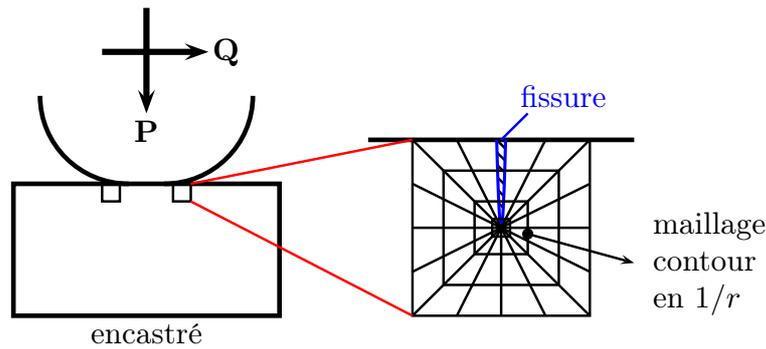


FIG. 4.9: Incorporation du maillage fissuré dans les espaces réservés en bords de contact ; le maillage inclut des contours positionnés en  $1/r$  par rapport à la pointe de la fissure pour le calcul du facteur K.

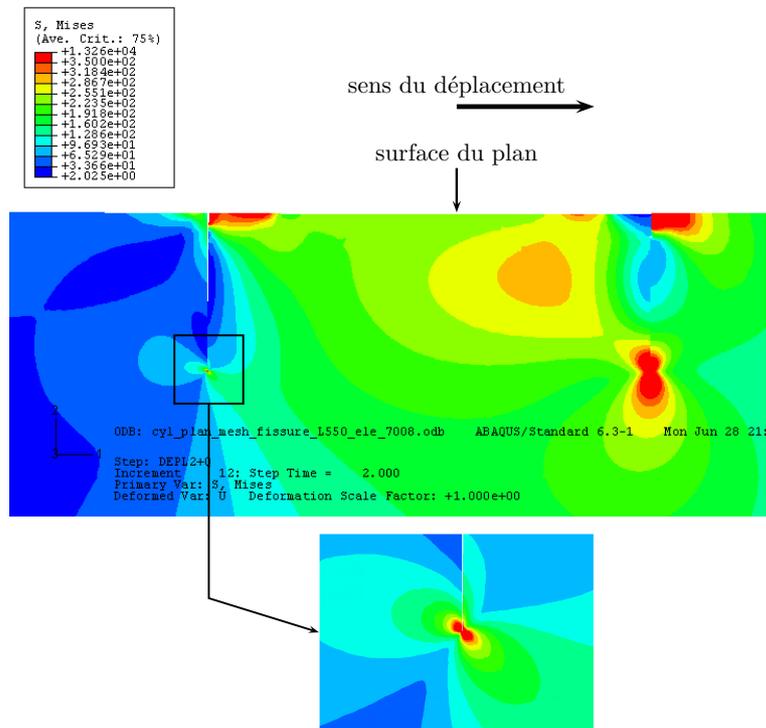


FIG. 4.10: Visualisation des contours de Von Mises lors de la simulation de l'essai de fretting ; calcul avec  $l = 550\mu m$ , le cylindre n'apparaît pas mais est en position  $+\delta^*$  i.e.  $Q = +Q^*$ .

de fretting ( $\delta, Q$ ), ainsi que la différence d'orientation des contours à la pointe des deux fissures. Le facteur d'intensité de contrainte est calculé pour la fissure gauche. En première approximation, le contact entre les lèvres des fissures est supposé sans frottement, en raison d'une part de l'ouverture de la fissure et d'autre part dans un souci de réduction du nombre de paramètres entrant dans le modèle. Le calcul du facteur d'intensité de contrainte par éléments finis fait classiquement

intervenir des éléments singuliers. Cela n'est pas le cas ici du fait de la configuration particulière requise pour décrire le contact. En effet, pour décrire un contact frottant, Abaqus<sup>©</sup> utilise une méthode non linéaire géométrique pour résoudre le système d'équations<sup>3</sup>. Une comparaison, avec et sans éléments singuliers, faite sur une éprouvette entaillée simple a montré un écart inférieur à 5% [95]. Le facteur  $K_I$  est calculé par Abaqus<sup>©</sup> par la méthode de l'intégrale de contour et systématiquement vérifié par passage à la limite sur la contrainte en front de fissure (éq. (4.15)).

$$K_I = \lim_{r \rightarrow 0} \sigma \times \sqrt{2\pi r} \quad (4.15)$$

Le tableau 4.2 regroupe les résultats de calcul du facteur d'intensité de contrainte pour les différentes longueurs de fissures étudiées. Ce tableau fait apparaître que dès que la taille de la fissure dépasse la centaine de microns, le facteur d'intensité de contrainte diminue de manière assez rapide.

$l$ ( $\mu m$ )	$K_I$ ( $MPa.mm^{1/2}$ )
50	132
100	135
150	118
200	105
400	67
550	55

**TAB. 4.2: Résultats du calcul du facteur d'intensité de contrainte  $K_I$  pour une fissure de fretting droite, de longueur  $l$  avec les conditions de chargement définies par  $P = 400 N/mm$  et  $Q^* = 240 N/mm$ .**

### Utilisation des fonctions de poids

Le calcul du facteur d'intensité de contrainte par la méthode des fonctions de poids présente une alternative intéressante aux calculs éléments finis, particulièrement dans un cas comme le fretting wear où le chargement élastique peut être estimé en n'importe quel point du matériau par des fonctions analytiques.

Dans le cas du mode I et d'une fissure droite débouchant à la surface, la fonction de poids d'après Hans F. Bueckner [101] est la suivante :

$$M(t) = t^{1/2} \left( 1 + m_1 \frac{t}{h} + m_2 \left( \frac{t}{h} \right)^2 \right) \quad (4.16)$$

<sup>3</sup>paramètre NLGEOM=ON obligatoire dès que  $\mu > 0,2$

où  $h$  représente la longueur de la fissure,  $t$  l'abscisse curviligne le long de la fissure et  $W$  la profondeur totale de l'échantillon.  $m_1$  et  $m_2$  sont des constantes fonctions du rapport  $r = h/W$  données pour  $r < 0,5^4$  par :

$$\begin{cases} m_1 = A_1 + B_1 r^2 + C_1 r^6 & (4.17) \\ m_2 = A_2 + B_2 r^2 + C_2 r^6 & (4.18) \end{cases}$$

où :

$$\begin{cases} A_1 = 0,6147 ; B_1 = 17,1844 ; C_1 = 8,7822 & (4.19) \\ A_2 = 0,2502 ; B_2 = 3,2889 ; C_2 = 70,0444 & (4.20) \end{cases}$$

Si  $P(t)$  désigne le chargement normal à la fissure, le facteur d'intensité de contrainte s'exprime en mode I par :

$$K_I = \int_0^t M(t).P(t) dt \quad (4.21)$$

La même configuration que le calcul par éléments finis est utilisée pour une fissure droite placée en  $x/a = 0,96$ . Le trajet de chargement normal à la fissure est estimé le long de la fissure grâce à la formulation analytique décrite par l'équation (4.3). Finalement la figure 4.11 présente l'évolution du facteur  $K_I$  en fonction de la profondeur de fissure.

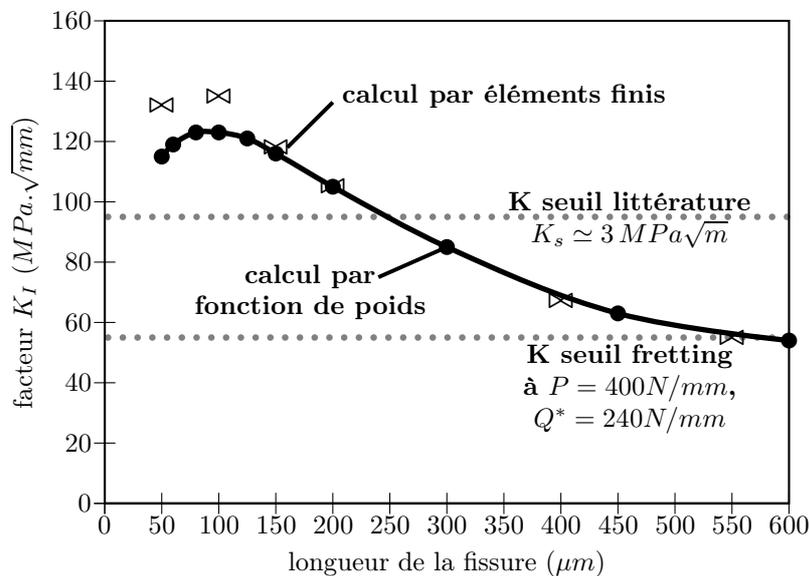


FIG. 4.11: Prédiction du facteur d'intensité de contrainte  $K_I$  pour une fissure de fretting droite ( $P = 400 N/mm$  et  $Q^* = 240 N/mm$ ) ; comparaison entre le calcul par éléments finis ( $\boxtimes$ ) et par la méthode des fonctions de poids ( $\bullet$ ).

<sup>4</sup>dans notre cas  $r$  reste toujours  $< 0,05$

Sur cette figure, on observe que pour les fissures d'une taille supérieure à 100 microns, l'accord entre les deux méthodes est excellent. Pour les fissures de faible taille, un certain écart ( $< 20 MPa\sqrt{mm}$ ) est observé. Cet écart est attribué au fait que le chargement normal à la fissure  $P(t)$  calculé pour les fonctions de poids est issu des solutions analytiques en glissement partiel (cf. équation (4.3)) et ne tient donc pas compte de la présence de la fissure. En effet, dans le calcul par éléments finis, ce chargement n'est pas supposé mais est le résultat de l'indentation du cylindre sur le plan et de son mouvement relatif par rapport à celui-ci. A ce titre, la présence de la fissure modifie les distributions de contraintes près de la surface. Ceci est cohérent avec le fait que la différence s'amenuise rapidement lorsque l'on s'enfonce sous la surface.

#### 4.2.2 Prédiction de l'extension de la fissure

A partir du calcul du facteur d'intensité de contrainte, il est possible de prédire l'évolution de la longueur de fissure en supposant que celle-ci est gouvernée par une loi de type Paris. Le calcul revient alors à intégrer cette loi à partir d'une longueur initiale de fissure.

Dans les conditions de chargement  $P = 400 N/mm$  et  $Q^* = 240 N/mm$ , le critère SWT prédit un nombre de cycles à l'amorçage de  $N_i = 50543$  cycles. On suppose une taille de fissure initiale de  $l_0 = 50\mu m$ . Le calcul du nombre de cycle nécessaire pour obtenir une fissure de longueur  $l_n$  est donné par :

$$N = N_i + \int_{l_0}^{l_n} \frac{1}{C \cdot \Delta K^m} da \quad (4.22)$$

La figure 4.12 présente l'évolution de la longueur  $l_n$  calculée par l'équation (4.22) à partir du facteur  $K$  estimé pour une fissure droite. Si l'écart entre le facteur  $K_I$  estimé par les deux méthodes, observé sur la figure 4.2.2 a manifestement peu d'effet sur la prédiction de la longueur de fissure (ou plus exactement du nombre de cycle), le calcul donne une prédiction très conservatrice. De plus, l'arrêt de fissuration observé expérimentalement n'est pas prédit.

Plusieurs explications peuvent rendre compte de cette différence, basées sur les hypothèses fortes émises dans le modèle. Elles sont discutées dans ce qui suit.

L'hypothèse d'une croissance pilotée uniquement par le facteur d'intensité de contrainte peut être mise en doute. Étant donnée la complexité du chargement de fretting, fortement multiaxial dans les premières centaines de microns de profondeur. On a vu cependant qu'en présence de concentration de contraintes (un trou dans notre cas), si on ne prend pas en compte les effets de la microstructure, une fissure peut être décrite pour ce qui est de son évolution moyenne par le facteur  $K_I$ <sup>5</sup> (cf. fig. 3.42). Les expériences spécifiques de fretting ont en

<sup>5</sup>la comparaison est toutefois limitée ici car l'essai de fretting est un essai à  $\Delta K$  décroissant

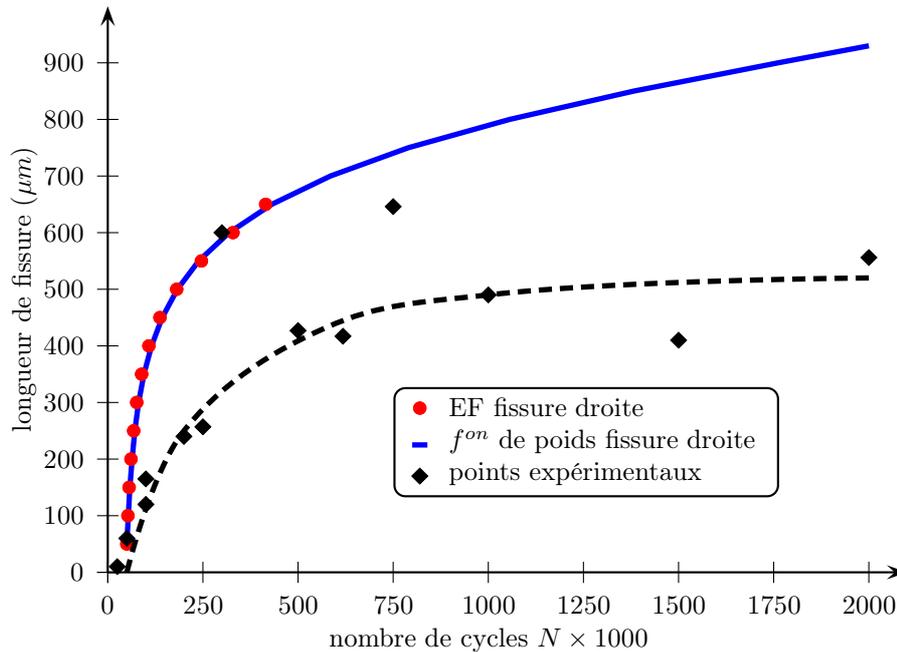


FIG. 4.12: Prédiction de l'extension de la fissure à partir du calcul du facteur d'intensité de contrainte  $K_I$  par Éléments Finis et par la méthode des fonctions de poids; le chargement de fretting est défini par  $P = 400 N/mm$  et  $Q^* = 240 N/mm$ .

autre montré que l'on pouvait négliger ces effets dans la majeure partie de la propagation des fissures.

Plus vraisemblablement, l'hypothèse d'une fissure droite, se propageant en mode I apparaît comme limitante. En effet, les fissures de fretting sont systématiquement inclinées vers l'intérieur du contact. Même en mode I pur, le calcul du chargement normal à la fissure dépend donc fortement de la position d'amorçage et de l'angle de fissuration considéré. Lorsque la fissure croît vers l'intérieur du contact, le taux de triaxialité augmente (effet de la pression hydrostatique) et a tendance à limiter son ouverture. On s'attend donc à des facteurs d'intensité de contrainte plus faibles, ce qui améliorerait la prédiction.

Le frottement des lèvres des fissures peut jouer un rôle important, surtout si l'on considère l'hypothèse précédente de fissures inclinées où les effets de fermeture seront vraisemblablement importants. Cette hypothèse irait dans le sens d'un facteur  $K$  plus faible, et tendrait à diminuer le caractère conservatif de la prédiction.

Les effets de la microstructure sont ici complètement négligés mais sont à même de prédire l'arrêt de fissuration observé expérimentalement. En effet, on a vu

dans la partie 3.2.2 que passée une certaine profondeur, le chargement de contact diminuant, la fissure devient à nouveau sensible aux effets de la microstructure. Elle continue donc de se propager jusqu'à rencontrer une barrière microstructurale qu'elle ne peut pas franchir. Cet effet peut être représenté assez simplement par un  $K_{seuil}$ , sa détermination demanderait par contre un long travail expérimental, ou éventuellement la réalisation d'essais tomographiques de fretting *in situ*. L'hypothèse de l'angle des fissures de fretting a été testée par Sergio Muñoz dans son travail pendant son séjour au laboratoire. L'analyse est conduite par un modèle basé sur les fonctions de poids [92], dans les mêmes conditions de fretting que précédemment. Le trajet de fissuration est modifié pour tenir compte de la morphologie des fissures, observée à la fois sur les investigations classiques par coupes et en micro-tomographie (voir par. 3.2.2). Pour prédire l'extension de la fissure, un trajet de fissure à deux angles est utilisé (cf. fig 4.13a). Cette analyse a été largement motivée par les mécanismes d'amorçage et de propagation dégagés au cours de l'étude expérimentale. Le premier angle représente l'angle d'amorçage  $\theta_a$  de l'ordre de  $45^\circ$  pour les conditions expérimentales étudiées. Le deuxième angle  $\theta_p$  est l'angle de propagation lorsque la croissance de la fissure est pilotée par le contact ; celui-ci a été déterminé être proche de  $25^\circ$  pour nos conditions d'essais. Les résultats de calcul avec ces paramètres sont présentés sur la fig 4.13b et montrent un bon accord avec les points expérimentaux ; l'arrêt de fissuration est de plus bien décrit par ce modèle avec une profondeur maximum d'environ  $500 \mu\text{m}$ .

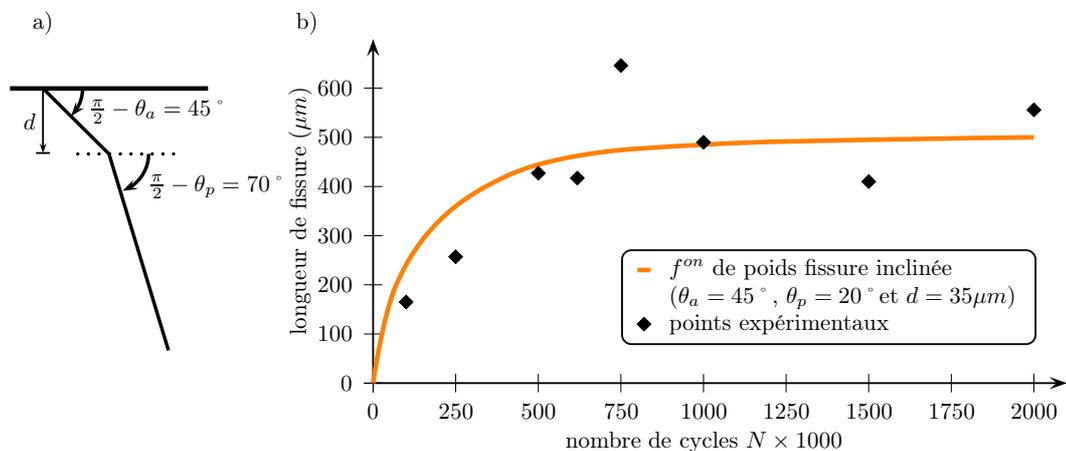


FIG. 4.13: Prédiction de l'extension des fissures de fretting par la méthode des fonctions de poids en tenant compte de l'inclinaison des fissures ; a) trajet de fissuration avec l'angle d'amorçage  $\theta$  et de propagation  $\phi_1$ , b) comparaison de la prédiction avec les essais expérimentaux.

Cette corrélation montre que parmi les hypothèses émises au paragraphe précédent, c'est bien celle de l'orientation de la fissure qui semble être la plus pertinente.

En effet, l'inclinaison de la fissure fait chuter le facteur d'intensité de contrainte le long du trajet de chargement de façon non négligeable, assez importante en tout cas pour diminuer très nettement la vitesse de la fissure à partir de  $500 \mu\text{m}$ <sup>6</sup>.

### 4.3 Conclusions sur la modélisation des fissures de fretting

La modélisation de la fissuration sous chargement de fretting est un enjeu industriel important. L'amorçage a été le point le plus largement étudié, mais la phase de propagation présente aussi un intérêt pour prédire par exemple la taille maximale d'une fissure pouvant être introduite dans une structure par ce type de chargement.

Le critère de fatigue SWT, couplé à l'analyse élastique des contraintes, l'effet d'échelle et la prise en compte de la sévérité du gradient de contrainte, s'est avéré performant dans ce travail pour prédire le seuil d'amorçage oligocyclique des fissures de fretting en glissement partiel. L'effet du chargement normal est bien décrit, ainsi que l'évolution du seuil  $Q_c^*$  avec le nombre de cycle de fretting  $N$ .

En ce qui concerne la modélisation de l'extension d'une fissure de fretting sous un chargement donné, une nouvelle méthode d'évaluation du facteur  $K$  est introduite et comparée au calcul par fonction de poids. L'avantage des éléments finis et de ne pas supposer le chargement de contact, ce qui permet de capturer des effets d'interaction éventuels entre fissure et réponse de contact. Par contre ceci se fait au détriment de la souplesse d'une formulation analytique, en introduisant des limites importantes en termes de maillage et d'algorithmes de calculs, particulièrement lorsque les formulations de contact et de fissuration sont utilisées conjointement.

Le calcul du facteur d'intensité de contrainte d'une fissure droite dans un contact de fretting permet de prédire l'extension de la fissure pour un chargement  $(P, Q^*)$  donné en intégrant la loi de Paris. Les résultats de ces calculs sont toutefois assez conservatifs par rapport aux essais expérimentaux. Ils permettent néanmoins de faire une prédiction avec un facteur de sécurité  $> 1$  de la profondeur de fissuration et d'estimer l'ordre de grandeur du facteur  $K$ , souvent très utile pour l'interprétation des résultats d'essais au départ très différents.

Ajoutons que des approches plus poussées comme celle de S. Muñoz (cf. fig. 4.13) ajustée par une analyse orientée matériau des paramètres pertinents du modèle, permettent d'obtenir de très bons résultats.

---

<sup>6</sup>avec ce modèle la vitesse de propagation n'est jamais rigoureusement nulle, mais si faible qu'on ne voit plus d'effet sur la courbe

## 4.4 Modélisation de la propagation de fissures de fatigue en interaction avec la microstructure

Le modèle que l'on va présenter au cours de cette partie a pour but d'étudier la propagation «cristallographique» des fissures de fatigue en se basant sur les phénomènes physiques observés expérimentalement. On a vu en effet, dans le chapitre 3, que l'on pouvait rendre compte assez précisément les mécanismes de fissuration en se basant sur une description locale de l'interaction fissure/microstructure. Malheureusement, la lourdeur d'une telle analyse expérimentale ainsi que l'ignorance du comportement de la fissure sous la surface font qu'il est impossible de prédire le comportement complet d'une fissure en adoptant cette approche. La micro-tomographie permet d'obtenir des informations extrêmement intéressantes sur le caractère tridimensionnel des fissures courtes mais que cette technique est inadaptée à l'étude de fissures millimétriques et donc d'éprouvettes réelles de fatigue. La modélisation apparaît donc ici comme une alternative pour tester et valider les mécanismes de fatigue.

### 4.4.1 Présentation du modèle

#### but du modèle

L'idée du modèle est de pouvoir étudier l'influence de la microstructure rencontrée par le front de fissure en se basant sur les critères de propagation élaborés à partir des investigations expérimentales du chapitre 3. Lors de l'étape préliminaire à la conception du modèle, un certain nombre de buts ont été fixé ou évoqués comme importants :

- le modèle doit être capable de capturer le comportement tridimensionnel cristallographique des fissures courtes (tilt, twist) ;
- le modèle doit être quantitatif, en particulier, on doit être capable de reproduire les essais de fatigue expérimentaux à partir desquels les mécanismes ont été proposés (essais sur éprouvettes lisses, essais sur éprouvettes trouées) ;
- le modèle doit être exploitable d'un point de vue statistique, à la fois dans la prédiction relative aux essais expérimentaux, mais aussi sur des paramètres que l'on voudrait faire varier comme la taille de grain ou la texture moyenne du matériau en vue de proposer des pistes d'amélioration des alliages vis à vis de la résistance aux dommages.

