



**HAL**  
open science

# Étude de l'endommagement d'un superalliage monocristallin à base de nickel induit par microperçage laser milliseconde

Nicolas Revuz

► **To cite this version:**

Nicolas Revuz. Étude de l'endommagement d'un superalliage monocristallin à base de nickel induit par microperçage laser milliseconde. Matériaux. École Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2010. Français. NNT : 2010ENMP0047 . pastel-00589345

**HAL Id: pastel-00589345**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00589345>**

Submitted on 29 Apr 2011

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

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

Ecole doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

## **Doctorat ParisTech**

### **T H È S E**

pour obtenir le grade de docteur délivré par

**l'École nationale supérieure des mines de Paris**

**Spécialité "Sciences et Génie des Matériaux"**

*présentée et soutenue publiquement par*

**Nicolas REVUZ**

le 17 décembre 2010

**Etude de l'endommagement d'un superalliage  
monocristallin à base de nickel  
induit par microperçage laser milliseconde**

Directeur de thèse : **Michel JEANDIN**

**Jury**

M. **Claude CARRY, Professeur, Polytech'Grenoble**  
Mme **Véronique FAVIER, Professeur, Arts et Métiers**  
M. **Dimitris PANTELIS, Professeur, Université d'Athènes**  
Mme **Chantal LEBORGNE, Professeur, Université d'Orléans**  
M. **Marc MEDALE, Professeur, Polytech'Marseille**  
M. **Alexis PEREZ-DUARTE, Ingénieur, Snecma**  
M. **Alain KOSTER, Docteur, MINES ParisTech**  
M. **Michel JEANDIN, Directeur de recherche, MINES ParisTech**

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examinateur  
Examinateur  
Examinateur  
Examinateur







## REMERCIEMENTS

J'ai effectué cette thèse au Centre des Matériaux de l'école des Mines de Paris dans le groupe C2P (Centre de Compétence en Procédés de Projection). Je souhaite, par ces lignes, remercier sincèrement les personnes qui m'ont aidé, soutenu, montré, expliqué, fait rire lors des divers essais, préparations, observations et interprétations. J'ai, avec la plupart d'entre elles, créé des liens forts et j'espère ici leur rendre un peu de ce qu'elles m'ont donné.

Merci à Monsieur E. Busso qui m'a permis d'effectuer cette thèse au Centre des Matériaux et ainsi de bénéficier d'un environnement idéal pour mener à bien ce travail.

Merci aussi à Madame Véronique Favier et Monsieur Dimitris Pantelis d'avoir accepté la charge de rapporter ce mémoire.

Je remercie tout particulièrement mon directeur de thèse Monsieur Michel Jeandin, source intarissable d'encouragements et d'optimisme. Sa vision personnelle, scientifique et artistique de ce projet comme d'autres sujets a été pour moi une source d'inspiration continue. Il a su canaliser mon énergie et ses enseignements m'ont été essentiels et ils continueront de l'être après la thèse. J'espère que mon travail pour lui faire apprécier le foot sera conclu par mes successeurs doctorants du groupe C2P.

Merci aux personnes formant ce groupe : Vincent Guipont, François Borit et plus particulièrement Nicole De Dave-Fabregue qui m'a soutenu dès le début et avec qui je partage de mémorables souvenirs (comme une deuxième « maman » comme elle aime à le dire). Les thésards et post-doctorant qui ont partagé mon quotidien au début de la thèse Olivier Amsellem, Dimitris Chrystoulis, Tolga Tavsanoğlu mais aussi ceux qui sont restés plus longtemps Gilles Rolland, Serge Guetta et les derniers arrivés, Grégory Fabre, Laure-Line Descurninges et Cédric Broussillou (je serai là à votre soutenance). Merci et bon courage à ceux que j'ai simplement croisés, mais avec qui j'ai quand même eu le temps de rire un peu, Yassine Zeralli, Damien Giraud et Caroline Guinard (vous aussi).

Merci au groupe CHT pour m'avoir permis d'effectuer des essais mécaniques avec leur matériel. Je remercie particulièrement Alain Koster, Steve Duvinage, Matthieu Rambaudon et David Carton.

Je remercie Marie-Hélène Berger, Mohamed Sennour, Loïc Naze ainsi que Jean-Loup Strudel pour leur aide à la préparation des échantillons et à l'interprétation des observations réalisées avec les deux microscopes électroniques en transmission du Centre des Matériaux.

Merci à Jean-Christophe Tesseidre, Yves Favry, Gerard Brabant, Olivier Delhomme, Gregory Sainte-Luce, Joseph Valy, Alain Naslot qui m'ont aidé à contourner les différents problèmes informatiques, électriques, techniques qui surgissent (souvent au plus mauvais moment) lors d'une thèse.

Merci à Anne-Françoise Gourgues pour son aide au MEB (EBSD) et à André Pineau pour sa culture mécanique qui m'a permis d'interpréter certains résultats essentiels.

Merci également à Pierre Berard pour sa formation à la corrélation d'images.

Merci à Franck N'Guyen pour son travail fournit en analyse d'images.

Je remercie Michel Rousselot, René Cluzet, Georges Cassas, Christophe Meurin et Jean-Pierre Etourneau sans qui aucune pièce n'aurait vu le jour.

Je remercie Odile Adam pour son aide lors de mes recherches bibliographiques et également pour la partie références. Merci également à Konaly Sar pour sa bonne humeur permanente.

Pour terminer avec les personnes du Centre des Matériaux je voudrais faire un remerciement spécial à ceux qui n'appartiennent ni à mon groupe ni à des collaborateurs directs mais à ceux que j'ai apprécié et avec qui j'ai partagé de nombreuses choses (dont le

## Remerciements

---

foot) : Joao, Georges, Mamadou, Fred, Laurent (M.), Mériadeg, Rémi, Julien, Christophe, Marion et spécialement Benoît et Léty (une Rose qui m'aura eu sur le dos jusqu'au bout et au-delà).

Je souhaite remercier les personnes travaillant chez Snecma et qui ont permis à cette étude d'aller si loin : Claude Turrini, Alexis Perez-Duarte, Janvier Lecomte et Jean-François Chabot.

Merci à Marc Médale pour son ouverture d'esprit, pour sa collaboration et son implication dans l'adaptation du code de soudage laser. Merci aussi pour l'eau de la piscine à 19°C pour une température extérieure de 35°C.

Merci à Marc Sentis et à son équipe pour m'avoir laissé libre accès à leur laser femtoseconde. Sans eux certains résultats de cette thèse n'auraient jamais vu le jour.

Je remercie Sid Labdi et Olek Maciejak pour leur aide et leur prise de risque lors des essais de nanoindentation et de nanorayage en bord de trou.

Un énorme merci à Maryse Muller pour toutes ces discussions scientifico-théologico-socio-culturelles. Merci à elle d'avoir eu le courage de m'aider à réaliser des essais que seule l'imagination permettait d'entrevoir.

Merci également à Vincent Chiaruttini et Myriam Kaminski pour nos échanges et leur aide concernant la fissuration et la durée de vie du superalliage.

Je souhaite remercier également ma famille (3 sœurs, 2 beaux frères et 4 petites nièces) mais surtout mes parents pour leur indéfectible soutien malgré mon sale caractère occasionnel. Sans leur appui tout aurait été plus difficile.

Merci à mes amis de toujours et à tous ceux que j'ai inmanquablement oublié mais ceux qui me connaissent savent que cela fait partie de moi.

# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>5</b>
<b>CHAPITRE 1 : BIBLIOGRAPHIE .....</b>	<b>11</b>
<b>1. INTRODUCTION .....</b>	<b>14</b>
<b>2. MATERIAU.....</b>	<b>15</b>
2.1. Microstructure de l'AM1 .....	15
2.1.1. Elaboration et microstructure initiale.....	15
2.1.2. Evolution microstructurale sous sollicitation thermomécanique .....	21
2.2. Anisotropie cristalline de l'AM1 .....	22
2.3. Comportement cyclique de l'AM1 .....	24
2.4. Endommagement de l'AM1 par fatigue .....	26
2.4.1. Définition de l'endommagement .....	26
2.4.2. Mécanisme de rupture .....	26
2.4.3. Modélisation de l'endommagement.....	31
2.4.4. Durée de vie des éprouvettes percées ou entaillées.....	34
<b>3. LASER.....</b>	<b>38</b>
<b>4. PERÇAGE LASER PAR PERCUSSION .....</b>	<b>39</b>
4.1. Interaction laser métal.....	39
4.2. Modèle 1D : phénoménologie élémentaire.....	41
4.3. Conditions à l'interface liquide vapeur.....	48
4.3.1. Géométrie d'interface .....	48
4.3.2. Pression de recul.....	49
4.3.3. Ionisation de la vapeur.....	51
<b>5. PERÇAGE LASER DE MATERIAUX AERONAUTIQUES .....</b>	<b>53</b>
5.1. Perçage laser milliseconde.....	53
5.2. Impulsions ultra-courtes .....	57
5.3. Conclusion.....	58
<b>CHAPITRE 2 : MATERIAUX ET PROCEDES .....</b>	<b>59</b>
<b>1. INTRODUCTION .....</b>	<b>62</b>
<b>2. MATERIAU.....</b>	<b>63</b>
<b>3. PERÇAGE LASER PAR PERCUSSION .....</b>	<b>64</b>
3.1. Le laser HL201P.....	64
<b>4. ESSAIS DE FATIGUE.....</b>	<b>67</b>
4.1. Essai « macroscopique ».....	68
4.2. Essai « microscopique » : amorçage.....	68
4.3. Suivi de fissure .....	70
4.4. Mesure de champ de contrainte par thermoélasticité.....	71
<b>5. ESSAI DE TRACTION .....</b>	<b>72</b>
<b>6. TRAITEMENT D'IMAGES.....</b>	<b>74</b>
6.1. Seuillage .....	74
6.2. Corrélation d'images .....	75
<b>7. TECHNIQUES D'OBSERVATION ET D'ANALYSE MICROSTRUCTURALE .....</b>	<b>77</b>
7.1. Microscope optique .....	77
7.2. Microscope électronique à balayage (MEB) .....	77
7.2.1. Observations.....	77
7.2.2. Analyses .....	78
7.3. Microsonde de Castaing .....	79
7.4. Microscope électronique en transmission (MET).....	79
7.4.1. Préparation des échantillons .....	79
7.4.2. Observation .....	80
7.4.3. Analyse.....	80

7.5. Microscope à force atomique (AFM) .....	80
7.5.1. Observation .....	80
7.5.2. Nanoindentation .....	81
<b>8. SIMULATION NUMERIQUE .....</b>	<b>81</b>
8.1. Code de calcul ZéBuLoN® .....	81
8.2. Code de calcul « Marcus » .....	82
<b>CHAPITRE 3 : ETUDE MICROSCOPIQUE DU PERÇAGE PAR LASER.....</b>	<b>83</b>
<b>1. INTRODUCTION .....</b>	<b>87</b>
<b>2. PHENOMENOLOGIE DU PERÇAGE PAR LASER MILLISECONDE .....</b>	<b>88</b>
2.1. Observation des phénomènes physiques .....	88
2.1.1. Procédure expérimentale .....	88
2.1.2. Résultats et discussion .....	90
2.2. Etude mono-impulsionnelle.....	93
2.2.1. Etude des grandeurs globales.....	93
2.2.1.1 Vitesse de perçage.....	93
2.2.1.2 Diamètre .....	95
2.2.2. Etude des grandeurs locales.....	97
2.2.2.1 Vitesse de perçage en fonction du temps.....	97
2.2.2.2 Etude de l'éjection du liquide.....	107
2.3. Discussion.....	109
<b>3. ETUDE DE LA FORMATION DE LA COUCHE .....</b>	<b>110</b>
3.1. Ejection de la matière liquide .....	110
3.1.1. Méthode et dispositif expérimental.....	110
3.1.2. Une impulsion laser.....	111
3.1.3. Deux impulsions laser .....	115
3.1.4. Discussion .....	116
3.1.5. Vitesse d'éjection liquide et profondeur de trou.....	117
3.1.5.1 Méthode et dispositif expérimental .....	118
3.2. Mesure de la pression de recul.....	123
3.2.1. Mise en place d'un essai de mesure de pression de recul .....	123
3.2.1.1 Dispositif expérimental et méthode.....	124
3.2.1.2 Résultats et discussion.....	125
3.2.2. Mesure expérimentale de la pression de recul .....	127
3.2.2.1 Méthode et dispositif expérimental .....	127
3.2.2.2 Résultats et discussion.....	131
3.3. Discussion.....	139
<b>4. ETUDE DE LA MODIFICATION DE LA MATIERE .....</b>	<b>141</b>
4.1. Obtention de coupe diamétrale des trous.....	141
4.2. Etude de la paroi des trous.....	142
4.2.1. Perçage mono-impulsion laser.....	142
4.2.2. Perçage bi-impulsion laser.....	144
4.3. Solidification et décollement de couche .....	145
4.3.1. Etude de la zone modifiée le long du trou .....	146
4.3.1.1 Détermination de l'épaisseur de la couche .....	146
4.3.1.2 Résultats et discussion.....	150
4.3.2. Solidification .....	151
4.3.3. Mécanismes du décollement des couches.....	158
4.3.3.1 Méthode et dispositif expérimental .....	158
4.3.3.2 Résultats et discussion.....	159
4.3.4. Propriétés mécaniques des zones resolidifiées.....	164
4.4. Discussion.....	168
<b>5. MODELISATION DU PERÇAGE PAR LASER MILLISECONDE .....</b>	<b>169</b>
5.1. Introduction .....	169
5.2. Description du modèle numérique de soudage .....	169
5.2.1. Géométrie et conditions aux limites du modèle.....	170
5.2.2. Modélisation de l'interaction avant et après vaporisation.....	172
5.2.2.1 Transferts thermiques .....	172
5.2.2.2 Ecoulement.....	173
5.2.2.3 Pression de recul et déformation du maillage.....	174
5.2.2.4 Autres paramètres du modèle .....	176

5.2.2.5 Validation numérique du modèle de soudage.....	177
5.3. Adaptation du modèle aux conditions de perçage .....	179
5.3.1. Conditions aux limites .....	179
5.3.2. Résultats .....	182
5.3.3. Discussion .....	188
<b>6. CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>192</b>
<b>CHAPITRE 4 : ETUDE MECANIQUE .....</b>	<b>193</b>
<b>1. INTRODUCTION .....</b>	<b>196</b>
<b>2. ETUDE MACROSCOPIQUE .....</b>	<b>197</b>
2.1. Définition de l'essai d'abattement de durée de vie.....	197
2.1.1. Abattement de durée de vie expérimentale .....	198
2.2. Discussion.....	200
<b>3. ETUDE MICROSCOPIQUE .....</b>	<b>201</b>
3.1. Essai de fissuration en fatigue à 950 °C .....	201
3.1.1. Méthode expérimentale .....	201
3.1.1.1 Essai de fatigue.....	201
3.1.1.2 Laser femtoseconde.....	203
3.1.2. Résultats expérimentaux.....	205
3.1.2.1 Etude de la propagation de fissure.....	205
3.1.2.2 Etude de l'amorçage de fissure.....	210
3.1.3. Etude de l'oxydation.....	223
3.1.3.1 Oxydation des superalliages base nickel .....	223
3.1.3.2 Oxydation statique.....	226
3.1.3.3 Oxydation sous chargement cyclique .....	229
3.1.4. Approche numérique de la fissuration .....	231
3.1.5. Conclusion.....	233
3.2. Rupture à l'ambiante de la zone resolidifiée .....	234
3.2.1. Essai de traction monotone.....	235
3.2.2. Préparation d'éprouvette.....	237
3.2.3. Résultats expérimentaux et numériques.....	238
3.2.3.1 Corrélation d'images .....	238
3.2.3.2 Simulation numérique du champ de contrainte .....	242
3.2.4. Discussion .....	246
3.3. Conclusion de l'étude microscopique.....	247
<b>CONCLUSION GENERALE .....</b>	<b>249</b>
<b>1. SYNTHESE DES RESULTATS .....</b>	<b>251</b>
1.1. Phénomène de perçage .....	251
1.2. Couche resolidifiée .....	252
1.3. Modélisation du perçage par laser milliseconde.....	253
1.4. Fissuration par essai de fatigue.....	253
<b>2. PERSPECTIVES.....</b>	<b>254</b>
2.1. Simulation numérique du perçage laser.....	254
2.2. Propagation de fissure.....	254
2.3. Comportement de la zone resolidifiée .....	256
2.4. Mesure de pression de recul .....	256
2.5. Microstructure de la zone resolidifiée .....	256
2.6. Perçage des barrières thermiques.....	256
<b>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>259</b>
<b>ANNEXES.....</b>	<b>275</b>
<b>LISTE DES PUBLICATIONS.....</b>	<b>311</b>



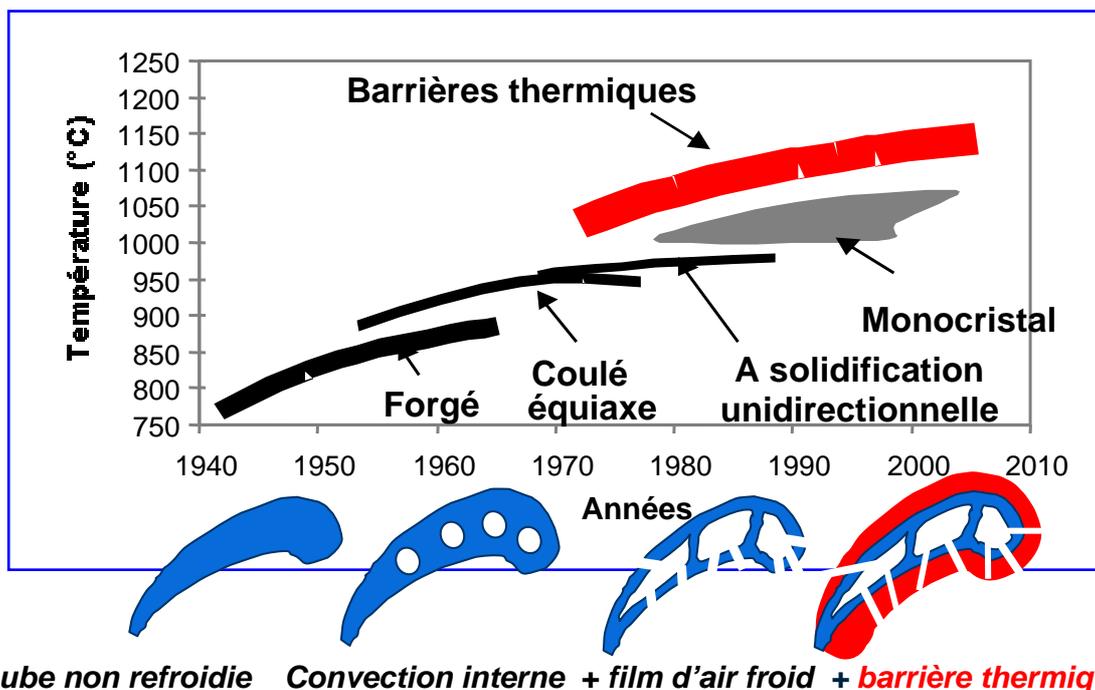
---

# **Introduction générale**

---



Le 20 juin 1891, C. Ader fait voler son « Eole » (ou « Avion I ») sur quelques centaines de mètres. Le 17 décembre 1903, naissance de l'aviation moderne, le « Flyer » des frères Wright prend son envol grâce au premier moteur mécanique artisanal en ligne refroidi par eau. Le vol dure alors 59 secondes et l'avion parcourt une distance de 259 mètres. Depuis lors, les ingénieurs n'ont eu de cesse d'améliorer les moteurs. Aujourd'hui, les notions d'environnement et de compétitivité poussent les motoristes à améliorer la consommation et la poussée des moteurs. La température des gaz à l'entrée de la turbine est un facteur déterminant dans cette course à la modernisation. A titre d'exemple, une augmentation de 50°C de la température d'entrée des gaz à l'entrée de la turbine améliore d'environ 10% la poussée spécifique d'un moteur militaire supersonique. Actuellement, les températures obtenues à la surface des pièces situées dans les parties chaudes des moteurs dépassent les 1100°C. Les pièces les plus critiques sont les aubes de la turbine haute pression située après le ou les compresseur(s), la chambre de combustion et le distributeur. Afin d'augmenter ces températures, deux axes de développement ont été suivis : tout d'abord, le choix et l'amélioration des matériaux, puis, l'introduction et le perfectionnement des techniques de refroidissement. A l'heure actuelle, la protection thermique des aubes de turbine est assurée par une barrière thermique (bicouche métallique et céramique) ainsi que par la méthode dite de « film cooling ». Cette dernière consiste à faire circuler de l'air dans le corps de l'aube et à l'expulser en surface de la pièce par de nombreux trous de refroidissement (Figure 1).



L'aube est soumise, notamment lors du décollage et de l'atterrissage, à de forts gradients thermiques, au fluage, à la corrosion et à l'oxydation à chaud, aux contraintes élevées induites par sa géométrie complexe ainsi qu'à la fatigue vibratoire. Elle est aujourd'hui fabriquée en superalliage monocristallin à base de nickel. Sa microstructure cubique à faces centrées présente une phase  $\gamma$  qui permet un fort durcissement de solution solide par la solubilité élevée d'un grand nombre d'éléments d'alliage et une phase  $\gamma'$ . Il s'agit d'un composé métallique stable,  $Ni_3Al(Ti,Ta)$ , sous forme de précipités cohérents avec la matrice  $\gamma$ . Les  $\gamma'$  apportent un fort durcissement structural.

De nombreuses études ont été menées sur le comportement et l'endommagement sous sollicitations thermomécaniques de ce superalliage. Celles-ci ont montré l'importance de l'écart paramétrique existant entre les phases  $\gamma$  et  $\gamma'$ , de leur proportion ainsi que celle de l'orientation cristalline. Les superalliage monocristallins étant des matériaux très anisotropes et complexes, l'étude du micro-amorçage et de la micro-fissuration a été le prologue aux recherches menées sur la propagation de fissure aussi bien courte que longue. Cette connaissance du comportement du matériau a permis son application aux pièces présentant des zones de fortes concentrations de contrainte comme les aubes de turbine avec leurs trous de refroidissement. Ces trous ont des dimensions d'environ 450  $\mu\text{m}$  de diamètre pour 1 à 3mm de profondeur selon leur inclinaison qui varie en fonction de leur position sur l'aube. Ils génèrent de forts gradients de contrainte et constituent donc des zones critiques d'amorçage de fissure. Leur faible diamètre, leur nombre et les propriétés du superalliage ont fait que le trou est percé depuis toujours par laser. Les travaux les plus récents visaient à déterminer la durée de vie des pièces perforées en caractérisant l'endommagement engendré par les sollicitations mécaniques dans ces zones de concentration de contrainte. Ils prennent en compte l'effet du gradient de contrainte ainsi que l'anisotropie de l'endommagement.

Depuis plusieurs années, le perçage par laser a été étudié. Le matériau irradié est ainsi chauffé, fondu puis superficiellement vaporisé. Cette vapeur engendre une pression, dite de recul, qui s'applique sur le métal liquide, l'éjectant ainsi en partie du trou. Le reste du liquide se resolidifie sur les parois du trou après le tir laser. Le trou résulte alors d'une succession d'impacts et le perçage est alors obtenu en régime dit de percussion. Des travaux numériques et expérimentaux ont été menés sur l'interaction laser-matière mais la courte durée du perçage et la valeur élevée des grandeurs physiques (température, pression, ...), souvent invérifiables car à l'intérieur du trou, font que les modèles de perçage sont proches de leur limite de validité. L'endommagement macroscopique résultant du perçage, c'est-à-dire la création de fissures (par les contraintes thermiques), la délamination de la barrière thermique (cas des aubes de turbine), a été abordé dans quelques études. Cependant, leur contenu dépend complètement des systèmes source laser/matériaux et ne peut être généralisé. Aujourd'hui, l'amélioration des sources laser permet le découplage des variables laser et ainsi de maîtriser et caractériser l'influence de chaque paramètre sur le résultat du perçage. La qualité de ces nouvelles sources permet aussi de limiter les défauts macroscopiques tels que la fissuration lors d'un perçage. Si, avec ces nouvelles sources, les macro-défauts peuvent être facilement maîtrisés voire supprimés, il existe néanmoins une modification de la matière. Les modifications microstructurales engendrées par le perçage doivent être étudiées ainsi que leurs propriétés mécaniques et leur influence sur la durée de vie d'une pièce. Les études réalisées jusqu'à présent sur les aubes de turbine ne prennent pas en compte l'endommagement engendré par le procédé de perçage et les modèles actuels sont fondés uniquement sur des effets de gradient de contrainte locale. Les travaux sur le perçage laser sont, eux, focalisés sur l'interaction laser-matière mais ne portent pas sur les problèmes d'endommagement microscopique.

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet PERLE (PERçage Laser en aEronautique) avec comme partenaires du Centre des Matériaux, Snecma, EADS et le PIMM (Arts et Métiers Paristech). L'étude s'intéressera, par l'utilisation d'une nouvelle source laser possédant une grande qualité de faisceau et permettant le découplage des paramètres du procédé, à la compréhension et à la caractérisation de l'endommagement engendré par le perçage laser d'un superalliage monocristallin. L'influence de cet endommagement sur le comportement mécanique d'une pièce perforée sera étudiée à haute température.

Le premier chapitre, bibliographique, est consacré à la microstructure de l'AM1, matériau monocristallin de l'étude. Son élaboration particulière et son comportement

mécanique sont détaillés. De plus, l'explication générale des phénomènes physiques à la base du perçage par laser et finalement un état de l'art de l'endommagement des superalliages, éventuellement revêtus de barrières thermiques, percés par laser, sont présentés.

Le deuxième chapitre détaille la fabrication des éprouvettes, ainsi que les ressources expérimentales et numériques utilisées dans cette étude.

Le troisième chapitre consiste en l'étude microscopique du perçage du monocristal. La phénoménologie du perçage y est décrite par la compréhension de l'influence des paramètres du procédé sur la géométrie des trous. Les paramètres du laser étant bien maîtrisés, des mesures expérimentales d'interaction entre l'onde et le matériau sont présentées. En effet, en perçage laser percussif, l'irradiation permet la fusion locale du matériau et la vaporisation d'une certaine quantité de matière liquide. Cette vaporisation crée alors une pression qui, en s'exerçant sur le liquide, permet son éjection. Cette quantité de matière éjectée ainsi que cette pression dite de recul sont les paramètres locaux essentiels du procédé. Des mesures de vitesse d'éjection du liquide effectuées avec une caméra rapide sont présentées pour différentes conditions laser. De plus, une mesure expérimentale de la pression de recul dans des conditions laser de perçage est réalisée et présentée. Une étude microstructurale poussée de la couche de matière resolidifiée dans plusieurs conditions laser est également exposée. La microstructure de cette couche ainsi que ces propriétés mécaniques mesurables sont mises en évidence. Ces données ont permis d'enrichir un code de calcul par éléments finis initialement conçu pour modéliser les conditions de soudage laser mais développé, ici, pour la modélisation du perçage comme le présente la dernière partie de ce chapitre.

Le quatrième chapitre s'intéresse à la relation entre la modification de microstructure, l'endommagement engendré par le perçage par laser milliseconde et la durée de vie d'éprouvettes percées. Deux études expérimentales ont été menées. Une étude dite macroscopique de durée de vie à rupture a été conduite afin de déterminer l'influence du procédé de perçage. La seconde étude porte sur la différence d'amorçage de fissure en bord de trou. Deux procédés sont alors étudiés, le perçage par laser milliseconde qui crée une zone avec de la matière resolidifiée et le perçage par laser femtoseconde dont les impulsions sont si courtes que la matière n'est pas liquéfiée, laissant la microstructure en bord de trou identique à celle du superalliage initial. Enfin, une approche numérique par éléments finis sous ZéBuloN de la fissuration en bord de trou est présentée.

La conclusion effectue la synthèse et la discussion des résultats. Un bilan de l'interaction laser-matière menant à la modification de microstructure est exposé. L'endommagement qui en résulte est également relié aux paramètres du procédé afin de les optimiser pour que les pièces perforées puissent garantir une durée de vie améliorée.



---

# **Chapitre 1 :** **Bibliographie**

---



# SOMMAIRE

1. Introduction .....	14
2. Matériau .....	15
2.1. Microstructure de l'AM1 .....	15
2.1.1. Elaboration et microstructure initiale .....	15
2.1.2. Evolution microstructurale sous sollicitation thermomécanique .....	21
2.2. Anisotropie cristalline de l'AM1 .....	22
2.3. Comportement cyclique de l'AM1 .....	24
2.4. Endommagement de l'AM1 par fatigue .....	26
2.4.1. Définition de l'endommagement .....	26
2.4.2. Mécanisme de rupture .....	26
2.4.3. Modélisation de l'endommagement .....	31
2.4.4. Durée de vie des éprouvettes percées ou entaillées .....	34
3. Laser .....	38
4. Perçage laser par percussion .....	39
4.1. Interaction laser métal .....	39
4.2. Modèle 1D : phénoménologie élémentaire .....	41
4.3. Conditions à l'interface liquide vapeur .....	48
4.3.1. Géométrie d'interface .....	48
4.3.2. Pression de recul .....	49
4.3.3. Ionisation de la vapeur .....	51
5. Perçage laser de matériaux aéronautiques .....	53
5.1. Perçage laser milliseconde .....	53
5.2. Impulsions ultra-courtes .....	57
5.3. Conclusion .....	58

# 1. Introduction

L'AM1 est un superalliage monocristallin à base de nickel spécialement développé, pour les aubes mobiles de turbines, afin de répondre aux contraintes thermomécaniques imposées par le fonctionnement du moteur aéronautique. Trois axes de développement ont permis l'évolution de ces pièces critiques : la microstructure du superalliage, la géométrie des aubes et l'ajout d'une barrière thermique. Les barrières thermiques étant déposées après le perçage des aubes, celles-ci n'ont pas été étudiées dans ces travaux. La microstructure biphasée de l'AM1, présentée dans ce chapitre, présente un durcissement structural qui mène à de très bonnes propriétés mécaniques à haute température.

Ce chapitre va, dans un premier temps, s'intéresser à l'élaboration de l'alliage et à son comportement sous sollicitation cycliques ainsi qu'à la propagation de fissure dans ces mêmes conditions. Un modèle d'endommagement, développé dans le cadre d'une étude portant sur l'influence des géométries de perçage sur la durée de vie d'éprouvettes trouées sollicitées en fatigue, sera également présenté.

Dans un second temps, c'est le principe du perçage par laser percussionnel qui sera présenté et détaillé à partir de l'interaction laser-matière.

Enfin, un état de l'art sur le perçage des monocristaux sera effectué et plus particulièrement les études portant sur la réponse du matériau irradié.

## 2. Matériau

### 2.1. Microstructure de l'AM1

#### 2.1.1. Elaboration et microstructure initiale

L'AM1 est un superalliage à base de nickel dont la microstructure et la composition chimique, spécialement élaborées et améliorées depuis les années 1950, sont à l'origine des études menées lors de cette thèse.

Un superalliage est un alliage à haute performance. Il présente des propriétés mécaniques comme la résistance au fluage à haute température supérieures à celles des alliages usuels. Compte tenu de son utilisation à haute température, un superalliage doit également être plus résistant à son environnement, c'est-à-dire à l'oxydation et la corrosion, par l'ajout de divers éléments d'alliage. Ses qualités sont ainsi obtenues par sa composition chimique mais également par sa microstructure.

Concernant les aubes de turbine aéronautique, les premiers superalliages étaient dotés d'une microstructure équiaxe mais Versnyder et Guard [VER 60] ont rapidement montré que la solidification dirigée (figure I.1) permettait d'aligner les joints de grains et l'axe de sollicitation principal limitant ainsi, dans ces singularités, l'apparition de l'endommagement en fluage. Une autre amélioration résulte du choix de la direction de croissance de l'aube selon l'orientation cristalline  $\langle 001 \rangle$ . Les contraintes thermomécaniques sont ainsi limitées grâce à la faible valeur du module d'élasticité dans cette direction. Les joints de grains sont définitivement supprimés en 1970 [VER 70] avec les premiers monocristaux augmentant encore la résistance au fluage.

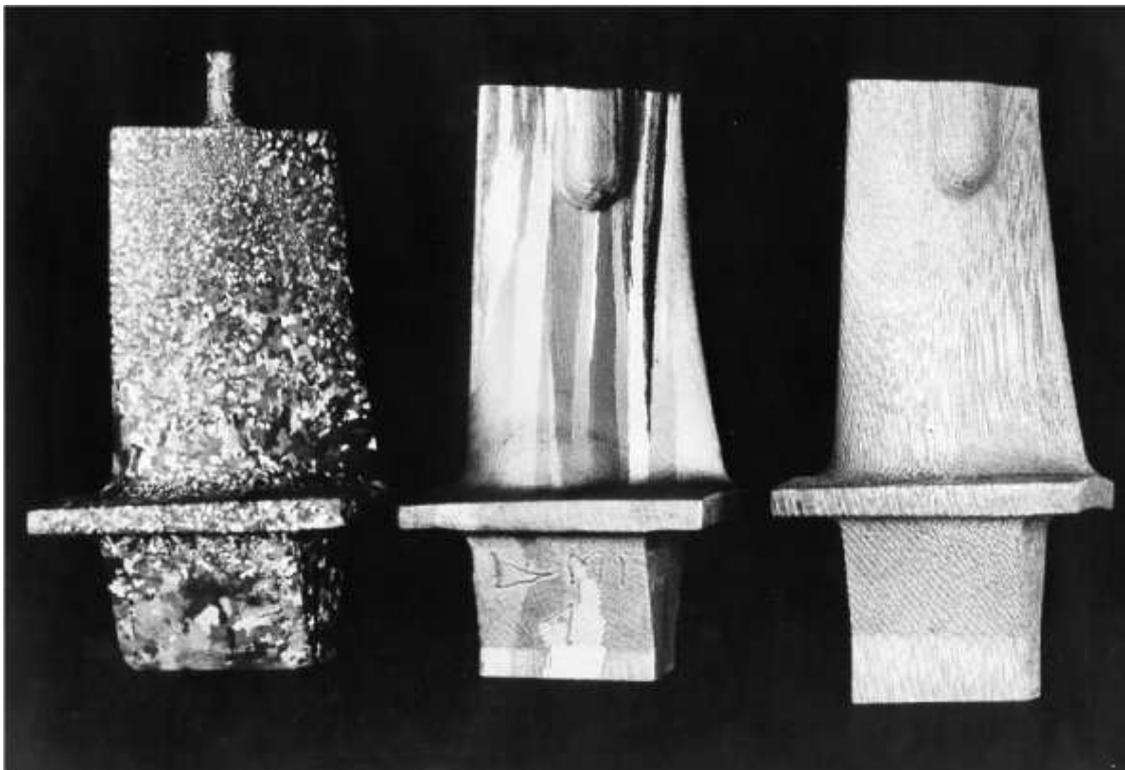


Figure.I.1.Evolution de la microstructure des aubes de turbine en superalliage à base de nickel : équiaxe, colonnaire, monocristalline

A partir de 1980 la composition chimique des superalliages est optimisée pour exploiter au mieux les effets bénéfiques des monocristaux. L'AM1, fruit d'une collaboration entre Snecma, l'ONERA, ARMINES et IMPHY S.A., fait partie de cette génération d'alliages comprenant aussi le CMSX-2 (Cannon Muskegon, USA), le René N4 (General Electric, USA) et le PWA1483 (Pratt & Whitney, USA). La microstructure de ces alliages, généralement cubiques à faces centrées, est biphasée (figure I.1 : une matrice  $\gamma$  avec la précipitation d'une phase pseudo-cuboïdale cohérente  $\gamma'$  de type  $\text{Ni}_3(\text{Al,Ti})$  dotée d'un faible écart paramétrique avec la matrice). Par la suite, quasiment tous les 5 ans, une nouvelle génération de superalliage apparaît. La deuxième et la troisième génération voient leur composition enrichie de rhénium (3 et 6% en masse respectivement) conduisant ainsi à l'augmentation de l'écart paramétrique entre la phase  $\gamma$  et  $\gamma'$  ainsi qu'un durcissement de la matrice. La cinétique de croissance des précipités est ralentie, améliorant ainsi la résistance au fluage et à la fatigue haute température.

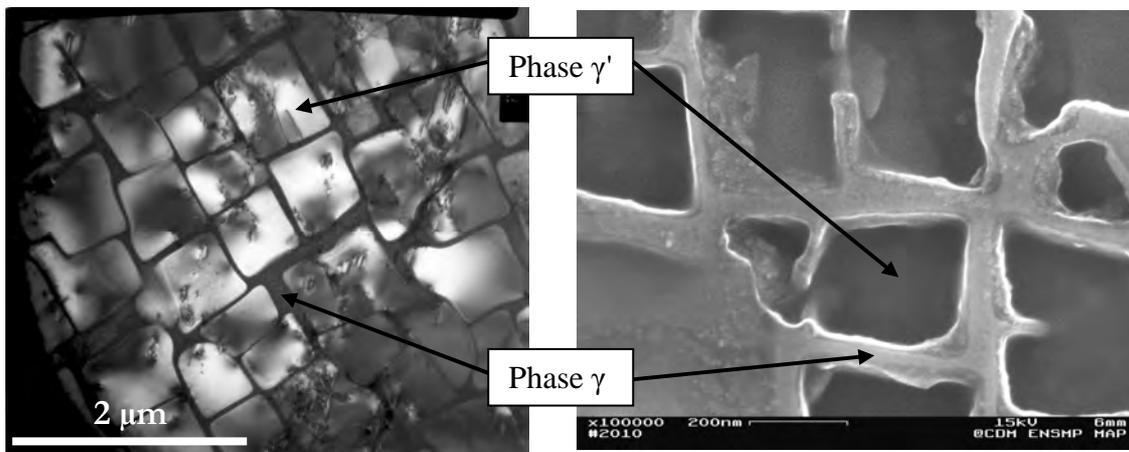


Figure.I.2. Microstructure biphasée du superalliage monocristallin à base de nickel AM1, a) microscope électronique en transmission, b) microscope électronique à balayage

L'ajout de rhénium dans la composition chimique des superalliages à base de nickel augmente également le coût et la masse volumique du matériau et des phases fragiles précipitent plus facilement dans la matrice  $\gamma$ . Rapidement, les désagréments se montrent plus pénalisant que les avantages obtenus et entraînent une faible utilisation de ces superalliages (CMSX-4, René N5 ou PWA1484).

Une quatrième génération de superalliages monocristallins voit le jour en 1996, par l'ajout d'iridium et du ruthénium en plus du rhénium. La combinaison de ces éléments évite la précipitation d'intermétalliques fragiles dans la phase  $\gamma$  et permet d'obtenir des alliages plus légers et plus stables que les générations précédentes mais tout aussi résistants.

L'alliage étudié dans cette thèse est l'AM1. Les aubes ainsi que les diverses éprouvettes utilisées pour la caractérisation du matériau sont élaborées par solidification dirigée selon la méthode de Bridgman-Stockbarger. L'alliage est d'abord coulé dans un moule en céramique introduit dans un four donc les gradients thermiques sont parfaitement contrôlables. Ce moule est posé sur une sole refroidie dont le rôle est de faire germer les premiers grains dont la structure colonnaire est contrôlée par le gradient thermique local du four (figure I.3).



Figure.I.3.Sélecteur d'orientation cristalline [DUR 97]

Pour conduire à la microstructure monocristalline, un sélecteur en forme de tire-bouchon (figure I.3) est alors utilisé afin de ne sélectionner qu'une seule orientation cristalline, c'est-à-dire un seul grain dont la direction de solidification est  $\langle 001 \rangle$ . Les dendrites primaires ne croissent donc que dans cette direction alors que les dendrites secondaires vont se développer selon les orientations  $\langle 010 \rangle$  et  $\langle 001 \rangle$  (figure I.4).

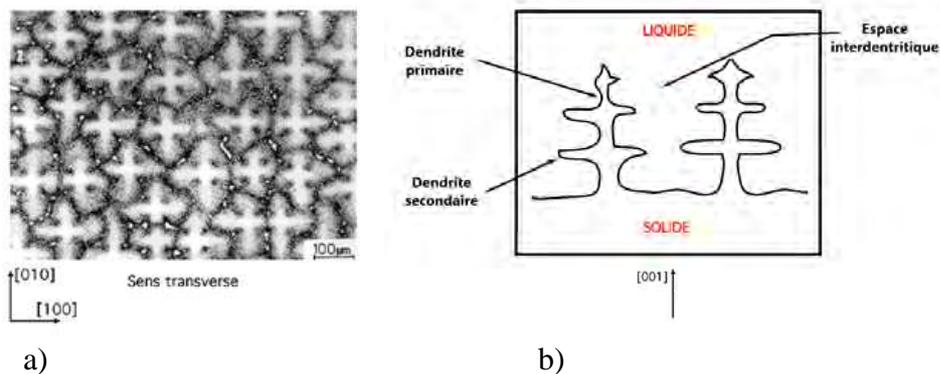


Figure.I.4.Structure dendritique d'un superalliage monocristallin à base de nickel pour application aux aubes de turbine a) sens perpendiculaire à la direction de croissance [KHA 85] b) direction de croissance [BOU 06]

La structure biphasée de l'AM1, une matrice austénitique  $\gamma$  et une phase cuboïdale précipitée  $\gamma'$ , est alors obtenue par différents traitements thermiques successifs. Le premier, nommé T1, est une remise en solution de la phase  $\gamma'$  avec un maintien à  $1300^\circ\text{C}$  sous vide pendant 3h suivi d'une trempe à l'air afin d'obtenir une microstructure fine. Pour la fabrication des éprouvettes, un premier revenu R1 est effectué pour représenter, lors de la fabrication d'une aube, l'histoire thermique subie par le matériau lors de sa chromaluminisation. Ce revenu s'effectue à  $1050^\circ\text{C}$  pendant 5h et permet d'obtenir un alignement des précipités cuboïdaux selon les directions du cube (figure I.5), les phases  $\gamma$  et  $\gamma'$  cristallisant dans le système cubique à faces centrées (CFC).

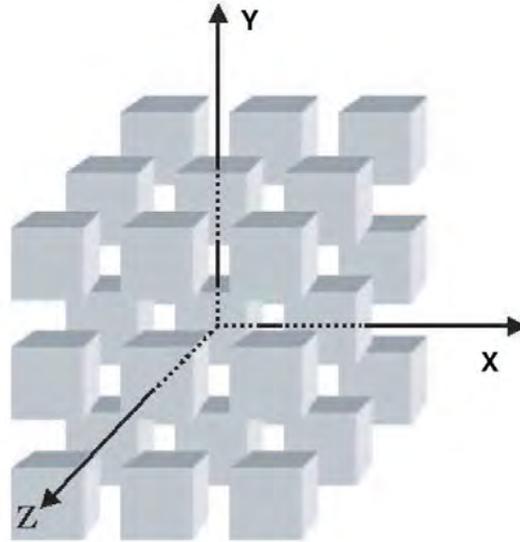


Figure.I.5.Représentation des précipités cuboïdaux  $\gamma'$  alignés selon les directions principales de la microstructure CFC

Enfin, un dernier revenu de vieillissement est appliqué sous vide à 870°C pendant 16h afin d'optimiser la fraction volumique de phase  $\gamma'$  dont la quantité n'a de cesse d'augmenter depuis le début du développement des superalliages (figure I.6). La forme des précipités ainsi que leur taille (environ 0,3 $\mu\text{m}$  pour la phase  $\gamma'$  et des couloirs de phase  $\gamma$  compris entre 0,05 et 0,1 $\mu\text{m}$ ) et leur répartition ont été optimisées afin de obtenir une meilleure tenue au fluage selon la direction cristalline  $\langle 001 \rangle$ .

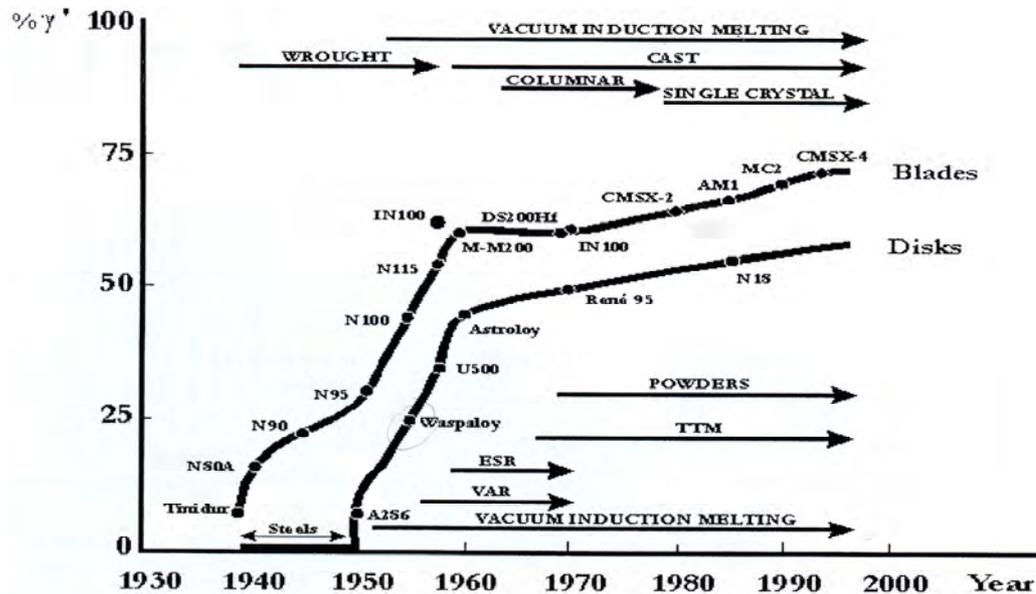


Figure.I.6.Evolution de la proportion de la phase  $\gamma'$  dans les superalliages utilisés pour la fabrication des aubes ou les disques des turbines aéronautiques [DUR 97]

La phase  $\gamma$  du superalliage est une solution solide à base de nickel dans laquelle s'est formée une précipitation de phase intermétallique  $\gamma'$  de type  $\text{Ni}_3\text{Al}$ . La phase austénitique  $\gamma$  est favorisée par les éléments nickel, cobalt, fer, chrome molybdène et tungstène alors que la formation de la phase  $\gamma'$  est favorisée par les éléments aluminium, titane, niobium, tantale et hafnium (figure I.7).

## 2. Matériau

	Ni	Co	Cr	Mo	W	Ta-Nb	Al	Ti	C	Fe
% pds	base	6-7	7-8	1,8-2,2	5-6	7,5-8,5	5,1-5,5	1-1,4	0,01	0,2

Figure.I.7.Composition chimique de l'AM1 en pourcentage pondéral base nickel

Les aubes de turbine sont utilisées à haute température et dans un environnement dans lequel les conditions sont favorables à l'oxydation donc propre à une dégradation de la pièce. La formation d'oxydes d'aluminium et de chrome stables et adhérents mécaniquement assure donc une protection de leur surface face à cet environnement. Outre cette couche protectrice d'alumine, l'aluminium joue un second rôle essentiel dans le durcissement de l'alliage car il est un élément nécessaire à la formation de la phase  $\gamma'$  de type  $\text{Ni}_3\text{Al}$ . A la différence de la matrice  $\gamma$  qui est une solution désordonnée, celle-ci est une solution ordonnée à base de nickel dont les atomes occupent les centres des 6 faces de la structure CFC alors que les atomes d'aluminium occupent eux, les 8 sommets du cube de la structure (figure I.8).

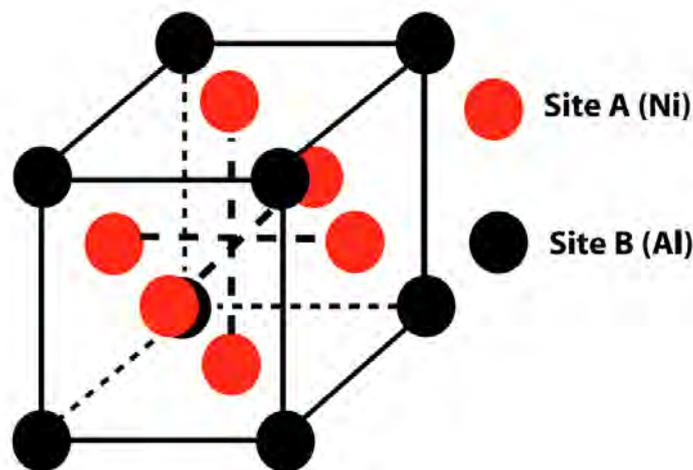


Figure.I.8.Représentation du réseau cubique à faces centrées de la phase  $\gamma'$ , composé  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , et de la répartition des atomes de nickel et d'aluminium

Malgré que les phases  $\gamma$  et  $\gamma'$  cristallisent dans le même réseau cubique à faces centrées, leur paramètre de maille est sensiblement différent. Cet écart paramétrique, plus communément appelé « misfit » en anglais, est faible (inférieur à 0,5%) et les deux phases sont dites cohérentes. Cependant, les précipités  $\gamma'$  déforment localement le réseau formé par la matrice  $\gamma$  engendrant ainsi des contraintes très locales, appelées contraintes de cohérence, aux interfaces  $\gamma/\gamma'$ . Ainsi, lorsque le superalliage est déformé, la mobilité des dislocations présentes dans le monocristal est diminuée par ces contraintes de cohérence qui forment des obstacles à leurs déplacements car celles-ci doivent soit les cisailer soit les contourner selon le mécanisme d'Orowan [REP 82, NAZ 10]. C'est donc cet écart paramétrique qui est à l'origine du durcissement structural apporté par la précipitation de la phase  $\gamma'$ .

Ainsi, la très haute qualité de cet alliage est obtenue grâce à sa composition ainsi qu'à son procédé de mise en forme. Pourtant, celui-ci est également à l'origine de défauts qui lui sont inhérents. Ces défauts, sont des hétérogénéités de composition ainsi que la présence de pores de dimensions comprises entre une dizaine à près de deux cents microns (figure I.9). Ces deux types de défauts sont intimement liés à la solidification locale du matériau et plus précisément des dendrites. En effet, lorsqu'une dendrite se solidifie, sa composition chimique est différente à cœur et aux bords et spécifiquement dans les espaces interdendritiques où le liquide se solidifie en dernier. Lors de sa solidification, le superalliage rejette dans le liquide certains éléments d'alliage changeant ainsi la composition du liquide qui est en train de se solidifier. Ainsi, la composition de la première et de la dernière goutte de matière solidifiée

ont des compositions chimiques différentes. Bien que dirigée selon une direction privilégiée, la croissance des dendrites et notamment celle des dendrites secondaires peuvent engendrer des zones dans lesquelles le liquide est confiné et dont la composition assez différentes de la composition initiale engendre le défaut d'hétérogénéité.

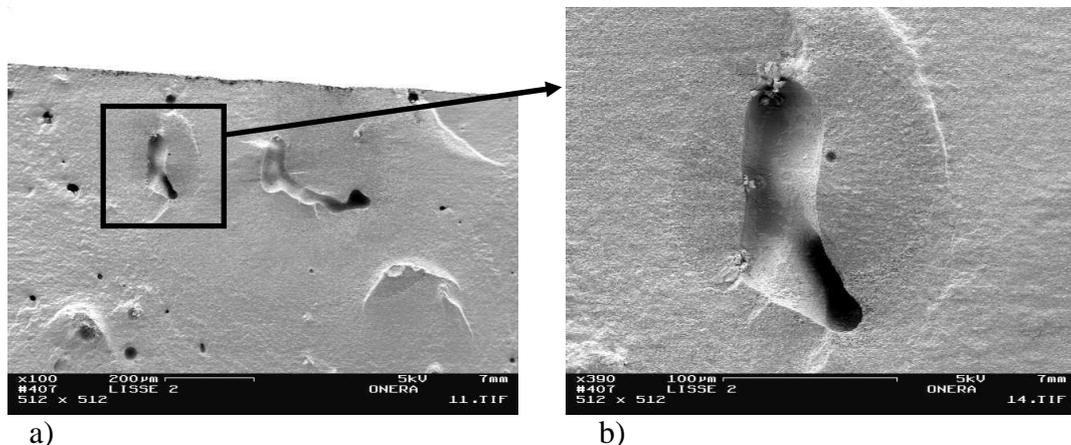


Figure.I.9.a) Ensemble de pores observés sur une éprouvette lisse en AM1 et b) agrandissement [M. Raffestion, ONERA]

C'est également dans ces espaces interdendritiques que les pores sont formés [AST 09, KUR 98]. Pour la formation des défauts, deux phénomènes se conjuguent. Le premier phénomène est directement lié à la solidification d'un liquide. La différence entre un liquide et un solide résulte de la mobilité entre les différents constituants du matériau. Cette mobilité, plus grande dans le cas d'un liquide, est due à la distance entre les atomes qui est plus élevée à cause de l'agitation thermique supérieure. La solidification, exothermique, correspond à une diminution de cette énergie d'agitation. Les atomes se rapprochent ainsi dans des positions qu'ils sont incapables de quitter et forment un matériau solide. En se rapprochant les uns des autres, les atomes occupent un volume plus faible (sauf pour l'eau pour des raisons d'agencement moléculaire). Cette perte est appelée retrait de la matière lors de la solidification. Le second phénomène est la difficulté de l'apport de métal liquide dans les zones interdendritiques. En effet, lors de la solidification, la zone pâteuse, zone dans laquelle une partie de la matière est liquide et l'autre solide sous forme de dendrite, peut être représentée comme une éponge à l'intérieur de laquelle le liquide serait susceptible de circuler (les trous de l'éponge représentant les espaces interdendritiques). A la fin de la solidification, les espaces interdendritiques ne percolent plus, c'est-à-dire qu'ils ne forment plus un réseau communiquant. Des poches de liquide sont donc ainsi isolées sans possibilité d'apport de liquide supplémentaire. Lorsque ces poches de liquide se solidifient alors le phénomène de retrait de la matière ne peut plus être compensé par un apport de liquide extérieur et laisse ainsi des zones vides appelées pores.

Ces défauts sont inhérents au procédé de fabrication mais sont, dans une certaine mesure, maîtrisés. Cependant, d'autres défauts liés à l'utilisation du matériau peuvent apparaître lorsque celui-ci a été sollicité mécaniquement à haute température. En effet, ce type de sollicitation permet à la microstructure d'évoluer.

## 2.1.2. Evolution microstructurale sous sollicitation thermomécanique

L'AM1, lorsqu'il est soumis à des sollicitations mécaniques à haute température (>850°C), voit sa microstructure se transformer. Initialement, sa microstructure consiste en une répartition uniforme de précipités cuboïdaux de phase  $\gamma'$  dans une matrice de phase  $\gamma$ . Comme expliqué précédemment, le durcissement structural est obtenu par les contraintes locales créées par l'écart paramétrique entre les deux phases :

$$\delta = \frac{a_{\gamma'} - a_{\gamma}}{a_{\gamma}} \quad (\text{I.1})$$

Avec  $\delta$  l'écart paramétrique entre les phases  $\gamma$  et  $\gamma'$ ,  
 $a_{\gamma'}$  le paramètre de maille de la phase  $\gamma'$ ,  
 $a_{\gamma}$  le paramètre de maille de la phase  $\gamma$

A haute température, lorsque le superalliage est soumis à de fortes sollicitations mécaniques, les précipités  $\gamma'$  coalescent pour former des plaquettes orientées (figure I.10). Ce phénomène est appelé la mise en radeau et perturbe très fortement le déplacement des dislocations donc le comportement mécanique du matériau [RAT 07].

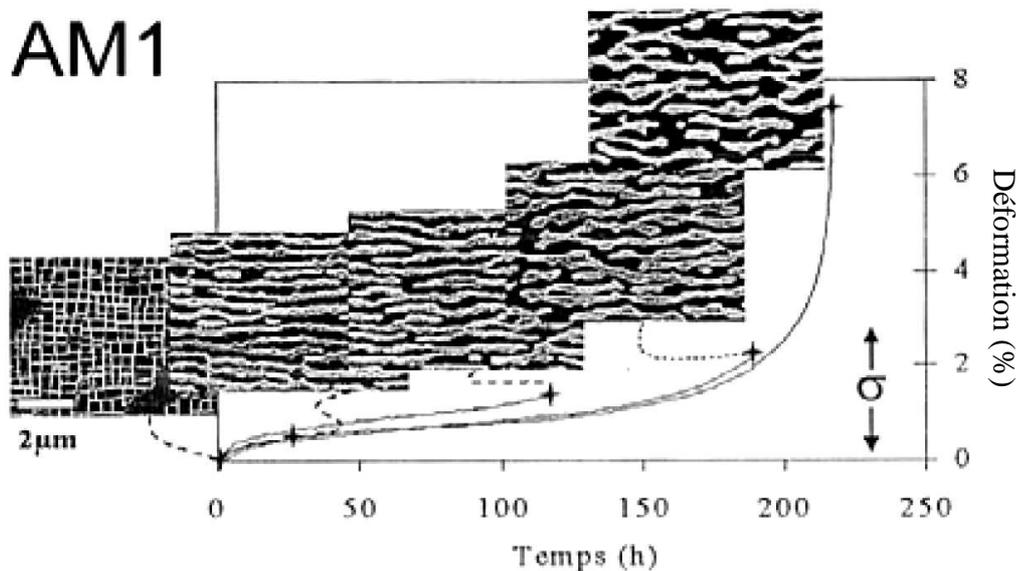


Figure.I.10.Evolution de la microstructure de l'AM1 lors de fluage sous 150MPa de contrainte à 1050°C [DIO 02]

La mise en radeau est un phénomène de coalescence dirigée dicté par plusieurs mécanismes dont la concentration de contrainte locale. De nombreuses études ont été réalisées sur la répartition des contraintes dans les couloirs de la phase  $\gamma$  ainsi que dans la phase  $\gamma'$  [POL 94]. Des études plus récentes ont permis de comprendre les paramètres de cette évolution de la microstructure [MAS 02, RAT 07]. Ces paramètres sont principalement la fraction volumique de la phase  $\gamma'$  et ainsi la taille des précipités mais surtout la taille des couloirs de phase  $\gamma$ . Ces caractéristiques de la microstructure initiale ont une grande influence sur l'état de contrainte locale lorsque le matériau est soumis à une contrainte extérieure importante. L'état de contrainte local dépend de la valeur mais surtout du signe de l'écart

paramétrique entre les deux phases  $\gamma'$  et  $\gamma$ . En effet, il a été montré que, pour un écart paramétrique négatif, la mise en radeau se faisait perpendiculairement à l'axe de sollicitation lorsque le matériau est soumis à de la traction alors que celle-ci se fait parallèlement lors d'un essai de compression (figure I.11). Avec un écart paramétrique positif, la tendance est alors complètement inversée.

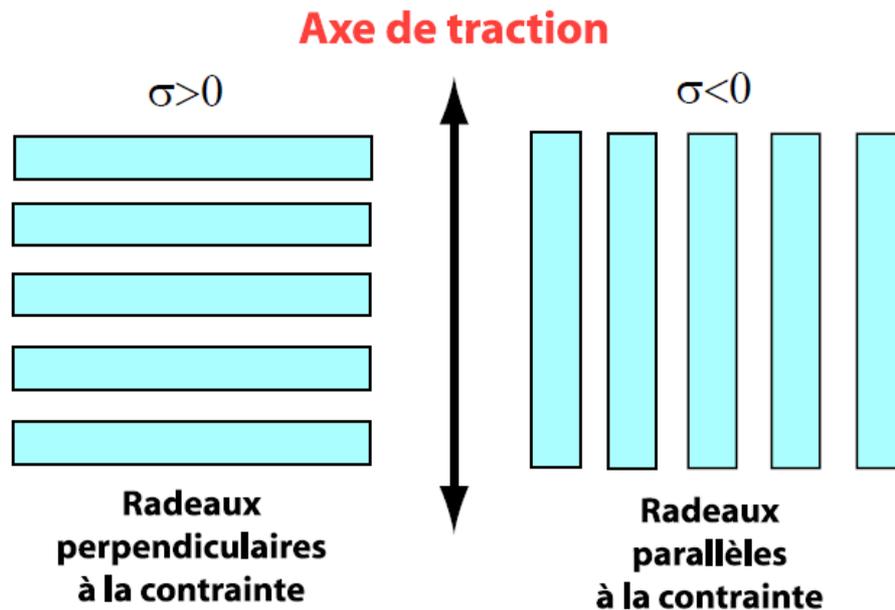


Figure.I.11. Orientation de la mise en radeau sur un monocristal avec un écart paramétrique négatif et dont l'axe de sollicitation est orienté selon  $\langle 001 \rangle$

D'un point de vue mécanique, les propriétés de l'alliage dans cette nouvelle configuration microstructurale sont réduites car les contraintes locales dues à la précipitation cuboïdale de la phase  $\gamma'$  ont été diminuées.

## 2.2. Anisotropie cristalline de l'AM1

L'AM1 par sa nature et sa microstructure cubique à faces centrées est un matériau très anisotrope. Ainsi, comme expliqué dans la partie 2.1.1 « Elaboration et microstructure initiale » de ce chapitre, sa mise en forme a été étudiée afin d'orienter le cristal dans la direction lui donnant les meilleures propriétés mécaniques à haute température. Malgré la présence de deux phases,  $\gamma'$  et  $\gamma$ , celles-ci cristallisant dans le même système et en quasi-cohérence, le matériau sera décrit comme un monocristal parfait.

La déformation plastique du matériau va être, ici, décrite d'après les travaux de Poubanne [POU 89]. Ainsi, ce type de déformation est engendré par le déplacement des dislocations et notamment selon les systèmes de glissement privilégiés dans le superalliage monocristallin. Deux familles de systèmes de glissement sont ainsi existant, une famille dite octaédrique et qui est la plus favorable compte tenu de l'énergie d'activation et une famille, moins propice mais largement envisageable, dite cubique (figure I.12).

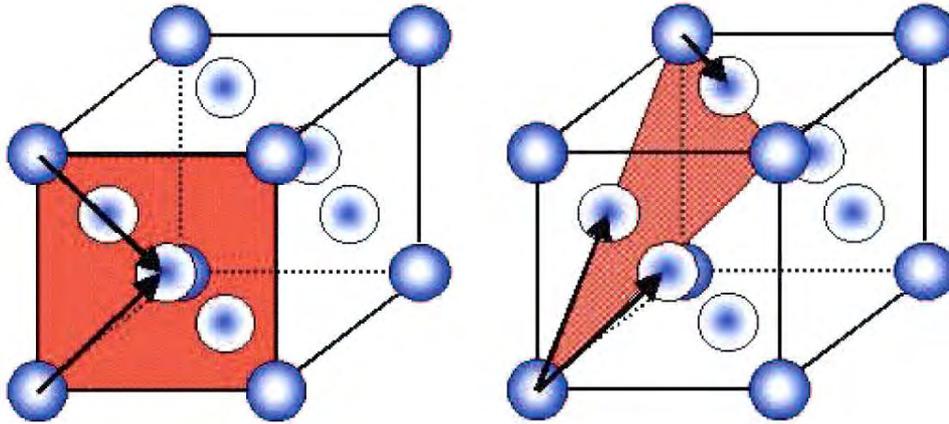


Figure.I.12.Représentation de plans de glissement avec leurs vecteurs de burger a) un des trois plans de glissement du système cubique, b) un des quatre plans de glissement du système octaédrique

Dans la famille de systèmes octaédriques, le matériau possède 4 plans denses  $\{111\}$  avec 3 directions denses  $\langle 110 \rangle$  dans chaque plan. Ainsi, 12 systèmes de glissement octaédriques sont formés avec des vecteurs de Burgers correspondant à la plus petite translation du réseau noté  $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle$ . Cette famille de systèmes de glissement est notée  $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle (111)$ .

Dans la famille de systèmes cubiques, le matériau possède 6 systèmes de glissement caractérisés par 3 plans denses  $\{001\}$  avec 2 directions denses chacun  $\langle 110 \rangle$ . Cette famille de glissement est ainsi définie par la notation  $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle (001)$ .

Les dislocations glissent donc sur les plans de glissement détaillés ci-dessus mais leur comportement lorsqu'elles rencontrent les précipités  $\gamma'$  est dépendant non seulement de la contrainte appliquée mais également de la température à laquelle l'essai est réalisé (figure I.13).

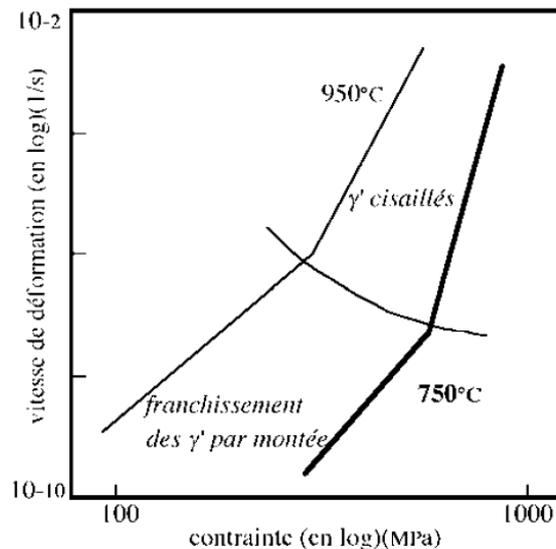
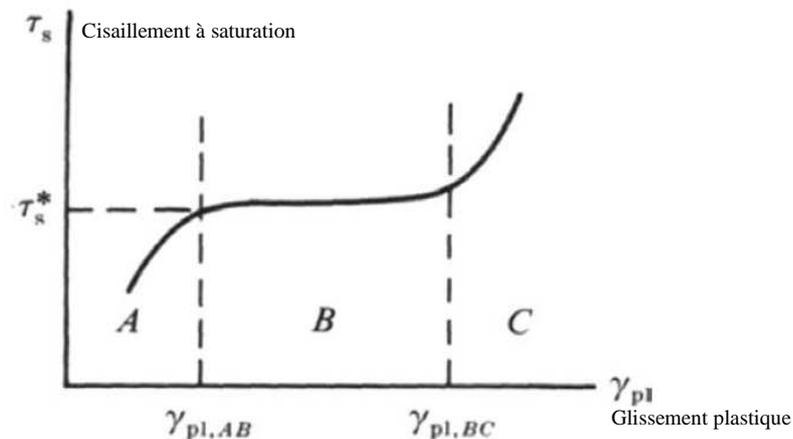


Figure.I.13.Influence de la température et de la contrainte sur les mécanismes de déformation d'un superalliage à base de nickel contenant 40% de phase  $\gamma'$  sphérique [MUK 90]

Ces systèmes sont des représentations « macroscopiques » de la réalité. En effet, 10 ans après les travaux de Poubanne [POU 89], une étude [BET 99] semble montrer que le glissement cubique, à haute température, correspond plutôt à du glissement octaédrique dévié dans les couloirs de matrice. Cependant, dans le modèle utilisé dans le présent travail, et notamment dans la définition de la loi de comportement du matériau utilisée pour la modélisation numérique, ce mécanisme de déformation restera assimilé à du glissement cubique.

### 2.3. Comportement cyclique de l'AM1

Les monocristaux soumis à des sollicitations cycliques sont étudiés depuis de nombreuses années. Afin de faciliter les observations et la compréhension des phénomènes influençant la déformation plastique, ces études ont d'abord été menées sur des monocristaux monophasés de cuivre ou de zinc [BAS 83, CHE 81, FIN 75, MA 89, MAR 06]. Ces monocristaux ont été soumis à des sollicitations cycliques et en relevant le glissement plastique  $\gamma_{pl}$  ainsi que la contrainte, le cisaillement à stabilisation (ou saturation)  $\tau_s$ , des courbes d'écroissage sont déterminées (figure I.14).



Trois stades sont observés et permettent de décrire le comportement du matériau [MAR 06]:

- Le domaine A caractérisé par un fort écroissage. De fines lignes sont visibles à la surface libre de l'éprouvette. C'est le stade de microplasticité, évoqué par Chieragatti [CHI 87]. Dans ce domaine, la plasticité n'est pas endommageante et l'éprouvette peut subir un nombre illimité de cycles,
- Le domaine B correspond à un plateau du cisaillement à saturation. Des bandes de glissement apparaissent à la surface de l'éprouvette, et grossissent jusqu'à recouvrir tout le fût à la fin du stade B,
- Le domaine C est caractérisé par l'activation d'un deuxième système de glissement. Il bloque le premier et  $\tau_s$  recommence à augmenter

Des bandes de glissement persistantes (BGP) qui ont été définies par Thomson [THO 56] sont observées dans le domaine B. Ces bandes sont des zones dans lesquelles la déformation plastique est localisée et beaucoup plus grande que dans le reste du matériau [SUR 98]. L'apparition de ces bandes est un élément essentiel du comportement mécanique des monocristaux à basse température.

Cependant, Hanriot [HAN 93] a montré que les mécanismes de déformation de l'AM1 à basse température étaient différents de ceux observés sur les monocristaux de cuivre. Sollicitée à température ambiante, une éprouvette cylindrique d'AM1 orientée selon la direction  $\langle 001 \rangle$  connaît trois étapes mises en évidence par Hanriot [HAN 93, MAR 06] :

- Durant les 5 premiers cycles, des macrobandes apparaissent sur le fût de l'éprouvette, et se multiplient jusqu'à le recouvrir. Un plateau est alors observé : la contrainte n'évolue pas avec le glissement cumulé. Il n'y a pas de phase de microplasticité (domaine A de la figure I.14), et le plateau observé est comparable à celui observé par Mughrabi sur le cuivre (domaine B de la figure I.14),
- Les macrobandes se remplissent alors de bandes plus fines. Celles-ci remplissent également les espaces inter-macrobandes. Dans ce stade (cycles 6 à 9), la contrainte augmente en fonction du glissement plastique cumulé,
- Enfin, un nouveau plateau de contrainte apparaît lorsque le fût est entièrement recouvert de bandes.

Le comportement mécanique de l'AM1 est fortement dépendant de la température (figure I.15). Globalement, l'AM1 peut être représenté par 2 types de comportements, l'un à basse température et l'autre à haute température.

En effet, à 650°C son comportement mécanique, d'un point de vue phénoménologique, est très proche de celui observé à 20°C. Dans la direction  $\langle 001 \rangle$ , C'est le système de glissement octaédrique qui est activé et qui mène ainsi à un écrouissage majoritairement isotrope donc à des boucles de cyclage déformation-contrainte de type « carré ».

A 950°C, le comportement de l'AM1 est toujours anisotrope et l'écrouissage est considéré majoritairement cinématique non linéaire menant ainsi à des boucles de cyclage déformation-contrainte de type « arrondi ». Grâce à une étude menée sous vide à haute température [HAN 93], il a été montré, pour l'orientation  $\langle 001 \rangle$ , par l'observation des lignes de glissement, que la déformation plastique, comme à basse température, dépendait de l'activation du système de glissement octaédrique. Cependant, cette étude a également montré que la déformation pouvait devenir hétérogène (plusieurs systèmes de glissement activés) pour de faibles vitesses de sollicitation sous de fortes contraintes.