#### organisation du code

Le modèle est codé en Java. Java est un langage de programmation récent mais déjà très populaire ; il possède de gros avantages comme la portabilité avec le

slogan «**Write once, use everywhere**» grâce à l'utilisation d'une machine virtuelle. Java est un langage orienté objet, c'est-à-dire qu'il ne manipule pas des fonctions et des procédures mais des objets qui vont s'échanger des informations. Le principal avantage est que l'on peut réaliser une programmation modulaire : tous les objets peuvent être mis au point séparément et sont réutilisables à l'infini. Java est aussi un langage organisé, robuste, sûr et performant, parfaitement adapté à notre application.

Le code est organisé de façon à réaliser les objectifs fixés au départ. Le modèle se décompose de façon fictive en 3 modules :

1. le module de microstructure, qui permet de générer la microstructure (grain+texture) de la section à rompre ;
2. le module de fissuration, où la fissure est placée dans la section et va se propager jusqu'à la rupture ;
3. le module statistique, qui permet de réaliser un nombre quelconque de calculs mettant en jeu les deux premières étapes.

Ceci est représenté de schématiquement sur le diagramme UML<sup>7</sup> des cas d'utilisation, figure 4.14. On peut assimiler ceci à la couche supérieure du programme qui n'est autre que l'interface graphique. Cette couche permet à l'utilisateur de manipuler les objets de façon transparente et attractive.

Sans trop entrer dans les détails, le coeur du programme se décompose en plusieurs classes, les objets étant les instances des classes qui vont interagir entre eux. En programmation orientée objet (POO), une classe se caractérise par ses attributs et ses méthodes. Les principales classes mises en jeu sont :

- la classe **Materiau**
- la classe **Section**
- la classe **Grain**
- la classe **JointGrain**
- la classe **NoeudGrain**
- la classe **Fissure**
- la classe **LoiPropagation**
- la classe **FrontFissure**

L'interaction entre les classes est représentée par le diagramme UML de classes sur la figure 4.15.

---

<sup>7</sup>pour Unified Modeling Language, qui est une façon universelle de présenter un code en POO.

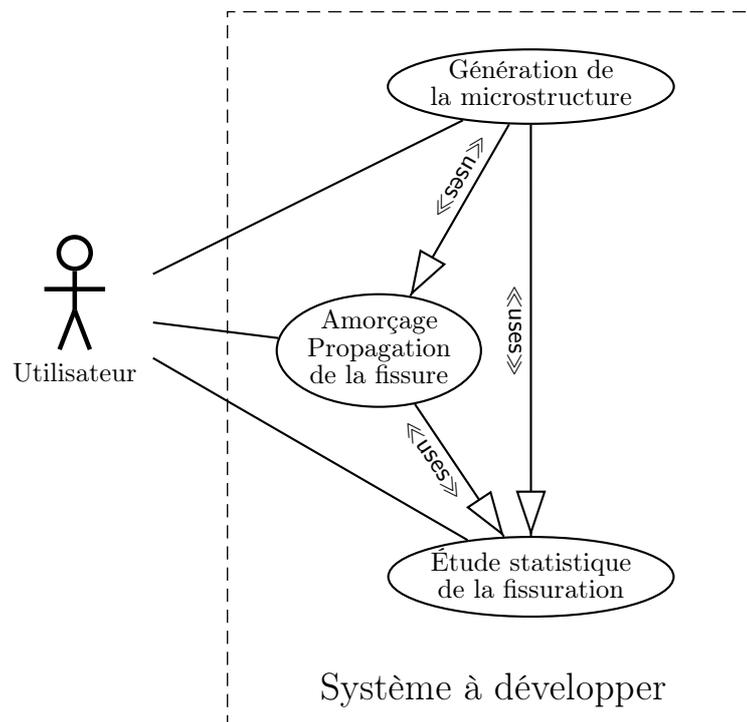


FIG. 4.14: Diagramme UML des cas d'utilisation du modèle de propagation cristallographique.

#### 4.4.2 Modélisation de la microstructure

##### principe

La première partie du modèle a pour but de générer la microstructure de la section à rompre. Il s'agit en fait de créer les différents objets `materiau`, `section`, `grain`, `jointGrain`, `noeud` et de les lier correctement entre eux (cf. diagramme 4.15). La plus grosse partie du travail est réalisée par l'appel d'un programme exécutable `microstructure.exe`. Ce programme a été écrit en langage C par Arnaud Fazekas [102] pour générer des structures cellulaires à l'origine. Il a été modifié pour l'adapter à notre application ; en particulier il a fallu introduire la notion de taille de grain, les dimensions de la section et l'anisotropie des grains. Le programme est appelé par le modèle avec un certain nombre de paramètres, principalement la taille de la section à générer ( $lx, ly$ ) et les tailles de grains dans les directions X et Y ( $mgsx, mgsy$ ), différentes dans le cas d'un matériau anisotrope. La création complète de la microstructure se fait alors en 4 étapes successives (voir fig. 4.16) ;

- la section est créée aux dimensions requises ;
- la position des centres des grains est déterminée en fonction de la taille de grain requise, du critère choisi (régulière, perturbée, aléatoire) et du motif des

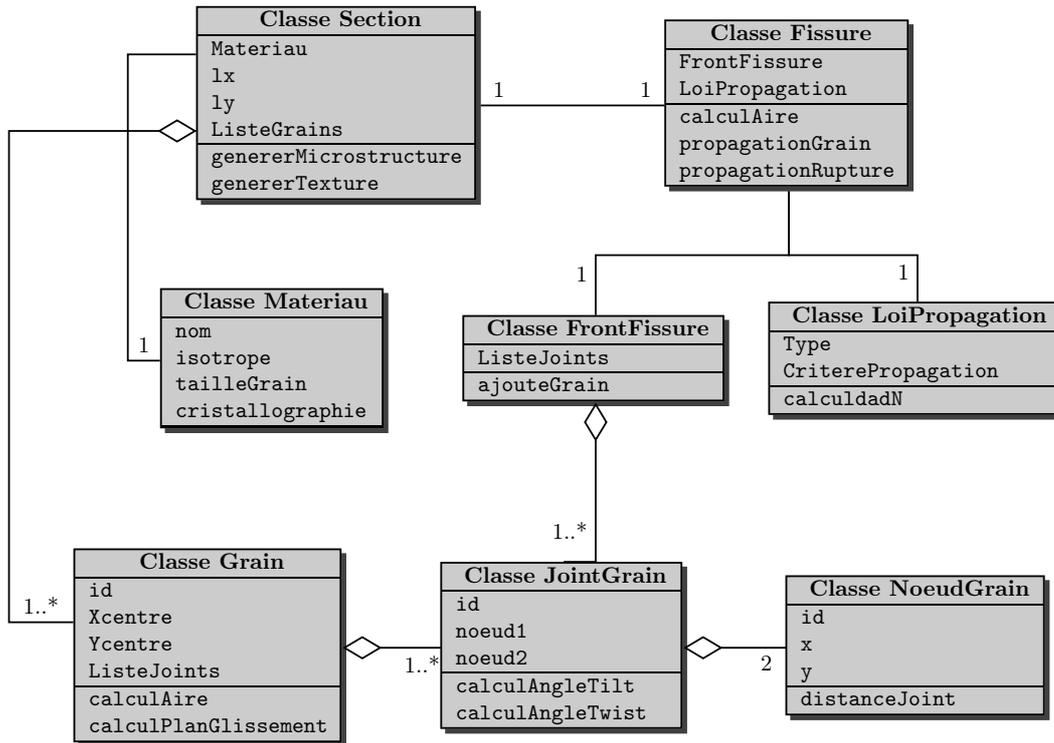


FIG. 4.15: Diagramme UML des principales classes composant le modèle de propagation cristallographique.

grains (rectangle, hexagone), cela se traduit par une disposition plus ou moins aléatoire des centres ;

- les joints de grains sont créés par tessellation de Voronoï et regroupés pour constituer les grains ;
- la structure géométrique de la microstructure est récupérée par le modèle, les différents objets sont créés et liés entre eux ;
- chaque grain se voit appliquer une texture selon le critère choisi par l'utilisateur.

Un certain nombre de paramètres permettent de contrôler la création de la microstructure et permettent de se rapprocher au maximum de la microstructure réelle pour être le plus représentatif possible ; ce sont principalement :

- le motif utilisé pour les grains (rectangle ou hexagone), ce paramètre perd toutefois de son importance dès que l'on perturbe la microstructure ;
- la taille de grain dans les directions X et Y qui contrôle le positionnement moyen des centres des grains ;
- le pourcentage de perturbation de la microstructure qui contrôle l'écart de positionnement des centres des grains par rapport à leur position non perturbée.

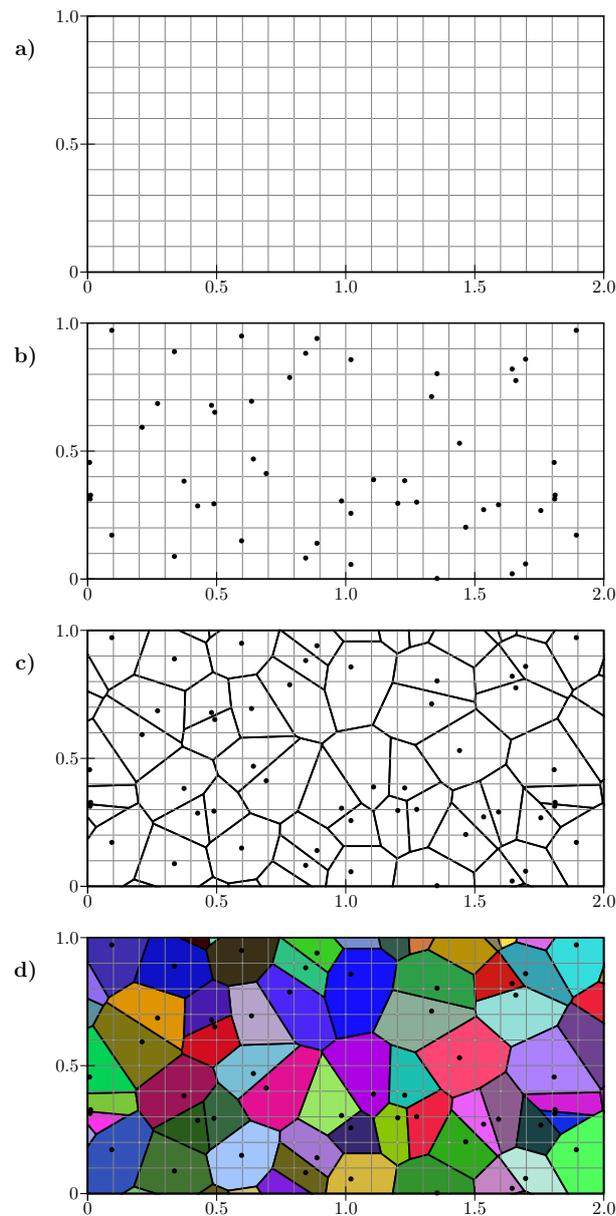


FIG. 4.16: Les quatre étapes successives pour la génération de la microstructure : a) création de la section aux dimensions requises, b) positionnement des centres des grains, c) création des grains par tessellation de Voronoï, d) application de la texture à chaque grain.

La figure 4.17 illustre l'influence de ces paramètres sur la génération de la microstructure au sein d'une section de  $1 \times 1 \text{ mm}^2$ .

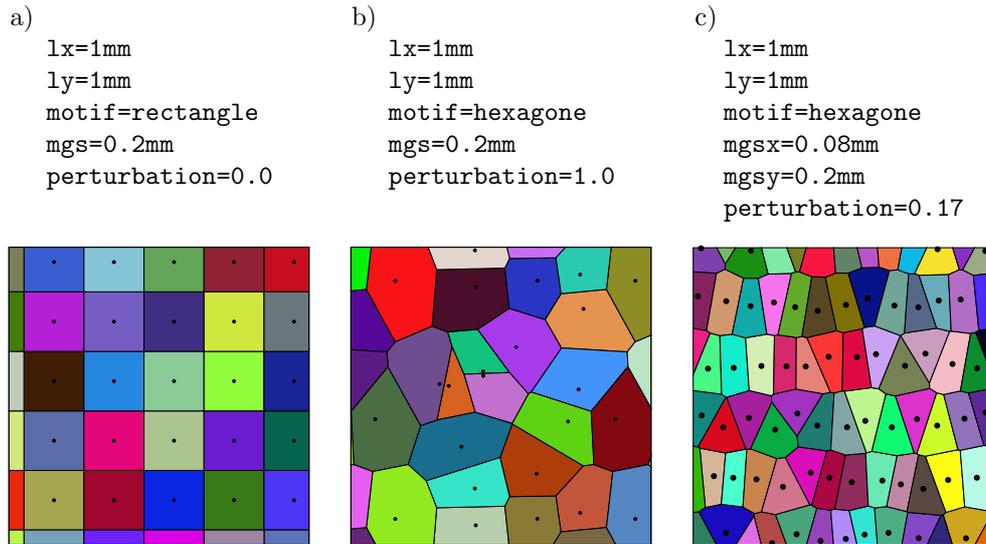


FIG. 4.17: Influence des paramètres sur la génération de la microstructure : a) microstructure isotrope régulière à motif rectangulaire, b) microstructure isotrope aléatoire à motif hexagonal, c) microstructure anisotrope perturbée à motif hexagonal.

### Application

Le modèle a été utilisé pour simuler 3 sections en particulier, correspondant aux trois types d'éprouvettes utilisées dans les essais expérimentaux : éprouvettes de tomographie ( $1 \times 1\text{mm}^2$ ), éprouvettes lisses ( $6 \times 4\text{mm}^2$ ) et éprouvettes trouées ( $10 \times 3\text{mm}^2$ ). Dans ce paragraphe, on s'intéresse aux paramètres contrôlant la morphologie des grains. En ce qui concerne l'orientation cristallographique, celle-ci est obtenue par un tirage aléatoire des 3 angles d'Euler (voir §. 4.4.4 pour une discussion plus complète).

La figure 4.18 montre une comparaison entre une section d'une éprouvette de tomographie et la microstructure correspondante simulée.

Les paramètres morphologiques des grains des microstructures réelles et simulées ont été mesurés par analyse d'image. Sans entrer dans les détails, il est possible de faire des mesures de granulométrie par une succession d'ouvertures en utilisant un élément structurant donné (disque dans notre cas). Cette opération donne accès à la fonction granulométrique des objets composant l'image. Le tableau 4.3 regroupe les paramètres morphologiques obtenus pour les microstructures réelles et simulées de la figure 4.18.

S'il est clair que les valeurs moyennes sont identiques, les écarts types sont très différents. Cela traduit le fait simple que la microstructure simulée est monomodale, et que malgré la perturbation du réseau, on retrouve une distribution centrée sur la valeur moyenne. En réalité, la distribution des grains est multimodale, ce qui explique cette différence. En revanche, on décrit assez bien

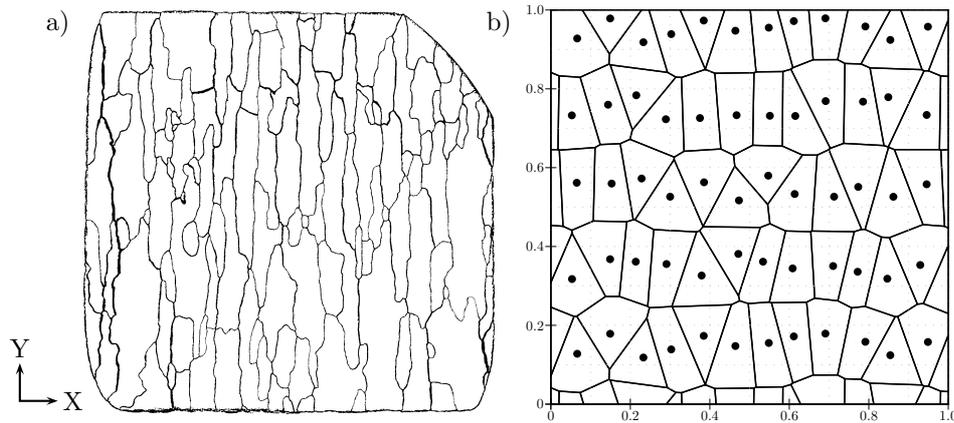


FIG. 4.18: Comparaison entre une section réelle et simulée; a) section d'éprouvette de tomographie mouillée au gallium, image seuillée et binarisée, b) section  $1 \times 1$  simulée par le modèle avec  $mgsx=80\mu m$ ,  $mgsy=160\mu m$ .

	Microstructure réelle		Microstructure numérique	
	taille grains	ecart type	taille grains	ecart type
X	80 $\mu m$	$\pm 80 \mu m$	80 $\mu m$	$\pm 20 \mu m$
Y	164 $\mu m$	$\pm 123 \mu m$	160 $\mu m$	$\pm 20 \mu m$

TAB. 4.3: Tailles de grains mesurés pour une microstructure réelle (section TS) et une section simulée avec  $mgsx=80 \mu m$ ,  $mgsy=160 \mu m$ .

les grains les plus gros, qui composent en fait la grande majorité de la section (du fait justement de leur plus grande taille). De plus, le chapitre précédent a montré que les grains de plus faible taille jouaient un rôle assez faible vis à vis de la propagation cristallographique et qu'ils ne répondent pas clairement, en général, au mécanisme de propagation décrit dans l'étude expérimentale. La simulation de la microstructure présentée ici, semble donc suffisante, en première approximation, pour l'application considérée puisqu'elle décrit correctement la distribution de taille des gros grains, ainsi que leur anisotropie. La figure 4.19 montre la microstructure simulée pour une géométrie d'éprouvette lisse utilisée pour les essais de fatigue. Les statistiques principales des grains de cette section, taille des grains dans les directions T et S ainsi que leur aire, sont présentés sur la figure 4.20.

En ce qui concerne la modélisation des éprouvettes trouées, une seule moitié de l'éprouvette est simulée du fait des conditions de symétrie. Il s'agit donc de générer une microstructure pour une section de  $10 \times 3 \text{ mm}^2$ . Dans le travail expérimental, cette géométrie d'éprouvette a été testée à la fois dans le sens L (propagation dans une section TS) et dans le sens T (propagation dans une section LS). On s'attend à une influence du sens de sollicitation sur la propagation des

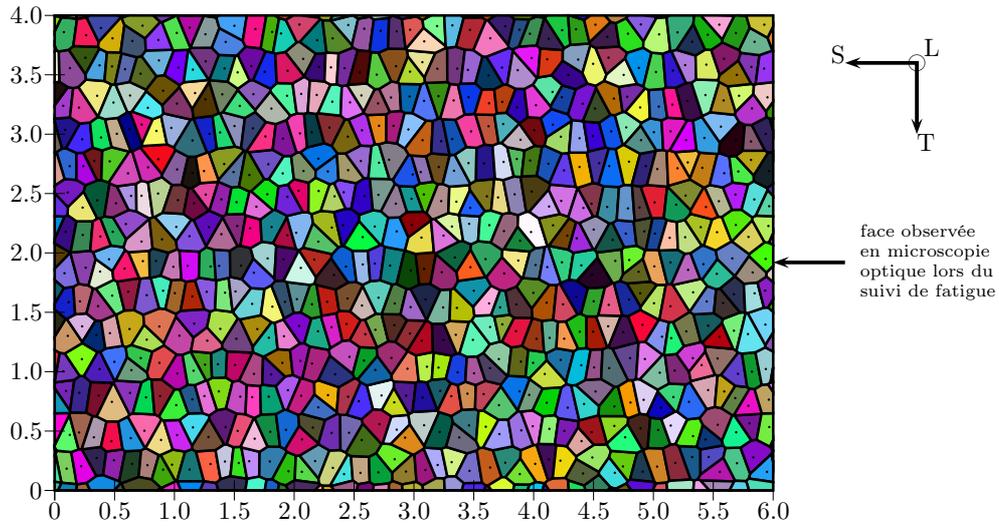


FIG. 4.19: Microstructure simulée pour une éprouvette de fatigue uniaxiale sollicitée dans le sens L, section  $6 \times 4 \text{ mm}^2$ ,  $\text{mgsx}=150 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\text{mgsy}=300 \text{ }\mu\text{m}$ , coefficient de perturbation=0,25.

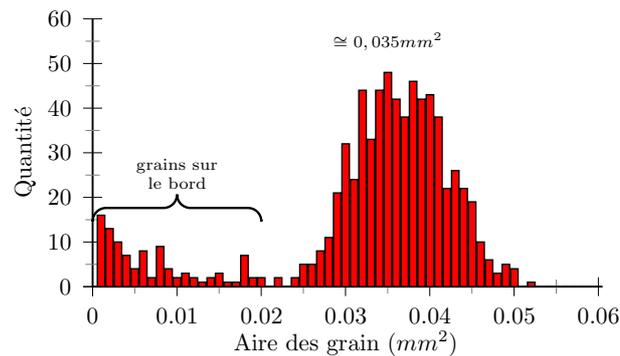
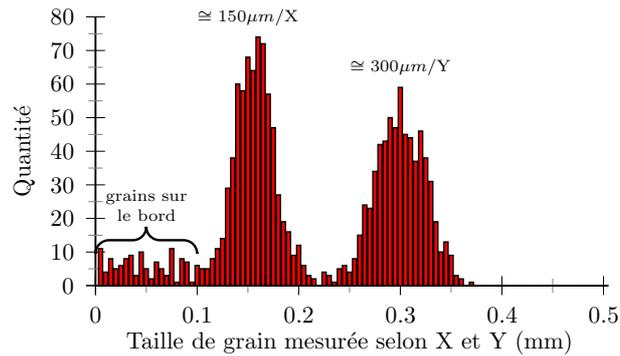


FIG. 4.20: Statistiques des grains d'une microstructure simulée, section  $6 \times 4 \text{ mm}^2$ ,  $\text{mgsx}=150 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\text{mgsy}=300 \text{ }\mu\text{m}$ , coefficient de perturbation=0,25.

fissures et les paramètres sont ajustées pour générer les microstructures adaptées au sens de sollicitation (voir fig. 4.21).