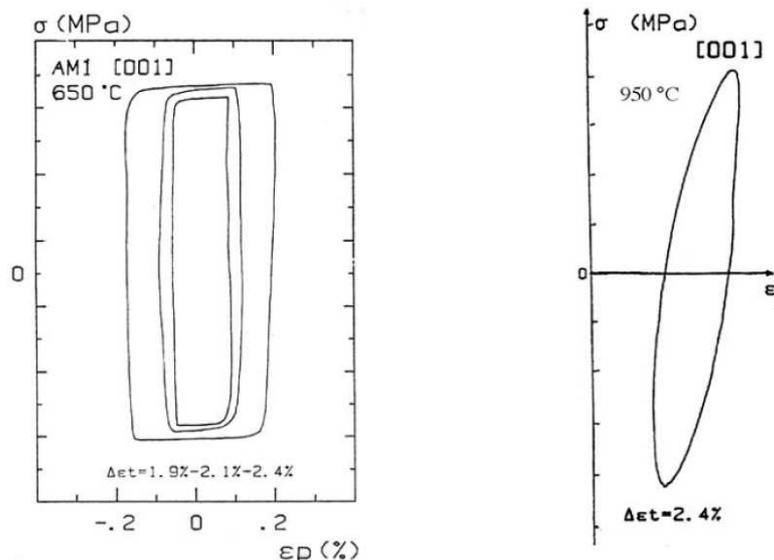


Figure.I.15.Comportement cyclique de l'AM1 sollicité selon l'orientation  $\langle 001 \rangle$  à 650°C (gauche) et 950°C (droite) [Hanriot, 1993]

## 2.4. Endommagement de l'AM1 par fatigue

### 2.4.1. Définition de l'endommagement

D'un point de vue mécanique, l'endommagement est la création de défauts menant à la ruine complète du matériau. Ces défauts sont des discontinuités dans la structure cristallographique du matériau et détruisent sa cohésion initiale. L'endommagement, d'une manière générale, est engendré au niveau atomique car celui-ci est créé lors des déformations élastiques et plastiques subies par le matériau. Ces déformations engendrent ainsi des déplacements locaux du réseau et des singularités appelées « dislocations ». Certains sites, qu'ils soient d'origines microstructurale, géométrique ou chimique, sont favorables à la création et à l'accumulation de ces singularités. Ainsi, par l'empilement de ces dislocations, des micro-vides sont créés qui, par des phénomènes de nucléation, croissance puis coalescence, peuvent former des amorces de fissures. Celles-ci, sous l'effet des contraintes extérieures ou intrinsèques, peuvent se propager et mener à la rupture du matériau.

La propagation de ces fissures peut se faire de plusieurs façons différentes. En effet, deux types classiques de rupture sont la rupture fragile et la rupture ductile. La première intervient brusquement après une forte élévation de la contrainte par rapport à la déformation. Ce mode de rupture est généralement observé avec les céramiques, les matériaux peu ductiles ou lorsque des conditions de clivage sont créées. La seconde, est engendrée après une déformation plastique importante et est généralement observée sur les métaux ou autres matériaux ductiles. Quel que soit le matériau, ce type de rupture est très influencé par la température. Il existe une transition ductile-fragile pour la plupart des matériaux. Compte tenu du travail effectué lors de cette thèse, c'est un autre mécanisme qui va être détaillé, la rupture par fatigue.

### 2.4.2. Mécanisme de rupture

La fatigue est une sollicitation cyclique pilotée en déformation ou en contrainte. Cette sollicitation mécanique est très souvent la première cause de rupture des pièces utilisées dans de nombreuses applications (moteurs, châssis de voiture, perches de sauteurs, ...). Deux principaux types de fatigue existent, la fatigue oligocyclique et la fatigue endurance. La première caractérise une sollicitation qui engendre de très grandes déformations entraînant ainsi une durée de vie réduite de la pièce. En revanche, la seconde, engendre des déformations de petite amplitude et entraîne des essais sur un plus grand nombre de cycles.

Les mécanismes de rupture vont dépendre du taux de déformation imposé au matériau donc du type de fatigue appliqué. Cependant, quelque soit le type de fatigue, il est toujours question de création de défauts de faibles tailles menant à la formation de fissures qui finissent par se propager dans le matériau. La première phase de la fissuration est dite d'amorçage et la seconde, de propagation. Il est très difficile de distinguer ces deux phases. Les études de la propagation de fissure se décomposent d'ailleurs en études sur la propagation de fissures courtes [BOU 06] et des fissures longues [MAR 06].

L'amorçage de fissures peut s'expliquer par de nombreuses causes. Lorsque de faibles déformations sont appliquées au matériau des zones de déformation localisées s'établissent et sont nommées bandes de glissement permanentes (BGP). Ces BGP déforment le réseau jusqu'à décaler, à la surface du matériau initialement polie, les plans cristallins formant ainsi une rugosité de surface. Lors de la chute de contrainte (cyclage) ce décalage est alors annulé ou inversé (cas des cycles traction compression). Cependant, si l'atmosphère est oxydante ou

corrosive, celle-ci peut s'opposer au nivellement des plans cristallins et favoriser ainsi l'amorçage de microfissures en surface. Généralement, la surface d'un matériau soumis à de la fatigue est un site favorable à l'amorçage des fissures. Effectivement, l'environnement cristallin d'une surface est favorable à la mobilité des dislocations mais également à leur création. De plus, l'état de surface (polissage, rayures, usinage, ...) est un critère très important car des défauts peuvent ainsi devenir des zones de concentrations de contraintes. Enfin, comme expliqué ci-dessus, la surface est la première partie d'un matériau à subir les effets d'un éventuel environnement corrosif ou oxydant conduisant à la formation d'oxydes, la plupart du temps plus fragiles que le métal. Lorsque les déformations deviennent plus grandes, d'autres sites peuvent s'avérer favorables à l'amorçage de microfissures, notamment lorsque des inclusions sont présentes dans le matériau. En effet, celles-ci, selon leur taille, leur nature et leur répartition, peuvent être clivées plus facilement que la matrice sous l'effet des contraintes locales mais également impliquer des décohésions aux interfaces matrice-inclusions. De plus, dans ces conditions de fortes déformations, de nombreuses dislocations sont créées. Elles peuvent s'empiler aux abords de défauts comme les joints de grains et aboutir à la formation de micro-vides précurseurs de fissures.

Après l'amorçage vient la propagation de fissure. Dans cette phase, la taille de la fissure est déterminante. La dimension de la fissure est alors représentée par un paramètre  $\Delta K$  appelé facteur d'intensité de contraintes. Pour une plaque trouée (figure I.5),  $\Delta K$  est déterminé de la manière suivante [FUH 73] :

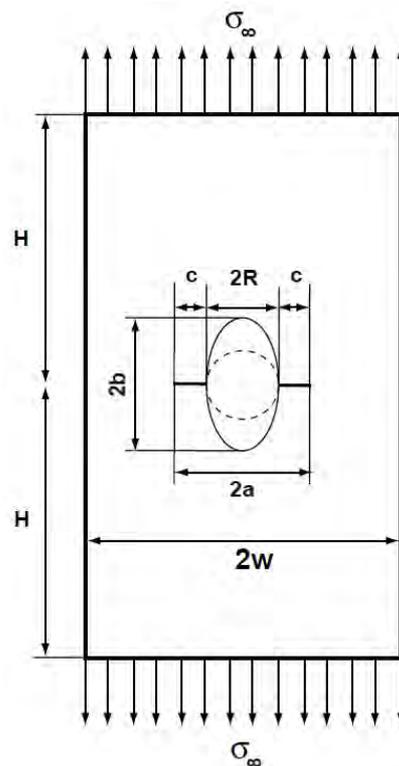


Figure.I.16.Détermination des facteurs influençant le facteur d'intensité de contraintes dans une plaque trouée

Une formule empirique est déterminée par H. Führung pour calculer K :

$$K = F * \sigma \sqrt{\pi a} \quad (I.2)$$

La fonction  $F$  étant définie comme le produit de deux fonctions :

$$F = \varphi * \psi \quad (\text{I.3})$$

Les fonctions  $\varphi$  et  $\psi$  sont définies par deux fonctions décrites ci-dessous dont les expressions sont simplifiées en fonction des paramètres suivants :

$$\alpha = \frac{a}{W} \quad \bar{\alpha} = \frac{\pi}{2} \alpha \quad \delta = \frac{b}{R} \quad \gamma = \frac{R}{W} \quad \beta = \frac{\alpha - \gamma}{1 - \gamma}$$

La fonction  $\varphi$  est alors décrite par l'expression suivante :

$$\varphi = \frac{\pi * \left[ \sqrt{\frac{1}{\bar{\alpha}}} (\tan \bar{\alpha} + g * \sin 2\bar{\alpha}) * \left( 1 + \frac{\varepsilon^2 (2 - \varepsilon^2)}{1 - \varepsilon} \right) \right] + \sqrt{1 + 2g}}{\pi - 1} \quad (\text{I.4})$$

Avec :

$$g = 0.13 * \left( \frac{2}{\pi} \tan \delta \right)^2 \quad (\text{I.5}) \quad \varepsilon = \alpha \frac{2}{\pi} * \arctan(0.6\sqrt[3]{\delta}) \quad (\text{I.6})$$

La fonction  $\psi$  est alors décrite par l'expression suivante :

$$\psi = \xi \left( 3\beta^{2/3^P} - 2\sqrt{\xi} \beta^P \right) \quad (\text{I.7})$$

Avec :

$$P = \frac{\log(\xi^{-3/2})}{\log(\beta^*)} \quad (\text{I.8}) \quad \beta^* = \frac{\gamma * \delta}{\gamma(2\delta - 1) + 1} \quad (\text{I.9}) \quad \xi = 1 + \frac{2}{\pi} * \arctan(1.5\sqrt{\delta}) \quad (\text{I.10})$$

Lorsque le facteur d'intensité de contrainte  $\Delta K$  est faible, la propagation de la fissure est influencée par la microstructure locale du matériau. Pour les monocristaux, cela signifie qu'elle se propage en mode cisaillement selon les plans de glissements privilégiés actifs et définis plus tôt dans cette partie. Cette propagation est nommée stade I de la fissuration par fatigue.

Lorsque la taille de la fissure devient plus grande, sa propagation est plus régulière et moins influencée par la microstructure du matériau. Ce régime est appelé stade II de la fissuration par fatigue et mène à des faciès de rupture, striés, caractéristiques de la sollicitation cyclique. Ces stries représentent le chemin suivi par la fissure lors de ses multiples ouvertures-fermetures dues aux sollicitations (figure I.17).

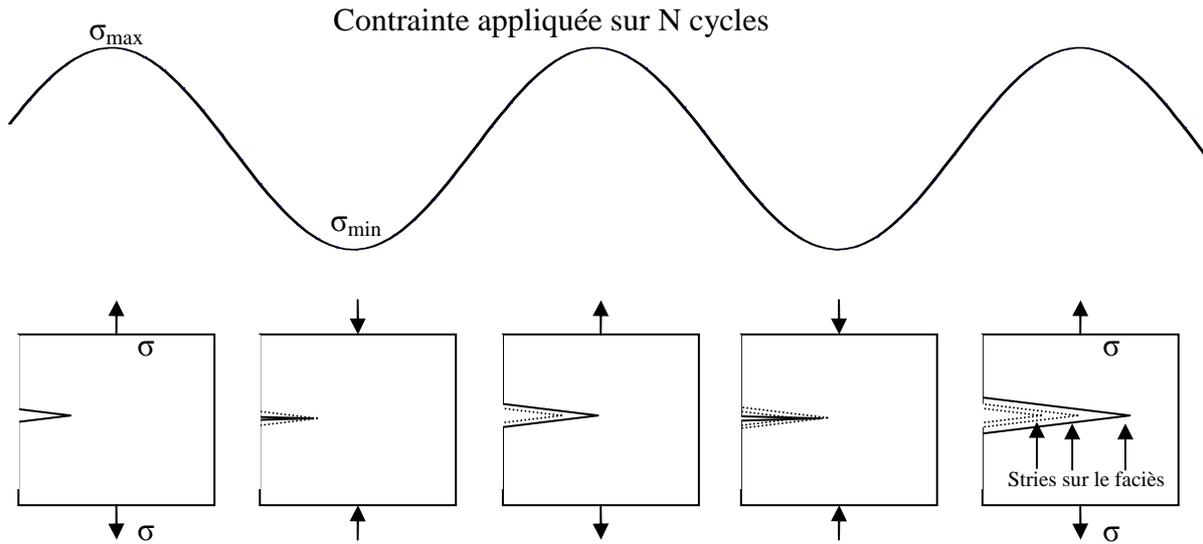


Figure.I.17. Avancée de la fissure lors d'une sollicitation cyclique

Afin de définir la fiabilité du matériau et sa résistance face aux sollicitations cycliques, les défis actuels sont de mettre en place des modèles capables de comprendre et de simuler la formation des défauts mais aussi et surtout leur propagation. Cette propagation peut être modélisée de la manière la plus simple par une loi de Paris. Celle-ci exprime la vitesse de propagation du défaut  $\frac{da}{dN}$  en fonction de sa géométrie donc du facteur d'intensité de contrainte  $\Delta K$  (figure I.18 : stade II).

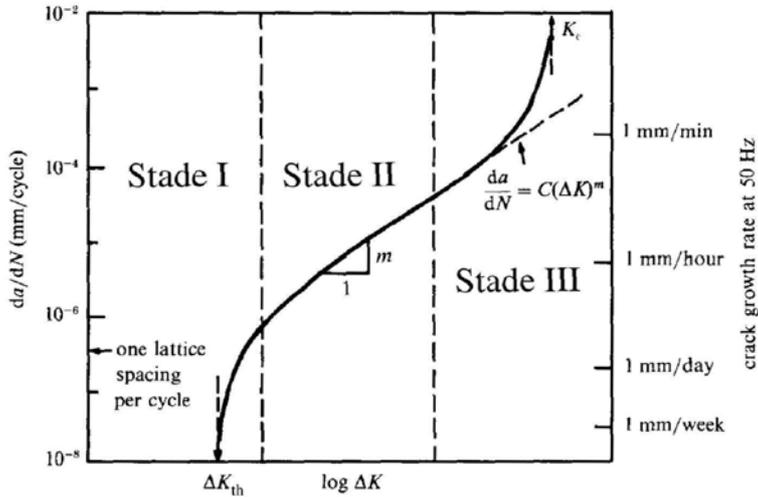


Figure.I.18. Propagation d'une fissure de fatigue selon une loi de Paris (SUR 98)

La loi décrite est ainsi exprimée par la relation suivante :

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^m \tag{I.11}$$

Avec C et m des coefficients dépendant du matériau sollicité.

Dans cette expression, le rapport de charge R, qui correspond au rapport des contraintes minimale et maximale, n'est pas pris en compte car, normalement, plus celui-ci est

élevé et plus la vitesse de propagation de la fissure est grande. Ce lien n'existe pas dans la formule exprimée par Paris et la propagation du défaut s'en trouve minimisée. Forman [FOR 67] a proposé un critère amenant le stade III pour traduire cet effet d'accélération :

$$\lim_{K_{\max} \rightarrow K_c} \frac{da}{dN} = +\infty \quad (\text{I.12})$$

Avec  $K_c$  la ténacité du matériau,

Ainsi, l'expression de la vitesse de propagation peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{da}{dN} = C \frac{(\Delta K)^m}{(1-R)K_c - \Delta K} \quad (\text{I.13})$$

Avec R le rapport de charge  $\frac{\sigma_{\min}}{\sigma_{\max}}$ .

D'après ces lois et afin de pouvoir prédire la durée de vie de structures en superalliage comme les aubes ou les disques de turbines aéronautiques, les différents paramètres sont obtenus à partir de divers essais effectués notamment au Centre des Matériaux (figure I.19).

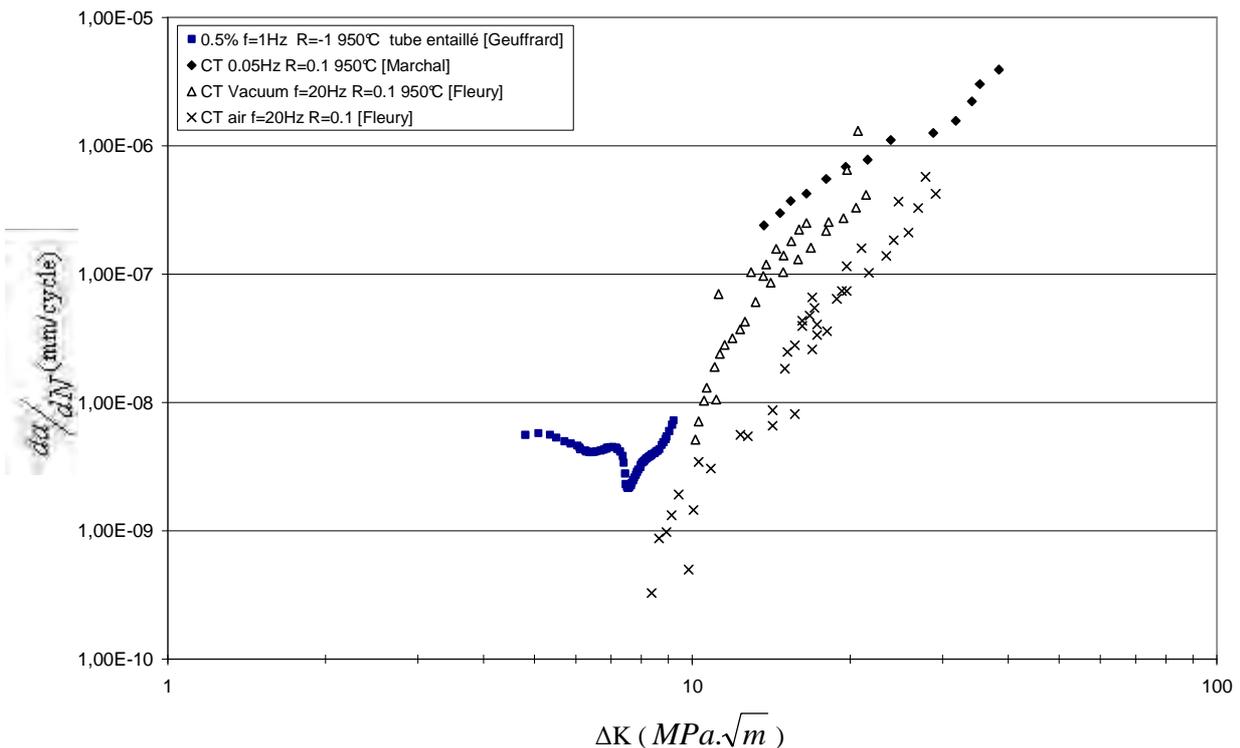


Figure.I.19.Mesures expérimentales de la propagation de fissure sur éprouvette cylindrique d'AM1 [FLE 91, MAR 06, GEU 10]

La prévision de la durée de vie des pièces fabriquées en superalliage est un domaine de recherche très développé car celles-ci sont des pièces critiques dont la destruction peut mener à celle du moteur (aubes) voire celle de l'avion (disques). De nombreuses études ont ainsi été réalisées sur la modélisation de l'endommagement, c'est-à-dire l'amorçage puis la propagation des défauts dans les métaux.

Des modèles numériques écrit en cycles ont ainsi été développés [CHA 74, CHA 93, BAN 01]. Ces modèles sont une représentation cycle par cycle de l'expérience et sont fondés sur les amplitudes et les valeurs moyennes des contraintes ou des déformations à chaque cycle.

Une autre approche numérique est dite incrémentale. Ici, chaque cycle n'est plus, à proprement parler, modélisé. Ensuite, une valeur critique de formation d'un défaut est fixée à partir du chargement ou de la déformation. Le calcul est fondé sur le couplage d'une loi de comportement et d'une loi d'endommagement définies pour le matériau et exprimées temporellement. Dans ce cas, l'endommagement est souvent exprimé en fonction de la déformation plastique cumulée [LEM 85, LEM 90, LEM 92]. D'autres approches ont ensuite été développées notamment par [JIA 00], [GAU 06] ou [SAA 96] dont les travaux ont été poursuivis plus tard par [ABD 04] ou [CHA 06].

D'autres modèles sont fondés sur l'énergie dissipée lors des déformations irréversibles subies par le matériau et menant à l'endommagement [MAR 00, PAL 98, PAL 04].

Pour les raisons citées précédemment, des études ont été réalisées dans le cadre des monocristaux [REM 83, GAL 95, KOS 02, LEK 03, LEK 05, FLO 04, MAR 06, BON 06, KAM 07, GEU 10].

### 2.4.3. Modélisation de l'endommagement

Cette partie s'intéressera plus particulièrement aux travaux menés par Kaminski [KAM 07] sur la modélisation de l'endommagement en fatigue dans les zones de concentration de contrainte que sont les trous de refroidissement des aubes de turbines. Deux axes d'étude principaux ont été ainsi explorés, le premier est la prise en compte du gradient de contrainte au bord des trous et le second est l'établissement d'un modèle d'endommagement.

Le modèle d'endommagement est, à l'origine, proposé par Gallerneau [GAL 95] puis adapté par Kaminski [KAM 07]. Il s'agit d'un modèle incrémental résultant des travaux d'Abdul-Latif [ABD 04], en considérant le moteur de l'endommagement comme la déformation plastique cumulée sur les plans de glissement, et de Cailletaud [CAI 87] en imposant à son modèle cristallographique de déterminer les effets de viscoplasticité et en conservant ses coefficients. Les équations principales de ce modèle d'endommagement sont présentées ici mais aucune modification de la loi de comportement ne sera apportée dans cette étude. Pour obtenir les détails sur l'établissement et la validation de ce modèle il faut consulter les travaux de Kaminski effectués à l'ONERA [KAM 07].

Le modèle d'endommagement est fondé sur le découplage du comportement élastique du matériau  $\underline{\underline{\varepsilon}}^e$  et de son écrouissage  $\underline{\underline{\varepsilon}}^p$ . Le système de déformation est ainsi établi sous la forme additive :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e + \underline{\underline{\varepsilon}}^p \quad (\text{I.14})$$

La déformation élastique est exprimée à partir de la liaison entre les contraintes  $\underline{\underline{\sigma}}$  et la souplesse  $\underline{\underline{S}}$  du matériau :

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^e = \underline{\underline{S}} : \underline{\underline{\sigma}} \quad (\text{I.15})$$

La souplesse s'exprime en fonction de l'endommagement  $D^i$  (densité de fissures) sur les plans de glissement  $i$  et de  $\underline{H}^i$  qui traduit la modification du module  $\frac{1}{E_{\langle 111 \rangle}}$  ainsi que pour les modules des termes de cisaillement pur en  $\sigma_{12}$  ou  $\sigma_{13}$  :

$$\bar{\underline{S}} = \underline{S} + \sum_i (\exp(D^i) - 1) \underline{H}^i \quad (\text{I.16})$$

Dans ce modèle la déformation plastique s'écrit :

$$\dot{\underline{\epsilon}}^p = \sum_s \dot{\gamma}^s \frac{(\bar{\tau}^s - \bar{x}^s) \underline{M}^s + a_0 D^* \bar{\sigma}_n^s \underline{N}^s}{\bar{\tau}_{eq}^s} \quad (\text{I.17})$$

Avec  $\dot{\gamma}^s = \dot{\lambda}^s \exp(D^i) > 0$  la vitesse de cisaillement viscoplastique issue des travaux de [BOU 06]. Les contraintes résolue et normale ainsi que les écrouissages cinématiques effectifs sont respectivement décrit par  $\bar{\tau}^s$ ,  $\bar{\sigma}_n^s$  et  $\bar{x}_k^s = x_k^s \exp(D^i)$ . Une contrainte de cisaillement équivalente  $\bar{\tau}_{eq}^s$  est définie sur chaque système de glissement [CAI 87]. La fonction  $D^*$  traduit l'augmentation de la densité de vide due aux pores avec l'endommagement.

L'écrouissage isotrope n'est pas relié à l'endommagement et est défini par la relation suivante :

$$\bar{R}^s = R^s = Q^{(s)} \sum_r H_{sr} q^r \quad (\text{I.18})$$

Avec  $H_{sr}$  une matrice d'interaction entre les systèmes de glissement [CAI 87] et  $q^r$  un terme de rappel introduit pour définir la non-linéarité de l'écrouissage.

Le critère d'endommagement est défini par une loi prenant en compte la partie élastique de la force thermodynamique associée à cet endommagement ( $Y^i = \frac{1}{2} \exp(D^i) \underline{\sigma} : \underline{H}^i : \underline{\sigma}$ ) ainsi qu'un paramètre représentant l'oxydation de la surface du

matériau ( $\dot{D}_{ox} = \frac{1}{2} D_{ox}^{-1} \left( \frac{k}{e_0} \right)^2 \left\langle 1 + \sum_i \left( \frac{\sigma_n^i - \sigma_{D_{ox}}}{B} \right)^{\alpha_{ox}} \right\rangle^{2\xi} dt$ ). Il vient alors :

$$\dot{D}^i = \left( \frac{Y^i \exp(2D_{ox})}{M} \right)^m \exp(\beta D^i) \sum_{s \in i} \left( 1 + \frac{\langle \sigma_n^s \rangle}{\sigma'_f} \right)^\omega \sum_r H'_{sr} \dot{\gamma}^r \quad (\text{I.19})$$

En plus de la formulation d'une loi d'endommagement, la prise en compte du gradient de contrainte a été explorée par Kaminski avec l'utilisation des méthodes dites du point, de la ligne et de la moyenne volumique. Ces méthodes consistent à prendre en compte, dans une zone de concentration de contrainte, de nouvelles valeurs pour les paramètres utilisés dans le

calcul de durée de vie, comme la contrainte ou la déformation, que celles données de manière directe par le calcul élastoviscoplastique. Les méthodes du point et de la ligne (figure I.20) n'ont pas été retenues par Kaminski car la méthode d'intégration volumique a permis d'obtenir de meilleurs résultats.

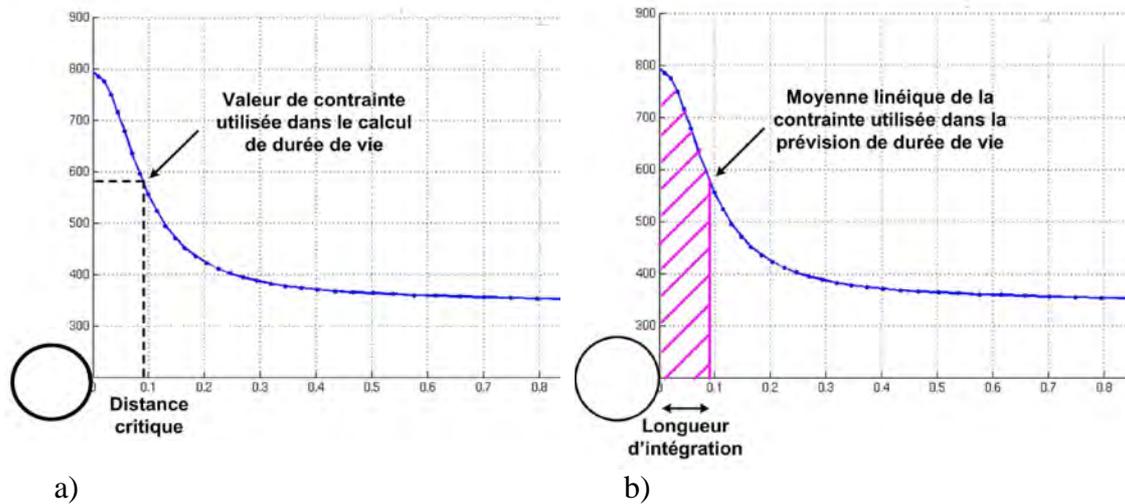


Figure.I.20.Schéma de principe des méthodes dites a) du point et b) de la ligne [KAM 07]

Cette méthode consiste à intégrer le champ de contrainte ou de déformation sur un volume représentatif du matériau (figure I.21). Cette moyenne est calculée sur un volume défini par une sphère ou d'un disque de rayon  $r$ , lors d'un calcul 3D ou 2D. Comme il s'agit d'un volume en bord de trou, il ne faut considérer que le volume de matière solide.

Pour calculer la valeur moyennée du paramètre  $\bar{\xi}(x)$  considéré il vient alors l'expression suivante :

$$\bar{\xi}(x) = \frac{1}{\Omega^*(x)} \int_{\Omega_r(x)} \xi(y) dy \quad (I.20)$$

Où  $\Omega_r(x)$  est le domaine de rayon  $r$  centré en  $x$  et où  $\Omega^*(x)$  représente le volume effectif de la matière du domaine  $\Omega_r(x)$  :

$$\Omega^*(x) = \int_{\Omega_r(x)} dy \quad (I.21)$$

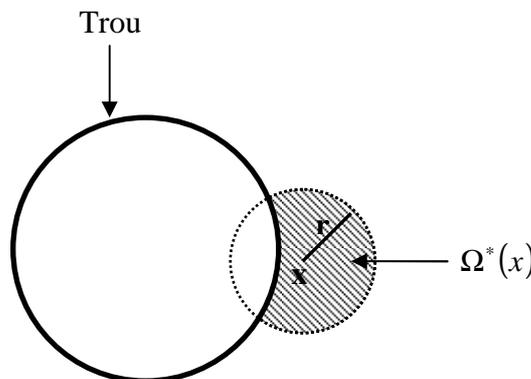


Figure.I.21. Représentation graphique du domaine sur lequel la moyenne des contraintes est effectuée

La suite de la démarche consiste, après le calcul élastoviscoplastique puis le calcul des valeurs moyennes des paramètres pris en compte dans le calcul initial, à intégrer en fonction du temps l'expression définissant l'endommagement. A partir de cette expression et en assimilant le dommage subi lors d'un cycle à un dommage négligeable il est possible d'écrire une équation différentielle en cycle et ainsi de calculer un nombre de cycle en intégrant par rapport à la quantité de dommage ( $D=0$  et  $D=\infty$ ).

#### 2.4.4. Durée de vie des éprouvettes percées ou entaillées

Plusieurs études numériques et expérimentales se sont penchées sur la durée de vie d'éprouvettes percées ou entaillées [FLE 91, CAR 00, KAM 07, GEU 10]. Kaminski [KAM 07] exprime la durée de vie expérimentale de plaques percées ou entaillées par électroérosion dans plusieurs configurations (figure I.22). Les diamètres des trous sont de 4, 2, 1 et 0,4 mm et sont perpendiculaires à la surface de l'éprouvette. L'entaille est définie par un rayon en fond d'entaille de 0,3 mm pour une largeur de 2,4 mm. Toutes les éprouvettes sont orientées selon la direction  $\langle 001 \rangle$  dans la direction de chargement et sont sollicitées à 5Hz à 950°C sous air [WIC 05, GAU 06].

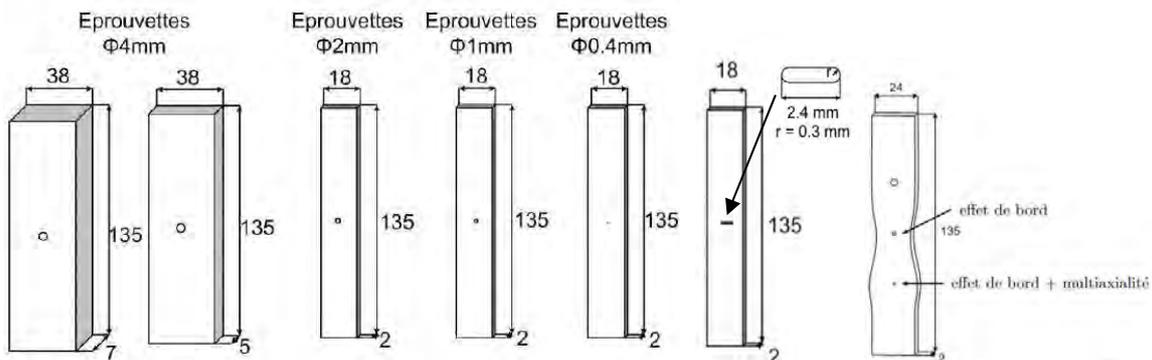


Figure.I.22.Géométrie d'éprouvettes testées par Kaminski [KAM 07]

Deux durées de vie sont ainsi étudiées, la durée à amorçage est définie par une taille de fissure de 300µm et la durée de vie à rupture par la destruction totale de l'éprouvette (figure I.23).

## 2. Matériau

### Eprouvettes mono perforées

Eprouvette	Référence	Charge appliquée (MPa)	$N_A$	$N_R$	Surf. réduite $mm^2$
diamètre 4 mm ep. 5 mm	BG5	300	15 000	25 000	170
	CG5	255	519 000	539 126	170
diamètre 4 mm ep. 7 mm	EG7	285	215 000	226 643	238
	DG7	285	197 500	207 750	238
diamètre 2 mm	A1	290	97 700	110 640	32
	A2	350	20 000	arrêt à niveau 22638	32
diamètre 1 mm	X6433 A1	360	144 300	160 551	34
	X6433 A2	440	12 000	16 234	34
diamètre 0,4 mm	CP1	340		2 306 264 (rupture dans les mors)	35.2
	CP2	510	8 700	9 847	35.2
	BP1	425	31 600	33 980	35.2
	BP2	392	42 100	46 120	35.2
	AP1	392	117 300	144 911	35.2
fentes	X6433 B3	220		non rompue (860000)	35.18
		400		400	20*2
	X6433 B2	300	23 000	38 903	34.96
	X6433 B4			rupture mise en route	
	X6433 B1	240	445 000	446 331	34.22
	AP2	330	4 500	7 400	31.2

### Eprouvettes multi perforées

Référence	Charge appliquée (MPa)	Localisation amorçage	$N_A$	$N_R$
X6433 D1	317	trou $\varnothing$ 4 mm fissure sur trou $\varnothing$ 0,4 mm	7 874	Arrêt avant rupture
X6433 D2	260	trou $\varnothing$ 2 mm	108 000	Arrêt avant rupture
X6433 D3	260	trou $\varnothing$ 4 mm	178 500	179 211
X6433 E1	260	trou $\varnothing$ 4 mm	134 000	136 745
X6433 E2	285	trou $\varnothing$ 4 mm	112 000	116 318
X6433 E3	317	trou $\varnothing$ 4 mm	13 683	F = 1800 daN jusqu'à rupture
X6433 F1	235 (TM)	trou $\varnothing$ 4 mm	12 040	cyclage en fatigue F = 1260 daN 4425 cycles
X6433 F2	360 (TM)	trou $\varnothing$ 4 mm	1 200	1 387
X6433 F3	435 (TM)	trou $\varnothing$ 4 mm	120	213

Figure.I.23.Durée de vie expérimentale d'éprouvettes d'AM1 percées ou entaillées par électroérosion et sollicitées en fatigue à 950°C [KAM 07]

L'auteur présente alors les résultats de la modélisation de cette durée de vie en fonction de ceux obtenus expérimentalement (figure I.24). La durée de vie est alors exprimée en fonction de la variation des contraintes locales lors du cyclage et non plus en taille de fissure pour un certain nombre de cycle.