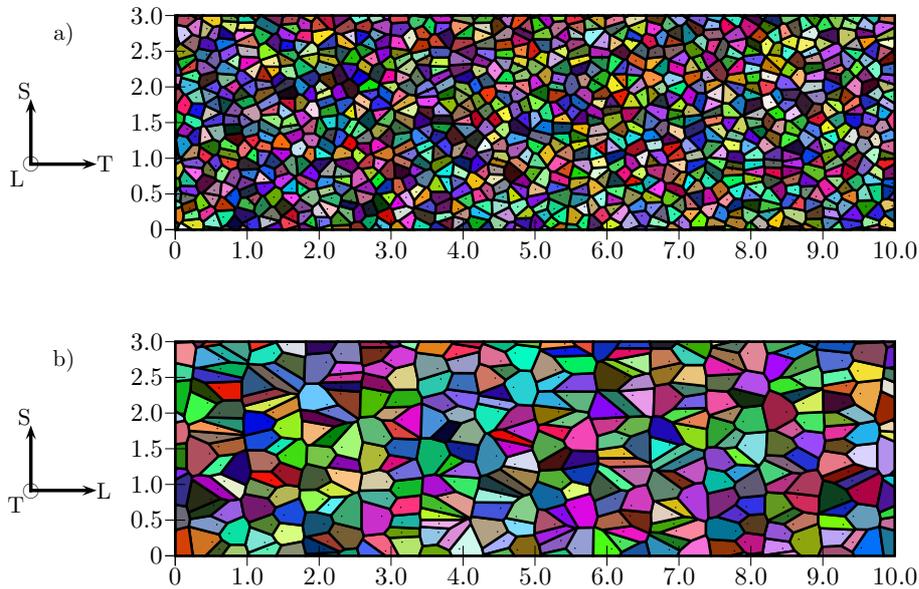


FIG. 4.21: Microstructures simulées pour une éprouvette trouée (sections de  $10 \times 3 \text{ mm}^2$ ) : a) section TS  $\text{mg}_{\text{sx}}=300 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\text{mg}_{\text{sy}}=150 \text{ }\mu\text{m}$  (chargement sens L), b) section LS  $\text{mg}_{\text{sx}}=800 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\text{mg}_{\text{sy}}=150 \text{ }\mu\text{m}$  (chargement sens T).

## Discussion

Certaines conclusions sur l'algorithme utilisé peuvent d'ores et déjà être tirées. La génération de la microstructure dépend complètement du positionnement des centres. Les paramètres pour contrôler la forme des grains jouent donc tous sur ce positionnement. L'avantage est la possibilité d'implémenter l'anisotropie très facilement. Par contre la perturbation de la position des centres influe énormément sur la forme des grains, *il est impossible d'obtenir par cette méthode une microstructure à la fois très perturbée et très anisotrope*. C'est un point limitant surtout dans le cas de grains très allongés comme dans l'alliage étudié au cours de ce travail.

Une possibilité pour améliorer ce point serait d'implémenter l'anisotropie par étirement de la microstructure préalablement calculée avec un matériau isotrope. Le facteur d'étirement ne serait autre que  $\text{mg}_{\text{sx}}/\text{mg}_{\text{sy}}$  dans la direction X ou l'inverse dans la direction Y. Cette méthode présente l'avantage de s'approcher de la réalité physique du phénomène de laminage responsable dans notre cas de l'étirement des grains.

Un autre point est à souligner : malgré le fait de pouvoir perturber la microstructure, la distribution de taille de grain est toujours centrée sur la valeur moyenne (elle suit en fait une loi normale si on exclu les grains du bord). En d'autres

termes, il est impossible d'obtenir par cet algorithme les petits grains observés sur une coupe de la microstructure réelle (cf. fig. 4.18a).

Pour remédier à cette limitation, plusieurs solutions existent mais ne sont pas simple à mettre en oeuvre. La première méthode consisterait à implémenter une génération multimodale des grains, il faut dans ce cas disposer des données expérimentales adéquates. La deuxième solution envisageable, plus proche de la réalité, serait de générer la microstructure en trois dimensions (avec par exemple `mgx`, `mys`, `mgsz` en paramètres) et à extraire une coupe de cette microstructure. En effet l'examen par micro-tomographie d'un bloc imprégné de gallium révèle que la plupart des petits grains observés dans une coupe de cet alliage sont en fait les extrémités de gros grains interceptées par le plan d'observation. La dernière méthode consisterait à implémenter la possibilité pour le modèle de travailler sur une microstructure réelle à partir d'une cartographie EBSD<sup>8</sup> ou d'une coupe issue d'un bloc de tomographie mouillé au gallium.

### 4.4.3 Calculs de propagation cristallographique : méthodes de calcul

Une fois la microstructure générée, l'étape suivante consiste à placer une fissure en son sein et à la faire propager. Le propos de cette partie est de décrire l'ensemble des paramètres et méthodes utilisés pour mener à bien cette étape. Les calculs de géométrie dans l'espace qui sont implémentés dans le modèle sont aussi présentés.

#### Amorçage des fissures

Le but principal du modèle étant d'évaluer la *propagation cristallographique* des fissures courtes, la phase d'amorçage est relativement basique<sup>9</sup>. Elle consiste à déterminer le point d'amorçage et éventuellement le nombre de cycles de fatigue correspondant à l'amorçage. Deux critères ont été implémentés dans le modèle :

- l'amorçage se produit dans le grain à la surface présentant la cristallographie la plus favorable par rapport à la direction de chargement (non utilisé) ;
- l'amorçage se produit au niveau d'un coin de la section. Le plan de fissuration dans le grain d'amorçage est alors déterminé par le facteur de Schmid.

Par souci de gain de temps et dans l'objectif de restreindre de nombre de paramètres du modèle, seul l'amorçage en coin avec un nombre de cycles à l'amorçage nul sera utilisé dans les calculs qui suivent. Cette approche permet de plus de ne

---

<sup>8</sup>cette solution apparaît comme à fois la plus pertinente et la moins compliquée à mettre en oeuvre

<sup>9</sup>cela correspond au fait expérimental selon lequel l'amorçage dans les éprouvettes avec défaut est en général très peu dispersé

quantifier que la contribution de la propagation cristallographique dans la durée de vie, ce qui est l'objectif principal de ce travail.

### Propagation des fissures

La fissure se propage le long des plans de glissement dans chaque grain. La détermination du plan pour le grain courant dépend du critère choisi :

**propagation rectiligne** : la cristallographie n'est pas utilisée, la fissure se propage dans le plan de la section.

**facteur de Schmid maximum** : le plan de fissuration est déterminé par le système de glissement le plus activé.

**angle de twist minimum** : le plan de la fissure est choisi comme celui minimisant l'angle de twist avec le plan du grain précédent.

**rapport entre l'angle de twist et le facteur de Schmid minimum** : avec ce critère, on cherche à minimiser l'angle de twist tout en gardant un facteur de Schmid élevé.

Une fois le plan de fissuration déterminé en fonction du critère choisi, la fissure ne se propage plus dans le plan moyen mais va suivre ce plan tant qu'elle se propage dans ce grain. Elle aura donc plus de chemin à parcourir pour atteindre les joints de grains suivants<sup>10</sup>. Pour effectuer les calculs nécessaires, les expressions suivantes nous seront nécessaires<sup>11</sup> :

- L'aire  $S_{\perp}$  d'un grain intercepté par un plan quelconque de l'espace (cf. §C.1).

$$S_{\perp} = S \cos(\theta) \quad (4.23)$$

- La distance de deux points A' et B' quelconques du plan de fissuration en fonction des coordonnées de leur projeté respectif A et B sur le plan de la section (cf. §C.2).

$$A'B'^2 = (x_B - x_A)^2 + (y_B - y_A)^2 + \frac{1}{l^2} \cdot (h(x_B - x_A) + k(y_B - y_A))^2 \quad (4.24)$$

<sup>10</sup>Notons que bien que l'orientation cristallographique 3D des plans soit prise en compte, on suppose que le plan de la section reste le plan moyen de propagation. Ceci évite d'avoir à gérer des problèmes de continuité de fissure et se base sur des observations faites en tomographie montrant que cette continuité est obtenue par rupture verticale des ligaments entre les plans et ne semble pas critique pour la propagation

<sup>11</sup>pour alléger la lecture de ce chapitre, le détail des calculs ainsi que l'ensemble des notations sont donnés en annexe C

- L'angle de twist  $\alpha$  entre deux plans  $Q(a,b,c)$  et  $Q'(a',b',c')$  (cf. §C.3).

$$\cos(\alpha) = \frac{cc' + \eta^2 bb' + \zeta^2 aa' - \eta\zeta(a'b + ab')}{[c^2 + \eta^2 b^2 + \zeta^2 a^2 - 2\eta\zeta ab]^{1/2} \cdot [c'^2 + \eta^2 b'^2 + \zeta^2 a'^2 - 2\eta\zeta a'b']^{1/2}} \quad (4.25)$$

- Le facteur de Schmid du grain considéré (cf. §C.4).

$$FS_j = \max_{i=1,3} \left[ (\vec{N}_j \cdot \vec{u}_z) \times (\vec{D}_i \cdot \vec{u}_z) \right] = N_j z \cdot D_i z \quad (4.26)$$

#### 4.4.4 Influence des différents paramètres du modèle

##### Critère de propagation

Avant d'aborder les simulations proprement dites, il est important de bien appréhender les différents critères utilisés dans le modèle. Le critère de propagation est constant durant une même simulation et permet de déterminer le plan de fissuration au passage d'un joint de grain. On a vu que quatre critères ont été testés dans ce travail, ils sont schématisés sur la figure 4.22.

Cette figure illustre un pas de calcul de la simulation. Dans chaque cas, le grain ① est fissuré, selon un plan supposé connu. Arrivé au joint de grain, on calcule le plan de fissuration dans le grain ② selon le critère de propagation actif grâce aux équations (4.25) et (4.26). Une fois cette étape réalisée, on peut calculer la distance réelle à parcourir pour traverser le grain dans le plan ②. Dans le modèle, la fissure se propage toujours perpendiculairement au joint par lequel elle pénètre dans le grain. On détermine alors la longueur de fissure à cette étape de calcul, ce qui permet d'estimer la vitesse de fissuration à partir de la loi  $da/dN = f(a)$ , que celle-ci soit expérimentale ou analytique. Rappelons que la vitesse de propagation est supposée constante dans un même grain. À partir de la géométrie du grain ② et connaissant son plan de fissuration et la vitesse de la fissure on calcule finalement le nombre de cycles  $\Delta N_{cycles}$  nécessaires à la fissure pour traverser ce grain.

Le choix du critère est crucial pour la simulation de la propagation cristallographique. Pour capturer la différence fondamentale introduite par chaque critère, un essai à rupture a été simulé pour chacun d'entre eux en utilisant la même microstructure (*i.e.* même section, même géométrie de grains, et même orientation des grains). Sur la figure 4.23, les angles de tilt et de twist ont été relevés au cours de la simulation et sont tracés séparément pour chaque critère.

Bien évidemment pour la propagation rectiligne, les angles sont nuls puisqu'on ne tient pas compte de la cristallographie. On observe par contre, des différences notables entre les trois autres critères. Lorsque le plan de fissuration est déterminé

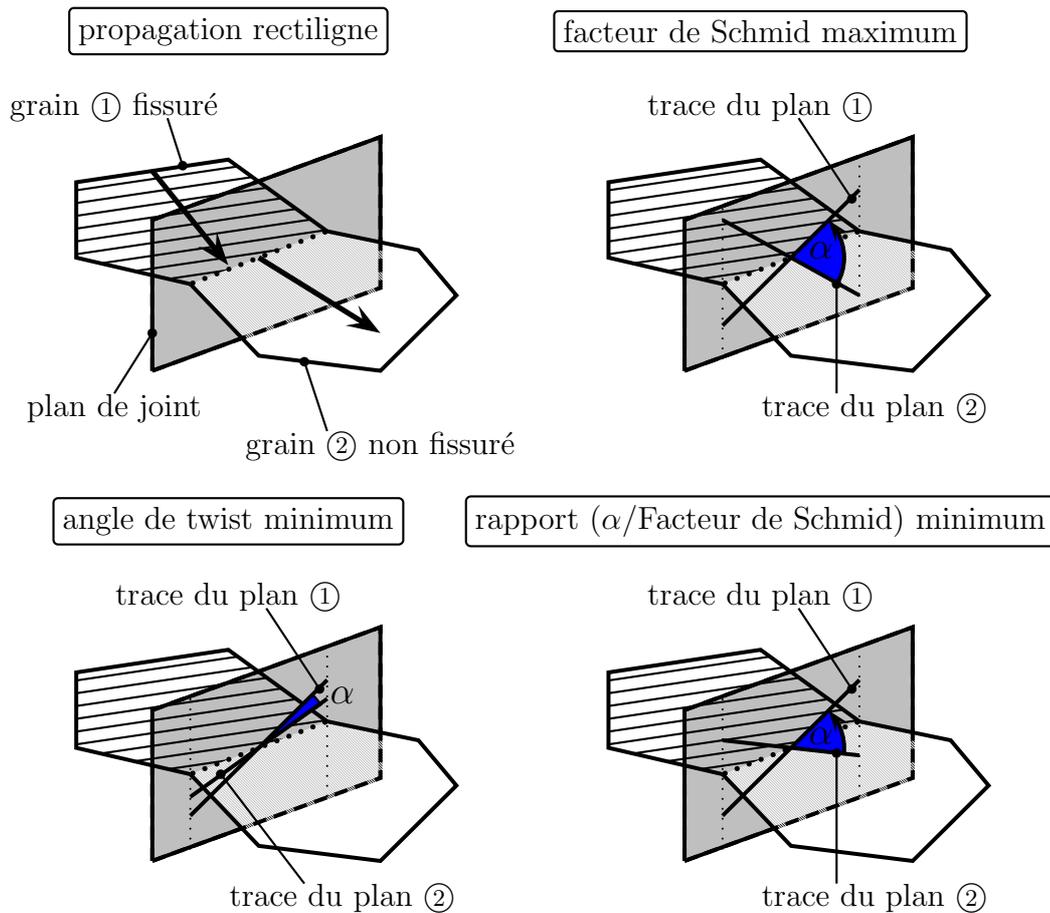


FIG. 4.22: Schéma des quatre critères de choix du plan de fissuration utilisés dans le modèle.

uniquement par le facteur de Schmid, cela conduit à des angles de twist entre les plans assez élevés en moyenne (ils sont en fait répartis entre  $0$  et  $90^\circ$ ), ce qui ne correspond pas bien à l'analyse expérimentale des mécanismes de propagation. Lorsque, par contre, le plan est déterminé par minimisation de  $\alpha$ , on obtient bien des angles de twist plus faibles, ce qui est plus conforme aux observations expérimentales. Pourtant, ce critère peut, dans certains cas, conduire la fissure à adopter un plan de fissuration avec un facteur de Schmid proche de zéro, ce qui est physiquement peu probable et a conduit à l'introduction du quatrième critère. Dans celui-ci, le rapport entre l'angle  $\alpha$  et le facteur de Schmid est calculé pour les 4 plans de glissement ; le plan de fissuration ② est alors déterminé comme celui minimisant ce rapport. Sur la figure 4.23, on voit que le calcul est modifié de façon intéressante : les angles de twist restent faibles en grande majorité et aucun plan de fissure ne présente un facteur de Schmid proche de zéro. Dans la suite des simulations, c'est ce critère qui sera utilisé puisqu'il semble bien décrire les mécanismes dégagés dans l'analyse expérimentale.

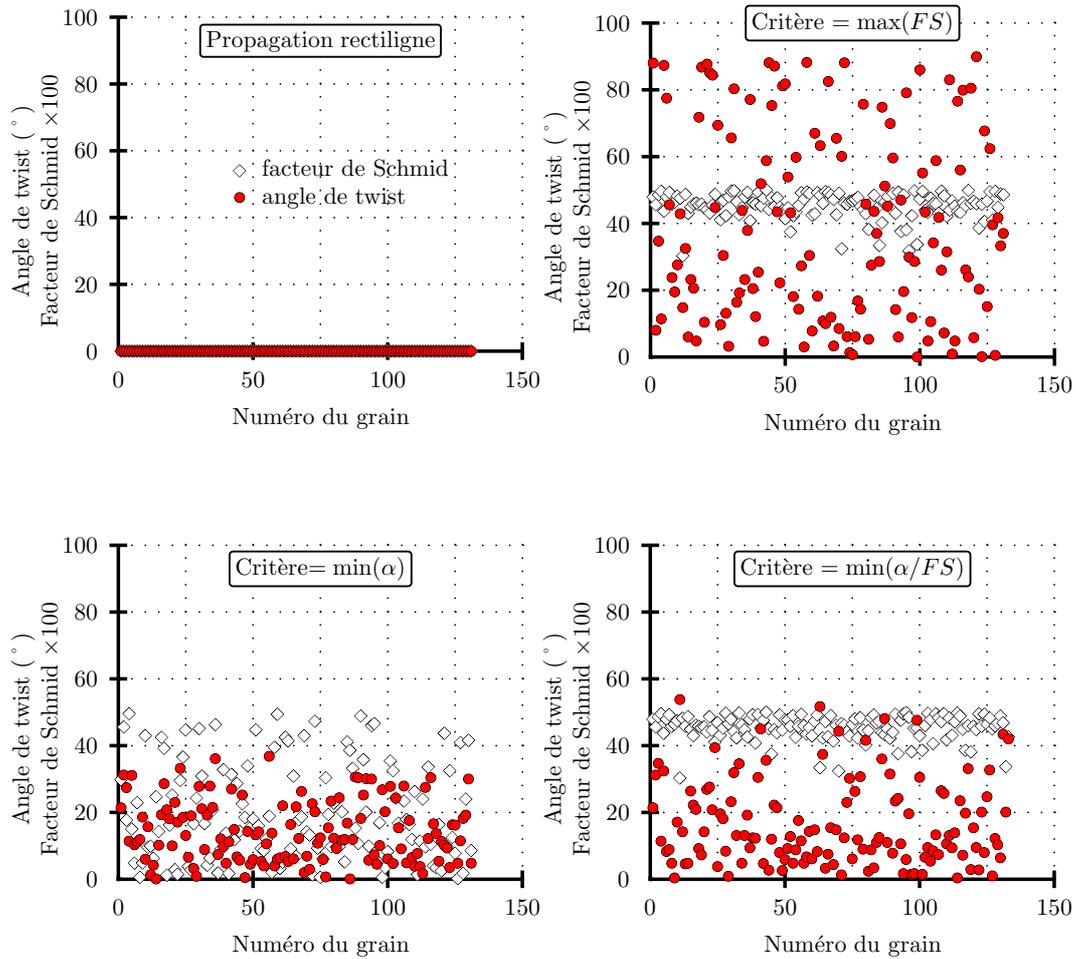


FIG. 4.23: Influence du critère de propagation : comparaison des angles de propagation relevés lors du calcul dans les différents grains traversés par la fissure; section  $6 \times 4 \text{ mm}^2$ ,  $\text{mgsx} = \text{mgsy} = 0,2 \text{ mm}$ , loi analytique ( $\sigma = 350 \text{ MPa}$ ,  $R = 0,1$ ).

Les variations observées sur le choix du plan de fissuration en fonction du critère de propagation se traduisent au final par une variation du nombre de cycles à rupture théorique. Le tableau 4.4 donne le nombre de cycles prédit pour les 4 calculs de la figure 4.23 ainsi que la moyenne calculée sur les angles de twist et les facteurs de Schmid dans toute la section (130 grains rompus).

Ces résultats correspondent à une seule microstructure et les valeurs sont donc à considérer avec précaution car un calcul identique sur une autre microstructure donnera des résultats différents. Malgré cette réserve, le tableau 4.4 contient un certain nombre d'informations intéressantes. Tout d'abord, on constate que la propagation rectiligne est bien plus rapide que la propagation cristallographique (la fissure à moins de chemin à parcourir), le critère de minimisation du twist allonge par contre largement la durée de vie (doublée par rapport à la propagation

critère	$N_r$ (cycles)	$\bar{\alpha}$ (°)	$FS$
propagation rectiligne	56000	0.0	0.0
$\max(FS)$	86000	39,0	0,453
$\min(\alpha)$	112000	14,2	0,198
$\min(\alpha/FS)$	89000	16,4	0,445

**TAB. 4.4:** Influence du critère de propagation utilisé sur les grandeurs principales liées à la propagation (données correspondant à la figure 4.23 *i.e.* un essai par critère).

rectiligne). Ceci peut s'expliquer facilement si on considère que la fissure a toute liberté pour choisir un plan de fissure très vertical du moment que l'angle de twist est faible (à la limite, un plan vertical donnera une durée de vie infinie). Le dernier critère apparaît comme le meilleur pour décrire les mécanismes de propagation : la valeur de  $\bar{\alpha}$  correspondante est proche de celle obtenue avec une simple minimisation du twist et la fissure se propage sur des plans activés par un facteur de Schmid important.

### Influence de la texture

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la texture sur la propagation. Dans toute la suite sauf mention du contraire, la texture est distribuée aléatoirement sur les grains composant la section (le matériau est largement recristallisé et on ne prend pas en compte les petits grains dans la simulation de la microstructure). Pour caractériser l'influence du tirage de la microstructure sur la propagation, on réalise plusieurs calculs identiques entre eux, en faisant uniquement varier l'orientation des grains (aléatoire) entre chaque calcul. Sur la figure 4.24, les résultats de trois calculs sont présentés par comparaison entre les fronts des fissures.

Une première remarque : les fronts sont calculés à *posteriori* par interpolation des nombres de cycles entre les différents joints de grains. Les petites irrégularités ( $<$  taille de grain) ne sont donc pas à prendre en compte, c'est la forme générale du front qui est l'information pertinente ici. Les accidents observés sur le front de taille supérieure ou égale à la taille de grain sont par contre bien réels et dénotent d'une orientation cristallographique défavorable, ralentissant la fissure. On constate que la forme du front ainsi que son évolution au cours de la propagation est très différente entre les 3 essais. Ces différences de formes sont d'ailleurs très proches de celles observées sur les faciès de rupture des éprouvettes lisses testées dans le sens L. Les résultats de ces trois calculs montrent que la forme du front de fissure semble donc fortement liée au tirage des orientations des grains (même pour un tirage aléatoire). Ce résultat est intéressant car il laisse à penser qu'une texture non aléatoire aura donc aussi un effet. Ce point peut être utilisé pour tester si une texture donnée est capable de ralentir les fissures,

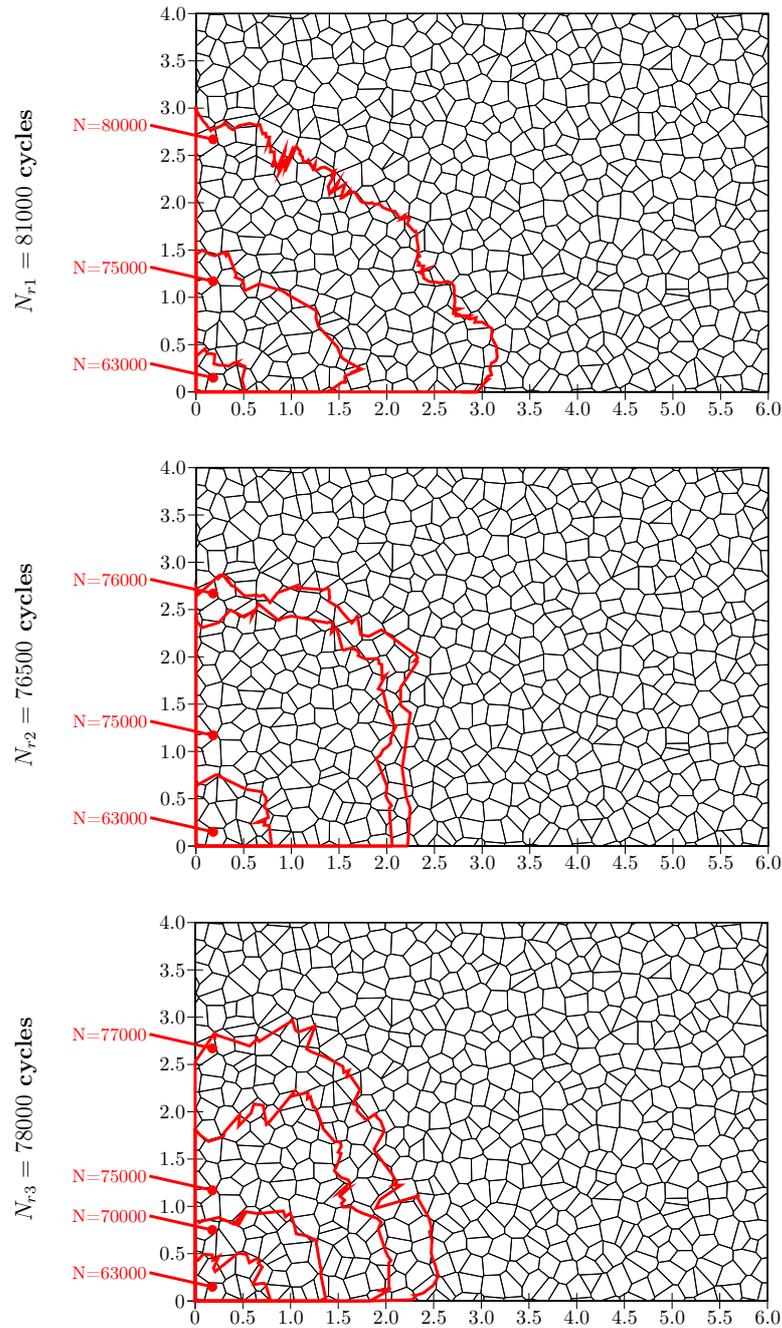


FIG. 4.24: Influence de la texture seule : 3 calculs avec des conditions identiques sauf l'orientation des grains qui est tirée aléatoirement dans chaque grain  $N_{r1} = 81000$  cycles,  $N_{r2} = 79000$  cycles,  $N_{r3} = 77500$  cycles, paramètres :  $mg_{sx} = 0,2\text{mm}$ , section  $6 \times 4\text{mm}^2$ , critère de propagation =  $\min(\alpha/FS)$ .

et sera (brièvement) abordé au par. 4.4.6.

### Loi de propagation

Le dernier paramètre pouvant influencer sur la propagation est la loi de propagation elle-même. Si on ne dispose pas d'une loi expérimentale  $da/dN = f(a)$ , le modèle prend en compte les paramètres  $\sigma_{max}$ ,  $R$ ,  $K_t$ ,  $C$ ,  $m$ ,  $\beta$  pour définir une loi analytique à partir de la loi de Paris et du calcul du facteur  $\Delta K$  en mode I avec la formule (3.18). Ce cas est limité puisqu'on a vu que les fissures courtes n'étaient pas régies par la loi de Paris, mais les coefficients  $\beta$ ,  $C$ ,  $m$  peuvent être les paramètres *apparents* obtenus pour un régime de fissures courtes.

Dans le cas plus intéressant où l'on possède des données expérimentales sur la propagation, on définit la loi expérimentale de propagation comme la courbe des vitesses maximales observées pour une longueur donnée (voir fig. 4.25). Notons que puisque le modèle ne fait pas de calcul de contrainte, il est nécessaire que ces données soient issues d'essais de même géométrie et chargement que le test à simuler.

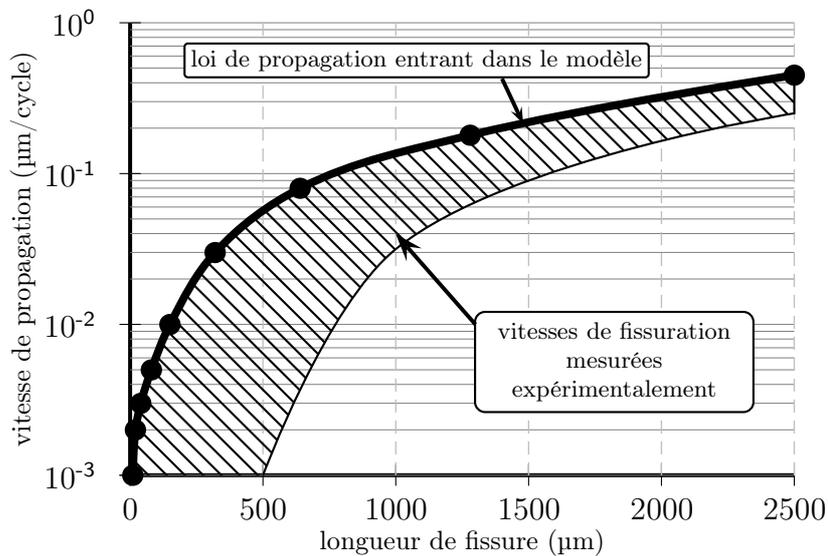


FIG. 4.25: Méthode de définition de la loi de propagation expérimentale entrant dans le modèle.

Il est important de préciser ici qu'il n'y a pas redondance entre donnée d'entrée et de sortie. En effet, le modèle vise à simuler l'impact de la propagation cristallographique et de l'interaction avec la microstructure sur la durée de vie (*i.e.* en fait les vitesses locales de propagation). Cet impact est justement mesuré entre l'écart obtenu par la simulation entre la loi d'entrée et la vitesse de fissuration prédite par le modèle. Le tableau 4.5 présente les deux lois de propagation utilisées respectivement pour la simulation des éprouvettes lisses à  $\sigma_{max} = 350$  MPa,  $R = 0,1$  et des éprouvettes trouées à  $\sigma_{max} = 200$  MPa,  $R = 0,1$ . Dans les deux cas, la surface critique de fissure à partir de laquelle on considère l'éprouvette rompue est prise égale à 0,4.

Section $6 \times 4 \text{ mm}^2$ , $\sigma_{max} = 350 \text{ MPa}$ , $R = 0,1$		Section $10 \times 3 \text{ mm}^2$ , $\sigma_{max} = 200 \text{ MPa}$ , $R = 0,1$	
a ( $\mu\text{m}$ )	da/dN ( $\mu\text{m}/\text{cycle}$ )	a ( $\mu\text{m}$ )	da/dN ( $\mu\text{m}/\text{cycle}$ )
10	0,001	5	0,0025
20	0,002	10	0,003
40	0,003	20	0,004
80	0,005	40	0,008
160	0,010	80	0,016
320	0,030	120	0,026
640	0,080	180	0,040
1280	0,180	270	0,065
2560	0,450	405	0,100
		608	0,150
		911	0,250
		1367	0,400
		2050	0,600
		3000	0,900

TAB. 4.5: Loi de propagation expérimentale pour simuler la rupture d'une éprouvette lisse à  $\sigma_{max} = 350 \text{ MPa}$  et  $R = 0,1$ .

#### 4.4.5 Résultats du modèle

Une fois les différents paramètres testés et ajustés, le modèle de propagation cristallographique a été utilisé pour simuler la rupture des deux types d'éprouvettes (lisses et trouées) utilisées dans le travail expérimental (voir chapitre 3).

##### Modélisation de la rupture des éprouvettes lisses

Les conditions de modélisation sont choisies identiques aux conditions d'essais : la contrainte est appliquée dans le sens L avec  $R=0,1$  et la microstructure utilisée est donc du même type que celle présentée en fig. 4.19 mais tirée aléatoirement à chaque calcul pour que celui-ci représente une éprouvette différente. Rappelons que pour ne pas compliquer l'analyse, l'amorçage est limité à un amorçage en coin avec un nombre de cycles à l'amorçage  $N_i$  égal à zéro, sur le plan de glissement le plus activé du grain. Pour tous les calculs, le même critère de propagation est utilisé : minimisation du rapport entre l'angle de twist et le facteur de Schmid car ce critère est le plus réaliste parmi ceux testés et reste très proche des mécanismes observés expérimentalement. En l'absence de données expérimentales quantitatives sur la propagation, la loi analytique est utilisée ( $C=0,0002 \mu\text{m}/\text{cycle}$  et  $m=2,62$ ). La figure 4.26 regroupe l'ensemble des résultats de simulation réalisés dans ces conditions. Plusieurs niveaux de chargement ont été testés, avec une dizaine d'essais numériques à chaque fois.

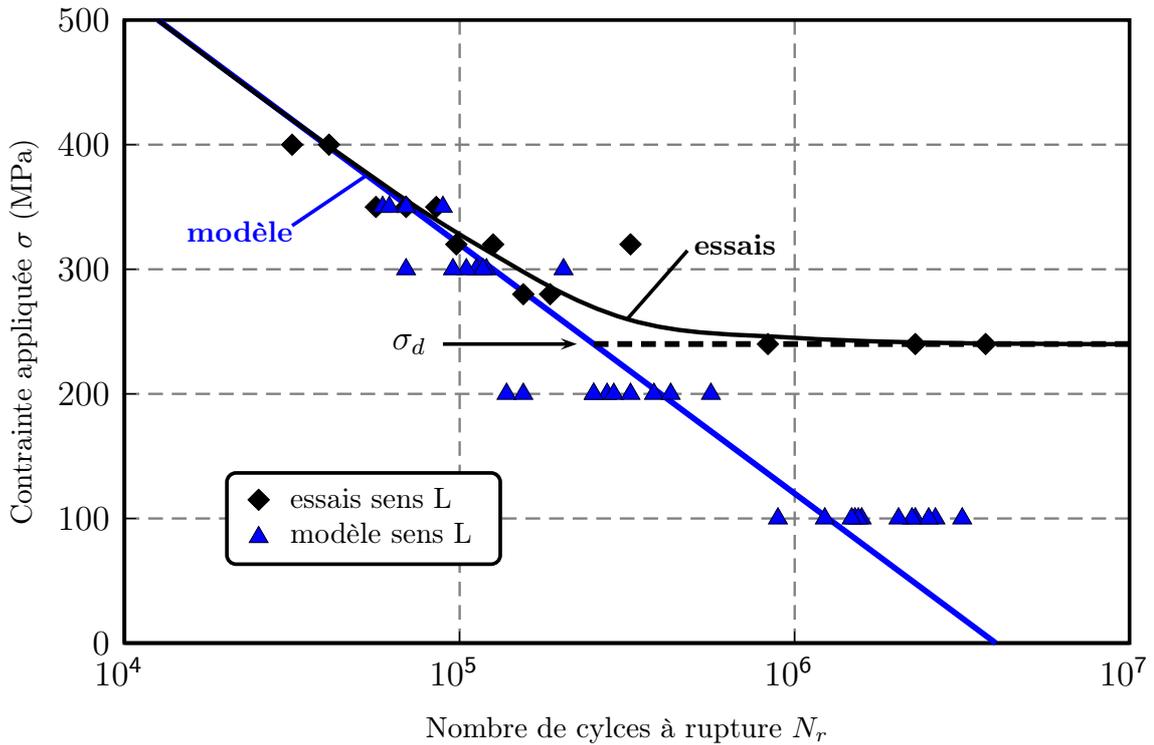


FIG. 4.26: Modélisation de la rupture d'éprouvettes lisses : Courbe de whöler expérimentale et prédite par le modèle ; simulation avec  $\sigma \parallel L$ , amorçage en coin, critère de propagation =  $\min(\alpha/FS)$ .

L'analyse de la figure 4.26 fait clairement apparaître deux domaines. Le premier défini par  $\sigma_{max} > \sigma_d$  montre une très bonne corrélation entre les nombres de cycles à rupture prédits par le modèle et observés expérimentalement. Dans ce domaine, le nombre moyen de cycles à rupture apparaît très bien corrélé à une loi logarithmique décroissante :

$$\sigma_{max} = -A \cdot \log(\bar{N}_r) + B \quad (4.27)$$

Pour  $\sigma_{max} < \sigma_d$  il n'y a pas de rupture expérimentale en deçà de  $10^6$  cycles ; par contre le modèle prédit la nupture des éprouvettes toujours selon la même loi  $\bar{N}_r = 10^{\frac{\sigma_{max} - B}{A}}$ .

Ce résultat n'est pas étonnant puisque dès que  $\sigma_{max}$  est proche de  $N_r$ , les mécanismes d'amorçage ainsi que de blocage/déblocage sur la première barrière microstructurale deviennent prépondérants dans la durée de vie de l'éprouvette. Le modèle ne prend pas en compte ces effets et prédit seulement la durée de vie en propagation. Ce point pourrait être amélioré pourvu que l'on sache évaluer le rapport  $N_i/N_r$ , il suffirait alors d'ajouter le nombre de cycles d'amorçage de la fissure à  $N_r$ . Cependant, ce n'est pas cette partie de la courbe qui nous intéresse le plus. En effet, les mécanismes de propagation ont été identifiés pour des condi-

tions de chargement oligocycliques et il est probable qu'ils soient notablement différents lorsque l'on s'approche de la limite de fatigue. Etendre les prédictions pour  $\sigma_{max} \cong \sigma_d$  apparaît donc un peu hasardeux. En revanche, lorsque l'on se trouve dans le premier domaine de chargement, le modèle réalise une prédiction très proche des résultats expérimentaux.

De plus, avec un certain nombre de simulations à un même niveau de charge ( $\geq 10$ ), on peut prédire la dispersion due à la propagation cristallographique des fissures. Malheureusement, le nombre d'essais expérimentaux est trop faible pour comparer des valeurs statistiques de dispersion avec la modélisation. On peut malgré tout calculer cette dispersion pour 3 essais simulés avec le modèle et comparer l'ordre de grandeur avec les dispersions expérimentales ; sur la figure 4.27), on a tracé l'écart type de  $N_r$  divisé par la valeur moyenne pour 3 essais simulés par niveau de contrainte et pour les points expérimentaux (3 essais par niveau de charge également).

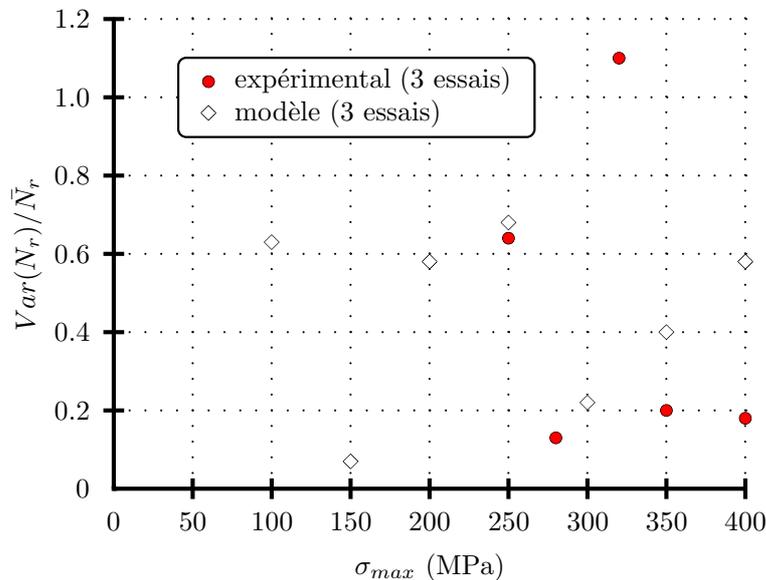


FIG. 4.27: Comparaison des écarts types réduits obtenus expérimentalement et prédits par le modèle pour 3 essais par niveau de charge.

Pour seulement 3 essais, le rapport  $Var(N_r)/\bar{N}_r$  ne montre pas de tendance particulière mais on constate que l'ordre de grandeur entre expérience et prédiction par le modèle est bien respecté.

Pour le niveau de charge  $\sigma_{max} = 350$  MPa, on dispose d'informations quantitatives sur la propagation des fissures courtes grâce au suivi optique réalisé (cf. §3.3.1). Pour cette condition, la simulation peut être conduite avec la loi de propagation expérimentale en entrée du modèle (cf. tableau 4.5). L'idée est de vérifier l'hypothèse selon laquelle les mécanismes de propagation cristallographiques peuvent ou non rendre compte des variations observées sur la vitesse de

propagation.

Pour comparer les vitesses mesurées expérimentalement et prédites par la simulation, il convient d'extraire ces données à la surface de l'éprouvette après le calcul. Sur la figure 4.28 sont superposées les résultats du suivi optique et de la vitesse obtenue par le modèle le long de la surface de l'éprouvette (il s'agit dans ce cas de la vitesse projetée sur la section de rupture).

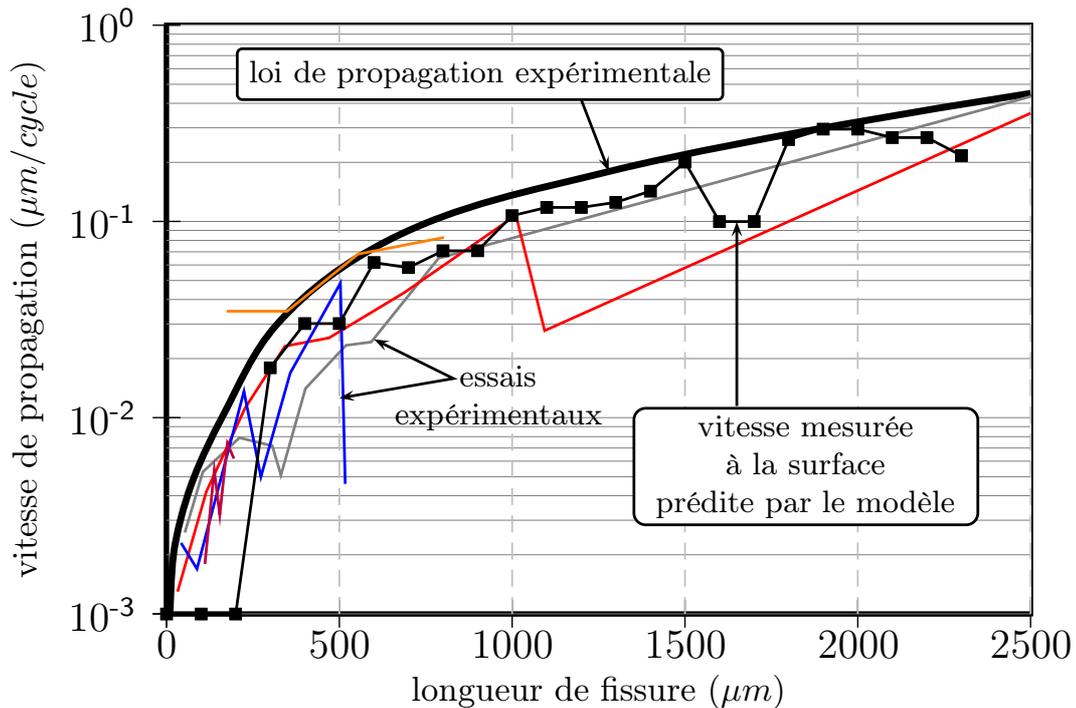


FIG. 4.28: Comparaison entre les vitesses de propagation de fissures mesurées à la surface par microscopie optique et celles prédites par le modèle cristallographique à partir de la loi expérimentale (critère =  $\min(\alpha/FS)$ ).

Sur cette figure, la vitesse de fissuration simulée est en très bon accord avec les points expérimentaux. Ce résultat découle évidemment de la loi expérimentale comme donnée d'entrée. Le résultat important ici concerne plutôt les variations de cette vitesse qui montre des décélérations plus ou moins importantes selon la géométrie et la cristallographie du grain rencontré. Il est clair que les variations simulées par l'interaction avec la microstructure sont en très bon accord avec celles observées expérimentalement. Pour les conditions expérimentales testées ( $\sigma_{max} = 350$  MPa), il semble donc que les mécanismes de propagation cristallographiques puissent rendre compte de la dispersion d'un essai de fatigue.

En conclusion, on peut dire que l'objectif initial de simuler la rupture d'éprouvettes lisses à été atteint pour ce qui est des conditions de fatigue oligocycliques. La modélisation des mécanismes de propagation des fissures courtes a été implé-

mentée dans le modèle et sont à même de décrire la dispersion expérimentale des essais de fatigue dans ces conditions. Ceci confirme l'importance de bien appréhender ces mécanismes pour les prendre en compte dans une approche orientée tolérance aux dommages.

#### Modélisation de la rupture des éprouvettes trouées

La seconde géométrie utilisée dans la simulation est celle des éprouvettes trouées. On simule une demi-éprouvette de section  $10 \times 3 \text{ mm}^2$ . La loi de propagation adoptée est une loi expérimentale obtenue à partir des suivis de propagation par microscopie optique (voir tableau 4.5), le critère de propagation est la minimisation du rapport  $\alpha/FS$ . Les deux sens de sollicitation ( $\sigma \parallel L$  et  $\sigma \parallel T$ ) sont simulés via les microstructures présentées précédemment (voir fig. 4.21). La figure 4.29 présente le résultat d'un essai simulé avec ces paramètres.

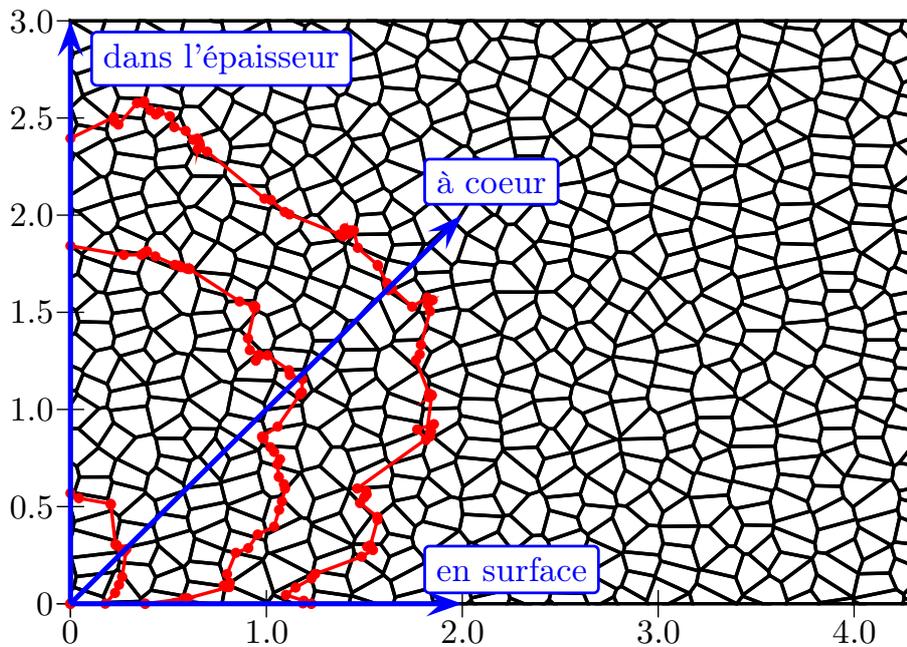


FIG. 4.29: Simulation de la rupture d'une éprouvette trouée sollicitée dans le sens L, visualisation du front à différents nombres de cycles et définition des chemins d'extraction des données.