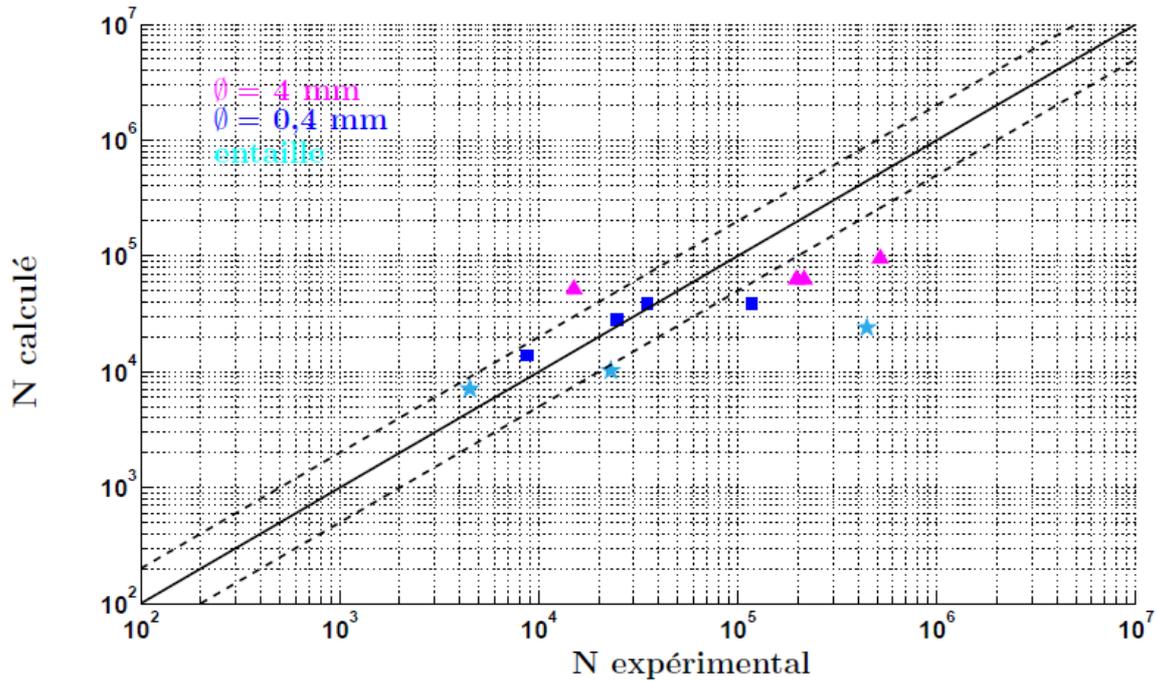


Figure.I.24.Comparaison des durées de vie expérimentales et numériques [KAM 07]

Plus récemment, Geuffrard [GEU 10] étudie l’amorçage et la micro-propagation de fissure en fatigue à haute température. L’auteur réalise alors des essais sur des éprouvettes tubulaires, entaillées et orientées selon  $\langle 001 \rangle$  dans la direction de chargement, à 1 et 0,05 Hz à 950°C sous air. La largeur des entailles est de 100 $\mu$ m et leur longueur est de 500 $\mu$ m pour un rayon de fond d’entaille de 5 $\mu$ m. Les durées de vies sont définies par une durée de vie à amorçage  $N_a$ , représentant une fissure de 10 $\mu$ m, puis une durée de vie  $N_f$ , représentant une taille de fissure d’un millimètre.

No	Orientation entaille (°)	Chargement $\Delta\varepsilon$ (%) f (Hz)	Température (°C)	$a_{final}$	$N_{tot}$	$N_f$	$N_a$
X6660A	45	0.5% 0.05Hz	950	1.46	19673	18500	3700
X6660B	0	0.8% 0.05Hz	950	2.055	2938	1350	10
X6660D	0	0.5% 0.05Hz	950	2.13	20201	18100	1200
X6660E	0	0.8% 1Hz	650	0.76	5016	-	1825
X6660J	0	0.5% 1Hz	950	1.06	199020	188600	2000
X6762D	45	0.5% 1Hz 950°C / Palier 300s 650°C	950°C/650°C	1.305	69717	67173	1200

Figure.I.25.Résultats de durée de vie d’éprouvettes d’AM1 tubulaires entaillées et sollicitées en fatigue à 1Hz et 950°C sous air [GEU 10]

Les travaux de Kaminski et Geuffrard, pilotés en contrainte [KAM 07] ou en déformation [GEU 10], montrent la difficulté de caractériser la durée de vie d’une éprouvette monocristalline car de nombreux facteurs influent sur l’amorçage et la propagation de fissure (l’orientation et la taille des trous et entailles, la présence de pores dans les zones de concentration de contraintes, la fréquence de sollicitation, ...). Ainsi, pour des conditions identiques, les essais peuvent présenter des durées de vie différentes (figure I.26). A cela

## 2. Matériau

s'ajoute la difficulté de comparer les résultats puisqu'aucune information générale n'existe concernant les durées de vie à amorçage (taille de fissure, ...).

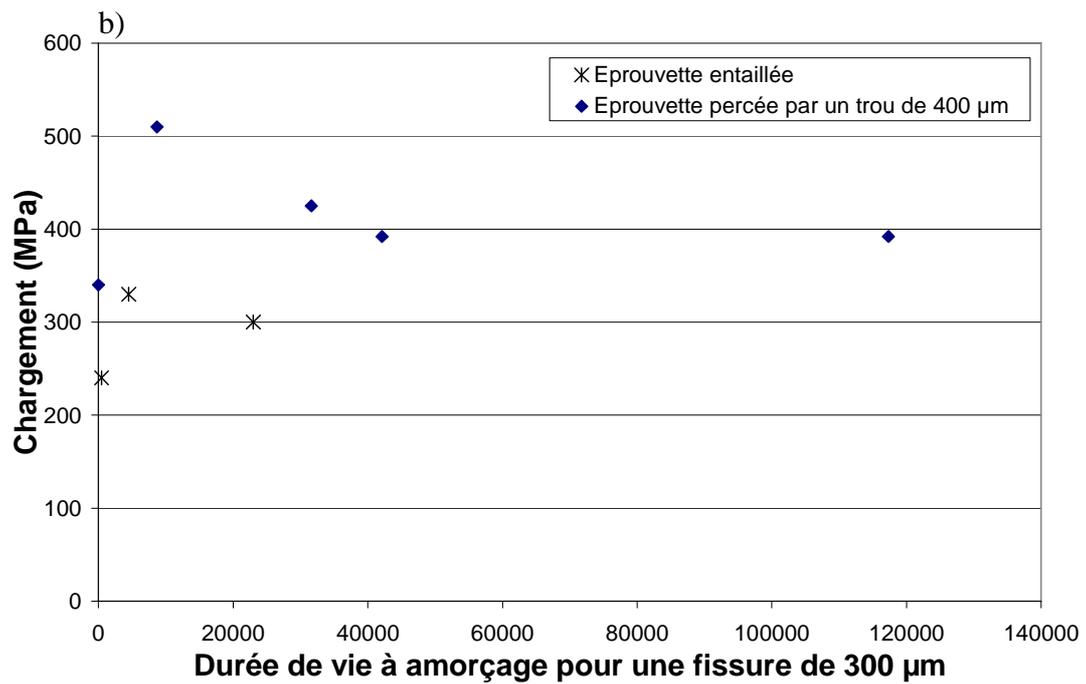
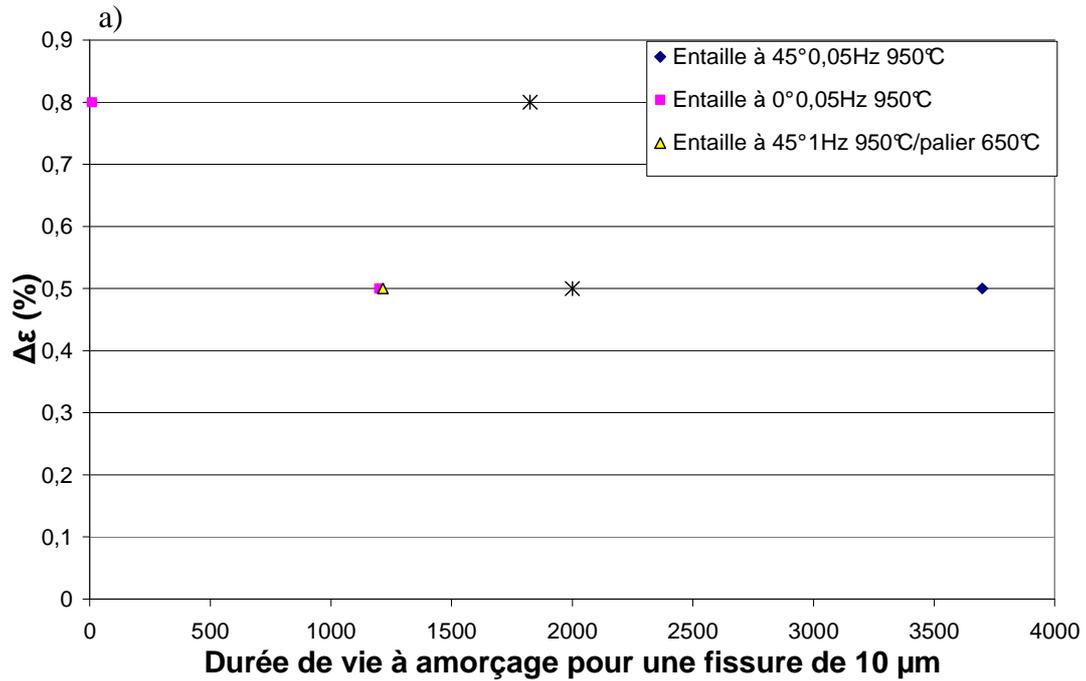


Figure.I.26.Durée de vie à amorçage d'éprouvettes sollicitées en fatigue définie par une taille de fissure de a) 10  $\mu\text{m}$  et b) 300  $\mu\text{m}$

### 3. Laser

Comme son nom l'indique l'émission de lumière par une source laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est fondée sur le principe de l'émission stimulée. Au début du XXème siècle, deux types d'interaction entre la lumière et la matière sont bien connues. C'est en 1917 qu'Albert Einstein découvre le processus d'émission stimulée. Grossièrement, l'émission stimulée est l'inverse du processus d'absorption. Un atome préalablement excité recevant une radiation particulière émettra à son tour une radiation identique à celle reçue. On appelle ce processus la stimulation.

Une amplification s'opère alors car pour une particule élémentaire de lumière reçue (ou quanta d'énergie, notion définie au début des années 1900 par Planck puis développée par, entre autres Einstein), un atome excité libérera 2 particules ayant les mêmes caractéristiques électromagnétiques (même longueur d'onde, même phase, même polarisation, ...). La lumière ainsi émise est dite cohérente. C'est cette cohérence qui lui donne toute sa différence et son importance par rapport à d'autres sources lumineuses.

Dans la nature et dans des conditions normales, l'amplification de la lumière est compensée par l'absorption de la matière et ainsi dans un matériau à l'état stable il existe plus d'atome dans un état de faible énergie (désexcité) que dans un état de haute énergie (excité). C'est pour cela que la communauté scientifique de l'époque considérait le principe de l'émission stimulée comme un concept purement théorique qui ne pourrait jamais être appliqué.

Il faut attendre le début des années 50 pour que les scientifiques démontrent que l'inversion de population, c'est-à-dire que le nombre d'atomes excités soit plus important que le nombre d'atomes non excités dans un volume de matière, peut être forcée alors que la nature ne favorise pas cet état. C'est en 1953 que C. H. Townes, de l'université de Columbia, met au point le premier appareil capable d'amplifier de la lumière. Cet appareil sera nommé un Maser car il permet l'amplification des Micro-ondes plutôt que la lumière visible. Le laser naît le 15 décembre 1958 avec la parution d'un article écrit par C.H Townes et A. L. Schwalow (ce dernier ayant eu l'idée de mettre des miroirs afin d'augmenter l'amplification par le passage répété du faisceau dans la matière excitée). En 1960, le tout premier laser est réalisé par T. H. Maiman, de la compagnie Hugues Aircraft. Il obtient pour la première fois une émission laser au moyen d'un cristal de rubis. Toujours durant cette année, le laser le plus couramment utilisé de nos jours pour de nombreuses petites applications est mis au point par Ali Javan, William Bennett Jr. et Donald Herriott, il s'agit également du premier laser à gaz : le laser Hélium Néon.

Dès 1963, le laser trouve ses premières applications. A cette date, des chercheurs tels que White et Anderholm montrent qu'il est possible de générer une onde de choc à l'intérieur d'un métal suite à une irradiation impulsionnelle. Les pressions exercées sont alors de l'ordre de 1 GPa. Plus tard ce phénomène d'onde de choc sera utilisé pour de nombreuses applications (mesures d'adhérence par choc laser LASAT, durcissement surfacique sans contact, ...). En 1965, on usine mécaniquement dans du diamant un trou de 4.7mm de diamètre et de 2mm de profondeur. Cette opération dure 24 heures. L'utilisation du laser permet de réaliser ce perçage en 15 minutes. Après le perçage, c'est la découpe par laser qui devient concurrentielle par rapport aux moyens mécaniques de l'époque. En 1967, une plaque d'acier inoxydable de 2.5mm d'épaisseur est découpée à la vitesse de 1 m/min sous dioxygène avec un laser CO<sub>2</sub> de 300W. Peter Houlcroft conçoit ainsi la première tête de découpe.

Les procédés laser deviennent ainsi connus et commencent à être maîtrisés petit à petit. Il faudra néanmoins attendre la fin des années 70 pour que des machines complètes

soient développées et implantées dans le milieu industriel. En France, il faut attendre les années 80 avant de voir l'arrivée des premières plates formes industrielles. Le laser s'impose alors comme un outil de production industriel dans le micro-usinage. Ses principaux avantages sont un usinage à grande vitesse, sans contact, sans usure d'outil.

## 4. Perçage laser par percussion

Aujourd'hui, le laser de puissance est utilisé dans de nombreux procédés industriels devenus familiers comme le soudage de matériaux allant du polymère [ABE 07] au métal [VEN 10], le perçage, la découpe, le durcissement surfacique [PAN 96, LAN 98] ou plus innovants tels que le choc laser [FAB 10], le traitement de surface combiné à des techniques de dépôt [CHR 10, COS 10], la fabrication rapide [VOS 07, VIL 10] ou même les traitements médicaux tels que la stomatologie, l'ophtalmologie ou la dermatologie. Certains de ces procédés sont utilisés dans l'industrie depuis des années sans pour autant être maîtrisés d'un point de vue scientifique. En aéronautique, les phénomènes de base du perçage laser percussionnel sont connus mais la plupart ne sont pas quantifiés pour de hauts flux malgré une utilisation industrielle courante [YEO 94, YIL 97, DIE 09].

### 4.1. Interaction laser métal

Le perçage par laser percussionnel est le résultat d'une irradiation d'un matériau par un faisceau laser de haute intensité qui le chauffe, le fond puis le vaporise superficiellement créant ainsi la pression qui l'éjecte du trou. La loi de Fourier, décrit l'élévation de température par la relation entre le flux de chaleur et les propriétés thermiques du matériau irradié :

$$\vec{\text{grad}}(T) = -\frac{\vec{\varphi}}{\lambda} \quad (\text{I.22})$$

Avec  $\vec{\text{grad}}(T)$  l'élévation de température (K),

$\vec{\varphi}$  le flux de chaleur ( $\text{J.m}^{-1}$ ),

$\lambda$  la conductivité thermique ( $\text{J.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )

Le flux de chaleur est induit par l'irradiation laser. Cependant, les paramètres qui peuvent être fixés lors d'un usinage laser impulsif sont généralement la durée d'impulsion et l'intensité laser, c'est-à-dire l'énergie déposée par le laser à chaque impulsion. Lors de l'usinage des métaux, une partie de cette énergie déposée est absorbée par le matériau et une autre partie est réfléchi. Le coefficient d'absorption  $A$  est défini pour chaque métal et correspond au rapport entre l'énergie déposée et l'énergie absorbée (pour du fer poli miroir  $A=35\%$  d'après [DAU 93] et  $A=20\%$  pour aluminium d'après [SCH 08]). Dans les métaux, l'absorption est assurée par les électrons des bandes de conduction. En général, un modèle élémentaire est utilisé pour présenter ce phénomène d'absorption. Il s'agit du modèle de l'oscillateur harmonique forcé [NON 88] plus communément appelé le modèle de Drude [PRO 90]. Celui-ci démontre, en 1900, que, dans un métal, les électrons peuvent être considérés comme un gaz de particules élémentaires confinées dans un volume déterminé par l'ensemble des atomes de l'échantillon. Les électrons de conduction sont entraînés par le

champ électromagnétique des photons incidents. La diffusion de l'énergie dans le cœur du matériau est ensuite assurée par la création de phonons, quantum de vibration dans un solide cristallin. Cette absorption s'effectue en surface du matériau, sur une profondeur appelée communément épaisseur de peau  $\delta$ .

L'épaisseur de cette zone d'interaction est déterminée par les propriétés diélectriques du matériau irradié :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma_0 \omega}} \quad (\text{I.23})$$

Avec  $\delta$  l'épaisseur de peau (m),  
 $\mu_0$  la perméabilité du vide ( $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ kg.m.A}^{-2}.\text{s}^{-2}$ ),  
 $\sigma_0$  la conductivité électrique du matériau ( $\text{A}^2.\text{s}^3.\text{m}^{-3}.\text{kg}^{-1}$ ),  
 $\omega$  la fréquence de la radiation laser ( $\text{s}^{-1}$ )

Pour les métaux, l'épaisseur de peau est de l'ordre de 20nm [COT 91] et peut donc être considérée comme très surfacique. L'absorption reste néanmoins un facteur qui dépend fortement de l'état de surface du matériau et de sa température.

Lors de l'irradiation, la température du matériau évolue. Le bilan d'énergie combiné à la loi de Fourier conduit à l'équation de la conduction de la chaleur. Celle-ci détermine l'évolution de cette température au cours du temps en fonction du transport de matière et des pertes énergétiques par conduction ( $\nabla(\kappa \cdot \nabla T)$ ) et par convection ( $\vec{U} \cdot \vec{\nabla} T$ ) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\nabla} T = \nabla(\kappa \cdot \nabla T) \quad (\text{I.24})$$

Avec  $T$  la température (K),  
 $t$  le temps (s),  
 $\vec{U}$  la vitesse de convection ( $\text{m.s}^{-1}$ ),  
 $\kappa$  la diffusivité du matériau ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )

L'irradiation à haut flux induit alors des changements de phase solide-liquide et même liquide-vapeur. C'est pourquoi l'équation précédente peut être formulée en incluant l'enthalpie de changement de phase [MED 08] :

$$\frac{\partial(\rho(C_p T + \Delta h))}{\partial t} - U \cdot \nabla(\rho(C_p T + \Delta h)) - \nabla(\kappa \cdot \nabla T) = 0 \quad (\text{I.25})$$

Avec  $C_p$  la capacité calorifique de la phase considérée ( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ),  
 $\Delta h$  l'enthalpie de changement de phase ( $\text{J.kg}^{-1}$ ),  
 $\rho$  la masse volumique de la phase considérée ( $\text{kg.m}^{-3}$ )

Dans le perçage laser percussionnel, les phases liquide et vapeur ont des rôles essentiels dans le mécanisme d'évacuation de la matière. Plusieurs modèles élémentaires ont

été élaborés pour prendre en compte la combinaison de ces phénomènes. A partir des bases posées par Anisimov [ANI 68] sur la vaporisation du métal irradié, Von Allmen [ALL 76] en 1976 élabore un modèle 1D prenant en compte, pour la première fois, l'effet piston de la pression de recul, créé par la vaporisation de la matière et conduisant à l'évacuation de la zone d'interaction de la matière liquide. La base du modèle était le calcul de la température de surface du bain liquide. Plus tard, ce type de modèle 1D sera enrichi par l'optimisation de la prise en compte du flux de matière liquide puis celle des transferts thermiques causé par ce flux avec la prise en compte du déplacement des deux interfaces solide-liquide et liquide-vapeur [ARU 86, CHA 87]. Par la suite, des modèles 2D ont été développés afin de prédire les géométries des trous et la position des isothermes de fusion et vaporisation du matériau [KAR 90, GAN 97]. Les modèles 1D ont été développés pour divers matériaux [CHA 99, LOW 01] puis en incluant la modélisation de l'influence des gaz d'assistance comme l'oxygène [PAT 91, LOW 02]. En 1997, un modèle hydrodynamique analytique mono dimensionnel assez complet a été développé par Semak et Matsunawa [SEM 97]. Ce modèle, présenté dans la partie suivante, permet la compréhension de l'interaction des divers phénomènes qui pilotent le perçage mais son caractère mono-dimensionnel ne permet pas le calcul des grandeurs désirées lors de l'étude fine du perçage laser, tels que la profondeur et le diamètre des trous, la pression de recul et la vitesse de la matière liquide à la sortie du trou ainsi que les dimensions des zones thermiquement perturbées par le perçage.

## 4.2. Modèle 1D : phénoménologie élémentaire

Le modèle de Semak et Matsunawa [SEM 97] permet l'identification des phénomènes de base sur lesquels repose le procédé de perçage par percussion (figure I.27). Lors de l'impulsion laser, le matériau à percer est irradié par un faisceau laser d'intensité et de durée déterminées. L'absorption d'une partie de l'énergie du faisceau par la matière ( $I_0$ ) induit une élévation de température localisée. Cette élévation de température est telle que la matière est alors fondue puis vaporisée en partie. Cette vaporisation est limitée à la surface du bain fondu créé mais provoque la détente rapide d'une vapeur métallique. En passant de la phase liquide à la phase vapeur, le métal subit un changement de volume très significatif engendrant ainsi, à la surface du bain liquide, une pression nommée pression de recul. C'est cette pression qui permet l'éjection du métal liquide à une vitesse  $V_m$  et ainsi la perforation. C'est l'évacuation de cette matière liquide par l'effet de la pression de recul qui permet le déplacement de l'interface solide-liquide. La couche de liquide est amincie par la perte de matière vaporisée et éjectée sous forme liquide permettant la fusion d'un nouvel élément de volume solide. Ces phénomènes atteignent ainsi un état d'équilibre dans lequel deux interfaces (solide-liquide et liquide-vapeur) se déplacent à une vitesse  $V_d$  laissant une épaisseur de couche liquide constante  $\delta_m$ .

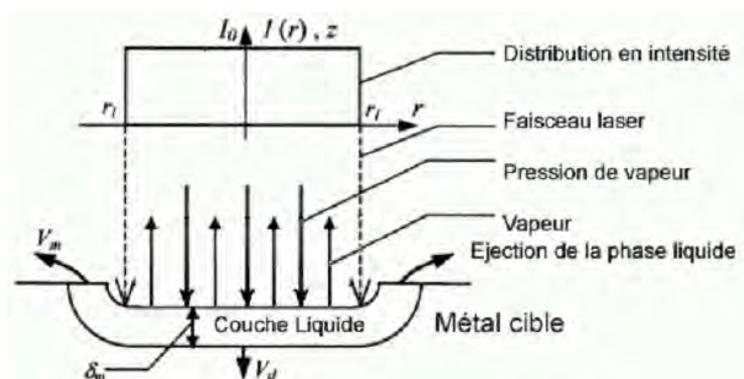


Figure.I.27.Schéma du modèle hydrodynamique de perçage par laser percussionnel, d'après [SCH 06]

Ce modèle est établi sur la base de plusieurs hypothèses. Tout d'abord, il ne tient pas compte du fait qu'un plasma peut être créé par la température élevée de la vapeur métallique. L'absorption de l'énergie laser par la phase vapeur est supposée nulle alors que celle de la phase liquide est supposée constante. Les contraintes générées dans le solide par la pression de recul ne sont pas considérées. De plus, les caractéristiques temporelles et spatiales de l'impulsion laser sont définies comme uniformes sur toute la surface irradiée. Le postulat de base de ce modèle est que le perçage atteint un état stationnaire menant ainsi à la stabilité des valeurs accessibles comme la vitesse de perçage, la vitesse d'éjection liquide, la pression de recul ou même la température de surface. Compte tenu de ces hypothèses ainsi que du caractère mono-dimensionnel de ce modèle, il ne sera possible d'obtenir que des ordres de grandeurs de ces grandeurs physiques, qui plus est pour des perçages de faibles épaisseurs puisque la profondeur des trous influe grandement sur la plupart des paramètres (voir plus loin chapitre 3 partie 2. « Phénoménologie du perçage par laser milliseconde »).

Dans cet état stationnaire, en suivant une logique de conservation de la masse, le volume de matière fondue à chaque instant correspond exactement à la quantité de matière perdue par vaporisation et par éjection sous sa forme liquide :

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{dm_v}{dt} + \frac{dm_m}{dt} \quad (I.26)$$

Avec  $m_s$  la masse de métal fondu,

$m_v$  la masse de métal fondu puis vaporisé,

$m_m$  la masse de métal fondu puis éjecté du trou

Ainsi, la variation de ces masses durant l'impulsion laser montre que le taux de matière fondue correspond à la somme des taux de matière vaporisée et de matière éjectée du trou sous forme liquide. En prenant en compte une surface irradiée par le laser de  $2r_1$  il est possible d'écrire la variation de masse par unité de temps de la manière suivante :

$$\pi r_1^2 \rho_s V_d = \pi r_1^2 \rho_m V_v + 2\pi r_1 \delta_m \rho_m V_m \quad (I.27)$$

Avec  $\rho_s$  et  $\rho_m$  les masses volumiques des phases solide et liquide ( $\text{kg.m}^{-3}$ ),

$V_d$  et  $V_v$  les vitesses de déplacement des fronts solide-liquide et liquide-vapeur ( $\text{m.s}^{-1}$ ),

$V_m$  la vitesse d'éjection du métal liquide ( $\text{m.s}^{-1}$ ),

$\delta_m$  l'épaisseur de la couche liquide (m)

La composante générée par l'évacuation de la matière liquide est prise en compte sur une surface assimilée à  $2\pi r_1 \delta_m$  car l'épaisseur de la couche liquide  $\delta_m$  est supposée très faible rendant ainsi le produit  $2\pi \delta_m^2$  négligeable. La vitesse de perçage peut ainsi être exprimée par l'équation (I.28).

$$V_d = \frac{\rho_m}{\rho_s} V_v + \frac{2\delta_m \rho_m}{r_1 \rho_s} V_m \quad (I.28)$$

Avec  $V_{dv} = \frac{\rho_m}{\rho_s} V_v$  la composante de la vitesse de perçage due à la vaporisation du bain fondu,

$V_{dm} = \frac{2\delta_m \rho_m}{r_1 \rho_s} V_m$  la composante de la vitesse de perçage due à l'éjection de la matière liquide à cause de la pression de recul.

#### 4. Perçage laser par percussion

---

La capacité d'un matériau continu à transmettre un signal de température d'un point à un autre de ce matériau est appelé diffusivité thermique. Celle-ci dépend de la capacité du matériau à conduire et à conserver la chaleur. Cette grandeur intensive, c'est-à-dire qu'elle ne dépend pas de la quantité de matière, détermine l'inertie thermique du matériau :

$$\kappa = \frac{\lambda}{\rho C} \quad (\text{I.29})$$

Avec  $\kappa$  la diffusivité thermique ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ),  
 $\lambda$  la conductivité thermique ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  
 $\rho$  la masse volumique ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ),  
 $C$  la capacité calorifique ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )

En effectuant le rapport entre la capacité de la matière à diffuser la chaleur et la vitesse de déplacement du front solide-liquide il devient alors possible d'approcher l'épaisseur de la couche liquide :

$$\delta_m \approx \frac{\kappa_m}{V_d} \quad (\text{I.30})$$

Avec  $\delta_m$  l'épaisseur de la couche liquide (m),  
 $\kappa_m$  la diffusivité du matériau liquide ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ),  
 $V_d$  la vitesse de déplacement du front solide-liquide ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ )

La combinaison de l'équation (I.30) et l'équation (I.28) permet d'obtenir une troisième équation quadratique dont la solution positive permet d'exprimer la valeur de la vitesse de déplacement du front solide-liquide :

$$V_d = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\rho_m}{\rho_s} V_v + \left[ \left( \frac{\rho_m}{\rho_s} V_v \right)^2 + \frac{8\kappa_m \rho_m}{r_1 \rho_s} V_m \right]^{1/2} \right\} \quad (\text{I.31})$$

Les travaux de Frenkel [FRE 46] puis d'Anisimov [ANI 68] ont permis d'exprimer la vitesse de pénétration d'un front de vaporisation dans une masse de liquide par rapport à sa température de surface (I.32).

$$V_v = V_0 \exp\left(-\frac{M_a L_v}{N_a k_b T_s}\right) \quad (\text{I.32})$$

Avec  $V_0$  constante dont l'ordre de grandeur est la vitesse du son dans la phase liquide ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ),  
 $M_a$  la masse atomique ( $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$ ),  
 $L_v$  la chaleur latente de vaporisation ( $\text{J} \cdot \text{g}^{-1}$ ),  
 $N_a$  le nombre d'Avogadro ( $6,022 \cdot 10^{23} \text{mol}^{-1}$ ),  
 $k_b$  la constante de Boltzmann ( $1,38 \cdot 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  
 $T_s$  la température de surface (K)

L'évacuation de la matière liquide est supposée monodimensionnelle et la pression de recul uniforme dans la zone irradiée par le laser. De plus, le modèle considère que la pression ne s'applique que sur la surface irradiée et détermine ainsi une relation entre la vitesse d'éjection de la matière liquide et la pression de recul selon le théorème de Bernoulli [SEM 94]. En négligeant les forces dues à la tension de surface, la pression de recul peut être exprimée approximativement par :

$$p_r = \frac{\rho_m V_m^2}{2} \quad (\text{I.33})$$

Avec  $p_r$  la pression de recul (Pa ou  $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$ ),  
 $\rho_m$  la masse volumique du liquide ( $\text{kg.m}^{-3}$ ),  
 $V_m$  la vitesse d'éjection du métal liquide ( $\text{m.s}^{-1}$ )

Afin d'introduire dans le modèle une relation entre l'intensité laser et les caractéristiques telles que les vitesses de déplacement des fronts solide-liquide et liquide-vapeur ou la vitesse d'éjection liquide et la pression de recul, un bilan énergétique est alors réalisé :

$$P_{reçue} = P_{perdue} \quad (\text{I.34})$$

La puissance reçue par l'échantillon n'est apportée que par la radiation laser sur la surface irradiée et s'exprime ainsi :

$$P_{reçue} = I_{abs} \pi r_1^2 \quad (\text{I.35})$$

Avec  $P_{reçue}$  la puissance du reçue par le matériau (MW),  
 $I_{abs}$  l'intensité laser absorbée par le matériau ( $\text{MW.cm}^{-2}$ )

Les pertes d'énergie résultent de la somme des pertes par conduction thermique à travers l'échantillon, par convection à sa surface, par rayonnement de la matière ainsi que des pertes dues aux changements de phases :

$$P_{perdue} = P_{cond} + P_{conv} + P_{rad} + P_{phase} \quad (\text{I.36})$$

Les estimations réalisées par Semak et Matsunawa [SEM 97, PER 00] ont montré que les pertes par radiation étaient très faibles et pouvaient être négligées. Les pertes par conduction peuvent être décomposées en une partie radiale et une autre axiale. Compte tenu de la vitesse de perçage et la durée d'impulsion, le flux de chaleur axial réchauffe la matière sur une courte distance avant que celle-ci soit percée. Ainsi, cet échauffement ne peut être considéré comme une perte et seules les pertes radiales doivent être considérées :

$$P_{cond} = -k_s \nabla_{radial} T \pi r_1^2 \approx -\frac{\rho_s C_s (T_m - T_0) V_d \pi r_1^2}{\left( \frac{\kappa_m}{\kappa_s} + \frac{V_d}{\kappa_s} r_1 \right)^{1/2}} \quad (\text{I.37})$$

Avec  $k_s$  la conductivité thermique linéique du solide ( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ),  
 $\nabla_{radial} T$  la composante radiale du gradient de température (K),  
 $T_0$  la température initiale du matériau (K),  
 $T_m$  la température de fusion du matériau (K),  
 $\kappa_s$  la diffusivité thermique du matériau solide ( $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ )

#### 4. Perçage laser par percussion

La puissance perdue par convection peut s'écrire de la manière suivante :

$$P_{conv} = 2\pi r_1 \rho_m (C_m T^* + L_m) V_m \delta_m \approx 2\pi r_1 \rho_m (C_m T^* + L_m) \frac{V_m \kappa_m}{V_d} \quad (I.38)$$

Avec  $L_m$  la chaleur latente de fusion ( $J.kg^{-1}$ ),

$T^*$  la température moyenne dans la couche de métal liquide (K) calculée selon l'équation suivante avec  $\alpha_c$  une constante inférieure à l'unité :

$$T^* = T_m + \alpha_c (T_s - T_m) \quad (I.39)$$

Enfin les pertes dues aux changements de phases solide→liquide et liquide→vapeur s'expriment ainsi :

$$P_{phase} = [\rho_m V_v L_v + \rho_s C_s (T_m - T_0) V_d] \pi r_1 \quad (I.40)$$

Avec  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation ( $J.kg^{-1}$ )

En combinant toutes ces définitions et l'équation (I.36) il est possible d'isoler l'intensité laser absorbée en fonction des autres grandeurs :

$$I_{abs} = 2\rho_m (C_m T^* + L_m) \frac{V_m \kappa_m}{V_d r_1} + \rho_s C_s (T_m - T_0) V_d \left[ 1 + \frac{1}{\left( \frac{\kappa_m}{\kappa_s} + \frac{V_d}{\kappa_s} r_1 \right)} \right] + \rho_m V_v L_v \quad (I.41)$$

Ce modèle 1D permet donc d'approximer des grandeurs caractéristiques du procédé de perçage. Comme l'un des paramètres essentiellement étudié lors de cette étude est la puissance laser et son influence sur l'endommagement, les grandeurs caractéristiques seront ainsi présentées en fonction de la densité de puissance de l'impulsion laser. La température de surface est une grandeur essentielle qui a une influence directe sur l'évacuation de la matière car celle-ci agit sur la vitesse de vaporisation et sur la pression de recul donc, respectivement, sur l'épaisseur de la couche liquide et la force qui l'éjecte du trou. Cette température de surface est pilotée en partie par la variation de l'intensité laser absorbée par le matériau. En utilisant les propriétés du nickel, il est possible d'évaluer l'évolution de cette température de surface en fonction de l'intensité absorbée :

Masse volumique du solide (g/cm <sup>3</sup> )	8,902
Masse volumique du liquide (g/cm <sup>3</sup> )	7,810
Capacité calorifique du solide Cps (J/gK)	0,440
Capacité calorifique du liquide CpL (J/gK)	0,880
Diffusivité du solide ks(cm <sup>2</sup> /s)	0,232
Diffusivité du liquide kL(cm <sup>2</sup> /s)	0,276
Chaleur latente de fusion Lm(J/g)	297,666
chaleur latente de vaporisation Lv(J/g)	6311,126
Température initiale du matériau T0 (K)	300,000
Température de fusion Tm (K)	1728,000
Masse atomique Ma(g/mol)	58,690
Rayon du spot laser (cm)	0,016

a)

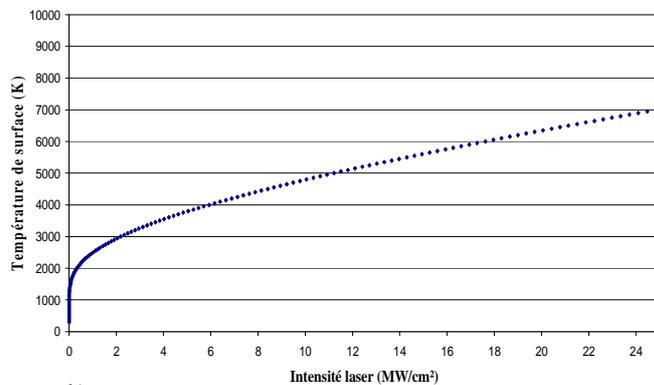


Figure.I.28.a) Propriétés physiques du nickel b) Calcul de l'intensité absorbée en fonction de la température de surface de la couche liquide de nickel par le modèle du piston

Le modèle permet ainsi de déterminer la vitesse de perçage, selon la nature du matériau donc ses propriétés physiques. Ces propriétés ont une grande influence sur le calcul (figure I.29).