On note sur cette figure, l'anisotropie géométrique du front de fissure : dans ce cas, la fissure s'est développée plus vite dans l'épaisseur de la section qu'à la surface. Ce résultat n'est pas général, avec d'autres tirages de la microstructure et de l'orientation des grains, on peut observer l'inverse. On observe également une grande influence des premiers grains traversés par la fissure. Si celle-ci se heurte à un grain mal orienté en surface par exemple, elle aura tendance à se

développer plus vite à coeur. Dans ce cas, puisque la vitesse locale de fissuration dépend de la longueur de fissure calculée au joint de grain, la vitesse va augmenter plus vite à coeur qu'en surface. C'est ce phénomène qui en s'auto-amplifiant va engendrer l'anisotropie géométrique du front de fissure. Il n'y a pas réellement, dans le modèle, d'effet de *tension de ligne* pouvant compenser l'anisotropie du front. On note toutefois (non visible sur la figure), que si la fissure est très en retard du fait d'un grain mal orienté, elle peut être débloquée lorsque ce grain sera fissuré par un autre de ses voisins.

Une fois la simulation effectuée, les données de propagations peuvent être extraites le long de chemins judicieusement choisis. La figure 4.30 montre les courbes d'évolution de la longueur de fissure avec le nombre de cycle pour les trois chemins définis sur la fig. 4.29, respectivement en surface, à coeur et le long de l'épaisseur.

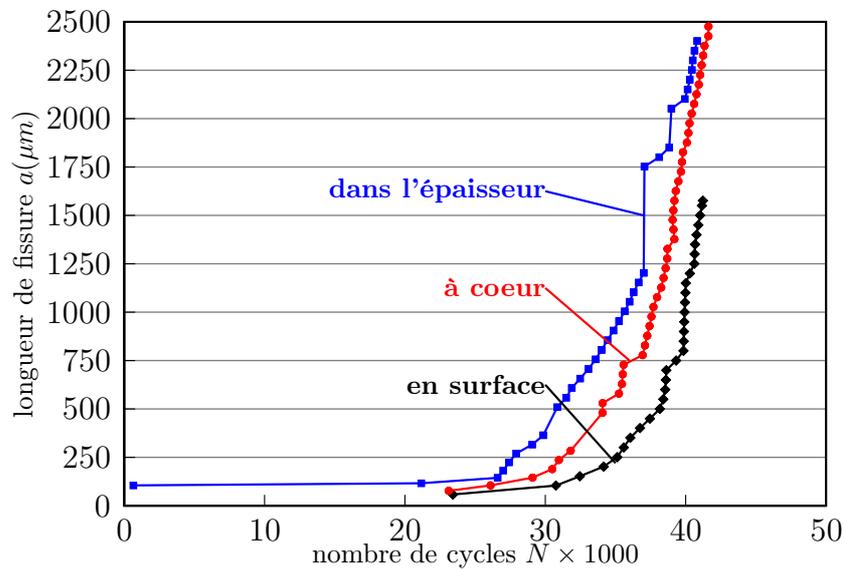


FIG. 4.30: Courbes de propagation  $a(n)$  extraites de la simulation de la rupture d'une éprouvette trouée, à la surface, à coeur et dans l'épaisseur de l'éprouvette.

On retrouve qualitativement que pour la microstructure choisie, la fissure se propage moins vite en surface ainsi qu'un comportement similaire aux courbes de propagations tracées pour les fissures propageantes au cours des essais suivis par microscopie optique (cf. fig. 3.37). De la même façon, l'évolution de la vitesse de propagation le long des mêmes trajets à été tracée sur la figure 4.31. Il s'agit ici de la vitesse résolue dans le plan de la section, elle est donc toujours inférieure à la vitesse déterminée par la loi de propagation et dépend de l'orientation du plan de la fissure dans le grain concerné. On retrouve une évolution par paliers, qui correspondent aux différents grains (la vitesse est constante dans un même grain), mais aussi d'importantes variations d'un grain à un autre.

Sur la figure 4.32 sont superposés les résultats expérimentaux et ceux issus de la

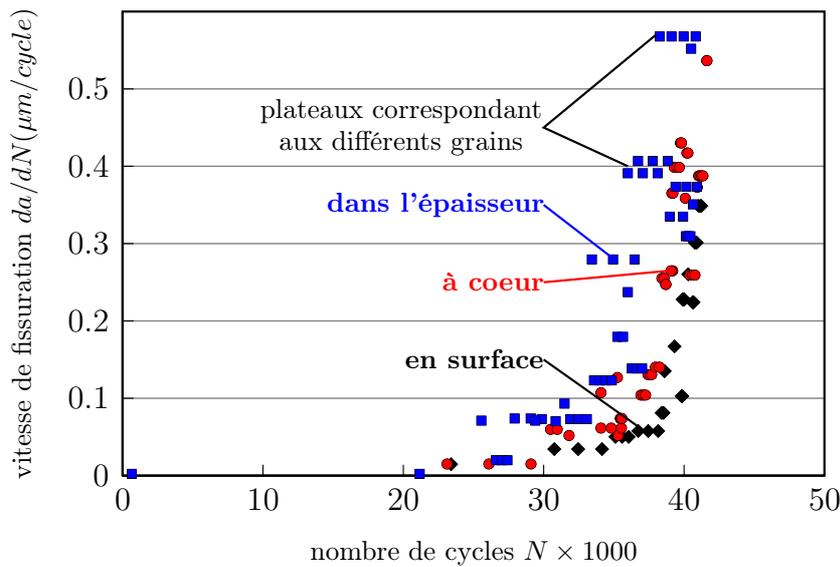


FIG. 4.31: Vitesses de fissuration  $da/dN(a)$  extraites de la simulation de la rupture d'une éprouvette trouée, à la surface, à coeur et dans l'épaisseur de l'éprouvette.

simulation en termes de dispersion de la vitesse de propagation.

Comme pour les éprouvettes lisses, la loi de propagation expérimentale choisie assure l'accord général des vitesses de propagation. Par contre, il apparaît que la dispersion des points expérimentaux est très bien représentée par les variations de la vitesse de fissuration prédites par le modèle. Ce résultat confirme les hypothèses émises lors de l'analyse expérimentale de la propagation de fissures courtes en bord de trou. Notons que des résultats similaires sont obtenus pour les éprouvettes sollicitées dans le sens L.

Au niveau des conditions de rupture, on ne dispose que de trois essais dans chaque direction de chargement, ce qui est trop faible pour comparer des données statistiques. En revanche, on peut tester l'hypothèse selon laquelle la dispersion est plus faible pour les essais pratiqués dans le sens L que pour ceux réalisés dans le sens T.

Pour cela, une dizaine de simulations ont été réalisées dans chaque sens et leur dispersion a été comparée (fig. 4.33).

La figure 4.33 fait apparaître une bonne corrélation entre les nombres de cycles à rupture expérimentaux et simulés. De plus, une dispersion supérieure dans le cas où l'on sollicite l'éprouvette dans le sens T par rapport au sens L est effectivement bien prédite par le modèle. Ce résultat reste à compléter par un plus grand nombre de simulations pour évaluer quantitativement la différence de dispersion entre les deux sens de sollicitation, ce qui n'a pas pu être fait dans le cadre de ce travail, faute de temps.

Du point de vue de la simulation, l'explication réside dans le fait que pour

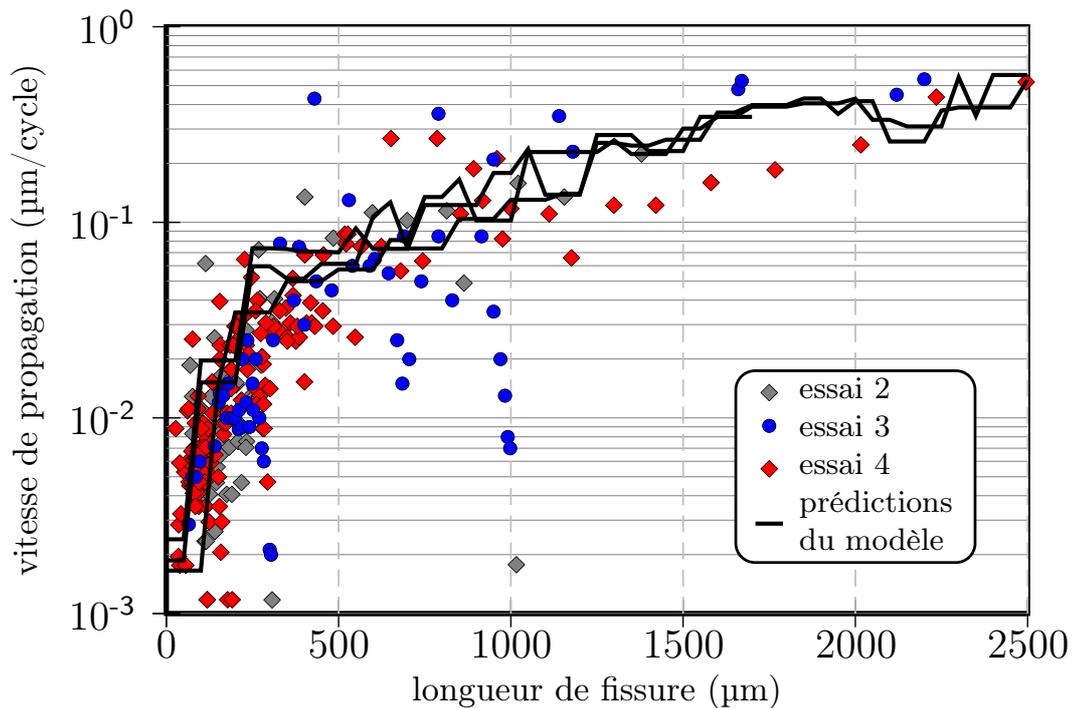


FIG. 4.32: Comparaison de la dispersion des vitesses de fissurations expérimentales avec les variations de la vitesse de fissure simulée, due à l'interaction avec la microstructure.

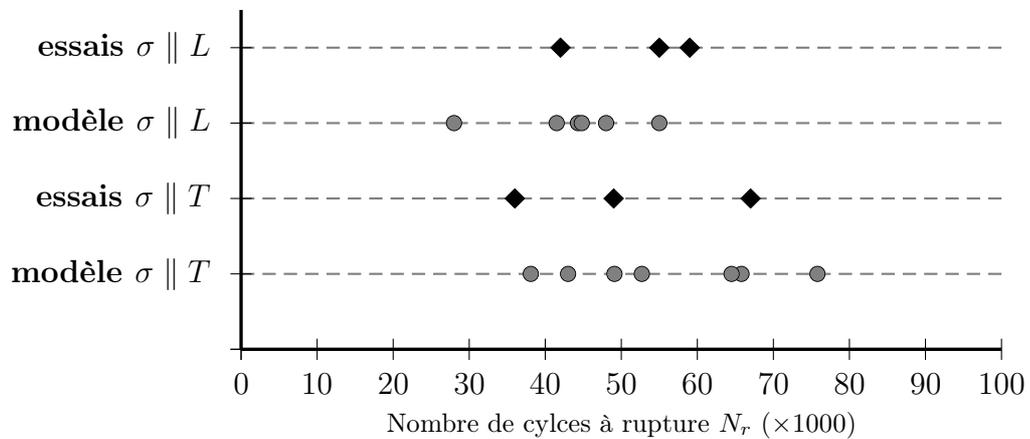


FIG. 4.33: Comparaison des nombres de cycles à rupture observés expérimentalement et prédits par le modèle pour des éprouvettes trouées,  $\sigma_{max} = 200$  MPa,  $R = 0,1$ .

des grains plus gros, l'effet cristallographique est accru. En effet, il y a moins de grains rencontrés par le front de fissure ce qui accroît du même coup la probabilité de trouver beaucoup de grains bien (ou mal) orientés. Par contre la loi de propagation étant la même, on doit théoriquement trouver les mêmes

bornes inférieures et supérieures en termes de nombre de cycles à rupture. A ceci près que pour les sections TS ( $\sigma \parallel L$ ), le grain où est localisé l'amorçage est statistiquement plus petit que pour les sections LS ( $\sigma \parallel T$ ). Il en résulte que le premier grain sera traversé plus tôt, ce qui peut accélérer un peu la fissure puisque la vitesse (constante dans un grain) est estimée avec la longueur de fissure calculée au joint. Cet effet est probablement responsable du décalage entre les valeurs moyennes pour les deux sens :  $\sigma \parallel L: \bar{N}_r = 45000$  cycles et  $\sigma \parallel T: \bar{N}_r = 55000$  cycles. Pour s'en convaincre, notons simplement que la différence de taille statistique du premier grain entre les deux directions est environ  $\Delta a = 250 \mu\text{m}$ . On calcule simplement :

$$\begin{aligned} \Delta N &= \Delta a \times 1 / \left( \frac{da}{dN} \right)_{ini} & (4.28) \\ &= \frac{250}{0,003} \\ &\simeq 8300 \text{ cycles} \end{aligned}$$

valeur qui est tout a fait proche de l'écart observé entre les deux durées de vie moyennes. Cette observation montre la limite pour des microstructures avec des tailles de grains importantes de l'hypothèse d'une vitesse de fissure constante dans un même grain.

#### 4.4.6 Application du modèle

Le modèle peut être utilisé par ailleurs pour tester l'influence de divers paramètres sur le comportement en propagation des fissures courtes. On peut citer le critère de propagation, la taille moyenne des grains ou encore la texture moyenne de la microstructure.

Dans cette partie, l'influence de textures modèles sur la propagation est abordée. Les simulations sont basées sur une microstructure isotrope, de section  $3 \times 2 \text{mm}^2$  avec une taille de grains moyenne égale à 0,2 mm, le critère de propagation est  $\min(\alpha/FS)$  et l'amorçage est fixé au point (0,0) de la section.

La microstructure reste ici identique entre les différentes simulations. Plusieurs textures lui sont appliquée pour en tester les effets sur la propagation des fissures. Les différentes simulations sont résumées dans le tableau 4.6 :

Les textures modèles (*Cubic*, *Brass*) ont été appliquées avec des angles d'Euler constants sur l'ensemble des grains. Malgré la simplicité de cette approche, on peut remarquer plusieurs points intéressants. Par rapport à une texture aléatoire, on se trouve dans les mêmes ordres de grandeur de nombre de cycles à rupture pour la texture *Cubic* mais pour la texture *Brass*, la fissure est sensiblement

Texture	$\phi_1$	$\Phi$	$\phi_2$	$SF$	$\bar{\alpha}$	$N_r$
Cubic	0	0	0	0,408	4°	116 000
Brass	0	$\Pi/4$	0	0,408	8°	136 000
Aléatoire	?	?	?	0.450	15°	90 000-120 000
Prop. rectiligne	-	-	-	-	0°	50 000

**TAB. 4.6:** Paramètres définissant les simulations pour tester les effets de texture, la simulation sans prendre en compte la cristallographie est ajoutée pour comparaison.

retardée. Il y a là un effet combiné entre le facteur de Schmid et l'angle de twist. En effet les deux textures modèles sont équivalentes du point de vue du facteur de Schmid (une simple rotation de  $\pi/4$  les différencie). Par contre l'angle de twist relevé pour la texture *Brass* est plus important, ce qui retarde notablement la fissure. Avec la texture aléatoire, la fissure va généralement plus vite malgré un angle de twist moyen plus élevé (cf. facteur de Schmid plus élevé) sauf si le tirage des orientations se trouve particulièrement défavorable. On peut donc prévoir que certaines textures seront capables de ralentir notablement les fissures par rapport à une orientation strictement aléatoire des grains.

Ces quelques exemples montrent qu'il est possible d'utiliser ce type de modèle pour faire varier des paramètres du matériau de manière comparative pour en étudier les effets sur la propagation cristallographique. Concernant l'effet de texture, il faudrait une étude bien plus complète que les quelques cas présentés ici pour en appréhender les tenants et aboutissants. On peut néanmoins prévoir avec certitude qu'une optimisation est possible pour trouver une texture qui ralentira au maximum les fissures.

#### 4.4.7 Conclusion sur la modélisation de la propagation cristallographique

Dans cette seconde partie du chapitre dédiée à la modélisation, un modèle de propagation cristallographique des fissures courtes a été présenté et utilisé. Le but principal était de montrer que l'interaction des fissures courtes avec la microstructure était capable de rendre compte quantitativement des fortes variations observées expérimentalement en termes de vitesses de propagation. Ce modèle est certes limité; l'absence de calcul de contrainte nécessite de «l'alimenter» en données expérimentales, faute d'un formalisme de type loi de Paris qui permettrait de décrire la propagation des fissures courtes. De plus la partie amorçage a été délaissée au profit de la propagation, ce qui n'est justifié qu'à des contraintes assez élevées ou en présence de concentration de contraintes. Néanmoins, pour les conditions testées, le modèle apparaît en bon accord avec

les résultats expérimentaux et a permis d'obtenir un certain nombre de résultats importants :

- pour des conditions de fatigue oligocycliques, la durée de vie est dominée par la phase de propagation, ce qui rejoint les observations expérimentales ;
- l'orientation cristallographique des premiers grains est primordiale pour la durée de vie de l'éprouvette ;
- la dispersion des résultats expérimentaux apparaît bien corrélée à l'interaction des fissures simulées par le modèle avec la cristallographie des grains traversés par la fissure.



---

## Conclusion générale

L'objectif principal de cette thèse était d'analyser les mécanismes prépondérants pouvant intervenir dans l'endommagement sous sollicitation cyclique de pièces assemblées en alliage d'aluminium 2024T351. La sollicitation mécanique a été séparée en deux grandes contributions :

- le contact entre les pièces qui peut induire un phénomène de fretting. Celui-ci est connu comme capable de générer rapidement de petites fissures susceptibles de mener à une rupture catastrophique ;
- la propagation des fissures dans la structure qui est fortement influencée par les concentrations de contraintes dues à la géométrie des pièces.

Un dimensionnement cherchant à intégrer la notion de tolérance aux dommages doit obligatoirement tenir compte de ces phénomènes, l'identification des conditions d'amorçage et de propagation des fissures par des essais classiques de fatigue uniaxiale n'étant pas représentatifs dans ce cas.

Conformément à cette analyse, ces deux points ont été les principaux sujets abordés au cours de ce travail. L'analyse s'appuie sur une large partie expérimentale, tant au niveau de la caractérisation du fretting que de la propagation des fissures en présence de concentration de contraintes. Enfin, basée sur les phénomènes mis en évidence, une modélisation a été entreprise dans le but de prédire le comportement des fissures courtes.

### Caractérisation du phénomène de fretting

Des essais expérimentaux ont permis de caractériser les conditions précises de chargement conduisant à l'amorçage de fissures de fretting dans l'alliage 2024 étudié. L'analyse des conditions de contact à l'aide d'un critère de fatigue multiaxiale (SWT), a montré que l'on pouvait prédire le seuil d'amorçage, moyennant la prise en compte d'un effet d'échelle qui intègre la sévérité du gradient de contrainte présent en bord de contact.

La caractérisation de la fissuration en fretting par micro-tomographie montre néanmoins qu'il existe un effet important de la microstructure sur la phase d'amorçage des fissures. Cette constatation laisse entrevoir la possibilité d'une optimisation de la microstructure du matériau (texture, taille de grain) pour

améliorer la résistance du matériau vis à vis de la sollicitation de fretting. L'étude expérimentale montre aussi que les fissures ainsi initiées vont se propager, sous l'effet du chargement cyclique localement imposé par le contact, jusqu'à une taille critique  $l_c$  de l'ordre de quelques centaines de microns;  $l_c$  dépend vraisemblablement des conditions de chargement de contact et de la microstructure rencontrée par le front de fissure sous le contact.

### Propagation des fissures de fatigue en présence de concentration de contraintes

Des essais de fatigue ont été conduits sur des éprouvettes trouées, permettant ainsi de caractériser les lois de propagation des fissures au sein du champ de contrainte modifié par la présence du trou. Nos observations montrent que la quasi-totalité des fissures s'amorce en bord de trou et qu'environ la moitié de ces fissures ne parvient pas à franchir la première barrière microstructurale. De plus, l'analyse des zones fissurées par EBSD a permis de mettre en lumière l'importance de la microstructure rencontrée par la fissure (joints de grains, orientations cristallographiques des grains) qui influence notablement la propagation. Plus précisément, les fissures ont montré dans une large mesure qu'elles se propageaient le long des plans de glissement des différents grains rencontrés. Pour les conditions de chargement testées ( $\sigma_{nom} = 200$  MPa) et une fois la première barrière microstructurale franchie, il n'a pas été observé d'arrêt notable des fissures aux joints de grains. En revanche, lors du franchissement d'un joint de grain, le trajet de fissuration semble, dans l'ensemble, bien correspondre au mécanisme de minimisation de l'angle de twist calculé entre les deux plans de fissure au niveau du plan de joint.

### Modélisation de la propagation cristallographique des fissures courtes

Un modèle de *propagation cristallographique* a été développé. Ce modèle visait à vérifier l'hypothèse selon laquelle la *dispersion des essais de fatigue* (lorsque la phase d'amorçage est peu dispersée *i.e.* essai à forte contrainte ou dans une éprouvette entaillée) peut être associée aux mécanismes d'interaction des fissures avec la microstructure.

S'appuyant sur des données expérimentales, ce modèle a permis de simuler la rupture des différentes éprouvettes utilisées dans ce travail, en calculant la dispersion associée aux divers essais. Grâce à cette modélisation, un certain nombre de résultats intéressants ont été démontrés :

- l'orientation cristallographique des premiers grains rencontrés par la fissure est

primordiale pour la durée de vie, des grains bien (ou mal) orientés pouvant retarder ou accélérer notablement la fissure ;

- la dispersion des essais de fatigue simulée par le modèle est en bon accord avec celle observée expérimentalement (malgré le nombre réduit d'essais). Ceci n'est vrai qu'à une contrainte relativement forte, car lorsque l'on se rapproche de  $\sigma_d$ , des mécanismes d'amorçage et/ou de blocage sur la première barrière microstructurale sont alors à prendre en compte, ce qui explique l'écart observé entre les prédictions du modèle et les points expérimentaux.

## Synthèse des mécanismes

On peut étendre les mécanismes identifiés dans ce travail à l'application dans son ensemble. Ceux ci sont résumés sur la figure 4.34. Si les conditions d'amorçage activent le phénomène de fretting, la microstructure est *a priori* incapable d'arrêter la fissure avant d'atteindre une condition critique ; ce qui peut quand même prendre un grand nombre de cycle en fonction des paramètres de chargement et peut être estimé par les méthodes mises en place dans ce travail. La propagation ultérieure de la fissure dépendra alors de la contrainte macroscopique  $\sigma_{infty}$  de la pièce.

Dans le cas où la fissure est amorcée par le phénomène de fatigue seul, la micro-

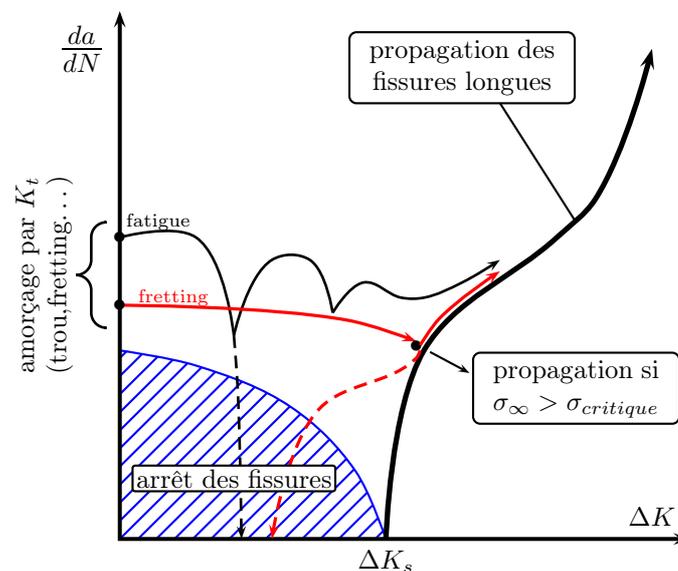


FIG. 4.34: Synthèse des mécanismes d'amorçage et de propagation des fissures dans une structure assemblée soumise à une contrainte macroscopique de fatigue  $\sigma_\infty$ .

structure va par contre jouer un rôle prépondérant. En fonction de  $\sigma_{infty}$ , la fissure peut devenir non propageante et/ou rester bloquée très longtemps sur une barrière microstructurale. Si  $\sigma_{infty}$  est suffisamment élevée pour faire propager la

fissure, la microstructure continue de jouer un rôle important par l'orientation des différents grains rencontrés par la fissure. Cet effet peut avoir un impact important sur la durée de vie et on peut avoir une idée de la dispersion en utilisant un modèle de propagation cristallographique comme celui mis en place au chapitre 4.

### Quelques perspectives

L'étude duale fretting/fatigue a permis l'identification des mécanismes clés d'amorçage et de propagation des fissures mais ne facilite pas l'analyse de la réponse du matériau sous l'effet de la sollicitation couplée. Pour cela, les essais de fretting fatigue constituent une bonne alternative, et sont de plus aujourd'hui disponibles au laboratoire LTDS. Il serait intéressant de pratiquer ce type d'essai sur le même matériau et de tester les mécanismes/modèles élaborés au cours de ce travail. En particulier cela pourrait conduire à expliciter un  $K_{seuil}$  de propagation, en fonction des conditions de fretting et de fatigue, directement utilisable dans une optique de dimensionnement.

Les mécanismes de fretting sont généralement considérés indépendants de la microstructure. Nos résultats montrent que cette hypothèse n'est pas exacte. Pour lever les derniers verrous qui limitent encore les prédictions, une piste serait de développer un essai de fretting fatigue adapté pour la tomographie *in situ* qui permettrait de mieux caractériser puis d'expliquer ces mécanismes grâce à une analyse locale couplant microstructure et conditions mécaniques de contact.

Le modèle de propagation cristallographique peut encore être étendu. La modélisation de la microstructure reste imparfaite (les voies d'amélioration sont : distribution multi-modale des grains, utilisation de microstructures réelles), mais la vraie limitation reste l'absence de calcul de contrainte. Ceci pourrait être amélioré soit en implémentant un calcul analytique (Newman et Raju [103] par exemple) ou un interfaçage du modèle avec d'autres méthodes de type numériques (type FEM ou XFEM).

---

## Bibliographie

- [1] B. Journet, F. Congourdeau, Prévision de la fissuration par fatigue des alésages de jonctions rivetés, **In** : Colloque National MECAMAT, Aussois, 2003. [1](#)
- [2] S. Pearson, Initiation of fatigue cracks in commercial aluminium alloys and the subsequent propagation of very short cracks, *Engineering Fracture Mechanics*, 1975, vol. 7, pp. 235–247. [6](#), [14](#)
- [3] Y. Nakai, K. Ohnishi, T. Kusukawa, Observation of fatigue slip bands and stage I crack initiation process in  $\alpha$ -brass by scanning-atomic force microscopy, **In** : R. S. Ravichandran, R. O Ritchie, Y. Murakami Eds. *Small fatigue cracks : mechanics and mechanisms*, Elsevier, 1999, pp. 343–352. [7](#)
- [4] J. Polak, J. Man, K. Obrtlík, Afm evidence of surface relief formation and models of fatigue crack nucleation, *International Journal of Fatigue*, 2003, vol. 25, pp. 1027–1036. [7](#)
- [5] M. Kachit, Influence de la microstructure et du mode de sollicitation sur l'irréversibilité du glissement des dislocations lors d'une sollicitation mécanique cyclique, Thèse de Doctorat, Lyon : Insa Lyon, 2004, 177 p. [7](#)
- [6] S. Pommier, Contribution à l'étude de la fatigue des matériaux métalliques, Habilitation à Diriger des Recherches, Paris : Ecole Centrale de Paris, 2000, 172 p. [7](#)
- [7] F. Lefebvre, Micromechanical assessment of fatigue in airframe fusion weld, Thèse de Doctorat, Southampton : University of Southampton, 2003, 235-247 p. [8](#)
- [8] D. Sigler, M. Montpetit, W. L. Haworth, Metallurgy of fatigue crack initiation in an overaged high strength aluminium alloy, *Metallurgica transaction*, 1983, p. 931. [9](#)
- [9] R. B. Heywood, *Designing against fatigue*, London : Chapman and Hall, 1962, 436 p. [9](#)
- [10] N. E. Frost, C. E. Phillips, Studies in the formation and propagation of cracks in fatigue specimens, **In** : *International Conference on Fatigue of Metals*, London, 1956, pp. 520–526. [10](#), [13](#)

- [11] G. R. Irwin, Analysis of stresses and strains near the end of a crack traversing a plate, *Journal of Applied Mechanics*, 1957, vol. 24, pp. 361–364. [11](#)
- [12] P. C. Paris, F. Erdogan, A critical analysis of crack propagation laws, *Trans. ASME, Series D*, 1963, vol. 85, pp. 528–535. [12](#)
- [13] S. Suresh, *Fatigue of Materials*, Cambridge : Cambridge University Press, 1998, 679 p.  
ISBN 521578477 [13](#), [19](#), [110](#)
- [14] K. J. Miller, The short crack problem, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 1982, vol. 5 (3), pp. 223–32. [14](#), [28](#)
- [15] S. Suresh, O. Ritchie, Propagation of short fatigue cracks, *International Metals Reviews*, 1984, vol. 29 (6), pp. 445–475. [14](#)
- [16] G. R. Irwin, Plastic zone near a crack and fracture toughness, **In** : Proceedings of the 7th Sagamore Ordnance Materials Conference, New York, Syracuse University, 1960, pp. 63–78. [15](#), [16](#)
- [17] J. R. Rice, Fracture : an advance treatise, **In** : ASTM-STP, n° 415, 1967. [15](#)
- [18] N. E. Dowling, Cyclic stress-strain and plastic deformation aspects of fatigue crack growth, **In** : ASTM-STP, n° 637, 1977. [15](#), [17](#)
- [19] N. E. Dowling, J. A. Begley, Fatigue crack growth during gross plasticity and the j-integral, mechanics of crack growth, **In** : ASTM-STP, n° 590, 1976, pp. 82–103. [16](#)
- [20] M. H. E. Haddad, T. H. Topper, K. N. Smith, Prediction of non-propagating cracks, *Engineering Fracture Mechanics*, 1979, vol. 11, pp. 573–584. [16](#)
- [21] K. Tokaji, K. Ogawa, T. Ohya, The effect of grain size on small fatigue crack growth in pure titanium, *Fatigue*, 1994, vol. 16, pp. 571–578. [18](#)
- [22] K. S. Ravichandran, Three-dimensional crack-shape effects during the growth of small surface fatigue cracks in a titanium-base alloy, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 1997, vol. 20 (10), pp. 1423–1442. [18](#)
- [23] A. Zabett, A. Plumtree, Microstructural effects on the small fatigue crack behaviour of an aluminium alloy plate, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 1995, vol. 18 (7), pp. 801–809. [18](#)
- [24] S. Savelli, Identification des mécanismes et approche quantitative de la fatigue d'alliages modèles d'aluminium de moulage, Thèse de Doctorat, Lyon : Insa Lyon, 2000, 194 p. [18](#), [52](#)
- [25] S. Pommier, Tenue à la fatigue du n18 à température ambiante, Rapport de DEA, Birmingham : IRC, University of Birmingham, 1992. [18](#)

- [26] K. J. Miller, E. R. de los Rios, The behaviour of short fatigue cracks, London : Mechanical Engineering Publications, 1986, 560 p. ISBN 852986157 [18](#)
- [27] J. Lankford, The influence of microstructure on the growth of short fatigue cracks., Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, 1985, vol. 8 (2), pp. 161–175. [18](#)
- [28] P. J. E. Forsyth, A two stage process for fatigue crack growth, **In** : Crack Propagation : Proceedings of Cranfield Symposium, London, 1962, pp. 76–94. [19](#)
- [29] S. Pommier, Arching effect in elastic polycrystals : implications for the variability of fatigue lives, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, 2001, vol. 25, pp. 331–348. [19](#)
- [30] Y. H. Zhang, L. Edwards, On the blocking effect of grain boundaries on small crystallographic fatigue crack growth, Material Science and Engineering, 1994, vol. A188, pp. 121–132. [20](#)
- [31] T. Zhai, A. J. Wilkinson, J. W. Martin, A crystallographic mechanism for fatigue crack propagation through grain boundaries, Acta Materialia, 2000, vol. 48, pp. 4917–27. [20](#), [26](#), [55](#), [119](#)
- [32] A. F. Gourgues, Electron backscatter diffraction and cracking, Material Science and Technology, 2002, vol. 18, pp. 119–133. [20](#)
- [33] P. Wang, N. Bhate, K. S. Chan, K. S. Kumar, Colony boundary resistance to crack propagation in lamellar Ti-46al, Acta Materialia, 2003, vol. 51, pp. 1573–1591. [20](#)
- [34] C. Blochwitz, J. Brechbül, W. Tirschler, Analysis of activated slip systems in fatigued nickel polycrystals using the ebsd technique in the scanning electron microscope, Material Science and Engineering, 1996, vol. A210, pp. 42–47. [20](#)
- [35] C. Blochwitz, R. Richter, Plastic strain amplitude dependent surface path of microstructurally short cracks in face-centered cubic metals, Material Science and Engineering, 1999, vol. A267, pp. 120–129. [20](#), [21](#)
- [36] D. L. McDowell, An engineering model for propagation of small cracks in fatigue, Engineering Fracture Mechanics, 1996, vol. 56 (3), pp. 357–377. [22](#)
- [37] J. C. Newman, A review of modelling small-crack behavior and fatigue-life predictions for aluminium alloys, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, 1994, vol. 17 (4), pp. 429–439. [22](#)
- [38] W. L. Morris, M. R. James, O. Buck, Growth rate models for short surface cracks in Al 2219-t851, Metallurgica transaction, 1981, vol. 12A, pp. 57–64. [22](#)
- [39] B. A. Bilby, A. H. Cottrell, K. H. Swinden, The spread of plastic yield from a notch, Proceedings of the Royal Society of London, 1963, vol. 272A, pp. 304–314. [23](#)

- [40] A. Navarro, E. R. de los Rios, Short and long crack growth : a unified model, *Philosophical magazine*, 1988, vol. 57A (1), pp. 15–36. [23](#)
- [41] J.-Y. Buffière, Habilitation à Diriger des Recherches, Lyon : Insa Lyon, 2002, 139 p. [25](#), [49](#), [50](#), [52](#), [63](#)
- [42] W. Ludwig, J.-Y. Buffière, S. Savelli, P. Cloetens, Study of the interaction of a short fatigue crack with grain boundaries in a cast al alloy using x-ray micro-tomography, *Acta Materialia*, 2003, vol. 51 (3), pp. 585–598. [26](#), [27](#)
- [43] V. Doquet, Micromechanical simulations of microstructure-sensitive stage I fatigue crack growth, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 1999, vol. 22 (3), pp. 215–223. [28](#)
- [44] E. M. Eden, W. N. Rose, F. L. Cunningham, The endurance of metals, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 1911, vol. 4, pp. 830–974. [30](#)
- [45] G. A. Tomlinson, The rusting of steel surfaces in contact, *Proceedings of the Royal Society of London*, 1927, vol. 115A, pp. 472–483. [30](#)
- [46] E. J. Warlow-Davies, Fretting corrosion and fatigue strength : brief results of preliminary experiments, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, 1941, vol. 146, pp. 32–38. [30](#)
- [47] J. R. McDowell, Fretting corrosion tendencies of several combinations of materials, **In** : Symposium on fretting corrosion, ASTM-STP, n ° 144, 1953, pp. 24–39. [30](#)
- [48] R. B. Waterhouse, Fretting fatigue, *International Metals Reviews*, 1992, vol. 37, pp. 77–97. [30](#)
- [49] S. Fouvry, P. Kapsa, L. Vincent, K. D. Van, Theoretical analysis of fatigue under dry friction for fretting loading conditions, *Wear*, 1996, vol. 195, pp. 21–34. [30](#)
- [50] T. C. Lindley, Fretting fatigue in engineering alloys, *International Journal of Fatigue*, 1997, vol. 19 (1), pp. 39–49. [30](#)
- [51] T. C. Lindley, K. J. Nix, Fretting fatigue in the power generation industry, **In** : M. H. Attia and R.B. Waterhouse, Eds. Standardization of Fretting Fatigue Test Methods and Equipment. ASTM-STP, n ° 1159, 1992, pp. 153–169. [32](#)
- [52] S. Fouvry, P. Kapsa, L. Vincent, Quantification of fretting damage, *Wear*, 1996, vol. 200, pp. 186–205. [34](#), [35](#)
- [53] K. Elleuch, Comportement en fretting d’alliages d’aluminium -Û effet de l’anodisation, Thèse de Doctorat, Lyon : Ecole Centrale de Lyon, 2002, 272 p. [34](#), [70](#)
- [54] C. Cattaneo, Sul contatto di due corpi elastici : distribuzione locale degli sforzi, *Rendiconti dell’Accademia Nazionale dei Lincei*, 1938, vol. 27, pp. 343–348, 434–436 and 474–478. [35](#)

- [55] R. D. Mindlin, Compliance of elastic bodies in contact, *Journal of Applied Mechanics*, 1949, vol. 16, pp. 259–268. [35](#)
- [56] R. D. Mindlin, H. Deresiewicz, Elastic spheres in contact under varying oblique forces, *Journal of Applied Mechanics*, 1953, vol. 20, pp. 327–344. [35](#)
- [57] D. A. Hills, D. Nowell, *Mechanics of Fretting Fatigue*, Dordrecht, Boston : Kluwer Academic Publishers, 1994, 236 p. ISBN 792328663 [35](#), [140](#)
- [58] M. Ciavarella, G. Macina, New results for the fretting-induced stress concentration on hertzian and flat rounded contacts, *International Journal of Mechanical Sciences*, 2003, vol. 45, pp. 449–467. [35](#), [37](#)
- [59] C. Petiot, L. Vincent, K. D. Vang, N. Moauche, J. Foulquier, B. Journet, An analysis of fretting-fatigue failure combined with numerical calculations to predict crack nucleation, *Wear*, 1995, vol. 185, pp. 101–111. [36](#)
- [60] M. Szolwinski, T. Farris, Mechanics of fretting fatigue crack formation, *Wear*, 1996, vol. 198, pp. 93–107. [36](#), [89](#), [139](#)
- [61] S. Fouvry, K. Elleuch, G. Simeon, Prediction of crack initiation under partial slip fretting conditions, *Journal of strain analysis*, 2002, vol. 6, pp. 549–564. [36](#), [37](#), [140](#), [142](#)
- [62] C. D. Lykins, S. Mall, V. K. Jain, Combined experimental-numerical investigation of fretting fatigue crack initiation, *International Journal of Fatigue*, 2001, vol. 23, pp. 703–711. [36](#), [38](#), [39](#), [95](#)
- [63] D. R. Swalla, R. W. Neu, Influence of coefficient of friction on fretting fatigue crack nucleation prediction, *Tribology International*, 2001, vol. 34, pp. 493–503. [36](#), [89](#), [95](#)
- [64] D. Nowell, An analysis of fretting fatigue, Thèse de Doctorat, Oxford : Oxford University, 1988. [37](#)
- [65] S. Fouvry, P. Kapsa, F. Sidoroff, L. Vincent, Identification of the characteristic length scale for fatigue cracking in fretting contacts, *J. Phys. IV France* 8, 1998, vol. Pr8, pp. 159–166. [37](#), [142](#)
- [66] S. Naboulsi, S. Mall, Fretting fatigue crack initiation behaviour using process volume approach and finite element analysis, *Tribology International*, 2003, vol. 36, pp. 121–131. [37](#), [142](#)
- [67] A. T. Bernardo, J. A. Araujo, E. N. Mamiya, Proposition of a finite element based approach to compute the size effect in fretting fatigue, **In** : Proceedings of the 4th International Symposium on Fretting Fatigue, Lyon, 2004. [37](#)
- [68] D. Nowell, D. A. Hills, Open cracks at or near free edges, *Journal of strain analysis*, 1987, vol. 22 (3), pp. 177–185. [38](#)

- [69] C. Navarro, M. Garcia, J. Dominguez, A procedure for estimating the total life in fretting fatigue, *Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures*, 2003, vol. 26, pp. 459–468. 38
- [70] T. Nicholas, A. Hutson, R. John, S. Olson, A fracture mechanics methodology assessment for fretting fatigue, *International Journal of Fatigue*, 2003, vol. 25, pp. 1069–1077. 39
- [71] D. R. Swalla, Microstructural characterization of titanium alloys with fretting damage, Thèse de Doctorat, Georgia Institute of Technology, 2003, 279 p. 39
- [72] C.-H. Goh, R. W. Neu, D. L. McDowell, Crystallographic plasticity in fretting of ti-6al-4v, *International Journal of Plasticity*, 2003, vol. 19 (10), pp. 1627–1650. 40
- [73] L. Chambon, Modeling fretting-fatigue in a fracture-mechanics framework, **In** : Proceedings of the 4th International Symposium on Fretting Fatigue, 2004. 40
- [74] R. A. Schwarzer, Automated crystal lattice orientation mapping using a computer-controlled sem, *Micron*, 1997, vol. 28 (3), pp. 249–265. 44
- [75] HKL Technology, Channel5 software documentation, 2001. 45, 46, 47
- [76] F. J. Humphreys, Grain and subgrain characterisation by electron backscatter diffraction, *Journal of Material Science*, 2001, vol. 36, pp. 3833–3854. 47
- [77] W. Ludwig, Development and applications of synchrotron radiation microtomography, Thèse de Doctorat, Munich : Fakultät für Physik der Ludwigs-Maximilians-Universität München, 2001, 117 p. 52, 55
- [78] Volumegraphics, VolumeGraphics - Solution about voxels [**en ligne**], Disponible sur : <<http://www.volumegraphics.com/>> (consulté le 10/06/04). 53
- [79] Amiravis, Amira Homepage : 3D Data Visualization [**en ligne**], Disponible sur : <<http://www.amiravis.com>> (consulté le 07/09/04). 53, 55
- [80] Adcis, ADCIS : Aphelion Image Processing & Analysis Software [**en ligne**], Disponible sur : <<http://www.adcis.net>> (consulté le 21/10/04). 53
- [81] ImageJ, Image processing and analysis in Java [**en ligne**], Disponible sur : <<http://rsb.info.nih.gov/ij/>> (consulté le 05/12/03). 53
- [82] J. C. Grenier, Etude de l'endommagement pendant la mise en forme à froid de tôles d'aluminium, Thèse de Doctorat, Lyon : Insa Lyon, 2003. 56
- [83] P. Cloetens, M. Pateyron-Salomé, J.-Y. Buffière, G. Peix, J. Baruchel, F. Peyrin, M. Schlenker, Observation of microstructure and damage in materials by phase sensitive radiography and tomography, *Journal of Applied Physics*, 1997, vol. 81 (9), pp. 5878–5886. 68

- [84] J. M. Voisin, Méthodologie pour l'étude de l'endommagement d'un contact tube-bille, Thèse de Doctorat, Lyon : Ecole Centrale de Lyon, 1992, 103 p. [70](#)
- [85] S. Fouvry, Etude quantitative des dégradations en fretting, Thèse de Doctorat, Lyon : Ecole Centrale de Lyon, 1997, 308 p. [70](#)
- [86] K. L. Johnson, Contacts Mechanics, Cambridge : Cambridge University Press, 1985, 464 p.  
ISBN 521347963 [72](#)
- [87] K. D. Van, Macro-micro approach in high-cycle multiaxial fatigue, **In** : D. L. Mc Dowell and R. Ellis Eds. Advances in Multiaxial Fatigue, ASTM-STP, n° 1191, 1993, pp. 120–130. [78](#)
- [88] J. A. Greenwood, The area of contact between rough surfaces and flats, J. Lubr. Technol, 1967, vol. 89, p. 81. [83](#)
- [89] E. S. Gadelmawla, M. M. Koura, T. M. A. Maksoud, I. M. Elewa, H. H. Soliman, Roughness parameters, Journal of Materials Processing Technology, 2002, vol. 123, pp. 133–145. [84](#)
- [90] V. Lamacq, Amorçage et propagation de fissures de fatigue sous conditions de fretting : Approche théorique et expérimentale, Thèse de Doctorat, Lyon : Insa Lyon, 1997, 252 p. [89](#)
- [91] D. R. Swalla, R. W. Neu, Fretting damage assessment of titanium alloys using orientation imaging microscopy, **In** : Proceedings of the 4th International Symposium on Fretting Fatigue, 2004. [96](#)
- [92] Aluminium-Verlag, Düsseldorf, Material data of high-strength aluminium alloys for durability evaluation of structures, Second edition, 1985. [99](#)
- [93] T. Warner, R. Dif, J.-C. Ehrstrom, P. Lassince, Improved durability aluminium alloys for airframe structures, **In** : Proceedings of the RTO AVT workshop on *New metallic Materials for the Structure of Aging Aircraft*, held in Corfu, Greece, 2000. [99](#)
- [94] J. Schijve, Fatigue of Structures and Materials, Kluwer Academic Publishers, 2001, 513 p.  
ISBN 792370147 [108](#), [110](#)
- [95] C. Meunier, Etude par éléments finis de la fissuration d'un alliage d'aluminium sous chargement de fretting wear, Rapport de DEA, Lyon : Laboratoire de Tribologie et de dynamique des systèmes, Ecole Centrale de Lyon, 2004, 91 p. [109](#), [150](#), [152](#)
- [96] N. Gerard, Etude du comportement des fissures courtes au fond d'une entaille mécanique sous sollicitation de fatigue, Thèse de Doctorat, Tours : Université de Tours, 2003, 180 p. [110](#), [111](#)
- [97] M. Nakai, T. Eto, New aspects of development of high strength aluminium alloys for aerospace applications, Material Science and Engineering, 2000, vol. A285, pp. 62–68. [112](#)

- 
- [98] M. Szolwinski, T. N. Farris, Analysis and prediction of fretting fatigue in 2024-T351 aluminium alloy, *Wear*, 1998, vol. 221, pp. 24–36. [139](#)
- [99] V. Fridrici, Fretting d'un alliage de titane revêtu et lubrifié, Thèse de Doctorat, Lyon : Ecole Centrale de Lyon, 2002, 200 p. [140](#)
- [100] J. A. Araujo, D. Nowell, The effect of rapidly varying contact stress fields on fretting fatigue, *International Journal of Fatigue*, 2002, vol. 24, pp. 763–775. [142](#)
- [101] H. F. Bueckner, A novel principle for the computation of stress intensity factors, *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 1970, vol. 50, pp. 529–546. [152](#)
- [102] A. Fazekas, Etude de l'influence des dispersions microstructurales sur les propriétés effectives des matériaux cellulaires, Thèse de Doctorat, Grenoble : INPG, 2003, 223 p. [160](#)
- [103] I. S. Raju, J. C. Newman, *Computational methods in the mechanics of fracture*, Elsevier, 1986. [190](#)
- [104] H. Proudhon, Modélisation du fretting par éléments finis avec le logiciel ABAQUS, Laboratoire de Tribologie et de Dynamique des systèmes, Ecole Centrale de Lyon, 2004, 70 p. [201](#), [202](#)

### Historique des découvertes en fatigue

- 1829** : W. A. J. Albert first discusses the phenomenon on observing the failure of conveyor chains in Clausthal coal mines
- 1839** : The term fatigue becomes current when Jean-Victor Poncelet describes metals as being *tired*.
- 1843** : William John Macquorn Rankine recognises the importance of stress concentration in his investigation of railroad axle failures following the Versailles accident.
- 1859** : Sir William Fairbairn is granted a small sum of money to report to the UK Parliament on his work in ascertaining by direct experiment, the effects of continued changes of load upon iron structures and to what extent they could be loaded without danger to their ultimate security.
- 1860** : The first systematic investigation of fatigue life by August Wöhler. Wöhler's study of railroad axles leads him to the idea of a fatigue limit and to propose the use of S-N curves in mechanical design.
- 1903** : Sir James Alfred Ewing demonstrates the origin of fatigue failure in microscopic cracks.
- 1910** : O. H. Basquin clarifies the shape of a typical S-N curve.
- 1399** : Invention of the strain gauge at Baldwin-Lima-Hamilton catalyses fatigue research.
- 1945** : A. M. Miner popularises A. Palmgren's (1924) linear damage hypothesis as a practical design tool.
- 1954** : L. F. Coffin and S. S. Manson explain fatigue crack-growth in terms of plastic strain in the tip of cracks.