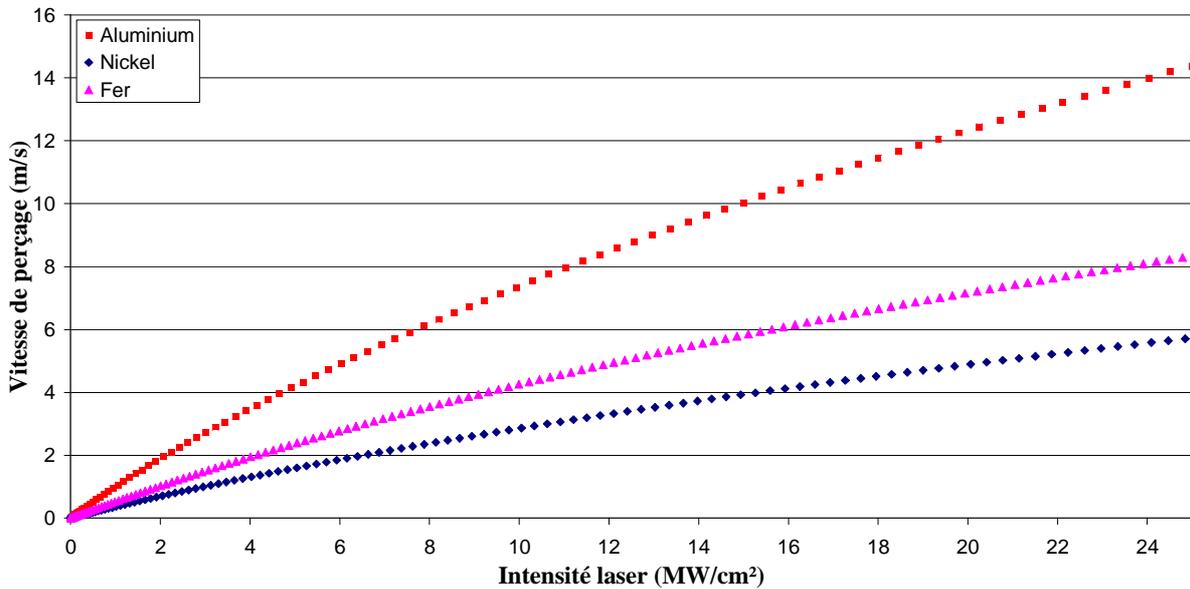


Figure.I.29.Vitesse de perçage calculée par le modèle 1D pour différents matériaux

Lors de l'étude présentée dans ce document, des mesures expérimentales ont été effectuées sur les grandeurs principales pilotant le procédé de perçage par percussion. Ces grandeurs peuvent également être estimées par le modèle du piston (figure I.30).

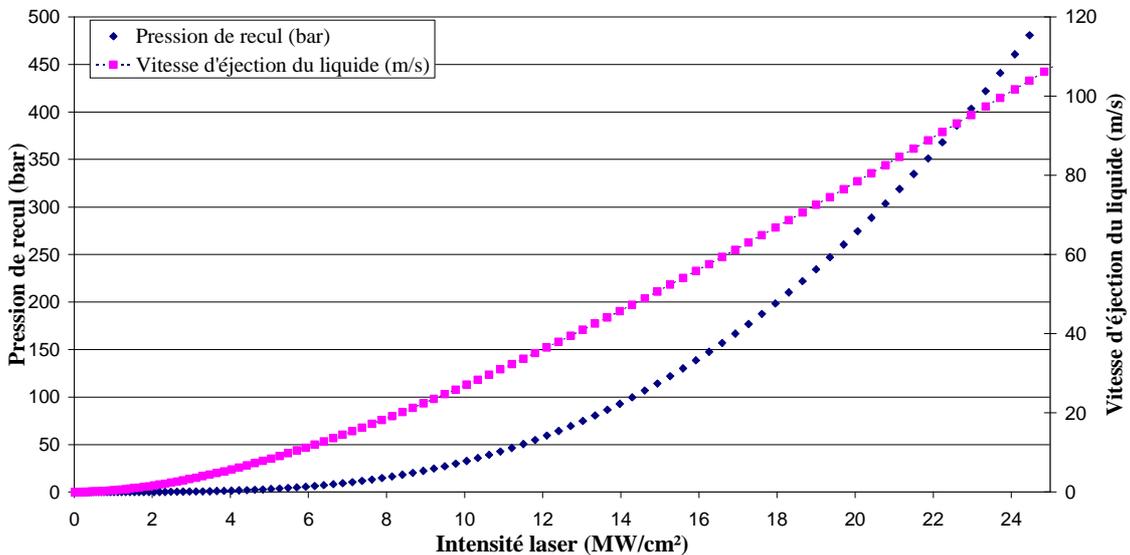


Figure.I.30.Calcul 1D de la pression de recul et de la vitesse d'éjection du métal liquide pour du nickel

Ainsi, ce modèle permet de mettre en évidence les phénomènes élémentaires existant lors du perçage par laser par percussion. Il prend en compte quelques propriétés thermiques du matériau et permet de déterminer les grandeurs physiques principales caractérisant le procédé. Cependant, ce modèle reste un modèle 1D et néglige plusieurs phénomènes physiques concernant l'absorption, la vaporisation ou l'éjection de la matière.

En effet, ce modèle sommaire permet de déterminer certains paramètres comme la vitesse de perçage pour une intensité absorbée mais il est incapable de déterminer cette

intensité absorbée par un matériau irradié avec une densité énergétique déterminée. C'est pourquoi il ne permet pas de se passer de mesures expérimentales [XHA 06, SCH 06].

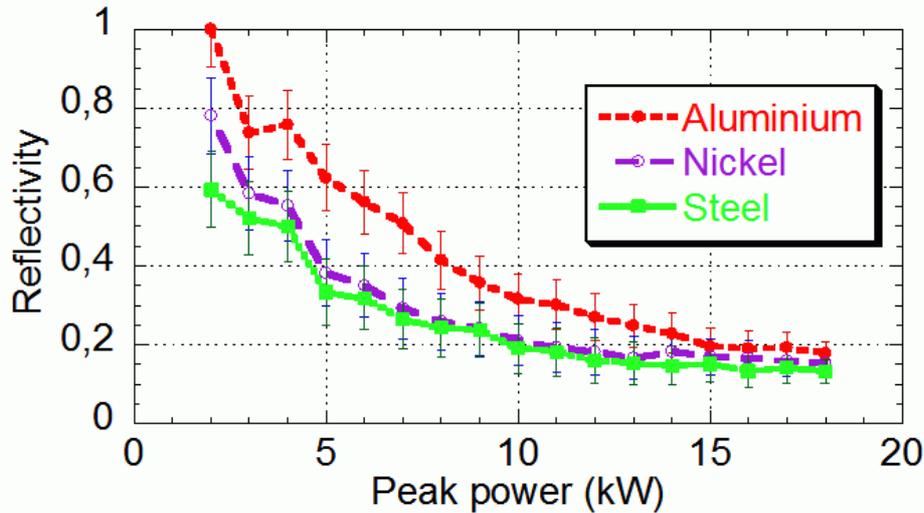


Figure.I.31.Mesure expérimentale de l'énergie réfléchié lors du perçage par laser [SCH 06]

Cette absorptivité est ainsi reliée à la puissance laser mais également à l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la surface irradiée [XHA 06]. Cet angle d'incidence est lui-même une limite visible du modèle qui se fonde sur une évolution monodimensionnelle des interfaces liquide-vapeur et solide-liquide du perçage.

D'autres facteurs sont également négligés comme les forces s'exerçant sur le métal liquide, les forces de friction avec le gaz (différence de vitesse d'éjection), la gravité, la pression de radiation, la tension de surface ou même la prise en compte de la viscosité du métal en fonction de sa température.

Dans certains modèles [XHA 06], quelques-unes de ces forces sont prises en compte et définies par :

**- Tension de surface**

$$P_{ext} - P_{int} = -\frac{2\sigma}{R} \quad (I.42)$$

Avec  $\sigma$  coefficient de tension superficielle ( $N.m^{-1}$ ),  
 $R$  le rayon de courbure local (m)

**- Forces de gravité**

$$\rho \vec{f} = \rho_0(1 - \alpha(T - T_0)) \vec{g} \quad (I.43)$$

Avec  $\alpha$  le coefficient de dilatation à pression donné ( $K^{-1}$ ),  
 $\rho_0$  la masse volumique à la température  $T_0$  ( $kg.m^{-3}$ ),  
 $T$  la température du milieu (K)

De plus, de nombreux phénomènes, notamment liés à la vaporisation du métal, sont négligés, aussi bien dans ce modèle 1D que dans la plupart des modèles numériques actuels. En effet, la température élevée, due à l'irradiation du matériau par un laser de haute énergie, favorise la vaporisation rapide de la matière pour former une zone hors équilibre

thermodynamique appelée couche de Knudsen. Cette couche est donc le lieu d'une grande variation de vitesse et de densité (figure I.32).

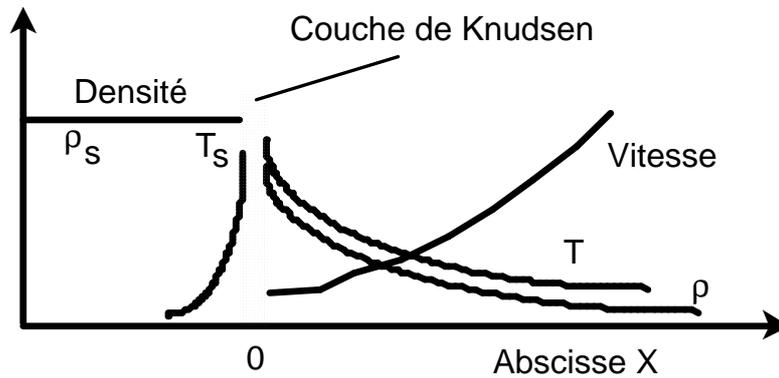


Figure.I.32.Evolution de la densité du métal et de la vitesse des particules en fonction de la profondeur

Cette interface liquide-vapeur est ainsi peu connue malgré le fait qu'elle est une zone essentielle vis-à-vis des phénomènes de perçage. En effet, c'est ici que se jouent l'absorption de l'énergie, la vaporisation ainsi que la force exercée par la pression de recul. La partie suivante détaillera la géométrie de cette interface ainsi que les travaux réalisés sur la pression de recul, force motrice du perçage.

### 4.3. Conditions à l'interface liquide vapeur

#### 4.3.1. Géométrie d'interface

L'interface liquide-vapeur est le siège de l'interaction laser-matière et peut présenter des géométries différentes en fonction des paramètres laser. En effet, l'irradiation conduit à la vaporisation rapide du métal liquide accélérant ainsi cette interface. Ce déplacement engendre alors une force de sens contraire (donc dans le sens d'éjection de la vapeur). Le gradient de densité de la matière s'oppose à cette force de déplacement pouvant ainsi mener à des instabilités de type Rayleigh Taylor [ZWE 91, LAS 05, BAR 06]. Ces instabilités engendrent à leur tour une géométrie d'interface perturbée qui mène à une augmentation de l'absorption de l'énergie laser par l'augmentation de la surface locale (figure I.33).

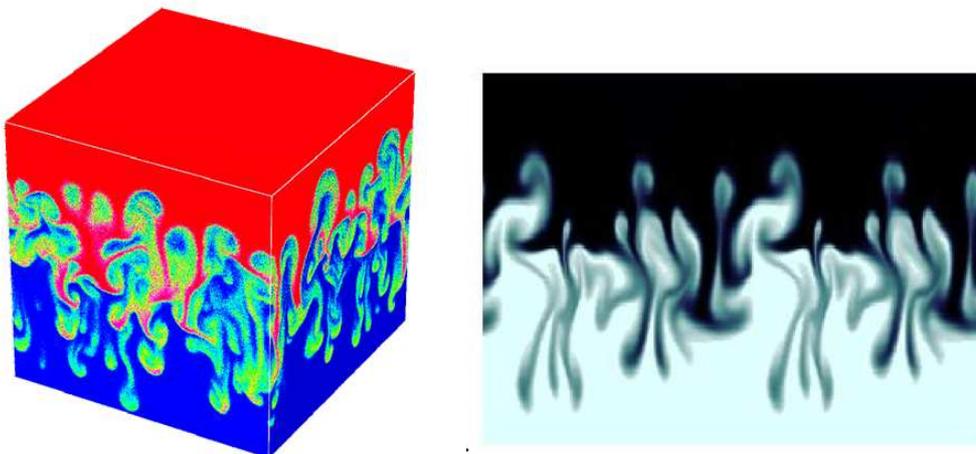


Figure.I.33.Instabilités de type Rayleigh Taylor a) modélisation 3D [BAR 06] et b) modélisation 2D [LAS 05]

Plus l'intensité laser est élevée, plus ces instabilités sont présentes et font augmenter l'absorption donc la pression de recul. La pression de recul est la force motrice du perçage par laser car elle pilote l'éjection de la matière liquide. La présentation de travaux théoriques et expérimentaux est réalisée dans la partie suivante.

### 4.3.2. Pression de recul

Lors de l'irradiation d'un matériau par un laser, la proportion entre fusion et vaporisation dépend de la densité d'énergie utilisée. Cette différence fondamentale, est à l'origine des différents régimes observés. Lorsque la vaporisation est totale, ce qui est le cas pour les interactions courtes (ps, fs) et/ou avec une très grande densité d'énergie ( $\sim 100 \text{ MW/cm}^2$ ), alors la matière est retirée par ablation. Puis, pour des énergies plus faibles ( $\sim 10 \text{ MW/cm}^2$ ) et/ou des durées d'impulsion plus longue (ns-ms) alors la vaporisation est suffisante pour exercer une force sur le métal liquide et lui permettre de s'éjecter : c'est le régime percussif. Enfin, un dernier régime est caractérisé par une vaporisation trop faible. Celui-ci apparaît pour des densités d'énergie faibles ( $\sim 1 \text{ MW/cm}^2$ ) et pour des durées d'impulsion plus longues ( $> 3-4 \text{ ms}$ ). Les principaux paramètres laser que sont la durée d'impulsion et la densité d'énergie sont donc intimement liés à la vaporisation et mènent aux forces exercées sur le métal liquide par la pression de recul. D'une manière simpliste, il est possible d'exprimer cela comme la complète dépendance des phénomènes actifs lors du perçage avec la pression de recul. Aujourd'hui et depuis l'utilisation du laser, de nombreuses études ont été menées sur cette pression de recul mais la plupart sont des travaux théoriques et les résultats expérimentaux sont obtenus pour des densités de puissance se rapprochant des conditions de soudage laser.

Ces études fondamentales ont d'abord été effectuées, par Anisimov [ANI 68, ANI 95] dans des conditions d'irradiation laser sous vide puis ont été adaptées aux conditions de pression ambiante par Knight [KNI 79]. D'autres travaux, plus récents et fondés sur des résultats expérimentaux ont été effectués par Chen [CHE 01]. Ces travaux, détaillés dans l'étude de Mas [MAS 03], reposent sur des paramètres peu accessibles et qui peuvent fluctuer grandement en fonction des conditions laser. Ainsi, l'essentiel de ces modèles ne sont valables que pour des conditions d'irradiation à faibles intensités laser. C'est pourquoi des mesures expérimentales sont nécessaires, notamment à haut flux.

Un travail a été réalisé par Kuznetsov [BUL 92, KUZ 93] qui a placé une cible de 8mm de diamètre sur un détecteur piézo-électrique (capteur de pression). Avec une taille de tâche laser de 7mm, une durée d'impulsion à mi-hauteur de 0,3ms, il a déterminé des pressions de recul de l'ordre de la dizaine de bar ( $\sim 10^6 \text{ Pa}$ ) pour des intensités laser de l'ordre du  $\text{MW/cm}^2$  pour plusieurs types de matériaux comme le titane, aluminium ou même le graphite. Cette mesure est réalisée avec une taille de tâche laser élevée sans aucune donnée sur la répartition énergétique du faisceau. Néanmoins, ces travaux sont complétés par une étude de l'influence de l'angle de tir par rapport à la surface irradiée grâce à une seconde technique de mesure utilisant un pendule balistique [GRE 66].

Cette technique a d'ailleurs été reprise plus récemment, avec les travaux de K. Chouff portant sur le comportement du capillaire en régime de soudage [CHO 02]. Celle-ci consiste à réaliser un tir horizontal sur un pendule balistique et à mesurer la variation de l'angle du pendule (figure I.34).

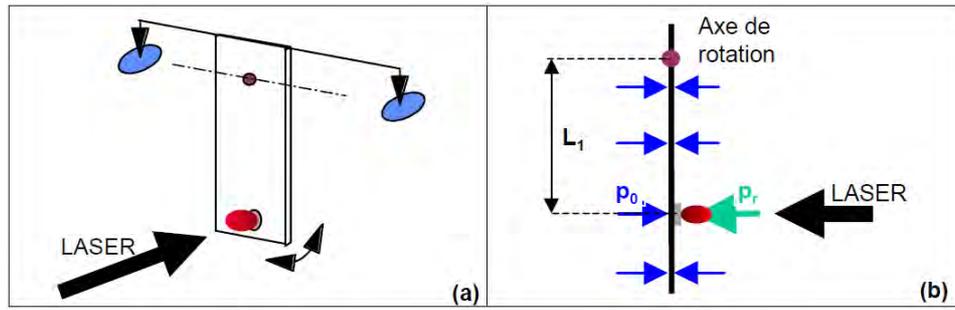


Figure.I.34.Principe de la mesure de la pression de recul exercée sur un pendule balistique [CHO 02]

La pression de recul est ensuite simplement déterminée par le calcul mécanique du moment d'inertie du pendule intégrée sur la durée d'impulsion afin d'exprimer la pression de recul en fonction de l'angle maximum atteint par le pendule. Il vient ainsi l'équation suivante :

$$p_r = p_0 + \frac{\theta_{\max}}{2\pi} \frac{T}{\tau} \frac{L}{L_1} \frac{mg}{S} \quad (I.44)$$

Avec  $p_0$  la pression ambiante extérieure,

$\theta_{\max}$  l'angle maximal atteint par le pendule,

$T$  la période d'oscillation du pendule,

$\tau$  la durée d'impulsion laser,

$L$  la longueur totale du pendule,

$L_1$  la distance entre le sommet du pendule et la zone irradiée par le laser,

$S$  la surface irradiée par le laser

Comme pour l'essai réalisé par Kuznetsov, celui-ci ne peut être réalisé pour des conditions laser trop intenses (densités d'énergie trop élevées et/ou des durées d'impulsion trop courtes) car l'évacuation de la matière serait principalement réalisée par voie liquide. Ainsi, la quantité de mouvement engendrée par pression de recul serait en quasi-totalité transmise au liquide et le pendule ne se déplacerait que très peu (figure I.35).

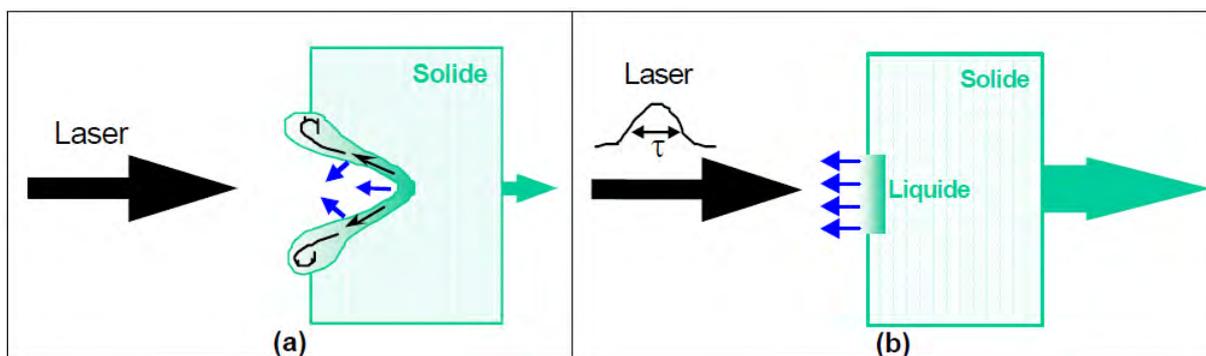


Figure.I.35.Effet de la pression de recul lors d'une irradiation laser a) Temps d'interaction long induisant la liquéfaction d'une grande partie de la matière ainsi qu'une déformation de la surface et transmettant la majeure partie de la quantité de mouvement au métal liquide plutôt qu'au pendule, b) Temps d'interaction court induisant une vaporisation quasi totale de la matière irradiée, transmettant ainsi la quantité de mouvement au pendule [CHO 02]

Une autre technique, réalisée par Fabbro [FAB 07], correspond à la déflexion de la « plume » engendrée par l'irradiation laser par un jet de gaz dont la pression est contrôlée (figure I.36). Ainsi, le jet engendré par la combinaison des deux jets de gaz est égal à la

#### 4. Perçage laser par percussion

somme de deux vecteurs. La pression imposée par la buse est connue, et l'angle de déviation du jet de gaz final  $\alpha$  peut être mesuré et, ainsi, la pression de la plume déterminée (figure I.36).

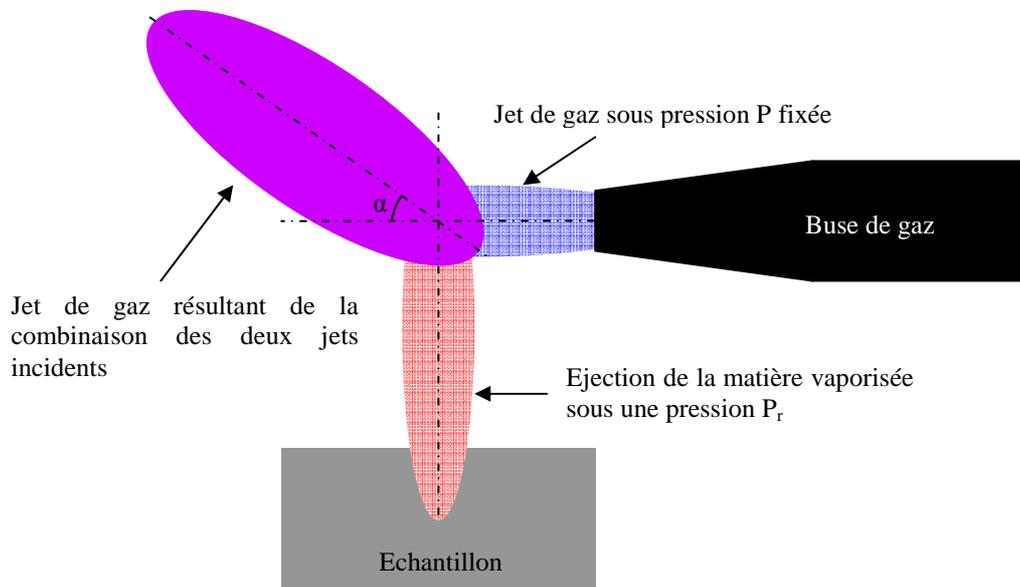


Figure.I.36.Déflexion de la « plume » par un jet de gaz de pression connue

Comme pour l'essai avec le pendule balistique, cet essai ne peut être utilisé que si la matière est principalement vaporisée et l'éjection liquide inexistante ou très limitée. Elle n'est donc applicable qu'avec des conditions laser de faible intensité et de longue impulsion (soudage laser, fusion superficielle, ...).

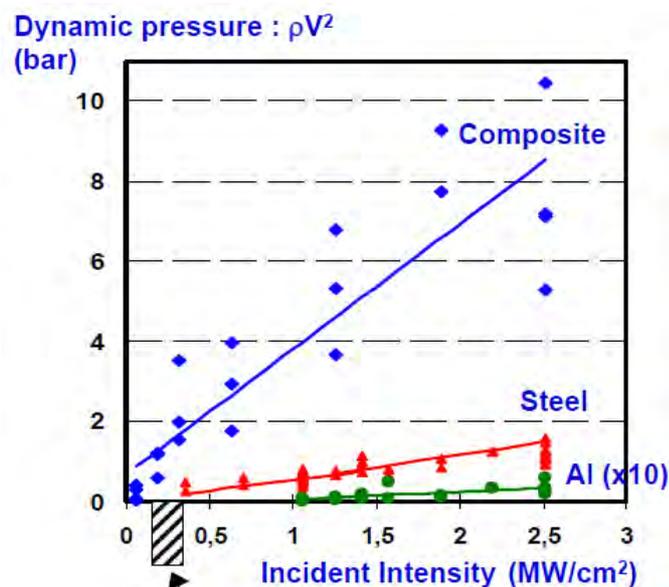


Figure.I.37.Mesure expérimentale de la pression de recul par déflexion [FAB 07]

#### 4.3.3. Ionisation de la vapeur

Lorsque le métal est irradié, celui-ci est fondu puis vaporisé. La vapeur métallique est toujours ionisée pour des densités de puissance laser de  $0,1-100 MW.mm^{-2}$  [ALL 87] et la

concentration d'électrons libres peut être déterminée à partir de l'expression de Saha qui relie les densités des particules neutres, des ions et des électrons ( $n_e$ ) en fonction de la température ( $T$ ), de la pression de la vapeur métallique ( $P$ ) et du potentiel d'ionisation de l'atome ( $E_i$ ):

$$n_e(T) = 2(2\pi)^3 \sqrt{P} \left( 2 \left( \frac{U_i}{U_0} \right)^{1/2} \right) \frac{(2\pi m_e)^{3/4} (kT)^{1/4}}{h^{3/2}} \exp\left(-\frac{E_i}{2kT}\right) \quad (I.45)$$

Les chocs entre ces particules (ions, électrons, neutres), favorisés par le champ électromagnétique du faisceau laser, vont provoquer une augmentation de la température du milieu. Ainsi, une réaction en cascade est déclenchée puisque l'élévation de température engendre une augmentation de la densité électronique.

Plus la quantité d'énergie est élevée, plus la température du milieu va augmenter jusqu'à former un plasma. Il devient alors possible d'associer le gain d'énergie apporté à chaque électron, à sa vitesse, déterminée par le modèle de Drude-Lorentz. Alors, l'intensité laser minimum pour un début d'ionisation est calculable et s'exprime par la relation suivante :

$$I > 2.10^3 \frac{E_i}{\lambda^2 M} \quad (I.46)$$

Avec  $I$  l'intensité laser ( $\text{MW.cm}^{-2}$ ),  
 $E_i$  l'énergie d'ionisation de l'élément considéré (eV),  
 $M$  la masse atomique de cet élément

Le seuil d'ionisation des principaux constituants de l'AM1 est alors obtenu pour des intensités laser comprises entre 2 et  $4\text{MW.cm}^{-2}$  (figure I.38).

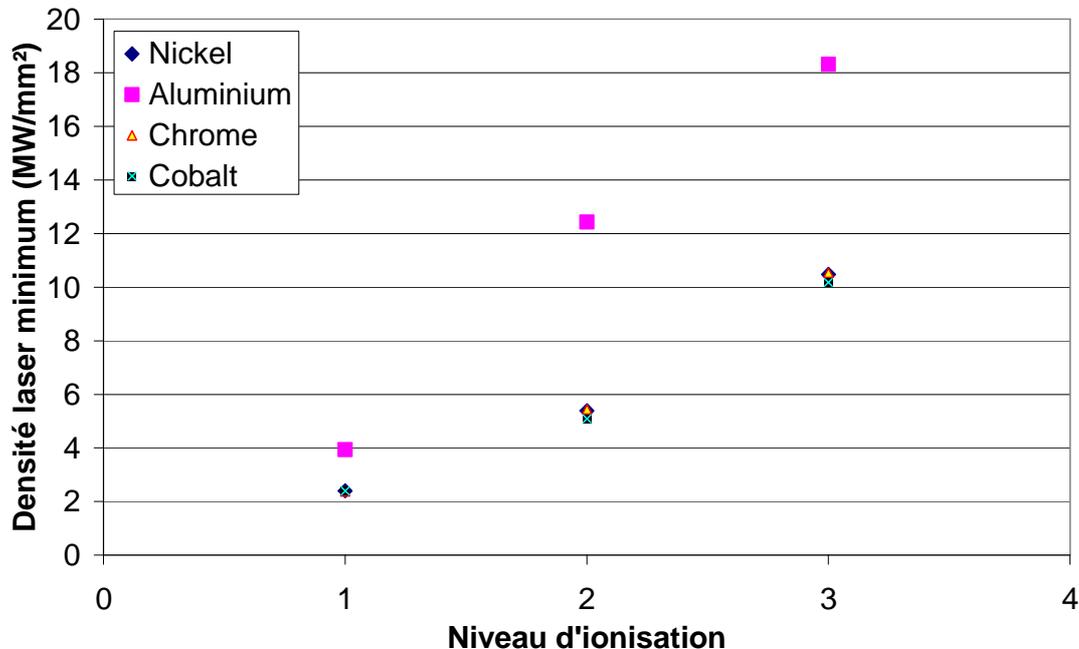


Figure.I.38.Obtention du seuil d'intensité laser pour obtenir l'ionisation de quelques éléments constituants l'AM1

Lorsque ce plasma s'étend de la surface irradiée sur un grand volume, c'est-à-dire lorsque l'intensité laser est suffisante pour le permettre, alors ce plasma peut absorber une partie de l'énergie du faisceau par effet Bremsstrahlung inverse [ALL 87]. Comme dans un métal, le photon est absorbé par une collision avec un électron. Le coefficient d'absorption est alors estimé à partir de la densité électronique (ou ionique) dans le plasma.

## 5. Perçage laser de matériaux aéronautiques

Le rendement des moteurs d'avion dépend en partie de la température atteinte dans la chambre de combustion. L'augmenter constitue un défi industriel permanent afin de réaliser des moteurs qui consomment et donc polluent moins. Cette évolution perpétuelle est obtenue par l'amélioration des géométries des moteurs et de leurs composants et par, bien sûr, l'évolution des matériaux qui les constituent. Les aubes de turbines sont ainsi devenues, au fur et à mesure, monocristallines, creuses et percées de multiples trous afin de créer un circuit de refroidissement par circulation d'air et finalement recouvertes de barrières thermiques constituées d'une sous-couche métallique et d'une couche céramique. Plusieurs travaux se sont donc intéressés au perçage du superalliage avec caractérisation des défauts macroscopiques mais également, pour des raisons de productivité évidentes, au perçage des systèmes revêtus. Cette partie s'intéressera donc dans un premier temps, aux études portant sur le perçage par laser milliseconde puis, grâce à l'évolution des sources laser, au perçage laser par impulsions ultra-courtes.

### 5.1. Perçage laser milliseconde

Le procédé laser, plus particulièrement le perçage par laser percussionnel, est un procédé utilisé depuis plusieurs dizaines d'années dans l'industrie aéronautique [CHR 91, CHE 99, YIL 97, YEO 94]. Cependant, la constante évolution des sources laser, notamment ces dernières années, mais également les différentes mutations des systèmes à percer font, qu'aujourd'hui, il reste très complexe de prédire l'impact macro- et microscopique de cette technologie sur un matériau donné. En effet, Plusieurs aspects sont à considérer. Des travaux sur le contrôle du procédé lui-même ont ainsi été menés [NG 01, ROD 00, YEO 94, YIL 97, CHE 99, DIE 09]. Ces études statistiques ont été réalisées sur de l'aluminium, du titane [ROD 00, YIL 97], de l'acier [NG 01, YIL 97, DIE 09] mais également sur des superalliages à base de nickel [OKA 10, VOI 03, VOI 01, NAL 04, COR 02]. Celles-ci sont réalisées avec des sources Nd :YAG et se concentrent en priorité sur des paramètres macroscopiques comme la circularité, la reproductibilité des diamètres d'entrée et sortie des trous ainsi que la dérive des sources laser lorsque celles-ci sont utilisées de manière répétée (figure I.39).

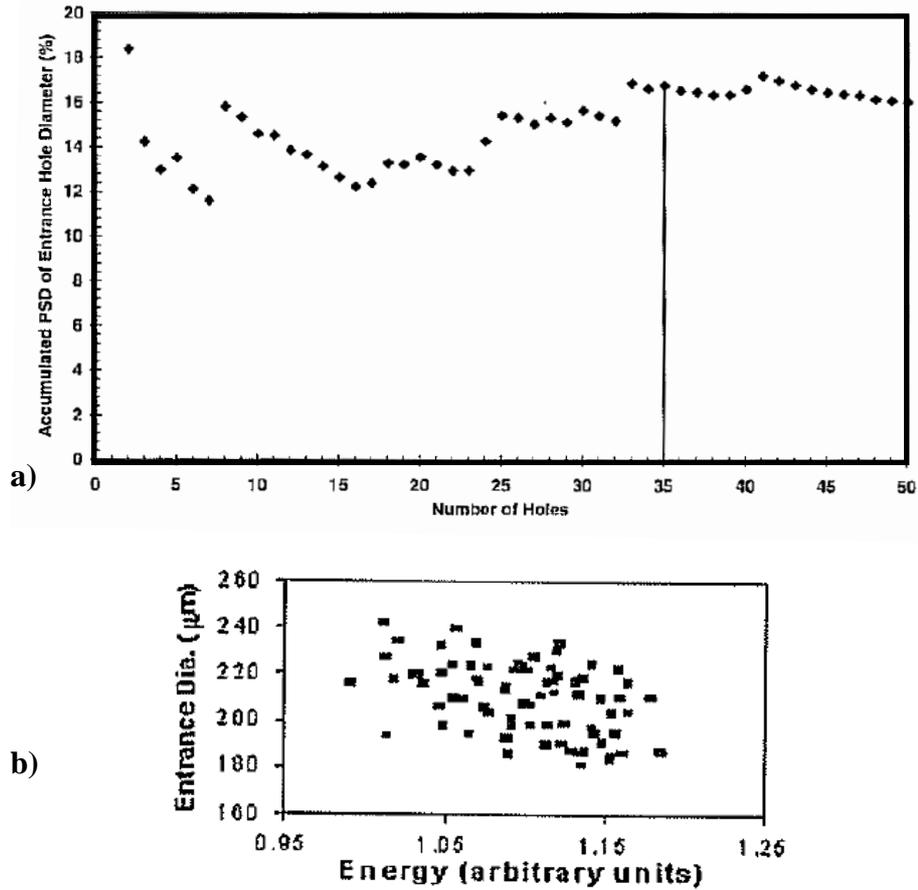


Figure.I.39.a) Déviation cumulée du diamètre d'entrée de trou avec l'augmentation des nombres de perçage [NG 01] et b)Influence de l'énergie déposée sur le diamètre d'entrée [ROD 00]

Ces contrôles systématiques sur les grandeurs géométriques des trous en fonction des paramètres du procédé de perçage laser, ont montré le besoin de mieux appréhender les phénomènes liés au perçage et à la construction du trou. En effet, il a ainsi été mis en évidence l'importance des conditions d'éjection de la matière sur la forme des trous [NG 01] mais également sur la modification engendrée par la matière. Ainsi, les études se sont focalisées sur le bord du trou afin de déterminer quelles étaient les modifications subies par les matériaux. Dans le domaine aéronautique, les superalliages percés par laser constituent les pièces critiques des moteurs et leurs défauts sont soumis à des contrôles stricts et sévères car la destruction d'une de ces pièces peut mener à la perte totale du moteur (figure I.40).