- 1961** : P. C. Paris proposes methods for predicting the rate of growth of individual fatigue cracks in the face of initial scepticism and popular defence of Miner's phenomenological approach.
- 1968** : Tatsuo Endo and M. Matsuiski devise the rainflow-counting algorithm and enable the reliable application of Miner's rule to random loadings.
- 1970** : W. Elber elucidates the mechanisms and importance of crack closure.
- 1975** : S. Pearson observes that propagation of small cracks is sometimes surprisingly arrested in the early stages of growth.

## ANNEXE B

---

# Modélisation du fretting par Éléments Finis

*Cette partie est extraite de mon travail sur la modélisation du fretting par éléments finis avec la logiciel Abaqus, formalisée sous forme d'un rapport technique interne au laboratoire LTDS [104]. J'en présente ici quelques résultats utiles dans le cadre de cette thèse.*

### B.1 Paramètres et géométrie du modèle cylindre/plan

Commençons par étudier de quelle manière nous avons créé notre modèle. Le modèle présenté ici est celui qui a servi à modéliser mes essais de fretting wear, les dimensions sont donc celles que j'ai utilisées, mais elles sont bien sûr modifiables. C'est un modèle bidimensionnel composé des deux parties que sont le cylindre et le plan. L'unité implicite est le millimètre. Le matériau modélisé est un alliage d'aluminium et de cuivre, série 2000 à durcissement structural. Cet alliage dénommé 2024 est couramment utilisé dans l'industrie aéronautique pour ses bonnes propriétés en tolérance aux dommages. Le détail de la modélisation du matériau est présenté un peu plus loin. Chaque partie est dessinée par des contours sous CAE. L'ensemble des noeuds extérieurs est intelligemment séparé en différents groupes de noeuds (commande \*NSET) pour appliquer les conditions aux limites (cf. fig. B.1), les chargements et pour faciliter le post-traitement. L'assemblage des deux sous parties est élémentaire ; si les pièces ont été correctement définies dans le sketcher par rapport à l'origine, il n'y a aucune manipulation à faire lors de l'assemblage, sinon l'application d'une simple translation permettra de positionner le cylindre par rapport au plan. L'étape suivante consiste à découper le calcul

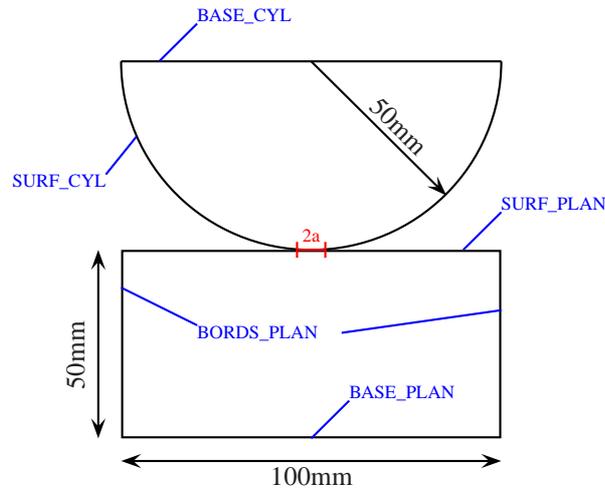


FIG. B.1: Géométrie du modèle éléments finis et définitions des ensembles de noeuds.

en différentes étapes qui correspondront à l'application des chargements. Pour un essai de fretting, cette partie est relativement simple puisqu'elle va consister à appliquer :

1. les conditions initiales (essentiellement de bridage) lors de l'étape obligatoire \*STEP, NAME=INITIAL ;
2. l'effort normal lors de l'étape suivante \*STEP, NAME=INDENTATION ;
3. l'effort tangentiel positif lors de l'étape suivante \*STEP, NAME=DEPL+Q ;
4. l'effort tangentiel négatif lors de l'étape suivante \*STEP, NAME=DEPL-Q ;
5. répéter 3 et 4 autant de fois qu'il y a de cycles de fretting à modéliser.

Chaque condition de chargement est appliquée sur le SET BASE\_CYL ce qui est assez proche de la situation réelle. On remarque ici qu'il faudra à un moment ou à un autre tenir compte de la compliance des montages numériques et réels pour comparer les résultats. Les conditions de chargement sont appliqués en termes de déplacement, ce qui est plus pratique et plus robuste dans une analyse numérique. Trois points essentiels restent à développer pour réaliser la modélisation d'un essai de fretting :

- maillage de la structure (non présenté ici, cf. [104]) ;
- gérer les interactions de contact ;
- valider la modèle avec les solutions analytiques ;
- si besoin, modéliser le comportement élastoplastique du matériau (non présenté ici, cf. [104]).

Les différents points sont détaillés par la suite, dans leur sections respectives.

## B.2 Interactions de contact

On peut séparer deux grands types de modélisation du contact avec Abaqus :

- ▷ Modélisation du contact basée sur l'interaction des surfaces
- ▷ Modélisation basée sur l'utilisation d'éléments de contact

Les éléments de contact sont utilisés lorsqu'il est impossible de gérer l'interaction de surfaces et intègrent directement les propriétés de contact d'un point de vue global. Nous cherchons à décrire le contact aussi finement que possible, nous utiliserons donc toujours l'interaction de surfaces. La définition de la simulation du contact se résume alors en trois étapes :

- définir toutes les surfaces qui seront potentiellement en contact ;
- définir parmi celles-ci quelle surface interagit avec quelle autre ;
- définir les modèles mécaniques et thermiques qui régissent le comportement des surfaces lorsqu'elles sont en contact.

### Définir les paires de surfaces en contact

Abaqus définit le contact entre deux corps comme deux surfaces qui peuvent interagir ; ces surfaces sont appelées «contact pair». Abaqus définit aussi le «self-contact» en 2D pour une seule surface mais on ne développera pas ce point dans le cadre du fretting. Une paire de contact est définie par les mots clés :

```
*CONTACT PAIR, INTERACTION=interaction-name  
surface-esclave, surface-maitresse
```

L'option `INTERACTION` est obligatoire et permet d'associer à la paire de contact, une des interactions définies dans le modèle (voir B.2). L'ordre dans lequel les surfaces sont spécifiées est capital du fait de la discrétisation qui s'en suit. En effet, Abaqus utilise un algorithme «maître-esclave» strict dans lequel les deux surfaces ne jouent pas le même rôle : pour chaque noeud de la surface esclave, Abaqus en cherche le point le plus proche sur la surface maîtresse (voir figure B.2 ci-dessous). L'interaction est alors discrétisée entre les points obtenus sur la surface maîtresse et les noeuds de la surface esclave. De plus les noeuds esclaves sont contraints à ne pas pénétrer la surface maîtresse, la réciproque étant fautive. La direction du contact est quand à elle toujours perpendiculaire à la surface maîtresse. On en déduit que la surface esclave, sera toujours la surface déformable dans le cas d'une paire incluant une surface rigide. Si le contact est entre deux solides déformables, c'est le corps le plus rigide qui fournira la surface maîtresse. Si les rigidités sont comparables, la surface la plus finement maillée constituera la surface esclave. Dans notre cas le cylindre sera toujours la surface maîtresse

(dans certains cas il sera modélisé par une surface rigide, ou s'il est modélisé par un alliage de la serie 7000 il sera plus rigide, dans les autres cas il est moins finement maillé).

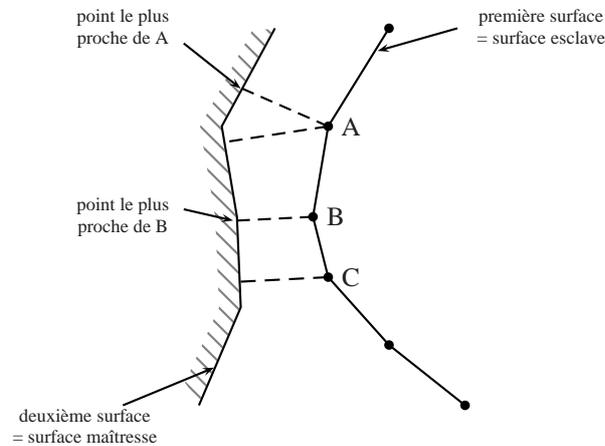


FIG. B.2: Discrétisation de la surface maîtresse.

## Définition des modèles d'interaction de surfaces

On développe ici comment définir les lois d'interaction entre les différentes surfaces. La déclaration se fait toujours par le mot clé `*SURFACE INTERACTION` en spécifiant le nom de l'interaction. Ce nom sera utilisé dans l'affectation à la paire de contact (voir B.2).

```
*SURFACE INTERACTION, NAME=interaction-name
```

Ensuite vient la définition de la loi à proprement parler. Il faut définir à la fois les interactions normales et tangentielles à la surface de contact. Pour les interactions normales à la surface, plusieurs modèles existent mais il faut se limiter (cas des métaux en contact) au «hard» contact (modèle par défaut). Pour les interactions tangentielles à la surface, il s'agit de définir le coefficient de frottement, constant ou non et le critère de glissement. On utilise essentiellement le modèle de Coulomb mais de nombreuses options existent ainsi que plusieurs formulations de résolution des problèmes de contact.

### Interactions normales à la surface de contact

Les modèles d'interactions normales consistent à définir la loi de pression en fonction de l'interpénétration des surfaces. Dans notre étude, le contact est métal-métal, on se limite donc à utiliser la formulation **hard contact**.

Lorsque les surfaces sont en contact, n'importe quelle pression peut-être transmises par elles et si la pression chute à zero, les surfaces se séparent. Deux surfaces entrent en contact lorsque leur séparation (définie par la distance entre

les plans tangents, *clearance* dans abaqus) devient nulle. Il est possible de modifier ce modèle avec le mot clé `*CONTACT CONTROLS` pour autoriser un certain nombre  $n$  de noeuds à être à interpénétration nulle ou positive (inférieure à  $h_{max}$ ) avant que la pression ne commence à être transmise. Si l'on dépasse  $n$  noeuds ou  $h_{max}$ , le contact devient fermé, les noeuds interpénétrés sont ramenés à la surface et la formulation hard contact est imposée. De la même façon, cette option permet d'autoriser le contact à transmettre une contrainte de «traction» entre les surfaces, jusqu'à une valeur particulière  $p_{max}$ , avant qu'elles ne se séparent.

```
*SURFACE INTERACTION, NAME=interaction-name
*SURFACE BEHAVIOR, PRESSURE-OVERCLOSURE=HARD
*CONTACT CONTROLS, UERRMX= $h_{max}$ , PERRMX= $p_{max}$ , MAXCHP= $n$ 
```

### Interactions tangentielles à la surface de contact

#### *Modèle de Coulomb pour le frottement*

Ce modèle constitue la base de l'interaction tangentielle et il est obligatoire pour une analyse intégrant le contact.

Dans le modèle de frottement de Coulomb, une force de cisaillement peut être transmise entre deux surfaces en contact jusqu'à une certaine amplitude à partir de laquelle elles commencent à glisser l'une par rapport à l'autre. En deçà de cette limite, le régime est dit collé. Le modèle de frottement de Coulomb définit cette contrainte de cisaillement limite  $\tau_{crit}$  à laquelle le glissement des surfaces se produit proportionnellement à la pression de contact ( $\tau_{crit} = \mu p$ ). Le paramètre  $\mu$  est appelé *coefficient de frottement*. Le calcul collé/glissant détermine lorsqu'un noeud passe du régime collé vers le régime glissant ou inversement (cf. fig. B.3).

Dans le cas d'une surface esclave constituée par des noeuds, la pression de

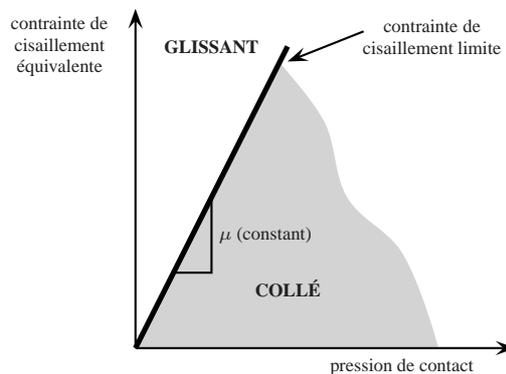


FIG. B.3: Modèle de Coulomb pour le frottement.

contact est égale à la force normale de contact divisée par l'épaisseur de la

section contenant la surface de contact. Ceci est particulièrement important pour notre étude du fretting en 2D ; si on veut retrouver la valeur de la force normale expérimentale par exemple, il convient de donner l'épaisseur réelle du contact à la section. L'intégration de la pression de contact donnera alors la force normale. Dans le cas où l'épaisseur est 1.0 (par défaut) on retrouve la valeur de la force normale linéique  $P$  en N/mm.

Le modèle est isotrope ( $\mu$  est le même dans toutes les directions) ; dans le cas général, il y a deux composantes orthogonales de cisaillement  $\tau_1$  et  $\tau_2$ . Le calcul du régime collé/glissant se fait avec une contrainte de cisaillement équivalente définie par  $\bar{\tau} = \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2}$ . De même, abaqus combine les deux vitesses de glissement pour calculer une vitesse équivalente,  $\dot{\gamma}_{eq} = \sqrt{\dot{\gamma}_1^2 + \dot{\gamma}_2^2}$ . si on se focalise sur le modèle 2D, il n'y a qu'une seule direction de glissement ( $\bar{\tau} = \tau$  et  $\dot{\gamma}_{eq} = \dot{\gamma}$ ), la frontière de glissement définit une ligne (voir fig. B.3) dans l'espace  $(\bar{\tau}, P)$ .

### *Méthode des multiplicateurs de Lagrange*

Cette formulation permet de forcer la contrainte de collage entre deux surfaces en contact. Avec cette méthode, aucun mouvement relatif entre les surfaces collées ne se produit avant  $\bar{\tau} = \bar{\tau}_{crit}$ . Par contre la méthode des multiplicateurs de Lagrange est très coûteuse en temps de calcul car elle augmente le nombre de degrés de liberté du modèle ainsi que le nombre d'itérations pour faire converger la solution. Malgré cela nous utiliserons **toujours** cette formulation pour les calculs de fretting car c'est justement cette précision coûteuse sur le comportement collé/glissant qui est recherchée (pour le contact en glissement partiel au moins). C'est obligatoire par exemple pour comparer des calculs EF avec les solutions analytiques (voir B.3). Néanmoins, pour des calculs de fretting en glissement total, cette formulation n'est pas nécessaire du fait de la nature du contact et on lui préférera la méthode des pénalités.

## Requêtes de sorties des données relatives au contact

Pour observer et quantifier le comportement du contact, abaqus utilise certaines variables qui peuvent être très utiles. On peut en faire la requête pour le fichier .odb et ainsi les visualiser dans le viewer. Les variables scalaires (*contact field variables* dans abaqus) sont CPRESS, CSHEAR, CSLIP et COPEN ; respectivement, la pression et le cisaillement de contact, les mouvements relatifs et l'ouverture des surfaces en contact. Elles peuvent être tracées pour n'importe quel incrément sur toute la surface de contact. Les variables temporelles globales (*contact history variables* dans abaqus) sont CAREA, CFN, CFS et CFT ; respectivement l'aire de contact, les force dues à la pression et au cisaillement de contact et la force total due au contact. Il y a aussi d'autres variables (temporelles et globales) : CMN, CMS, CMT, CTRQ, XN, XS et XT liées aux moments induits par le contact.

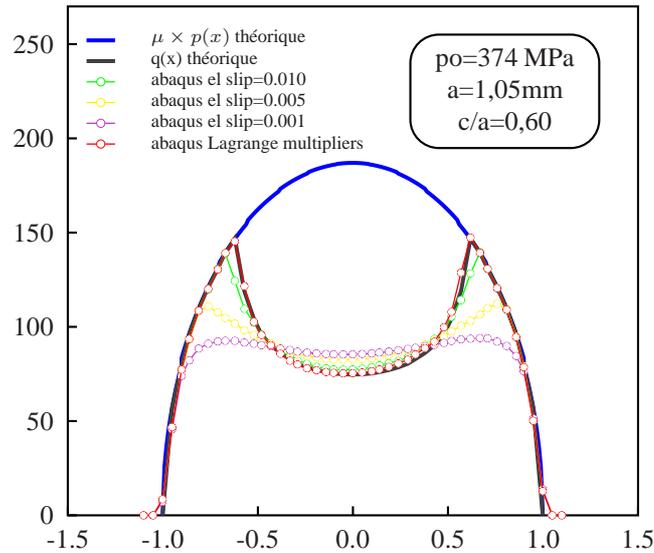


FIG. B.4: Comparaison entre les distributions de cisaillement de contact obtenues par éléments finis avec la méthode des pénalités (pour plusieurs valeurs du glissement élastique) et des multiplicateurs de Lagrange.

```
*CONTACT OUTPUT
CSTRESS
CDISP
CAREA
...
```

### Exemple de définition d'un contact

Les lignes de codes suivantes définissent complètement un contact entre deux surfaces définies par deux Sets d'éléments (ELSURFPLAN et ELSURFCYL). Les deux surfaces forment une paire d'interaction, et la loi d'interaction nommée FRICTION\_CYLPLAN leur est attribuée. Cette loi possède un coefficient de frottement constant égal à 1,1 et une résolution par les multiplicateurs de Lagrange; en outre, les surfaces ne sont pas ajustées au début du calcul.

```
** -----
** ELEMENT SET DEFINITIONS
**
**ELSET, NAME=ELSURFPLAN
...ici numéros des éléments composant la surface du plan
**ELSET, NAME=ELSURFCYL
...ici numéros des éléments composant la surface du cylindre
** -----
** SURFACES DEFINITIONS
```

```

**
*SURFACE, TYPE=ELEMENT, NAME=SURF_PLAN
ELSURFPLAN
*SURFACE, TYPE=ELEMENT, NAME=SURF_CYL
ELSURFCYL
** -----
** INTERACTION PROPERTIES
**
*SURFACE INTERACTION, NAME=FRICITION_CYLPLAN
1. ,
*SURFACE BEHAVIOR, PRESSURE-OVERCLOSURE=HARD
*FRICITION, lagrange
  1.1,
** -----
** INTERACTIONS
**
*CONTACT PAIR, INTERACTION=FRICITION_CYLPLAN, ADJUST=0.0
SURF_PLAN, SURF_CYL
** -----

```

### B.3 Validation du modèle de contact par les solutions analytiques

Cette partie présente quelques résultats de calculs obtenus avec les éléments présentés jusqu'ici. Il est extrêmement important dans les calculs éléments finis de progresser pas à pas pour minimiser les sources d'erreurs et bien appréhender l'impact des différents paramètres comme la finesse du maillage ou les lois de comportement des matériaux. La possession de solution analytique est un très bon atout pour tester la bonne définition d'un modèle. La validation consiste alors à comparer les résultats analytiques à un calcul en éléments finis avec un comportement élastique. On va montrer dans la suite comment on peut retrouver les résultats analytiques d'un contact cylindre/plan pour des massifs semi-infinis. Pour ce type de calcul, on peut utiliser des éléments semi-infinis pour améliorer la précision, mais ce n'est pas absolument nécessaire.

#### Conditions de calcul

On définit :

- $F_N$  la force normale imposée au contact ;
- $P$  la charge normale par unité de longueur ;

### B.3 Validation du modèle de contact par les solutions analytiques 209

- $a$  la demi-largeur de contact ;
- $c$  la demi-largeur de la zone collée.

Pour un contact bidimensionnel on a :

$$a = 2 \left( \frac{PR}{\pi E^*} \right)^{1/2} \quad (\text{B.1})$$

$$p_0 = \frac{2P}{\pi a} = \left( \frac{PE^*}{\pi R} \right)^{1/2} \quad (\text{B.2})$$

$$P = \frac{PR}{E^*} p_0^2 \quad (\text{B.3})$$

Les forces normale et tangentielle imposées par les déplacements des massifs sont de  $F_N = 520N$  et  $F_T = 400N$ . la génératrice de notre contact étant 4,4mm, on en déduit une charge normale  $P=118$  N/mm et tangentielle  $Q=91$  N/mm par unité de longueur. On attend donc une demi largeur de contact de  $a = 427\mu m$  et  $c = 234\mu m$ , ainsi qu'une distribution de pression elliptique avec un maximum de  $p_0 = 176MPa$ . Enfin, le calcul est mené avec une taille de maille de  $m = 50\mu m$  et un coefficient de frottement  $\mu = 1,1$ .

### Comparaison des resultats en glissement partiel

La décomposition d'un contact en glissement partiel (théorie de Mindlin) comme la superposition de deux contacts glissant en opposition de demi-largeurs  $a$  et  $c$  donne :

$$p(x) = H \left( \frac{a}{|x|} \right) \times p_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} \quad (\text{B.4})$$

$$q(x) = H \left( \frac{a}{|x|} \right) \times \mu p_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{a^2}} - H \left( \frac{c}{|x|} \right) \times \mu p_0 \frac{c}{a} \sqrt{1 - \frac{x^2}{c^2}} \quad (\text{B.5})$$

où  $H$  est la fonction de *Heavyside* ( $H(x) = \max(\text{signe}(x), 0)$ ).

La figure B.5 présente la superposition des distributions de pression et de cisaillement obtenues par le calcul et analytiquement. On voit qu'il y a une corrélation parfaite ; on trouve aussi :

- $a = 450\mu m$
- $c = 250\mu m$
- $p_0 = 176MPa$

l'erreur sur les demi-largeurs étant inférieure au paramètre de maille on peut conclure sur la validité du calcul.