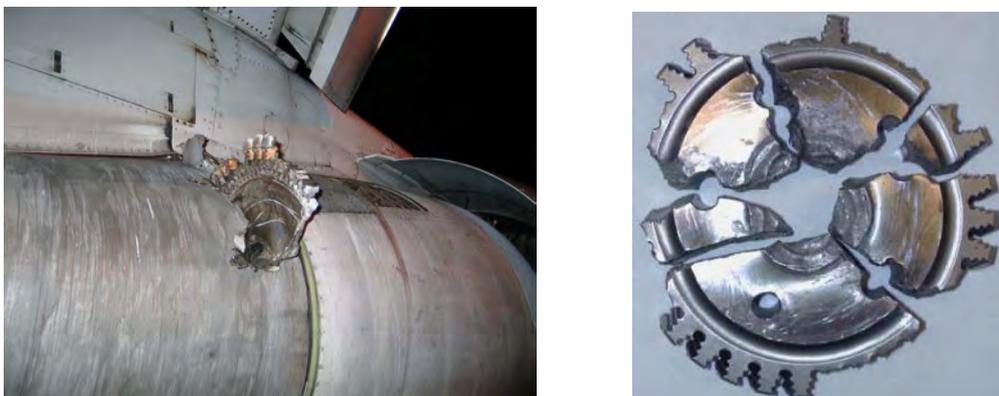
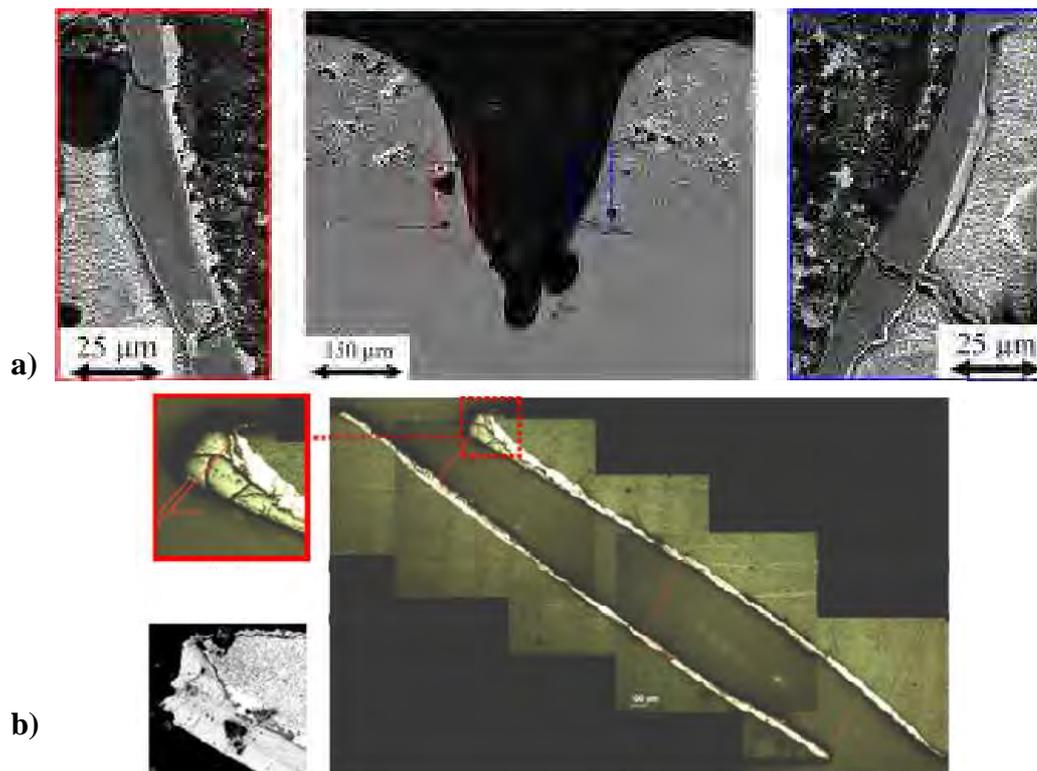


Figure.I.40.Destruction d'un moteur d'avion par l'éclatement d'un disque de turbine

Ainsi, le procédé de perçage par laser doit être étudié à la lumière de l'endommagement et de la modification de matière causés. Des études numériques et expérimentales ont alors été menées sur les superalliages revêtus ou non de leur barrière thermique [VOI 01, VOI 03, VOI 04, NAL 04, COR 02, KAM 02, LEI 09, YEO 94]. Celles-ci sont réalisées sur des trous percés perpendiculairement à la surface de l'échantillon mais également avec un certain angle d'inclinaison comme sur les aubes de turbine. Les travaux réalisés sur les systèmes revêtus ont permis de mettre en évidence un délaminage localisé en entrée de trou dans la couche céramique de la barrière thermique ainsi qu'à l'interface entre la sous couche métallique et le superalliage [NAL 04]. Ceux effectués sur les substrats non revêtus ont mis en évidence une microfissuration dans les zones resolidifiées aux bords des trous (figure I.41).



Ces microfissurations sont expliquées, par les auteurs, par plusieurs phénomènes. L'influence de la nature et de la pression des gaz de couvertures utilisés a été explorée et jugée nulle. Les couches resolidifiées lors du perçage des systèmes revêtus de barrières thermiques ont également été étudiées et sont apparues comme constituées, en surface des trous, par la céramique fondue lors du tir laser. Malgré la fissuration inhérente aux conditions de solidification, un durcissement local est observé dans ces couches. La fissuration observée dans les zones resolidifiées des systèmes non revêtus est attribuée à l'oxydation superficielle qui forme des composés fragiles qui se fracturent lors de la solidification. Pour les perçages en angle, il a été montré numériquement et expérimentalement que l'oxydation était préférentielle en haut du trou [LEI 09]. Ces microfissurations ont pu être reliées aux paramètres laser et notamment à la quantité d'énergie déposée sur le matériau, puisque c'est elle qui engendre la fusion et l'éjection de la matière (figure I.42).

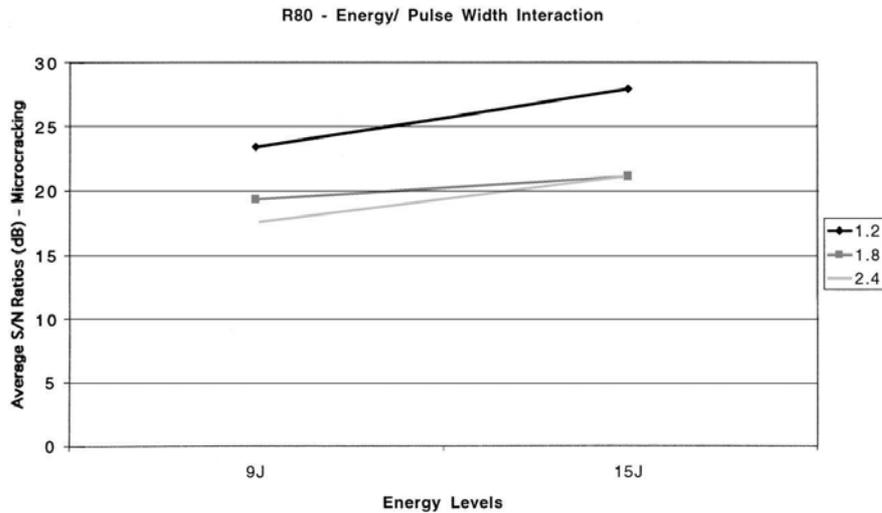


Figure.I.42. Influence de l'énergie déposée et de la durée d'impulsion sur la quantité de fissuration observée au bord des trous [COR 02]

Ces études ont ainsi montré l'importance des conditions d'éjection de la matière sur l'endommagement des trous. Ainsi quelques travaux ont été menés afin de déterminer la vitesse d'éjection du métal liquide en fonction des conditions laser (figure I.43) mais aussi les conditions locales et temporelles de cette éjection [VOI 03, NG 01, LEI 09, YIL 95].

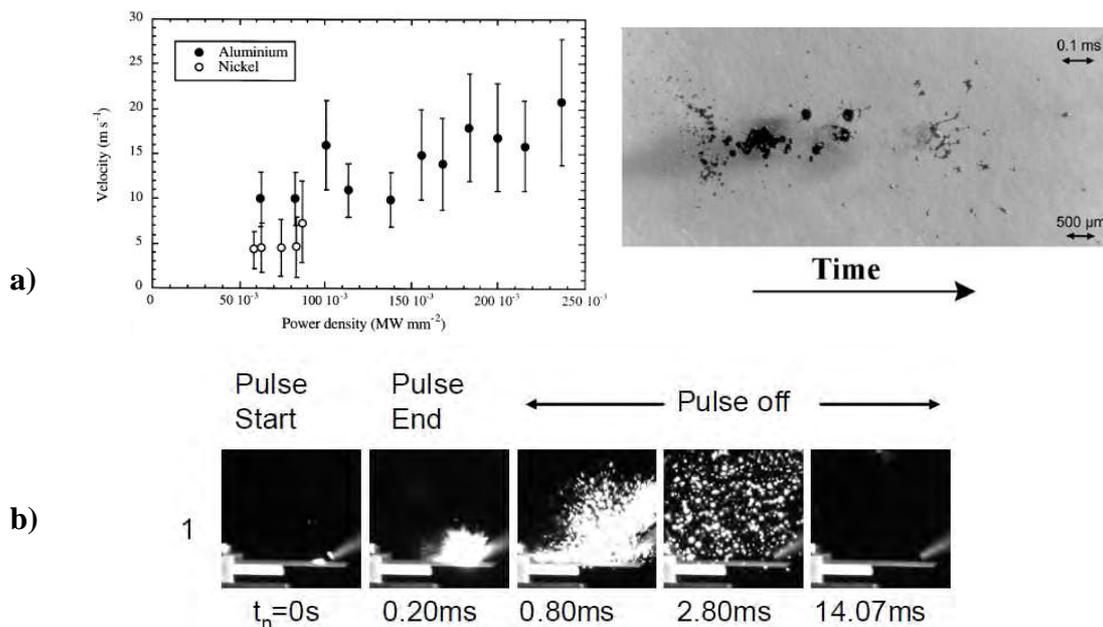


Figure.I.43.a) Vitesses d'éjection du métal liquide lors de perçage laser à différentes puissances b) Observations réalisées par caméra rapide sur [LEI 09]

Ces études expliquent l'importance des conditions d'éjection de la matière et ainsi, des propriétés du matériau percé et des paramètres du procédé, sur l'endommagement. L'intensité laser déposée ainsi que la durée d'impulsion ont une influence sur la quantité de matière évacuée sous forme liquide et sur sa forme lors de l'éjection. Ainsi, il a été montré que les particules liquides éjectées pouvaient connaître des répartitions de vitesses et de tailles différentes en fonction de ces paramètres. Par exemple, Voisey observe que la taille des particules éjectées diminue et sa vitesse augmente avec la densité d'énergie laser.

Aujourd'hui, malgré ce type de travaux concernant les phénomènes qui pilotent le perçage par laser, il reste très difficile de pouvoir prédire l'endommagement d'un matériau

percé par un laser donné. En effet, l'évolution des sources laser est telle, que seule une analyse complète du système source-paramètres procédés-matériau permet d'obtenir les résultats désirés. La technologie laser offre aujourd'hui des lasers bien plus fiables en termes de qualité de faisceau, de répétabilité ainsi que de contrôle des paramètres du procédé. Il existe actuellement des sources si rapides que peu ou pas de matière liquide est engendrée lors de l'irradiation. Ces nouvelles sources laser ont des durées d'impulsions de l'ordre de la pico et de la femtoseconde. Leur utilisation sur le perçage des superalliages revêtus est présentée partie suivante.

### 5.2. Impulsions ultra-courtes

Ces nouvelles sources laser ont, initialement, été développées pour usiner des matériaux très sensibles aux effets thermiques comme les polymères [KUG 04, MEN 07, ALI 08, BIA 09]. Effectivement, les impulsions laser étant de très courte durée (ps, fs), la thermalisation du matériau non irradié ne se fait pas ou alors à une échelle négligeable, ne menant ainsi qu'à l'ablation du volume irradié. Des travaux ont été menés sur des matériaux utilisés en aéronautique, et notamment sur des monocristaux [VAL 05, REV 07, REV 11] mais également sur des systèmes hétérogènes composés de superalliages revêtus [DRU 09, FEN 06]. Un moteur d'avion comporte environ 100 000 trous de refroidissement [COR 02] et même si l'utilisation des lasers à impulsions ultra-courtes permet de limiter la fusion du matériau, l'usinage nécessite de nombreuses impulsions. Les trous sont ainsi obtenus par trépanation circulaire, elliptique, ou autre combinaison géométrique. Les travaux effectués avec une source laser femtoseconde (titane : saphir avec une longueur d'onde de 780nm et une durée d'impulsion de 150 fs) montrent ainsi que les défauts observés lors du perçage des superalliages revêtus par des lasers de plus grande durée d'impulsion n'existent pas (figure I.44).

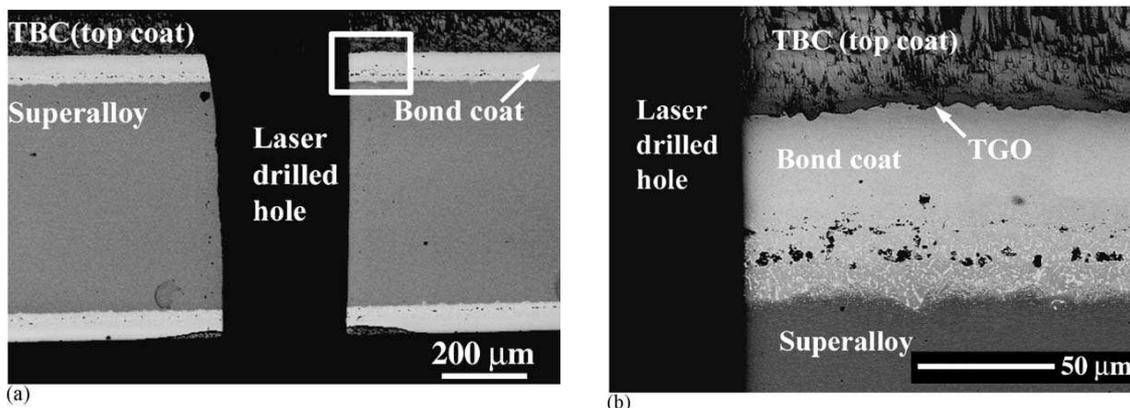


Figure.I.44.a) Observations MEB du perçage par laser femtoseconde d'un superalliage revêtu ainsi b) qu'une observation à plus fort grossissement du non-endommagement de la barrière thermique [FEN 06]

Effectivement, aucune couche de matière resolidifiée n'a été observée ainsi qu'aucune fissuration ou délamination de la céramique. Ce non-endommagement est dû à la rapidité de l'impulsion qui favorise le retrait de matière par ablation plutôt que par fusion, vaporisation. Ainsi, il n'y a ni resolidification de matière ni contrainte thermique résiduelle. La seule modification observée sur la matière constituant le bord des trous est une zone micronique dans laquelle ont été créées une grande quantité de dislocations [FEN 06]. Celles-ci apparaissent à cause de la déformation plastique locale subie par le matériau lors de l'irradiation. En effet, lorsque la matière est irradiée, celle-ci passe à l'état de vapeur (ou

plasma) quasiment simultanément avec l'apport d'énergie. Cette détente subite crée alors une surpression locale qui produit une forte onde de choc qui se propage dans le matériau entraînant des contraintes locales qui le déforment plastiquement.

Afin d'améliorer le temps d'usinage tout en conservant un régime d'ablation, les études se portent sur les sources picoseconde [DRU 09]. Comme précédemment, l'usinage de trous réalisés dans un superalliage revêtu (figure I.45) ne présente aucune microfissure ni délamination de la barrière thermique. Le perçage de ces trous de 300 $\mu$ m de diamètre pour des profondeurs comprises entre 1 et 3mm sont ainsi percées en plusieurs dizaines de secondes.

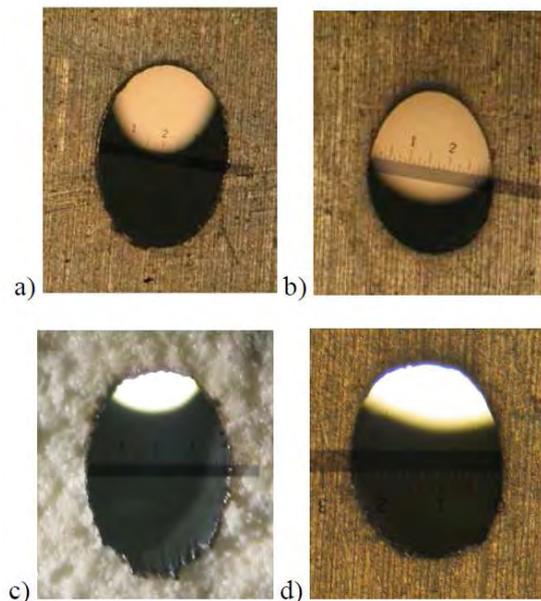


Figure.I.45.Observation au microscope optique de perçages par laser picoseconde d'un superalliage revêtu (coté BT, c) et (sortie du trou, d) et non revêtu (entrée du trou, a) et (sortie du trou, b) [DRU 09]

### 5.3. Conclusion

Les phénomènes du perçage par laser sont connus mais peu caractérisés à haute intensité laser. Des modèles analytiques et numériques existent mais sont proches de la limite de validité à cause de leur complexité et du fort couplage entre les phénomènes caractérisant le procédé. Le manque de mesure expérimentale des grandeurs associées est dû à la géométrie complexe du trou et à la courte durée des impulsions laser. Aujourd'hui encore, il reste difficile de prédire un endommagement et/ou une géométrie de trou car ceux-ci dépendent inéluctablement du système matériaux-source laser-paramètre procédé. Aucune définition n'est d'ailleurs attribuée à l'endommagement d'un trou percé par laser. De ce fait, les modèles numériques simulant le comportement mécanique d'une pièce percée, ne prennent pas en compte cet endommagement et se limitent à l'étude du champ de contrainte induit par le trou dans la structure. C'est pourquoi, à l'heure actuelle, aucun outil ne permet de caractériser le procédé de perçage par laser selon des critères garantissant l'intégrité du trou et de la pièce percée.

---

## **Chapitre 2 :**

# **Matériaux et procédés**

---



# SOMMAIRE

1. Introduction .....	62
2. Matériaux .....	63
3. Perçage laser par percussion .....	64
3.1. Le laser HL201P.....	64
4. Essais de Fatigue .....	67
4.1. Essai « macroscopique » .....	68
4.2. Essai « microscopique » : amorçage .....	68
4.3. Suivi de fissure .....	70
4.4. Mesure de champ de contrainte par thermoélasticité .....	71
5. Essai de traction .....	72
6. Traitement d'images.....	74
6.1. Seuillage .....	74
6.2. Corrélation d'images .....	75
7. Techniques d'observation et d'analyse microstructurale .....	77
7.1. Microscope optique .....	77
7.2. Microscope électronique à balayage (MEB).....	77
7.2.1. Observations.....	77
7.2.2. Analyses .....	78
7.3. Microsonde de Castaing .....	79
7.4. Microscope électronique en transmission (MET) .....	79
7.4.1. Préparation des échantillons.....	79
7.4.2. Observation .....	80
7.4.3. Analyse.....	80
7.5. Microscope à force atomique (AFM).....	80
7.5.1. Observation .....	80
7.5.2. Nanoindentation .....	81
8. Simulation numérique .....	81
8.1. Code de calcul ZéBuLoN®.....	81
8.2. Code de calcul « Marcus » .....	82

# 1. Introduction

Le but des travaux de thèse est de comprendre l'endommagement créé par le perçage par laser milliseconde d'un superalliage monocristallin et d'en caractériser l'influence sur les propriétés mécaniques. Cet endommagement se traduit par une évolution de la microstructure après resolidification de la matière ayant subi le perçage par laser.

Ainsi, dans un premier temps, le matériau et les échantillons utilisés pour le perçage laser seront présentés.

L'étude se portant sur l'influence du procédé de perçage par laser, une source dont les propriétés garantissent des conditions de reproductibilité et de stabilité exemplaires a été utilisée. La caractérisation de cette source sera exposée.

Ensuite, ce sont les différents essais mécaniques mis en place qui seront détaillés, puis les techniques d'observation et d'analyse microstructurales utilisées au Centre des Matériaux.

Enfin, les deux codes de calcul utilisés pour de modéliser le perçage des trous par laser ainsi que la durée de vie des pièces trouées seront présentés.

## 2. Matériaux

Cette étude porte sur le perçage par laser milliseconde de l'AM1 qui est un superalliage monocristallin à base de nickel dont la microstructure biphasée  $\gamma/\gamma'$  est obtenue à la suite de divers traitements thermiques (cf. partie 2.1. « Matériau » du chapitre bibliographique). Pour améliorer la résistance à l'environnement agressif (haute température, atmosphère corrosive, ...) une barrière thermique, composée d'une sous-couche métallique (NiAl(Pt)) et d'une couche céramique (Zircone Partiellement stabilisée à l'Yttrium, YPSZ, déposée par Electron Beam Physical Vapor Deposition, EBPVD), est déposée sur la surface des aubes (figure II.1).

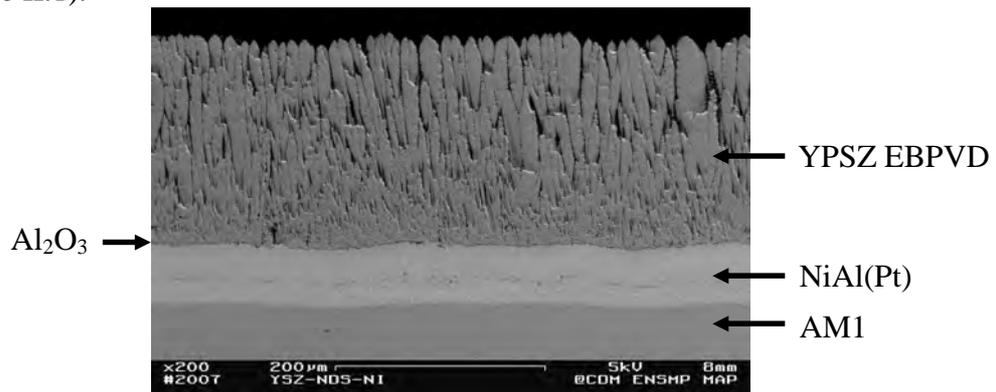


Figure.II.1.Barrière thermique des aubes de turbine

Cette étude s'intéressant à l'endommagement de l'AM1, les perçages laser sont effectués sur des plaquettes d'AM1, non revêtues (ni sous-couche ni céramique), prélevées par découpe fil par électroérosion dans le pied d'aube ou pied de sapin (figure II.2). Ces plaquettes ont à peu près la même épaisseur, 1,5 mm, que les parois de l'aube de turbine. Les trous d'aube, comme de plaquette, sont percés perpendiculairement ou avec un angle de  $60^\circ$  avec la direction  $\langle 001 \rangle$ . L'orientation secondaire de la microstructure n'est pas connue.

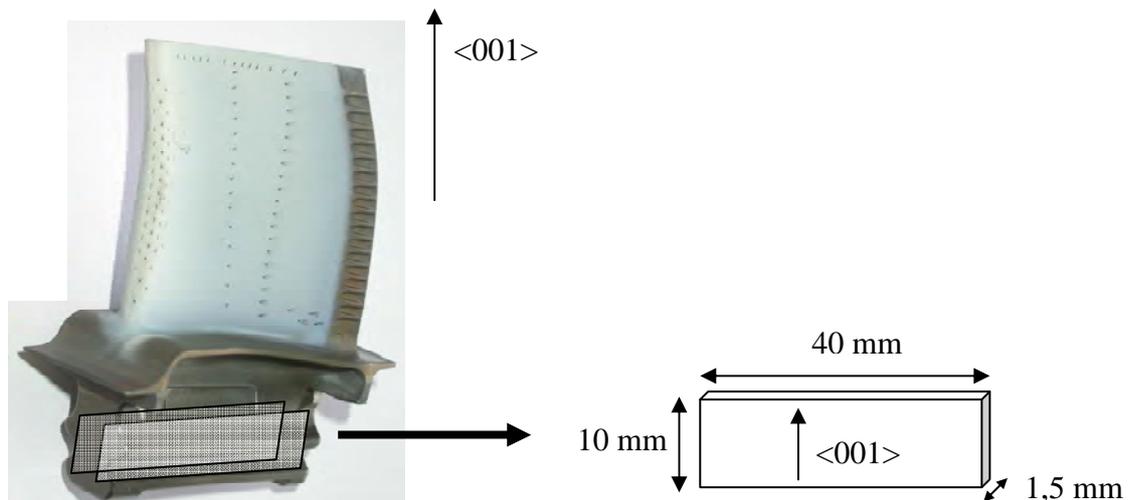


Figure.II.2.Fabrication de plaquettes d'AM1 prélevées sur pied d'aube de turbine

Dans cette étude, des trous seront également réalisés dans des plaques d'épaisseur 3 et 4 mm fournies par Snecma et prélevées dans les plaques d'AM1 coulées pour réaliser les éprouvettes étudiées mécaniquement.

### 3. Perçage laser par percussion

#### 3.1. Le laser HL201P

La source laser utilisée dans cette étude a été conçue par Trumpf et nommée HL201P. Il s'agit d'un laser Nd:YAG relaxé (grenat d'yttrium-aluminium dopé par l'ajout de néodyme) dont les propriétés vont être détaillées ici. Les mesures présentées ont été effectuées par Schneider en 2006 [SCH 06] mais sont vérifiées annuellement pour assurer la qualité de la source.

D'une manière générale, le laser ( $\lambda=1064\text{nm}$ ) d'une puissance moyenne de 200W peut délivrer des impulsions dont la puissance crête est comprise entre 1 et 18kW pour une durée comprise entre 0,08 et 1,1ms. La fréquence maximale est de 1kHz mais dans cette étude le laser sera utilisé en mode monocoup. La qualité du faisceau est obtenue grâce aux traitements qu'il subit après sa sortie de la cavité laser (figure II.3).

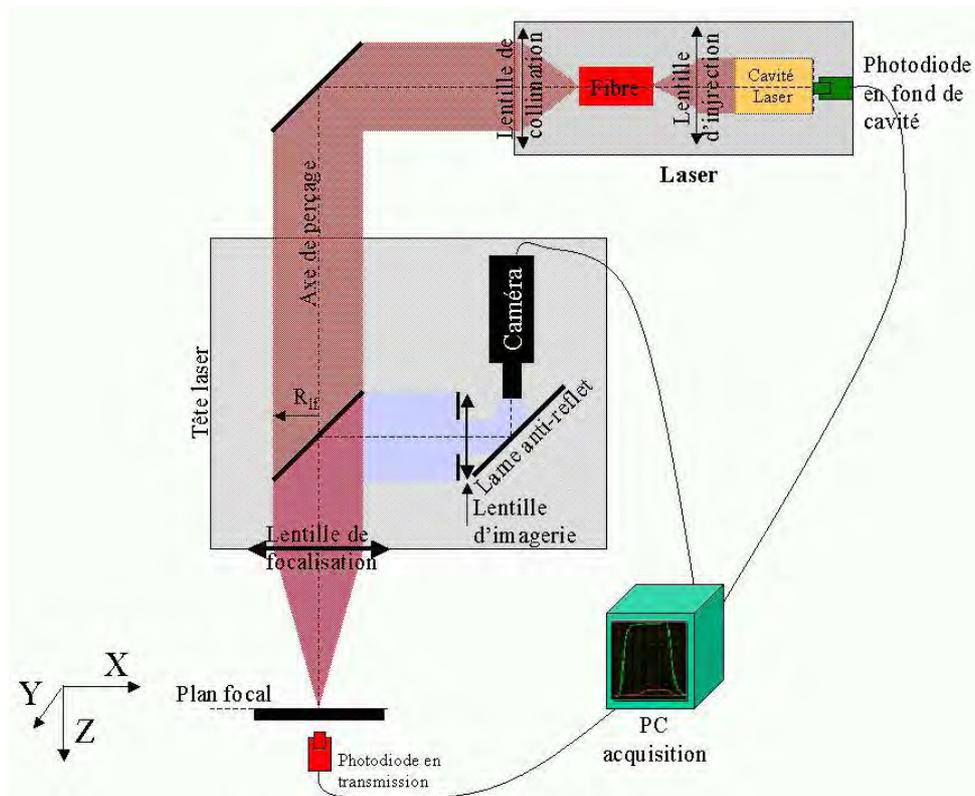


Figure.II.3.Schéma de principe du laser HL201P [SCH 06]

Celui-ci est injecté dans une fibre optique définissant sa circularité ainsi que son homogénéisation. Le faisceau est ensuite guidé à travers un montage optique nommé « tête laser » capable de fournir une visualisation coaxiale de la surface sur laquelle le faisceau laser est focalisé par une lentille. Cette tête laser est mobile selon l'axe z et permet le réglage de la position du point de focalisation selon cet axe. Afin de pouvoir garantir les propriétés du faisceau celui-ci a été analysé à l'aide d'un montage conçu au PIMM. La puissance laser, la répartition spatiale et temporelle de l'énergie ainsi que la reproductibilité du système sont alors caractérisées à l'aide d'une caméra CCD ainsi que d'une photo-diode (figure II.4).

### 3. Perçage laser par percussion

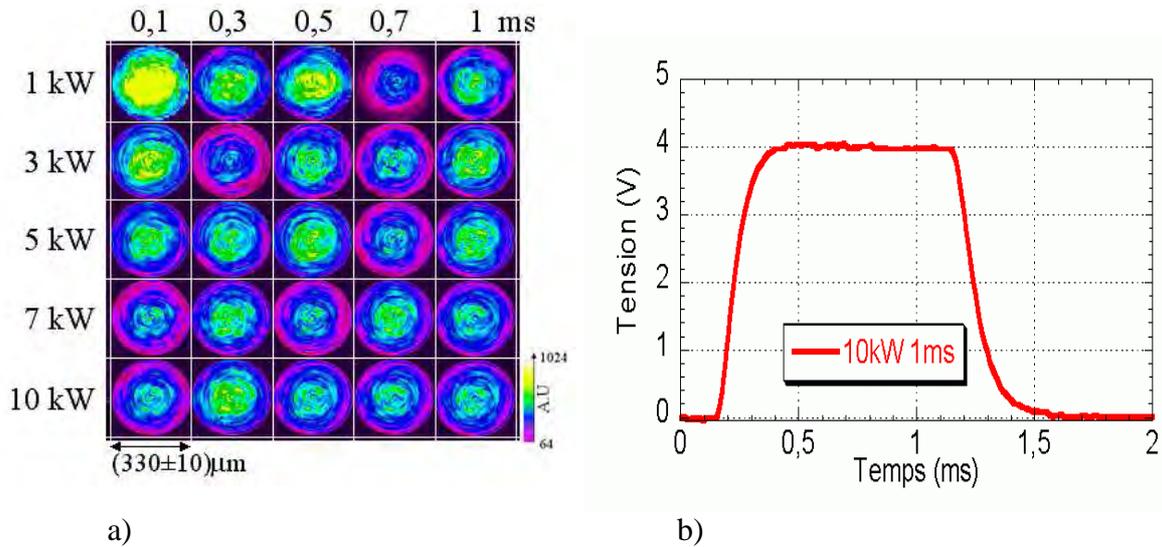


Figure.II.4.Répartition spatiale (a) et temporelle (b) de l'énergie laser au point focal [SCH 06]

Les différentes couleurs observées figure II.4.a sont dues aux densités optiques neutres placées sur le chemin optique du faisceau afin de protéger la caméra. La distribution de l'énergie, quelles que soient la durée de l'impulsion et la puissance crête, est alors uniforme et bien circulaire avec un diamètre au plan focal de  $330 \pm 10 \mu\text{m}$ . La tension mesurée dans la cavité laser est l'image de la puissance délivrée par le laser et celle-ci est atteinte après un temps de montée, égal au temps de descente, compris entre 100 et 150  $\mu\text{s}$  et est très stable au cours de l'impulsion. Ceci peut être inexact si la puissance demandée est trop élevée et la durée d'impulsion trop courte (figure II.5) mais cette configuration ne sera jamais rencontrée dans cette étude.

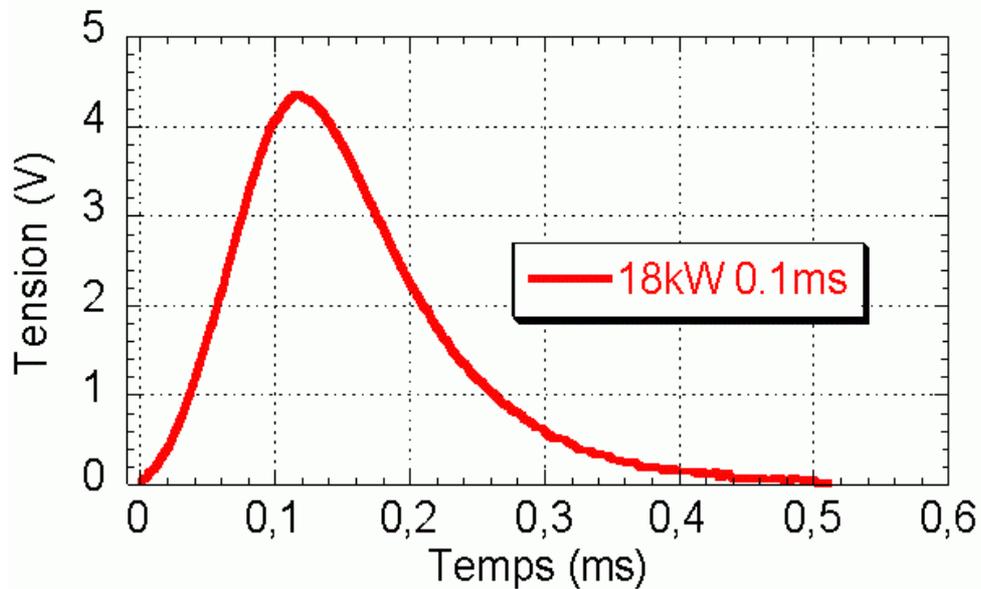


Figure.II.5.Profil temporel d'une impulsion laser de 0,1ms avec une puissance crête de 18kW

Le diamètre du faisceau ainsi que la répartition spatiale de l'énergie évolue lors de la défocalisation (figure II.6) et en assimilant l'enveloppe du faisceau à l'ouverture numérique définie par :

$$\tan(\alpha) = \frac{R_{L_f} - R_{L_0}}{f} \quad (\text{II.1})$$

Avec  $\alpha$  l'ouverture numérique,  
 $f$  la distance focale de la lentille de focalisation,  
 $R_{L_f}$  le rayon du faisceau laser sur la lentille de focalisation,  
 $R_{L_0}$  le rayon du faisceau laser au plan focal

Il est alors géométriquement possible de décrire approximativement l'évolution du diamètre du faisceau par l'expression suivante :

$$R_L(z) = R_{L_0} + \frac{z}{f}(R_{L_f} - R_{L_0}) \quad (\text{II.2})$$

Avec  $R_L(z)$  le rayon du faisceau à l'altitude  $z$  considérée,  
 $z$  altitude à laquelle le rayon du faisceau laser est calculé

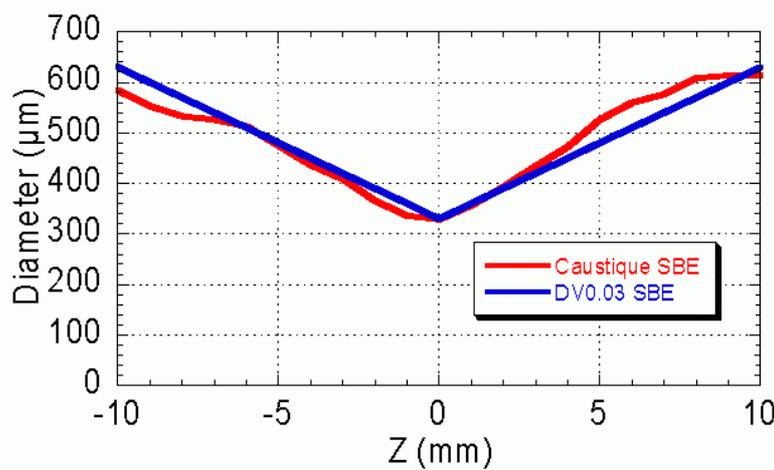


Figure.II.6.Valeurs expérimentales (caustique SBE) et calculées (DV0.03 SBE) du diamètre du faisceau laser en fonction de la défocalisation [SCH 06]

Les caractéristiques du procédé ont été étudiées dans des conditions de reproductibilité, c'est-à-dire un ensemble de 30 tirs laser à 10kW. Pour cela, les dispersions obtenues sur la distribution spatiale et temporelle sont déterminées pour différentes durées d'impulsion (figure II.7). Cette dispersion  $\delta_i$  est définie par l'expression suivante :

$$\delta_i = \frac{\sigma_i}{\mu_i} \quad (\text{II.3})$$

Avec  $\sigma_i$  l'écart type sur les mesures,  
 $\mu_i$  la moyenne

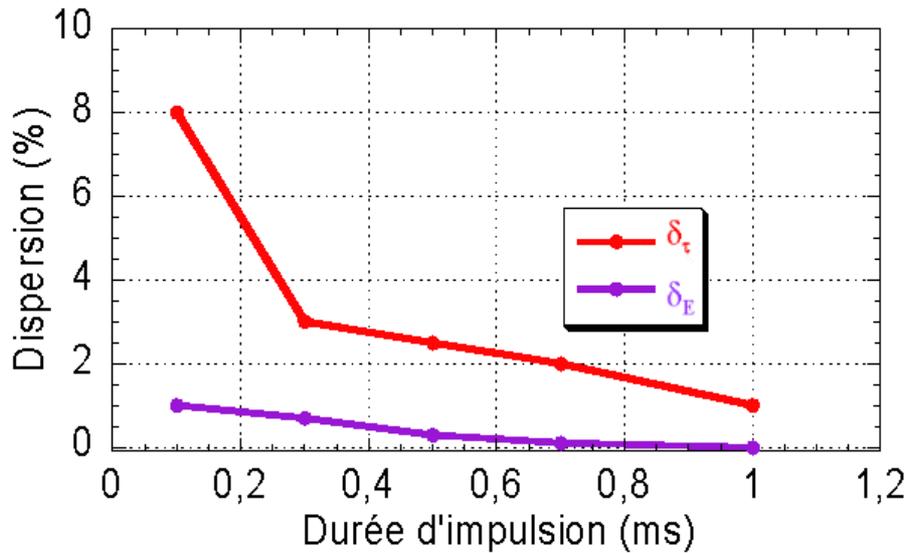


Figure.II.7.Dispersion calculée sur la distribution spatiale ( $\delta_E$ ) et temporelle ( $\delta_\tau$ ) pour une puissance crête de 10kW [SCH 06]

Dans cette thèse, c'est la puissance crête du laser qui sera le plus souvent utilisée comme paramètre du laser car celle-ci est l'image, parfaitement linéaire, de la densité de puissance déposée sur la surface irradiée (figure II.8).