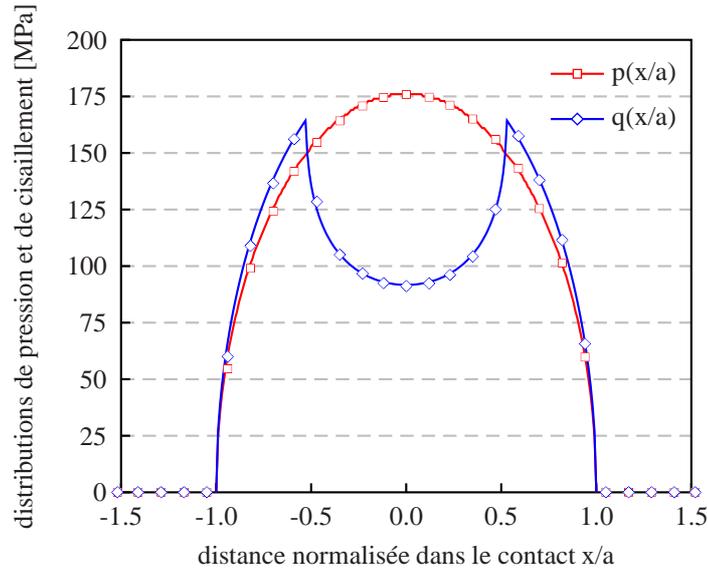


FIG. B.5: Comparaison entre les distributions de pression et de cisaillement de contact calculées par éléments finis et par les solutions analytiques (théorie de Mindlin).

### comparaison du cycle de fretting

Après les distributions de chargement maximum, il est important de s'intéresser à ce qu'il se passe au cours d'un cycle, entre la charge et la décharge. En glissement partiel, les amplitudes du débattement et de l'effort tangentiel sont telles que la condition de glissement total n'est jamais atteinte :  $Q^* < \mu P$  et  $\delta^* < \delta_t$ . Le contact est donc constitué d'une zone centrale collée de demi-largeur  $c$ , et d'une zone de glissement définie par un front de glissement de demi-largeur  $c'$  qui oscille durant le cycle entre  $a$  et  $c$ . On décompose donc le contact au temps  $t$ , en la superposition de trois contacts glissants :

1. un contact glissant (amplitude  $\delta(t)$ ) de demi-largeur  $a$  ;
2. un contact glissant (amplitude  $2\delta(t)$ ) dans la direction opposée de demi-largeur  $c'$  ;
3. un contact glissant (amplitude  $\delta(t)$ ) de demi-largeur  $c$ .

On exprime donc complètement la distribution de chargement en fonction de  $c'$ . Reste une inconnue pour le cas théorique : la variation de  $c'$  au cours du cycle. Celle-ci dépend de la compliance théorique et ne peut donc être exprimée simplement dans le cas de la configuration cylindre/plan. Pour comparer les résultats obtenus par éléments finis aux calculs analytiques, nous prendrons donc  $c'_{ana}(t) = c'_{FE}(t)$ . Cette évolution n'est pas linéaire mais quadratique (cf fig.B.6). Il est important de noter que la finesse du maillage va jouer ici un rôle capital

### B.3 Validation du modèle de contact par les solutions analytiques 211

puis que cela jouera directement sur la valeur de  $c'$ . Une interpolation linéaire est faite pour encore améliorer la précision.

Une fois notre loi  $c'(t)$  définie, on peut comparer les distributions de chargement

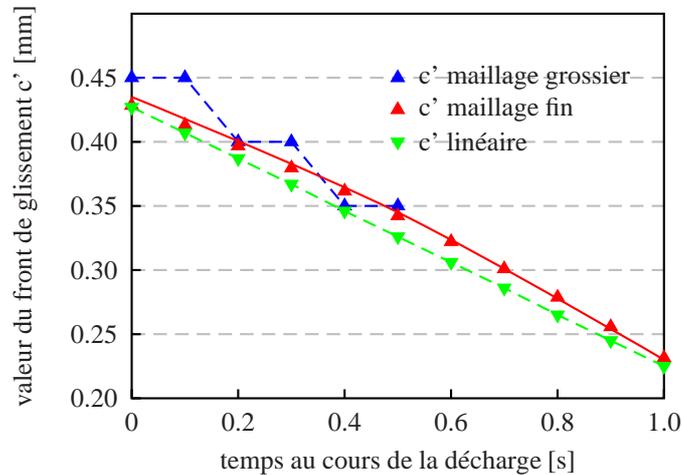


FIG. B.6: Évolution du front de glissement au cours du cycle de fretting calculé par éléments finis.

en surface au cours du cycle ainsi que le cycle lui-même. C'est l'objet des figures B.7 et B.8 respectivement.

Les résultats de la figure B.8 montrent que l'on peut retrouver très précisément les distributions de pression et de cisaillement en surface. On note toutefois une très forte dépendance des résultats vis à vis de l'évolution du front de glissement  $c'$  au cours du cycle. Pour donner un ordre d'idée, une variation de 1 micron sur cette variable entraîne un décalage assez fort sur le profil de cisaillement correspondant et notamment sur le plateau central; ceci explique pourquoi ce sont surtout les points au milieu du cycle qui sont décalés dans ce cas. Comme le maillage limite la précision de la valeur de  $c'$  (un maillage très fin de 5 microns donne  $c'$  à environ 1 micron près par interpolation), il est très difficile voire impossible d'obtenir une corrélation parfaite. Les résultats restent néanmoins très proches.

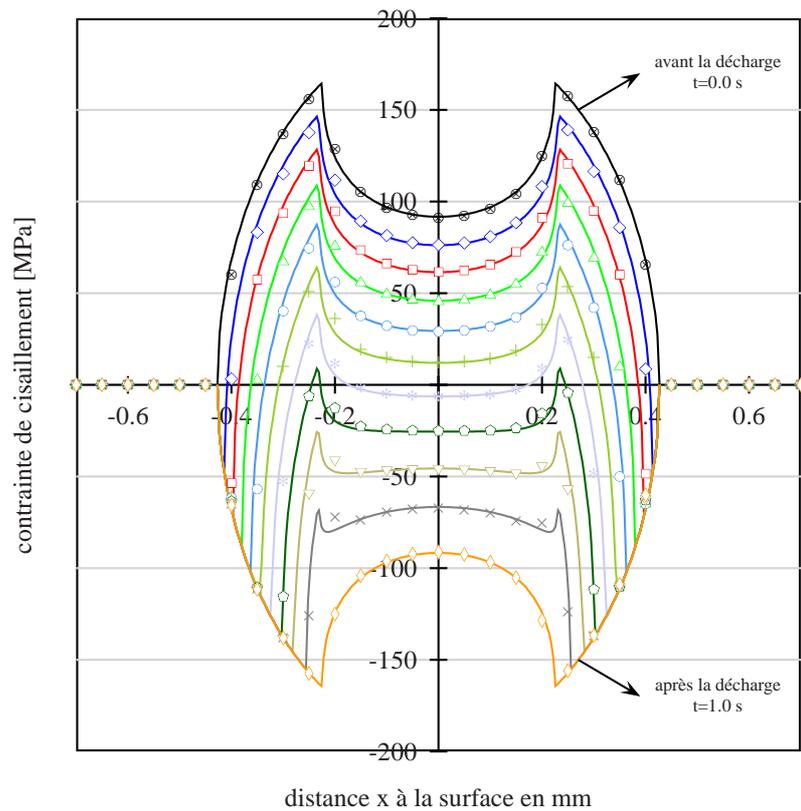


FIG. B.7: Comparaison des distributions de cisaillement en surface au cours du cycle de fretting (seule la décharge est représentée ici, avec un profil par un dixième du déplacement total). Les traits pleins représentent le calcul analytique, les points sont issus du calcul par Éléments Finis.

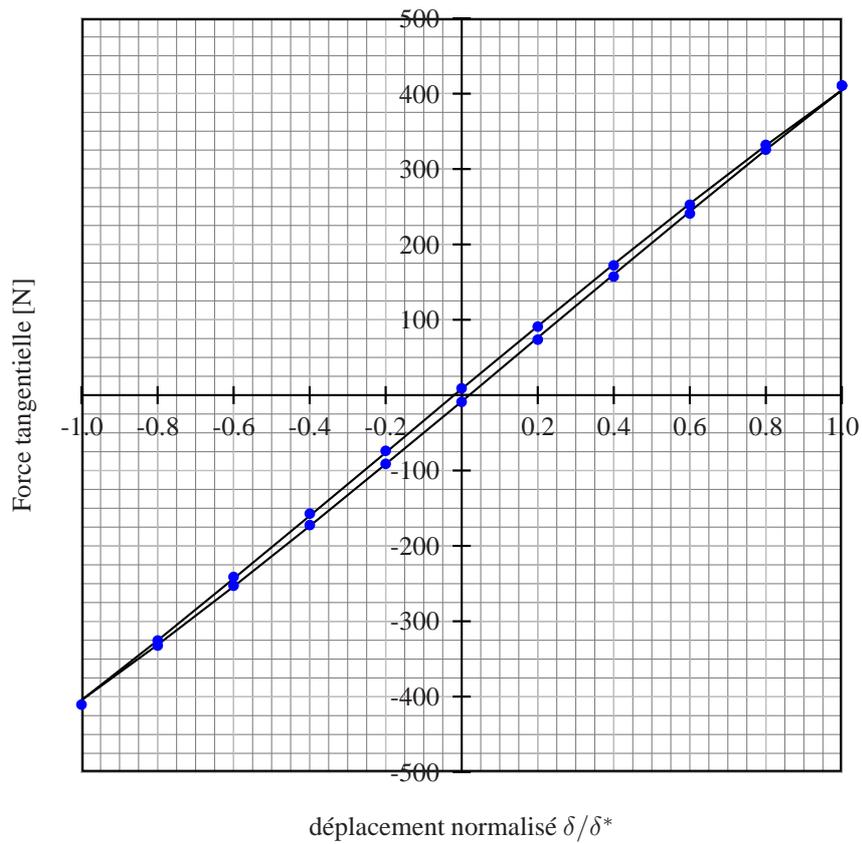


FIG. B.8: Comparaison des cycles de fretting en glissement partiel prédits par la théorie de Mindlin et obtenus par éléments finis



---

## Calculs de cristallographie

### C.1 Calcul de $S$ en fonction de $S_{\perp}$

Soit  $P$  le plan de la section,  $Q$  le plan de fissure dans le grain courant. En supposant les joints de grains infinis dans la direction verticale, la surface  $S_{\perp}$  du grain dans  $P$  correspond à la projection de la surface  $S$  du grain dans le plan  $Q$  sur le plan  $P$  (voir fig. C.1). **On cherche à exprimer  $S$  en fonction de  $S_{\perp}$ .**

Soit  $(O; \vec{u}, \vec{v}, \vec{w})$  un repère orthonormé direct de l'espace, tel que  $(\vec{u}, \vec{v})$  est une

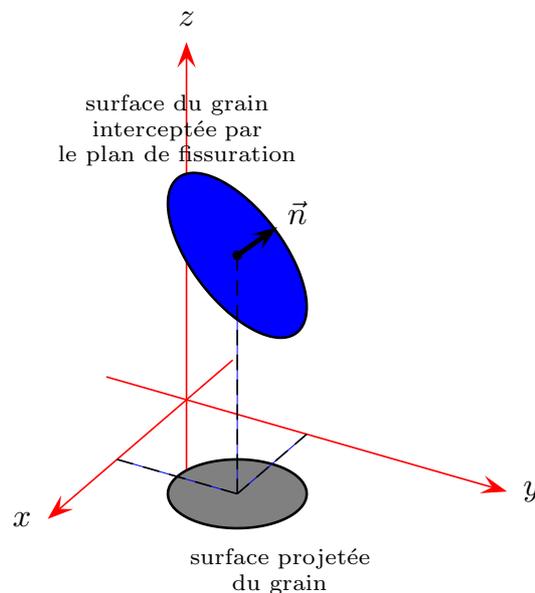


FIG. C.1: Définition de la surface du grain interceptée par le plan de fissuration.

base de P orienté par  $\vec{w}$ ). Soit  $(O'; \vec{u}', \vec{v}', \vec{w}')$  un repère orthonormé direct tel que  $(\vec{u}', \vec{v}')$  est une base de Q et O le projeté de O' sur P. Si  $(h, k, l)$  sont les coordonnées de  $\vec{w}'$  normal à Q et unitaire, on a alors :

$$\begin{cases} \vec{u}' = \left( \frac{hl}{\lambda}, \frac{kl}{\lambda}, -\lambda \right) \\ \vec{v}' = \left( \frac{-k}{\lambda}, \frac{h}{\lambda}, 0 \right) \\ \vec{w}' = (h, k, l) \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

en posant :

$$\lambda = \sqrt{h^2 + k^2} = \sqrt{1 - l^2} \quad (\text{C.2})$$

Soit alors  $M'(X, Y, Z) \in Q$  dont la projection sur P est  $M(x, y, 0)$ . On a :

$$O'M' = X\vec{u}' + Y\vec{v}' + Z\vec{w}' \quad (\text{C.3})$$

donc en projetant sur P :

$$OM = X\left(\frac{hl}{\lambda}\vec{u} + \frac{kl}{\lambda}\vec{v} - \lambda\vec{w}\right) + Y\left(\frac{-k}{\lambda}\vec{u} + \frac{h}{\lambda}\vec{v}\right) + Z(h\vec{u} + k\vec{v} + l\vec{w}) \quad (\text{C.4})$$

On regroupe les termes et on identifie les coordonnées  $(x, y)$  par exemple pour  $Z=0$  (on peut choisir Z quelconque du fait de l'hypothèse d'infinité des joints de grains dans cette direction) :

$$\begin{cases} x = \frac{hl}{\lambda}X - \frac{k}{\lambda}Y \\ y = \frac{kl}{\lambda}X + \frac{h}{\lambda}Y \end{cases} \quad (\text{C.5})$$

soit en inversant le système (on suppose  $l \neq 0$  resp.  $\lambda \neq 0$  *i.e.* les plans ne sont ni parallèles resp ni perpendiculaires, car sinon  $S = S_{\perp}$  resp.  $S = 0$ ) :

$$\begin{cases} X = \frac{hx + ky}{\lambda l} \\ Y = \frac{hy - kx}{\lambda} \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

A partir des relations du système C.6, on peut calculer la surface  $S$  en fonction de  $S_{\perp}$  ainsi que la distance entre deux points  $A'$  et  $B'$  de  $Q$  en fonction des coordonnées de leur projeté sur  $P$  :  $A(x_A, y_A)$  et  $B(x_B, y_B)$ .

$S$  se calcule par une double intégration sur X et Y ; par définition :

$$S = \iint_{(X, Y, 0) \in S} dX dY \quad (\text{C.7})$$

## C.2 Calcul de la distance entre deux points de $S$ en fonction de la distance entre leur projeté sur $S_{\perp}$ 217

On effectue un changement de variable entre  $(X,Y)$  et  $(x,y)$  avec  $J$  le Jacobien de la matrice de passage :

$$S = \iint_{(x,y) \in S_{\perp}} |J| dx dy \quad (\text{C.8})$$

$$J = \begin{pmatrix} \frac{\partial X}{\partial x} & \frac{\partial X}{\partial y} \\ \frac{\partial Y}{\partial x} & \frac{\partial Y}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (\text{C.9})$$

dont le déterminant se calcule aisément :

$$J = \begin{vmatrix} \frac{h}{\lambda l} & \frac{k}{\lambda l} \\ \frac{-k}{\lambda} & \frac{h}{\lambda} \end{vmatrix} = 1/l = \cos(\theta)$$

Le déterminant du Jacobien est donc indépendant de  $x$  et de  $y$ , on peut donc le sortir de l'intégrale double dans l'équation (C.8), qui se résume alors à  $S_{\perp}$ . Au final, on a donc :

$$S_{\perp} = S |\cos(\theta)| \quad (\text{C.10})$$

Cette formule constitue une généralisation à 3D de l'aire d'une surface quelconque inclinée par un angle dans l'espace.

## C.2 Calcul de la distance entre deux points de $S$ en fonction de la distance entre leur projeté sur $S_{\perp}$

Recherchons maintenant la relation entre la distance de deux points quelconques  $A'$  et  $B'$  du plan  $Q$  et celle de leur projeté respectif sur le plan  $P$  (fig. C.2) : Une équation de  $Q$  est :  $hx + ky + lz + c = 0$  où  $c$  est une constante réelle quelconque. On a donc pour un point  $M'(x_{M'}, y_{M'}, z_{M'}) \in Q$ , dont la projection sur  $P$  est  $M(x_M, y_M, 0)$  :

$$\begin{cases} x_{M'} = x_M \\ y_{M'} = y_M \\ z_{M'} = -\frac{1}{l} \cdot (c + hx_{M'} + ky_{M'}) \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

On exprime facilement  $A'B'^2$  :

$$A'B'^2 = (x_{B'} - x_{A'})^2 + (y_{B'} - y_{A'})^2 + (z_{B'} - z_{A'})^2 \quad (\text{C.12})$$

$$= (x_B - x_A)^2 + (y_B - y_A)^2 + \frac{1}{l^2} (hx_B + ky_B - hx_A - ky_A)^2 \quad (\text{C.13})$$

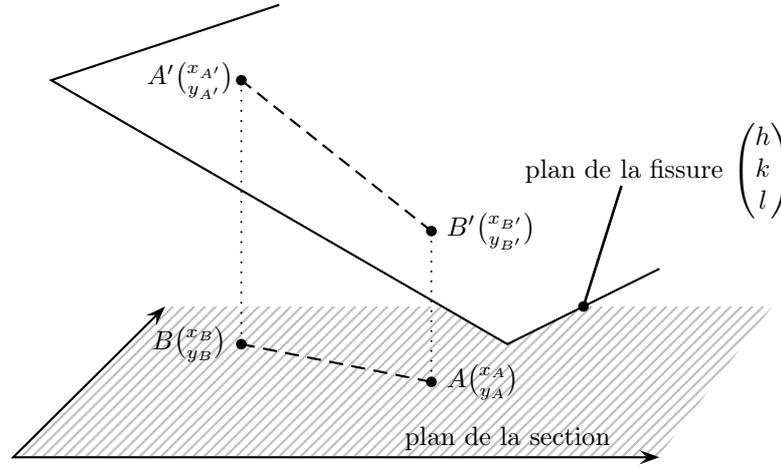


FIG. C.2: Schéma illustrant le calcul de la distance de 2 points d'un plan quelconque de l'espace  $(h,k,l)$  en fonction des coordonnées de leur projeté sur le plan de la section.

d'où finalement :

$$A'B'^2 = (x_B - x_A)^2 + (y_B - y_A)^2 + \frac{1}{l^2} \cdot (h(x_B - x_A) + k(y_B - y_A))^2 \quad (\text{C.14})$$

On voit donc qu'il n'y a pas de relation linéaire entre  $A'B'$  et  $AB$ , ce qui est logique puisque l'angle entre  $(A'B')$  et  $(AB)$  n'est pas constant suivant l'orientation de  $(AB)$  dans  $P$ . Cette expression permet donc de programmer les distances exactes parcourues par la fissure dans les différents plans de fissuration.

### C.3 Calcul de l'angle de twist entre deux plans quelconques de l'espace

Il reste maintenant à formaliser l'expression de l'angle de twist en 3D pour deux plans de fissure  $Q$  et  $Q'$  quelconques se rencontrant sur un joint de grain représenté par un plan  $J$  dont on suppose seulement qu'il est vertical (voir fig. C.3). On se place dans le repère de l'échantillon, posons :

- $J$  le plan de joint de vecteur normal unitaire  $(\eta, \zeta, 0)$
- $Q$  le plan de vecteur normal unitaire  $(a, b, c)$
- $Q'$  le plan de vecteur normal unitaire  $(a', b', c')$

Cherchons le lieu des points d'intersection entre  $Q$  et  $J$ , il vérifie le système :

$$\begin{cases} ax + by + cz = 0 \\ \eta x + \zeta y = 0 \end{cases} \quad (\text{C.15})$$

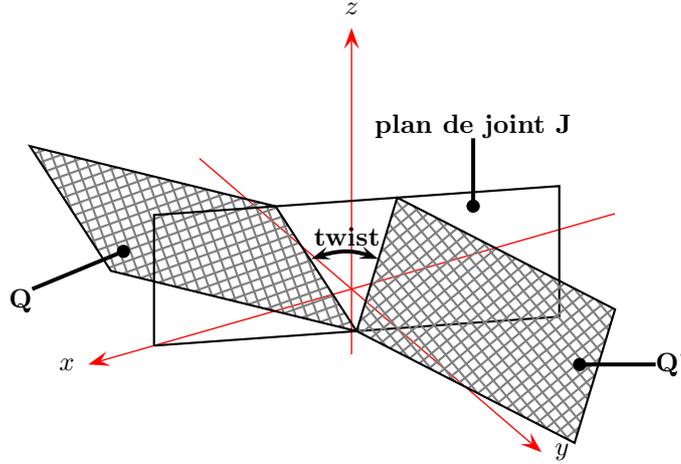


FIG. C.3: Définition de l'angle twist entre deux plans quelconques de l'espace par rapport à un plan de joint vertical.

$$\Leftrightarrow : \begin{cases} \eta x + \zeta y = 0 \\ ax + by = -cz \end{cases} \quad (\text{C.16})$$

Le système admet une infinité de solutions (c'est une droite) pourvu que le déterminant  $(\eta b - a\zeta)$  soit non nul *i.e.* si les plans Q et Q' ne sont pas parallèles. On le résout par exemple avec les formules de Cramer :

$$=: \begin{cases} x = \frac{\zeta cz}{\eta b - \zeta a} \\ y = -\frac{\eta cz}{\eta b - \zeta a} \end{cases} \quad (\text{C.17})$$

On a de même pour Q' et par exemple pour  $z = \eta b - \zeta a$  :

$$\begin{cases} x = \zeta c & x' = \zeta c' \\ y = -\eta c & y' = -\eta c' \\ z = \eta b - \zeta a & z' = \eta b' - \zeta a' \end{cases} \quad (\text{C.18})$$

Par définition, l'angle de twist  $\alpha$  est l'angle entre les deux droites définies par le système C.18. Si  $\vec{u}$  et  $\vec{u}'$  désignent deux vecteurs directeurs des droites d'intersection respectives de Q et Q' avec J alors on a :

$$\vec{u} \cdot \vec{u}' = \|\vec{u}\| \|\vec{u}'\| \times \cos(\alpha) \quad (\text{C.19})$$



avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} b_{11} = \cos(\phi_1) \cdot \cos(\phi_2) - \sin(\phi_1) \cdot \sin(\phi_2) \cdot \cos(\Phi) \\ b_{12} = -\sin(\phi_1) \cdot \cos(\phi_2) - \cos(\phi_1) \cdot \sin(\phi_2) \cdot \cos(\Phi) \\ b_{13} = \sin(\phi_2) \cdot \sin(\Phi) \\ b_{21} = \cos(\phi_1) \cdot \sin(\phi_2) + \sin(\phi_1) \cdot \cos(\phi_2) \cdot \cos(\Phi) \\ b_{22} = -\sin(\phi_1) \cdot \sin(\phi_2) + \cos(\phi_1) \cdot \cos(\phi_2) \cdot \cos(\Phi) \\ b_{23} = -\cos(\phi_2) \cdot \sin(\Phi) \\ b_{31} = \sin(\phi_1) \cdot \sin(\Phi) \\ b_{32} = \cos(\phi_1) \cdot \sin(\Phi) \\ b_{33} = \cos \Phi \end{array} \right.$$