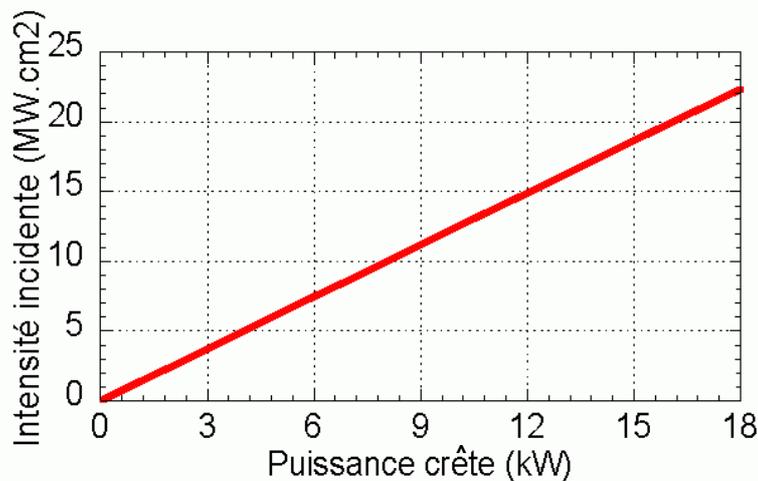


Figure.II.8.Densité de puissance au plan focal en fonction de la puissance crête du laser [SCH 06]

## 4. Essais de Fatigue

Deux volets sont prévus dans cette thèse. Une étude dite macroscopique visant à mettre en évidence l'influence du procédé de perçage sur la tenue mécanique d'une pièce trouée. Les essais de fatigue sont choisis pour pouvoir suivre dans une seconde étude l'amorçage et la propagation des défauts.

## 4.1. Essai « macroscopique »

Le premier volet vise à déterminer l'influence d'un procédé de perçage sur la durée de vie à rupture d'éprouvettes percées. Les deux procédés utilisés dans cette étude sont les deux procédés de perçage utilisés chez Snecma : le perçage par laser milliseconde et le perçage par électroérosion. Afin d'obtenir un comparatif avec les aubes de turbines, les éprouvettes planes en AM1 sont percées par 3 trous inclinés de  $30^\circ$  par rapport à la surface (figure II.9). Celles-ci sont orientées  $\langle 001 \rangle$  dans la direction de sollicitation.

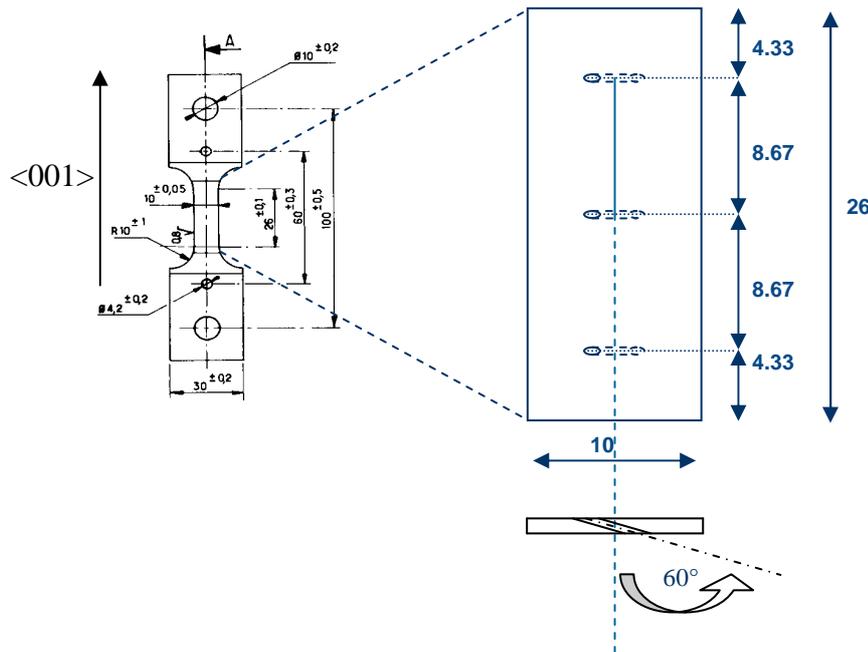


Figure.II.9.Eprouvette utilisée lors de l'étude macroscopique de l'influence du procédé de perçage sur la tenue en fatigue de l'AM1

Les essais sont effectués à  $800^\circ\text{C}$  et 3 niveaux de contrainte sont étudiés sur 22 éprouvettes. La sollicitation est sinusoïdale et le rapport de charge ( $R = \sigma_{\min} / \sigma_{\max}$ ) nul. Les contraintes moyennes sont 400, 240 et 200 MPa pour des fréquences de sollicitation de 0,1 et 1 Hz.

## 4.2. Essai « microscopique » : amorçage

Dans la seconde étude des essais de fatigue ont été réalisés à  $950^\circ\text{C}$ , sur éprouvettes planes en AM1 percées dans différentes conditions laser, afin de pouvoir déterminer l'influence du procédé de perçage, c'est-à-dire de la microstructure en bord de trou, sur la durée de vie d'une pièce trouée. Ces essais ont été effectués au Centre des Matériaux sur une machine INSTRON 8502 instrumentée (figure II.10).



Figure.II.10.Machine INSTRON 8502 utilisée pour les essais de fatigue

Le but de ces essais est de mettre en évidence l'influence de la microstructure en bord de trous sur le microamorçage dans ces zones de concentration de contrainte. Pour ce faire 4 éprouvettes seront percées par le laser milliseconde HL201P à 10kW alors que 4 autres sont percées par laser femtoseconde au LP3 à Marseille (figure II.11). Après perçage, l'état de surface de ces 8 éprouvettes a été affranchi, par polissage fin avec une micro-machine à brosse (état « miroir »), de toute rugosité due au transport, à l'usinage ou à la fabrication.

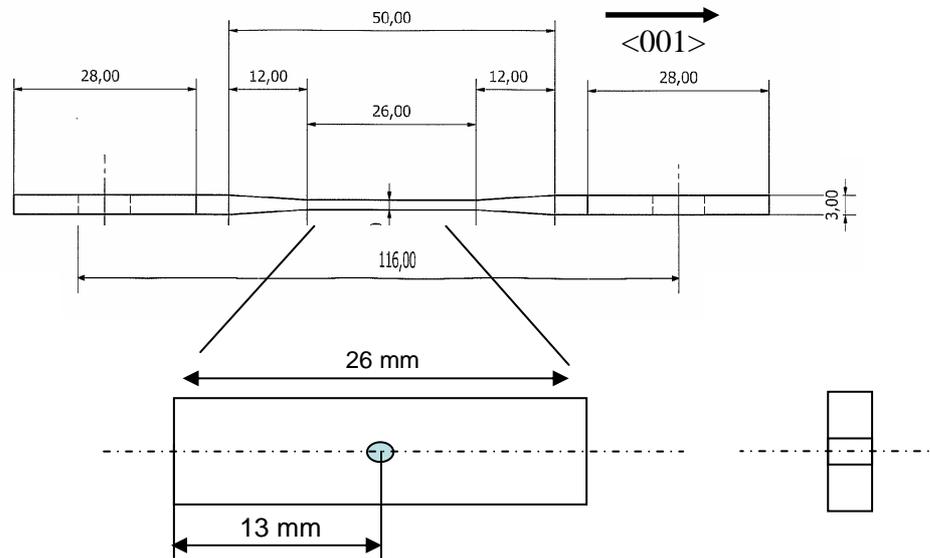


Figure.II.11.Schéma des éprouvettes de fatigue percées par laser

Un trou incliné implique une concentration de contrainte supplémentaire par rapport à celle générée par le trou, c'est pourquoi les trous seront percés perpendiculairement à la surface de l'éprouvette. Un seul trou sera percé par éprouvette afin de connaître exactement la position de départ de la fissure et ainsi de pouvoir en suivre l'évolution.

Les essais sont réalisés à 950°C à l'aide d'un four à lampe et pilotés en contrainte imposée. La sollicitation est un signal sinusoïdal avec une contrainte maximale de 300MPa et un rapport de charge  $R=0,1$  afin de solliciter l'éprouvette dans des conditions globalement

élastiques. L'amorçage des fissures ainsi que leurs propagations sont alors étudiées grâce à un suivi par différence de potentiel et par une observation optique par caméra (figure II.12). Le suivi de fissure par mesure de potentiel est une mesure électrique décrite dans la partie suivante.

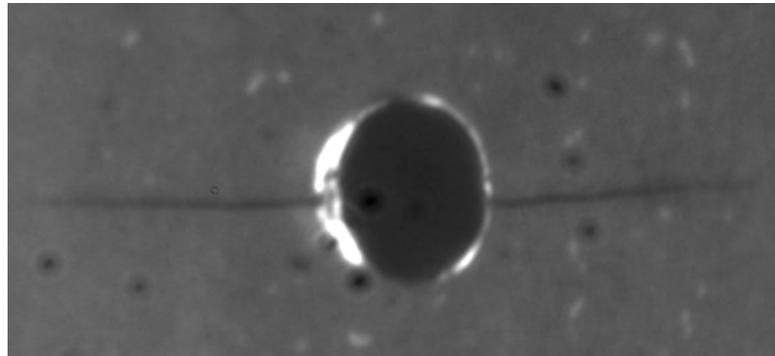


Figure.II.12.Suivi optique de la fissure de fatigue à 950°C

### 4.3. Suivi de fissure

L'amorçage et la propagation de la fissure seront détectés dans cette étude par la méthode de mesure de potentiel électrique. Celle-ci sera étalonnée par mesures ponctuelles réalisées à partir des observations optiques de la caméra. Cette technique a été choisie parce qu'elle est utilisée depuis de nombreuses années [JOH 65], qu'elle reste fiable même à haute température [CLA 75], quelle donne une information tridimensionnelle sur la taille de la fissure comparée à l'information bi-dimensionnelle d'une observation de surface.

Le principe de cette méthode est de faire circuler un courant d'intensité constante dans l'éprouvette et de mesurer la tension entre deux points situés de part et d'autre du défaut (figure II.13).

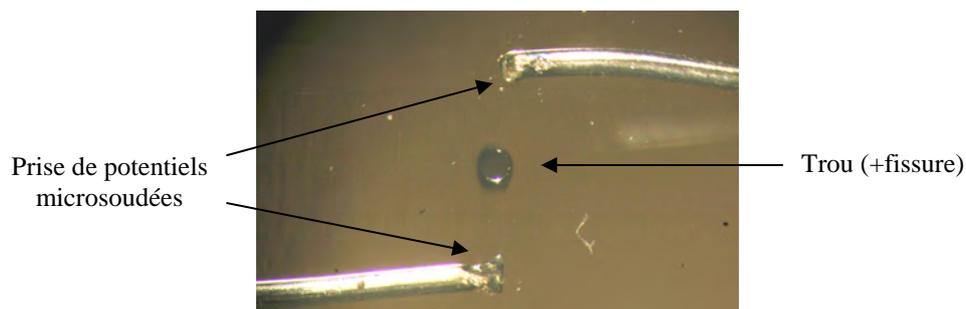


Figure.II.13.Mesure de potentiels autour d'un trou percé par laser

Lorsque l'éprouvette n'est pas sollicitée et que le défaut est de taille constante alors la tension mesurée demeure constante. En effet, la différence de potentiel n'est influencée que par la section de l'éprouvette traversée par le courant car la résistivité du matériau est supposée constante (pas d'influence de la déformation plastique ou de l'oxydation). Lorsque la fissure se propage, sous l'effet de la contrainte, la section efficace de l'éprouvette diminue changeant ainsi le trajet des lignes de courant et augmentant la résistance globale (figure II.14).

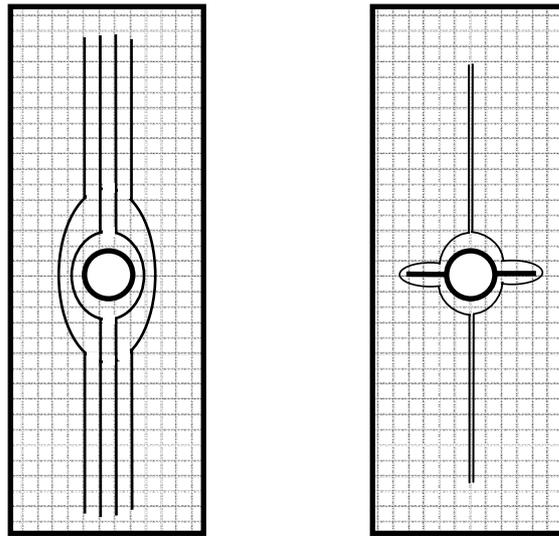


Figure.II.14.Changement du trajet des lignes de courant avec la propagation d'un défaut

La relation qui lie la longueur de la fissure à la différence de potentiel doit ainsi être calibrée pour chaque éprouvette car celle-ci prend en compte la position des prises de potentiel ainsi que l'épaisseur de l'éprouvette. Cette calibration est fondée sur un calcul théorique réalisé à partir de l'équation de Laplace :

$$\nabla^2(\phi(x, y)) = 0 \quad (\text{II.4})$$

Où  $\phi(x, y)$  représente le potentiel électrique stationnaire en un point de coordonnées  $(x, y)$  de l'éprouvette.

Cette expression signifie que, si le défaut à une taille constante alors la différence de potentiel entre 2 points définis, est constante. Cette technique de calibration est plus précise, pour l'amorçage et les fissures courtes, que d'autres techniques appelées empiriques et qui visent à relier expérimentalement la longueur de fissure à la tension mesurée. Ici, la relation utilisée est fondée sur des travaux considérant l'écoulement stationnaire et irrotationnel d'un fluide incompressible représentant le cas d'une éprouvette plane, semi-infinie et pourvue d'un défaut aigu [MIL 68, SON 89].

#### 4.4. Mesure de champ de contrainte par thermoélasticité

Afin de mieux appréhender les essais de fatigue et l'influence du procédé de perçage sur la formation des zones de concentration de contraintes, des mesures de contraintes locales ont été réalisées par thermoélasticité à l'aide d'une caméra infrarouge Titanium fabriquée par la société FLIR Systems Advanced Thermal Solution, 77183 Croissy Beaubourg (figure II.15).

L'effet thermoélastique est déterminé à partir d'une relation thermodynamique reliant la variation de la contrainte dans une pièce sous chargement élastique et la variation de la température correspondante.

La théorie classique du couplage thermoélastique est fondée sur la relation parabolique du transport de chaleur [CHA 60]. Elle prédit une vitesse de propagation de la chaleur infinie. Durant les 30 dernières années, la théorie de la thermoélasticité a évolué jusqu'à considérer des vitesses de signaux thermiques finies. Cette théorie est généralement qualifiée de théorie de la thermoélasticité généralisée. A partir de cette nouvelle théorie et de la relation hyperbolique du transport de la chaleur, différents modèles tels que la théorie de la thermoélasticité étendue (ETE) développée par Lord et Schulman [LOR 67], ou la théorie de la thermoélasticité thermo dépendante (TRDTE) proposée par Green et Lindsay [GRE 72] ainsi que par Suhubi [SUH 75], ont fait l'objet de nombreuses études. Ainsi, grâce aux preuves expérimentales indiquant le caractère fini des vitesses de propagation des signaux thermiques, cette théorie de la thermoélasticité généralisée est considérée comme plus réaliste que la théorie classique, notamment lorsque des problèmes dont les flux thermiques élevés évoluent à haute fréquence sont étudiés. Aujourd'hui de nombreux modèles numériques s'intéressent aux interactions thermoélastiques engendrées par les forces internes continues et instantanées dans des matériaux isotropes et homogènes [ROY 07].

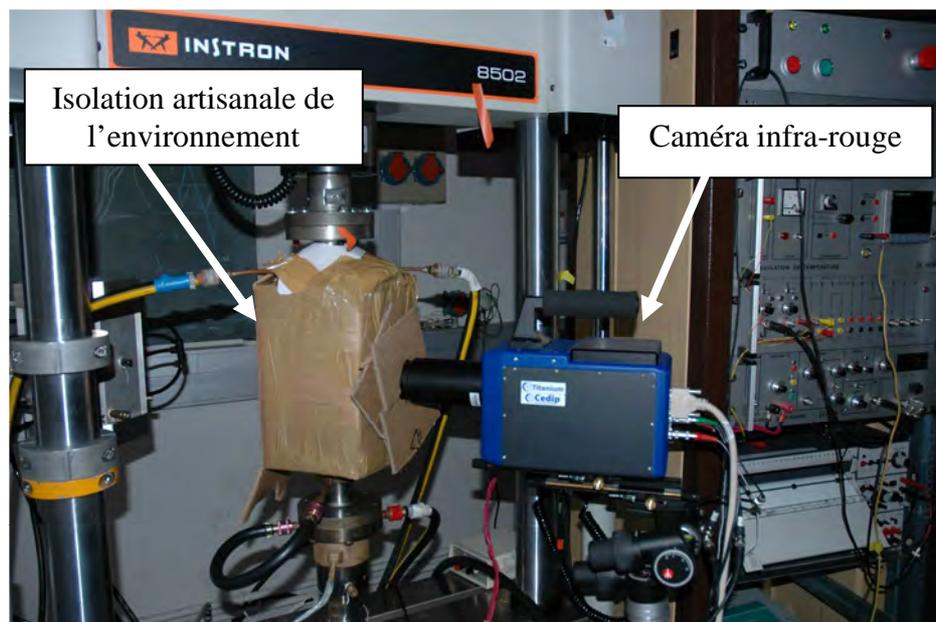


Figure.II.15.Mesure de contrainte locale par thermoélasticité

## 5. Essai de traction

Le perçage par laser milliseconde étudié dans cette thèse forme une couche de matière fondue puis resolidifiée aux bords des trous. Cette fusion et cette nouvelle solidification engendre une microstructure différente de celle rencontrée initialement dans l'AM1. Il devient alors nécessaire de connaître les propriétés de cette couche en termes de microstructure et de propriétés mécaniques. L'influence de cette couche de matière dans l'amorçage de défaut est étudiée par la réalisation d'essais de fatigue. Afin de caractériser la propagation de fissure dans cette couche un essai de traction spécifique a été mis en place.

Une éprouvette en 2 parties est fabriquée. Celles-ci sont alors accolées avant de subir des tirs lasers à l'interface. La seule matière liant les deux parties de cette éprouvette est donc celle qui a été fondue et qui s'est solidifiée sur les parois du trou « soudant » ainsi les deux morceaux de l'éprouvette. Afin d'obtenir une éprouvette plus robuste, 9 trous sont réalisés le long de l'interface des deux parties de l'éprouvette (figure II.16).

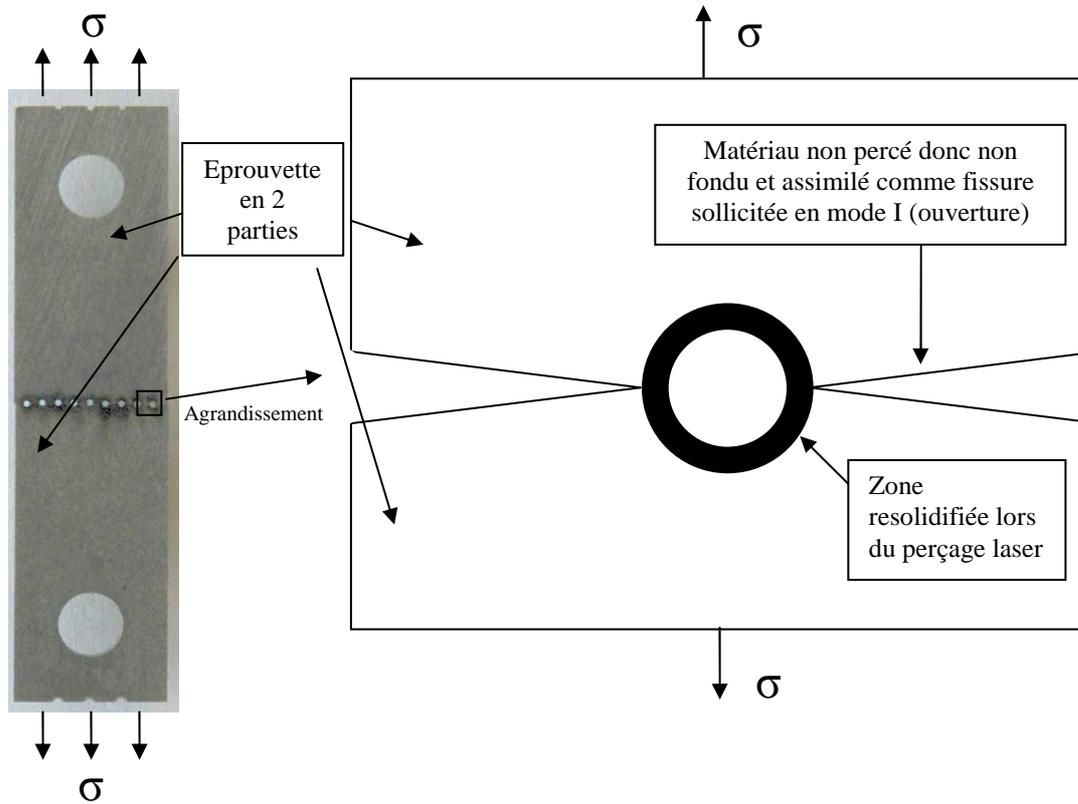


Figure.II.16.Eprouvette de traction percée (gauche) par laser et schéma de la propagation de fissure dans la zone resolidifiée (droite)

La surface engendrée par 9 perçages par laser est faible et ainsi les essais ont été réalisés sur une machine de traction ayant une cellule de charge de 500N seulement (figure II.17). Cet essai est instrumenté, la force utilisée pour rompre l'éprouvette est ainsi mesurée par la cellule de charge et la déformation est mesurée de manière optique par traitement d'images prises à la caméra.

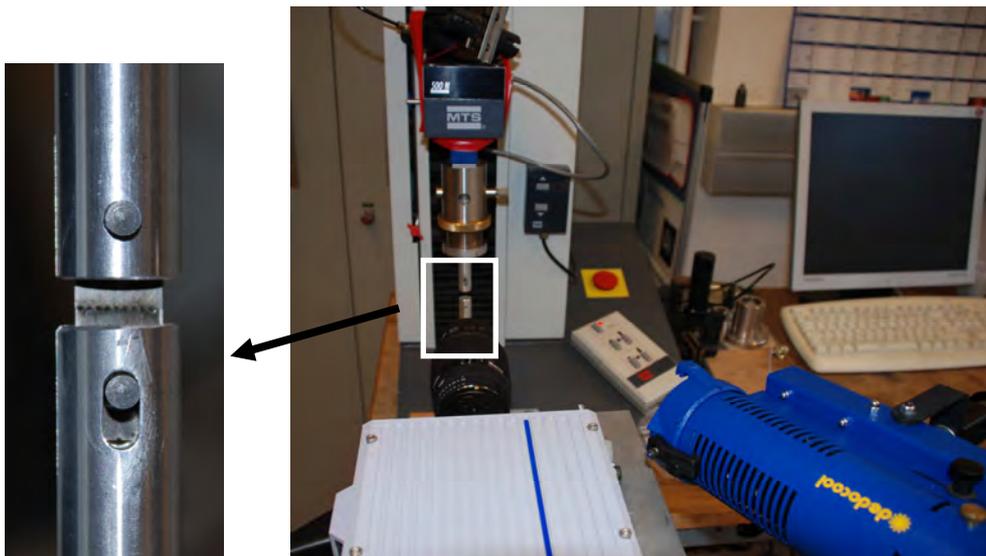


Figure.II.17.Machine de traction MTS utilisée pour un essai de traction sur des éprouvettes percées par laser milliseconde

## 6. Traitement d'images

Le traitement d'images est un outil largement utilisé lors de cette étude. Deux principaux types de traitement d'images peuvent être distingués : le seuillage d'image pour l'étude microstructurale du matériau resolidifié et la corrélation d'image pour le suivi de marqueur et la détermination des champs de déformation pour les essais de traction.

### 6.1. Seuillage

Une image numérique est divisée en un ensemble d'éléments plus petits appelés pixels. Selon le type d'image numérique (couleur, noir et blanc, niveau de gris, ...), les pixels la constituant peuvent transporter plusieurs informations. Les images traitées dans ce document sont obtenues au microscope électronique à balayage et constituent des images en « niveau de gris » (figure II.18.gauche). Une image donnée en niveau de gris signifie que chaque pixel est fixé à un niveau de gris compris entre le blanc (niveau 0) et le noir (niveau 255) et qu'il est ainsi possible d'obtenir des gradients entre les zones blanches et noires. Traiter l'image, la plupart du temps, signifie supprimer ces effets de gradients qui représentent des limites (interfaces, séparations, ...) évidentes à l'œil mais impossibles à déterminer de manière numérique. C'est alors qu'intervient la méthode dite de seuillage qui permet de transformer une image en niveaux de gris en une image binaire composée uniquement de pixels blancs et de pixels noirs (figure II.18.droite). Il devient alors possible, à partir de cette image binaire, de réaliser d'autres traitements d'images comme la détection des interfaces [ROL 10] les fissures [AMS 07], le filtrage de bruits particuliers, ...

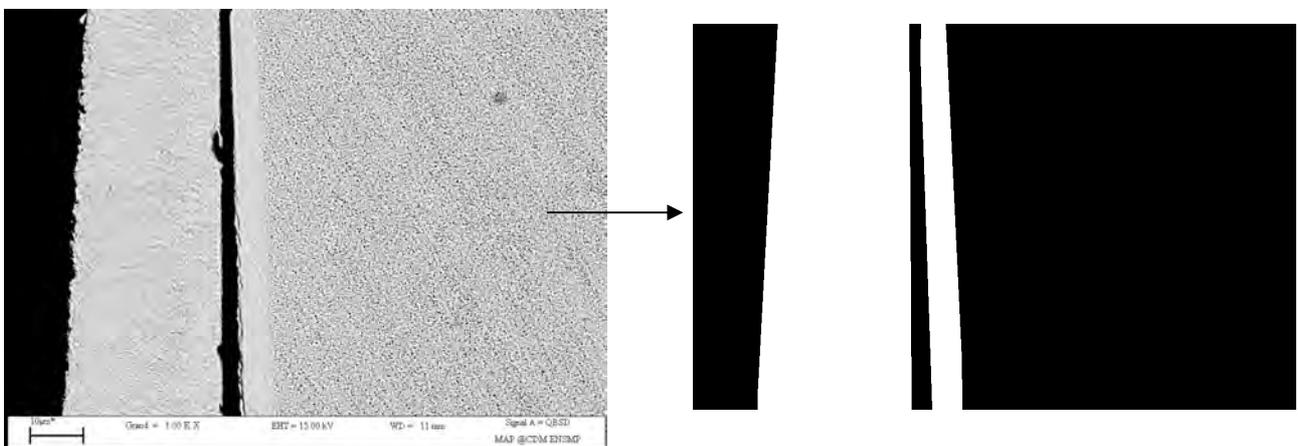


Figure.II.18.Seuillage d'une image MEB d'une coupe de trou percé par laser

## 6.2. Corrélation d'images

La corrélation d'image est un traitement qui permet d'obtenir de nombreuses informations à partir de la comparaison d'une suite d'images. La zone de l'image, tout ou partie, qui fait l'objet de l'étude (fissure, zone de concentration de contrainte, ...) est appelée région d'intérêt (ROI : Region Of Interest). Cette région est ensuite subdivisée en zones d'intérêt (ZOI : Zone Of Interest) de différentes tailles en fonction de la morphologie des objets observés sur l'image (figure II.19).

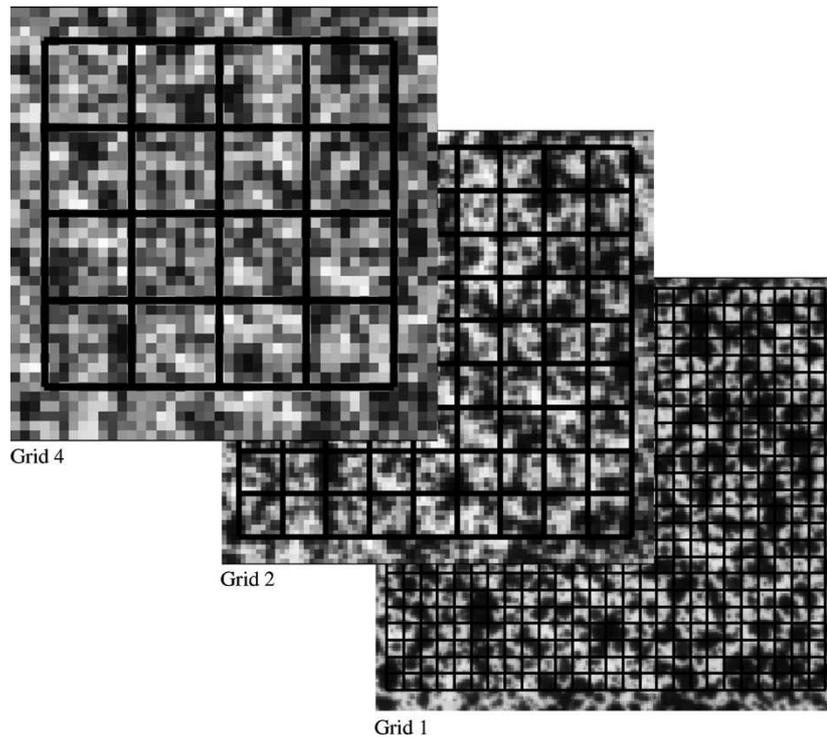


Figure.II.19.Différentes subdivisions d'images à traiter par corrélation [RHE 07]

D'un point de vue simpliste, le principe de la corrélation d'image est fondé sur l'analyse du déplacement des objets observés sur l'image. Ces objets sont en réalité des ensembles de pixels significatifs et qui doivent être discernables. Ainsi, la plupart du temps, les surfaces utilisées pour la corrélation d'image sont optimisées pour créer une alternance, la plus fine et la plus contrastée possible, i.e. de pixels blancs et noirs. Plus cette alternance sera fine et plus les ZOI pourront être petites et l'analyse précise. La corrélation d'image est fondée sur l'analyse de ces ZOI sur les images successives (figure II.20). Un rayon de corrélation est défini comme le vecteur de déplacement selon lequel une ZOI se déplace tout autour de sa position d'origine (image 1) pour retrouver la forme caractéristique (contraste de pixels) telle qu'elle était dans la précédente image.

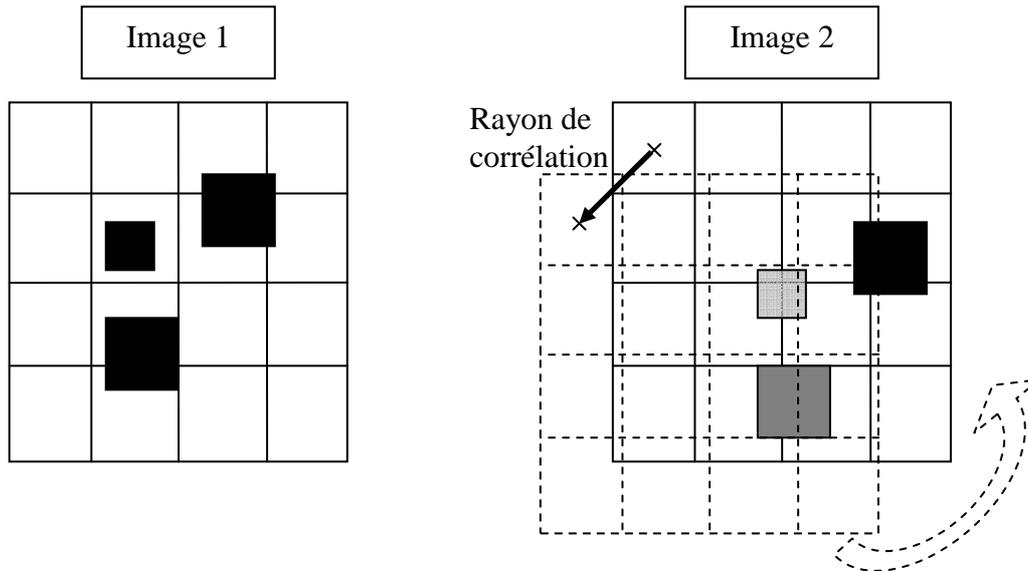


Figure.II.20.Principe de la corrélation des ZOI (Zone Of Interest)

Pour une analyse efficace, la taille du rayon de corrélation doit être au maximum égale au quart de la taille de la ZOI. Dans la zone de corrélation définie par le rayon de corrélation, plusieurs analyses sont alors effectuées. Entre plusieurs images, il est fort courant que le contraste ainsi que le niveau de gris fluctue (figure II.20). Il faut ajouter cela au fait que l'image se change de deux manières. La première est un déplacement dit de corps rigide, i.e. une translation sans déformation, et la seconde une déformation pure (figure II.21).

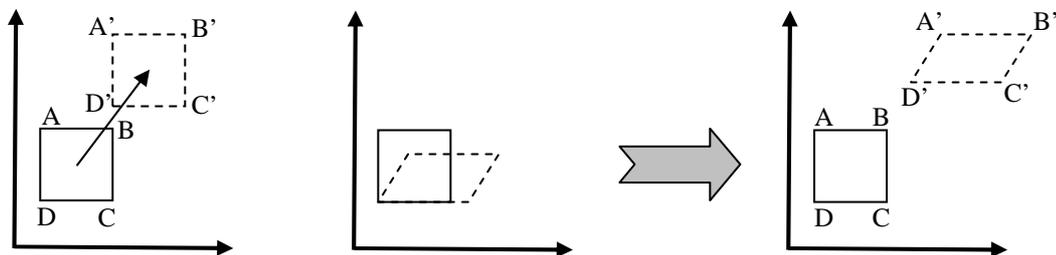


Figure.II.21.Analyse du champ de déplacement entre deux images en corrélation d'images.  
Déplacement de corps rigide (à gauche), déformation (au milieu) et combinaison des deux (à droite)

La répartition des pixels et des niveaux de gris d'une image est considérée comme une matrice. C'est à partir de ces matrices qu'il est possible de réaliser les opérations mathématiques définies précédemment. Une fonction de forme locale  $g(x)$  et une expression plus globale d'un coefficient de corrélation  $\eta^2$  sont alors définies par les équations suivantes :

$$g(x) = f(x + u(x)) \quad (II.5)$$

Avec  $u(x)$  le champ de déplacement entre l'image traitée et l'image de référence. Il vient ainsi la variation de déplacement entre deux images consécutives :

$$du = u^{i+1} - u^i \quad (II.6)$$

Il vient alors :

$$\eta^2 = \int \int_{\Omega} \left( [f(x + u_i + du) - g(x)]^2 dx \right) \quad (\text{II.7})$$

Avec  $\Omega$  la région d'intérêt étudiée. Plusieurs travaux, plus complets pour appréhender la théorie de la corrélation d'images, ont été effectués [BES 06, ROU 08].

## 7. Techniques d'observation et d'analyse microstructurale

### 7.1. Microscope optique

L'analyse des trous percés par laser a essentiellement été réalisée sur des coupes diamétrales. Pour réaliser ces coupes en conservant l'état de la matière en bord de trou, les éprouvettes percées ont été parfois enrobées avec une résine époxy nommée « epofix » et distribuée par la société STRUERS. Il s'agit d'une résine polymérisant à froid en 12h sans réaction exothermique et avec un faible retrait limitant les contraintes internes. Afin que celle-ci pénètre bien dans les trous, les échantillons sont placés quelques minutes sous cloche à vide. Qu'ils aient été enrobés ou non les échantillons ont ensuite été tronçonnés, pour éliminer le surplus de matière aux bords des trous mais sans les toucher. La coupe diamétrale a ensuite été obtenue par polissage mécanique à l'aide de papiers SiC de grades compris de 400 à 2500. Les surfaces ont ensuite été polies plus finement avec des draps de feutres imbibés de pâte diamantée dont les tailles de particules étaient 3 et 1 $\mu$ m. Le polissage a enfin été terminé par un passage sur un drap de feutre imbibé de silice colloïdale (OPS). Entre chaque polissage, les échantillons ont été nettoyés dans un bain d'éthanol agité par ultrasons pendant 30secondes puis séchés à l'air sec sous pression. Afin de révéler la microstructure obtenue au bord des trous après perçage, une légère attaque chimique est effectuée avec du réactif de « Kalling » (éthanol, HCl, CuCl<sub>2</sub> avec ou sans H<sub>2</sub>O).

Cette préparation d'échantillons a été utilisée pour les observations réalisées au microscope optique et au microscope électronique à balayage. Des observations sans attaque ont également été effectuées au microscope à force atomique et à la microsonde de Castaing.

Le microscope binoculaire Axiovert 405M ZEISS est un microscope instrumenté pour pouvoir enregistrer numériquement des images avec des grossissements variant de 5 à 100 sous lumière blanche, filtrée ou polarisée. Celui-ci a été utilisé lors du polissage de chaque échantillon car, pour obtenir une coupe diamétrale la plus correcte possible, il faut effectuer des allers-retours successifs entre le polissage et l'observation des diamètres obtenus en coupe par rapport aux observations en vue de dessus.

### 7.2. Microscope électronique à balayage (MEB)

#### 7.2.1. Observations

La géométrie des trous percés par laser a été observée au microscope optique ainsi que d'autres phénomènes macroscopiques. Cependant, les microstructures et les dimensions des zones solidifiées lors du perçage sont de taille micronique voire submicronique et ainsi les

observations ont dues être réalisées au microscope électronique à balayage. L'interaction électron-matière permet d'observer une même surface avec plusieurs types d'électrons résultants (figure II.22). Deux modes ont été utilisés : les électrons secondaires et les électrons rétrodiffusés.

Les électrons secondaires sont des électrons perdus par la matière ionisée car soumise au rayonnement du MEB. De faible énergie, ils révèlent plus particulièrement la topographie de l'échantillon.

Les électrons rétrodiffusés sont les électrons du faisceau incident qui « rebondissent » de façon quasi élastique sur les atomes de la matière observée. De forte énergie, ils permettent de caractériser la nature du matériau car leur quantité et leur énergie est significative du nombre atomique (élément lourd apparaît en clair) et de l'orientation cristalline.

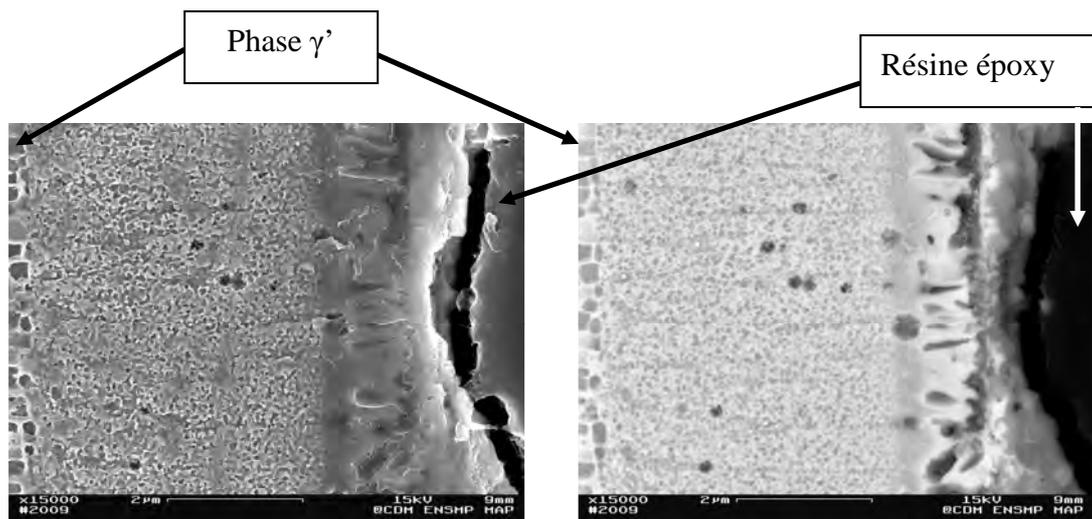


Figure.II.22. Image MEB d'une zone solidifiée lors d'un perçage par laser, observation avec les électrons secondaires (à gauche) et les électrons rétrodiffusés (à droite)

Le Centre des Matériaux dispose d'un microscope à émission thermoélectronique, LEO 1450 VP et un autre à émission de champ ZEISS Gemini DSM 982 qui ont tous les deux été utilisés dans cette étude.

### 7.2.2. Analyses

Deux types d'analyses sont en général réalisables avec les MEB : l'un, destiné à connaître la composition chimique du matériau, l'autre, destiné à connaître ses orientations cristallographiques [NAK 07].

Etant irradiée par le faisceau d'électrons, la matière est localement excitée, et émet, lors de sa désexcitation, des rayons X caractéristiques des éléments chimiques la composant.

Il est possible de faire diffracter le faisceau d'électrons incident et ainsi de déterminer l'orientation cristalline des phases ou grains composant le matériau. Cette technique se nomme EBSD pour Electron Back Scatter Diffraction en anglais.

### 7.3. Microsonde de Castaing

Le fonctionnement d'une microsonde de Castaing, ou EPMA (« Electron Probe Micro-Analysis » en anglais), est fondé sur le principe de l'EBSD. Ainsi, l'échantillon est soumis à un rayonnement électronique et son émission de rayons X, sur un volume d'environ  $1\mu\text{m}^3$ , est analysée grâce à 4 spectromètres verticaux.

Le Centre des Matériaux a disposé pendant cette thèse de deux microsondes commercialisées (SX100 depuis 2009, SX50 auparavant) par CAMECA. La surface des échantillons analysés avec ce matériel doit être parfaitement polie et plane, ce qui rend l'analyse en bordure d'échantillon (comme avec les trous) très complexe.

### 7.4. Microscope électronique en transmission (MET)

#### 7.4.1. Préparation des échantillons

Les microstructures obtenues lors de la solidification de la matière ont engendré des objets (cellules, précipités, ...) dont les dimensions étaient submicroniques. La poire d'interaction électrons-matière étant généralement de l'ordre du micron cube, aucune analyse n'a pu être faite dans ces conditions nécessitant ainsi l'utilisation du microscope électronique en transmission.

Pour réaliser des lames circulaires de 3mm de diamètre, il a fallu percer selon un motif spécial une plaque d'AM1 d'1,5mm d'épaisseur (figure II.23) afin de pouvoir avoir le plus de trous possibles. Ensuite, des disques de 3 mm de diamètres ont été prélevés dans cette plaque par découpe fil par électroérosion.

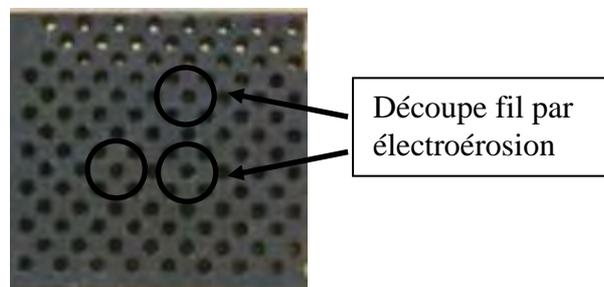


Figure.II.23.Préparation d'une lame MET

Les disques ont ensuite été polis mécaniquement, et sans trop de contrainte pour ne pas créer trop de dislocations qui rendraient alors les observations impossibles, avec des papiers SiC de grade 1200 jusqu'à atteindre une épaisseur comprise entre 100 et  $130\mu\text{m}$ . D'une manière générale, l'épaisseur finale des lames observables en MET (dépendant de la nature du matériau, ...) est de l'ordre de 500nm. Pour atteindre cette épaisseur sans créer de dislocations et donc sans polissage mécanique, un amincissement électrolytique a été utilisé.

Celui-ci consiste à envoyer un jet d'électrolyte sur l'échantillon préalablement mis sous tension. Les réactions chimiques mises en jeu font localement passer le matériau sous état d'ions et permettent ainsi l'amincissement. Afin de protéger l'intérieur des trous de l'érosion (donc la destruction des zones solidifiées), un vernis commercial (Lycra® Wear, Rimmel, New York) a été appliqué après polissage mécanique.

### 7.4.2. Observation

Les observations réalisées dans cette thèse ont été réalisées avec le microscope en transmission Philip EM 300. Plusieurs modes d'observation sont disponibles :

#### →STEM (Scanning Transmission Electron Microscopy)

Ce mode permet de combiner transmission et balayage du faisceau.

Il est possible de travailler en champ clair, c'est-à-dire que l'écran est placé dans le plan image et l'information sur l'échantillon est récupérée avec le faisceau transmis en ligne droite. Ainsi, l'image n'est formée que par les électrons non diffractés laissant apparaître en clair les zones ne diffractant pas ou peu et en sombre les zones diffractant beaucoup. Ce mode champ clair ou bright field peut également être utilisé sans diaphragme et récupérer, en plus, les électrons diffractés amenant ainsi un contraste sur le numéro atomique des éléments constituant le matériau observé.

Il est également possible de travailler en champ sombre (dark field) ne prenant en compte que les électrons diffractés selon une direction. Les zones diffractant avec un angle différent apparaissent ainsi plus sombres.

#### →HAADF (Scanning Transmission Electron Microscopy)

Ce mode permet de travailler en contraste atomique car l'image est formée avec les électrons fortement diffractés.

### 7.4.3. Analyse

Il est possible de caractériser l'arrangement atomique et notamment la cristallographie du matériau en le caractérisant par diffraction du faisceau électronique. Ici, il n'est plus question de former une image mais de produire une figure de diffraction, semblable à des clichés de Laue obtenus par diffraction de rayons X. Il devient ainsi possible de caractériser les phases par leurs paramètres de maille ou leurs orientations cristallographiques. Cette technique d'analyse a été utilisée pour caractériser la présence des phases  $\gamma$  et  $\gamma'$  dans les zones resolidifiées après perçage par laser milliseconde.

## 7.5. Microscope à force atomique (AFM)

La plate-forme du microscope à force atomique a été utilisée en mode d'imagerie mais également en mode nanoindentation afin de mettre en évidence la différence de propriétés mécaniques et de microstructures du superalliage et des zones resolidifiées. Les essais ont été réalisés au LMN (Laboratoire d'étude des Milieux Nanométriques) de l'Université Val d'Essonne, sur un nanoindenteur (Triboscope®, Hysitron SA) couplé à un microscope à force atomique (Digital Instrument 3100), équipement commun au LMN et au Centre des Matériaux.

### 7.5.1. Observation

Le dispositif AFM est constitué d'une pointe  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fixée sur un levier fixe. Celle-ci balaie la surface polie de l'échantillon afin d'établir des images topographiques tridimensionnelles à très haute résolution. Le mode « contact » utilisé pour obtenir les images présentées dans cette étude est défini par les forces de répulsion à très courte portée (quelques

nanomètres) entre la pointe et la surface. Ainsi, la morphologie et la nature du matériau influent sur ces forces qui imposent la déformation du levier, support de la pointe. A force d'interaction fixée, il est possible d'obtenir l'image topographique en balayant la surface de l'échantillon.

### 7.5.2. Nanoindentation

Le couplage entre l'AFM et le nanoindenteur est crucial lors d'essais qui doivent être effectués dans des zones précises et très fines comme c'est le cas des couches resolidifiées. D'autant plus que celles-ci sont situées aux bords d'une zone à fort dénivelé (intérieur du trou) et qu'il s'agit de situations à éviter afin de limiter le risque de destruction de la pointe. L'indenteur utilisé pour ces essais est une pointe de type Berkovich, c'est-à-dire une pointe dont la géométrie est une pyramide à base triangulaire.

Le principe de l'indentation est de déformer la matière avec un indenteur, de mesurer la force qui lui est appliquée pour obtenir une déformation également mesurée. Ainsi, à partir de la courbe de charge-décharge, la dureté du matériau peut être calculée par le rapport entre la charge maximale appliquée et l'aire de contact de l'empreinte projetée. Ainsi, cette dureté s'exprime en unité de pression, généralement en GPa. L'essai de nanoindentation dépend également du caractère élastique du matériau qui influe sur la courbe de charge-décharge. Le module d'Young dit réduit peut ainsi être exprimé en fonction de la rigidité  $S$  du matériau. Celle-ci correspond à la pente de la tangente du sommet de la courbe de charge-décharge. Le modèle de W.C. Olivier et G.M. Pharr [OLI 92] relie la rigidité  $S$ , l'aire de l'empreinte d'indentation et le module d'Young réduit  $E_r$  du matériau testé.

## 8. Simulation numérique

### 8.1. Code de calcul ZéBuLoN®

Le but de cette thèse est de caractériser l'influence du procédé de perçage par laser milliseconde sur les propriétés des matériaux percés. Une campagne expérimentale complète est mise en place pour comprendre et quantifier la modification de la matière ayant subi un perçage par laser. Ensuite, des essais mécaniques montreront des différences fondamentales sur l'amorçage et la propagation des défauts. Une étude numérique vient donc compléter ces travaux afin de pouvoir appréhender la modification de la microstructure en bord de trous d'un point de vue simulation et observer le comportement des modèles actuels donnant les durées de vie de pièces trouées. Ce travail de simulation est réalisé avec le code de calcul ZéBuLoN.

Développé conjointement par l'ONERA, Northwest Numerics (Seattle, USA), et le Centre des Matériaux, ZéBuLoN est un code de calcul éléments finis adapté aux problèmes de mécanique non linéaire. Programmé en C++, ZéBuLoN présente une structure modulaire orientée objet, qui comprend principalement :

- Z-master: interface graphique de pré et post-traitement. Z-master est aujourd'hui distribué sous deux versions: Z-master2D, qui comprend un mailleur bidimensionnel ouvrant sur des constructions tridimensionnelles par extrusion, et Z-master3D, qui intègre les mailleurs BLSurf (tridimensionnel surfacique) et GHS3D (tridimensionnel volumique) développés à l'INRIA,

- Z-solve: solveur numérique,
- Z-mat: une librairie matériau particulièrement fournie, qui permet de concevoir des lois de comportement complexes par le biais d'une interface modulable orientée objet, reposant sur le langage utilisateur ZebFront.

## 8.2. Code de calcul « Marcus »

Il n'existe pas de modèle numérique commercial capable de prédire la forme d'un trou et ni les dimensions des zones fondues lors du perçage. La modélisation du perçage par laser est délicate car elle dépend d'un fort couplage thermo-hydraulique avec écoulements de matière gazeuse et liquide. De plus, aux difficultés numériques liées à la modélisation multi-échelles, c'est-à-dire la modélisation de phénomènes microscopiques influençant le perçage de façon macroscopique, s'ajoute les difficultés de modéliser ces phénomènes peu connus et peu étudiés. Les travaux réalisés dans cette thèse visent à permettre de mettre en évidence des phénomènes ayant lieu lors du perçage, les quantifier dans certains cas (vitesses de perçage, vitesses d'éjection liquide, pression de recul) et les relier à des caractéristiques du matériau ayant subi le perçage (géométrie des trous, tailles des zones resolidifiées, microstructures).

La prévision de l'endommagement en fonction des paramètres du procédé est un facteur économique et industriel important et c'est pour cela qu'une simulation numérique a été étudiée et que les bases d'un modèle ont été posées. Le modèle exposé dans cette thèse est un modèle éléments finis de soudage par laser basé sur un code universitaire « MARCUS ». Ce code de calcul a été créé dans le laboratoire IUSTI (Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels), Polytech'Marseille, puis développé lors de la thèse de S. Rabier [RAB 03] et amélioré dans le cadre des travaux menés par C. Xhaard-Touvrey [XHA 06].

---

**Chapitre 3 :**  
**Etude microscopique du perçage par laser**

---



## SOMMAIRE

1. Introduction .....	87
2. Phénoménologie du perçage par laser milliseconde .....	88
2.1. Observation des phénomènes physiques .....	88
2.1.1. Procédure expérimentale .....	88
2.1.2. Résultats et discussion.....	90
2.2. Etude mono-impulsionnelle .....	93
2.2.1. Etude des grandeurs globales .....	93
2.2.1.1 Vitesse de perçage .....	93
2.2.1.2 Diamètre .....	95
2.2.2. Etude des grandeurs locales .....	97
2.2.2.1 Vitesse de perçage en fonction du temps .....	97
2.2.2.2 Etude de l'éjection du liquide.....	107
2.3. Discussion .....	109
3. Etude de la formation de la couche .....	110
3.1. Ejection de la matière liquide.....	110
3.1.1. Méthode et dispositif expérimental .....	110
3.1.2. Une impulsion laser.....	111
3.1.3. Deux impulsions laser .....	115
3.1.4. Discussion .....	116
3.1.5. Vitesse d'éjection liquide et profondeur de trou .....	117
3.1.5.1 Méthode et dispositif expérimental .....	118
3.2. Mesure de la pression de recul .....	123
3.2.1. Mise en place d'un essai de mesure de pression de recul .....	124
3.2.1.1 Dispositif expérimental et méthode.....	124
3.2.1.2 Résultats et discussion.....	125
3.2.2. Mesure expérimentale de la pression de recul .....	127
3.2.2.1 Méthode et dispositif expérimental .....	127
3.2.2.2 Résultats et discussion.....	131
3.3. Discussion .....	139
4. Etude de la modification de la matière.....	141
4.1. Obtention de coupe diamétrale des trous .....	141
4.2. Etude de la paroi des trous .....	142
4.2.1. Perçage mono-impulsion laser .....	142
4.2.2. Perçage bi-impulsion laser .....	144
4.3. Solidification et décollement de couche.....	145
4.3.1. Etude de la zone modifiée le long du trou.....	146
4.3.1.1 Détermination de l'épaisseur de la couche.....	146
4.3.1.2 Résultats et discussions .....	150
4.3.2. Solidification .....	151
4.3.3. Mécanismes du décollement .....	158
4.3.3.1 Protocole et dispositif expérimental .....	158
4.3.3.2 Résultats et discussions .....	159
4.3.4. Propriétés mécaniques des zones resolidifiées.....	164
4.4. Discussion .....	168
5. Modélisation du perçage par laser milliseconde .....	169
5.1. Introduction .....	169
5.2. Description du modèle numérique de soudage .....	169

5.2.1. Géométrie et conditions limites du modèle.....	170
5.2.2. Modélisation de l'interaction avant et après vaporisation.....	172
5.2.2.1 Transferts thermiques .....	172
5.2.2.2 Ecoulement.....	173
5.2.2.3 Pression de recul et déformation du maillage .....	174
5.2.2.4 Paramètres supplémentaires .....	176
5.2.2.5 Validation numérique du modèle de soudage .....	177
5.3. Adaptation du modèle aux conditions de perçage.....	179
5.3.1. Conditions limites .....	179
5.3.2. Résultats .....	182
5.3.3. Discussion .....	188
6. Conclusion générale .....	192

Au cours de ce chapitre sera présenté un examen expérimental puis numérique relativement détaillé de l'effet du perçage laser sur un superalliage monocristallin à base de nickel. Afin de pouvoir dégager et interpréter le maximum de phénomènes liés aux mécanismes du perçage laser milliseconde, l'étude porte sur des perçages réalisés perpendiculairement à des plaques de superalliage prélevées sur aubes de turbine. L'orientation cristalline est donc semblable à celle rencontrée lors du perçage des pièces réelles. Les aubes de turbine sont, compte tenu de leur évolution géométrique, percées par des trous présentant plusieurs inclinaisons modifiant ainsi légèrement l'interaction onde-matière et l'éjection de cette dernière.

## 1. Introduction

Après la fabrication du premier laser en 1960, son utilisation est rapidement devenue industrielle. C'est pourquoi les 20 années suivantes ont permis son implantation dans des machines d'usinage complètes. Cependant, malgré la trentaine d'années durant laquelle les lasers ont été utilisés pour découper, souder ou percer différents types de matériaux et malgré la bonne connaissance des principes de base, ces procédés sont encore peu connus et leur impact sur le matériau peu prédictible de manière précise.

Pour le perçage par laser, plusieurs types d'interaction sont possibles en fonction de la durée de l'irradiation ainsi que de la densité d'énergie utilisée. En effet, les courtes interactions laser femto- et picosecondes sont appelées régimes d'ablation, c'est-à-dire que le matériau irradié est vaporisé en quasi-totalité. Aux courtes impulsions s'oppose le régime du laser continu ou longue impulsion (plusieurs ms) utilisé pour le soudage ou la découpe laser entre autres. Cette thèse s'intéresse au perçage par laser percussionnel, c'est-à-dire que lors de l'irradiation dont la durée est comprise entre le ns et la ms, le matériau est chauffé, fondu entraînant ainsi la vaporisation d'une partie de ce métal liquide. La pression résultant de la vaporisation est appelée pression de recul et exerce une force suffisante sur le liquide afin de l'éjecter créant ainsi le trou.

A l'heure actuelle, le microperçage par laser est défini industriellement par des caractéristiques macroscopiques et lors des études numériques concernant la tenue mécanique des pièces percées, seule la géométrie du trou compte. Aucun code de calcul numérique complet ne peut prédire la forme d'un trou et la modification subie par le matériau sur les bords. De plus, l'influence du matériau est importante et lorsque celui-ci est complexe comme le matériau de l'étude alors les effets métallurgiques doivent être étudiés avec précision. Ici, il s'agit d'un superalliage monocristallin à base de nickel dont la fonction première est de conserver de très bonnes propriétés mécaniques à haute température et sa microstructure ainsi que sa composition chimique ont été élaborées spécialement pour cela. Le but de cette thèse et plus particulièrement de cette partie est de définir l'endommagement du matériau, c'est-à-dire la modification que celui-ci subit après avoir été irradié.

Une première partie mettra en évidence et quantifiera les phénomènes pilotant le perçage en définissant des conditions d'observations particulières à l'aide d'une caméra rapide (100 000 images par secondes). Celle-ci permettra, entre autres, de visualiser l'éjection du métal liquide. Les phénomènes prépondérants dans la modification de la matière irradiée seront ainsi définis.

Une deuxième partie s'intéressera à la formation de la couche de matière modifiée dans diverses conditions de perçage (mono ou bi-impulsionnel, différentes épaisseurs de plaque, ...) : les paramètres du procédé de perçage laser seuls étant probablement insuffisants pour définir précisément l'endommagement du matériau.

Une troisième partie s'intéressera quant à elle aux aspects microstructuraux et métallurgiques de la zone modifiée par le perçage afin de mettre en évidence l'influence des paramètres de solidification.

Enfin une dernière partie montrera la modification d'un code de calcul par éléments finis initialement développé pour le soudage par laser pour qu'il puisse appréhender le problème beaucoup plus complexe du perçage par laser percussionnel.

## 2. Phénoménologie du perçage par laser milliseconde

La phénoménologie élémentaire du perçage laser par percussion permet de définir les paramètres à prendre en compte lorsque l'on étudie ce procédé. Les principaux paramètres accessibles du laser sont la durée de l'impulsion ainsi que la puissance crête du laser.

Macroscopiquement, il est possible d'étudier la géométrie des trous par leur profondeur et leur diamètre en fonction des conditions laser. D'autres grandeurs liées au procédé peuvent être déterminées comme, par exemple, la vitesse globale du perçage à une puissance donnée. Celle-ci est mesurée en rapportant la profondeur d'un trou à la durée qu'il aura fallu pour l'atteindre.

Cette partie s'intéressera à la phénoménologie du perçage par laser milliseconde. C'est-à-dire que la formation d'un trou sera étudiée afin de déterminer les mécanismes régissant ce procédé et engendrant l'endommagement du matériau. Des observations avec une caméra rapide (100kHz) ainsi que des observations micrographiques ont été réalisées afin de déterminer, pour des perçages mono-impulsionnels, des grandeurs globales et locales caractéristiques du procédé de perçage par percussion.

### 2.1. Observation des phénomènes physiques

Dans un premier temps, c'est une observation du perçage à l'aide d'une caméra rapide qui est effectuée. Une meilleure compréhension des phénomènes ainsi que la visualisation de certains mécanismes, notamment celui de l'éjection de la matière, sont obtenues à partir de ces observations.

#### 2.1.1. Procédure expérimentale

Le but de cet essai est de filmer à l'aide d'une caméra rapide la surface d'un trou qui est a priori l'observation la plus directe que l'on puisse faire d'un perçage par laser milliseconde. Une caméra rapide (caractéristiques de la caméra en annexe 1) est alors utilisée à 100 000 images par seconde. Cette caméra est positionnée de deux manières différentes (figure III.1). Elle sera, tout d'abord, placée perpendiculairement à l'axe de perçage (l'axe du faisceau laser) coplanairement à la surface de l'échantillon. Ensuite, elle sera placée sur la face opposée du perçage afin d'observer la manière dont le trou débouche. Pour de telles fréquences d'acquisition d'images, il faut réduire au maximum le champ d'observation afin

## 2. Phénoménologie du perçage par laser milliseconde

d'avoir le plus grand nombre d'images possible. En effet, si le champ observé est trop grand, le nombre d'images sera limité (par le « buffer » de la caméra : mémoire où sont conservées les images avant sauvegarde sur ordinateur) et ainsi l'essai ne pourra pas être observé durant la totalité de l'impulsion laser. Dans cette étude, la durée de l'impulsion laser sera fixée à 1ms. Afin de garder une bonne résolution, un objectif a été utilisé avec la caméra.

L'étude de l'interaction laser matière permet de prévoir que, lors du dépôt d'énergie, la matière qui est d'abord liquéfiée puis vaporisée est également partiellement ionisée. Elle émet, de ce fait, une luminosité d'une intensité trop élevée pour être observée directement. Afin de pouvoir étudier les phénomènes désirés, des filtres passe-bande ainsi que des atténuateurs ont été ajoutés à l'objectif de la caméra. Une source de lumière extérieure au procédé a donc dû être ajoutée. Cette source lumineuse est une diode laser.

Usuellement, une protection gazeuse de quelques fractions de MPa est appliquée à l'aide d'une buse sur la surface de l'échantillon à percer. Les travaux de Schneider [SCH 06] ont montré que ce gaz d'assistance n'influait pas le perçage avant que celui-ci ne devienne débouchant (cas du perçage d'une plaque mince). Lors du perçage, l'influence du gaz est donc réduite à protéger les optiques (notamment la lentille de focalisation du faisceau laser) et à rabattre une partie de la matière éjectée sur la surface de l'échantillon. Afin d'observer le perçage dans les conditions les moins perturbées par l'environnement extérieur, aucun gaz d'assistance n'a été utilisé. Les optiques sont protégées par un hublot en verre quasiment transparent au laser et traité pour éviter les reflets. Ce hublot doit être changé très régulièrement (quasiment à chaque perçage) car des particules de matière se déposent à sa surface à chaque tir laser. Une quantité trop importante de particules diminuerait l'énergie du faisceau laser car une partie en serait absorbée ou diffusée par ces particules.

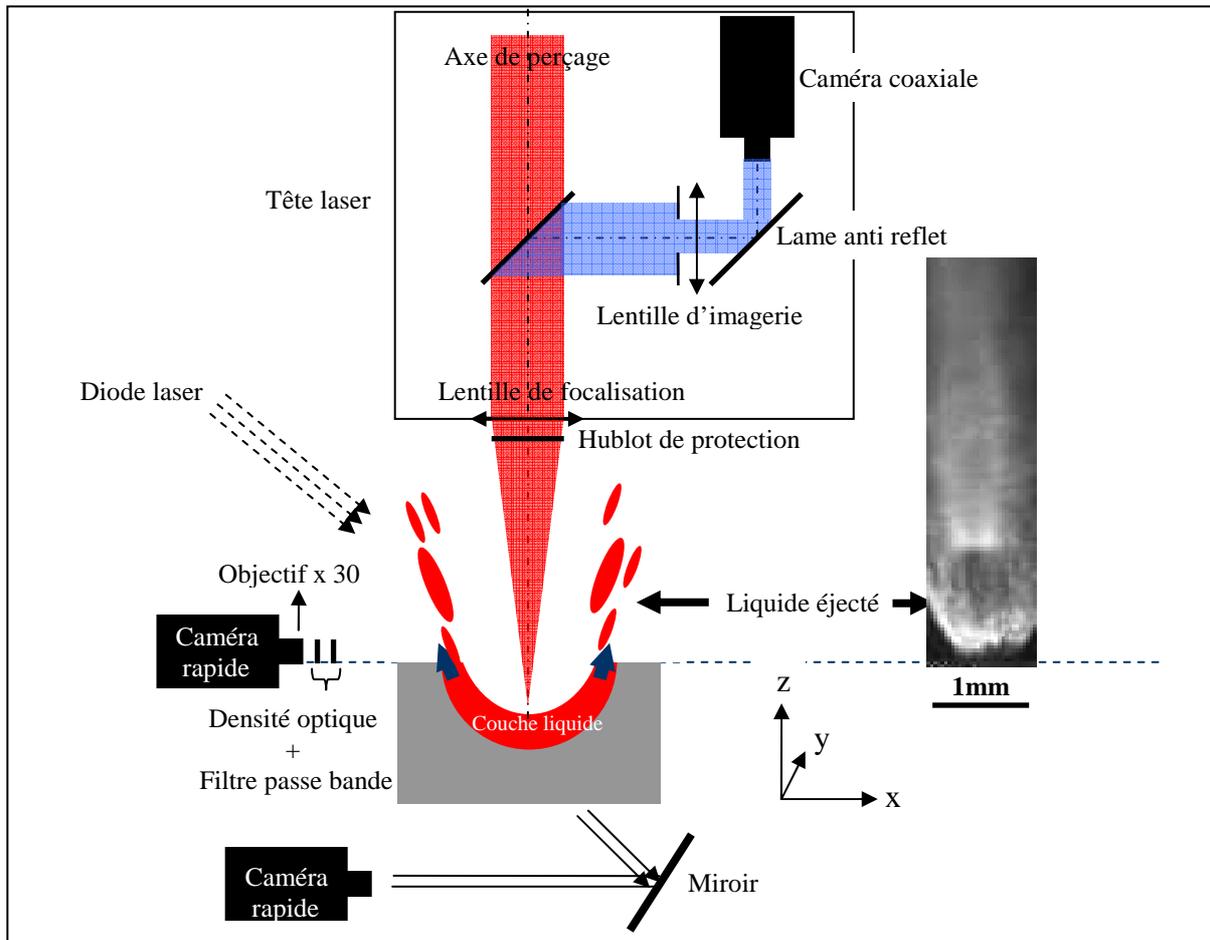


Figure.III.1. Dispositif expérimental de l'observation par caméra rapide d'un échantillon percé par laser

### 2.1.2. Résultats et discussion

Les films obtenus sont traités en séquence d'images adjacentes, ce qui permet ainsi d'effectuer des mesures temporelles (figure III.2). Il est possible de mesurer le déplacement des objets entre chaque image donc en fonction du temps et de déterminer des vitesses de déplacement. Ces observations avec la caméra rapide ont permis de décomposer le perçage d'une plaque d'un millimètre et demi en 3 étapes distinctes : le début du perçage avec la visualisation de la vapeur partiellement ionisée, le cours du perçage, et la fin du perçage, c'est-à-dire lorsque le trou devient débouchant.

La première étape consiste à l'amorçage du perçage, c'est-à-dire que tous les phénomènes physiques se mettent en place lors de cette phase. Il faut donc prendre en considération ici, le laser atteignant sa puissance crête (entre 100 et 150 $\mu$ s), la montée en température de l'échantillon, la liquéfaction d'une couche de métal superficielle dont l'épaisseur est liée à la diffusivité thermique du matériau et à la vitesse de perçage. Vient ensuite la vaporisation d'une partie de cette couche liquide. C'est la pression due à cette augmentation de volume créée par le changement d'état qui exerce une force sur le liquide l'éjectant du trou. D'après les travaux de Fabbro [FAB 07] la pression s'exerce toujours perpendiculairement à la surface irradiée. Ainsi, certains phénomènes sont observables dans cette étape. Les films sont dépouillés de manière à être développés image par image. Ainsi, les images sont présentées côte à côte et donnent l'évolution de la séquence (figure III.2).

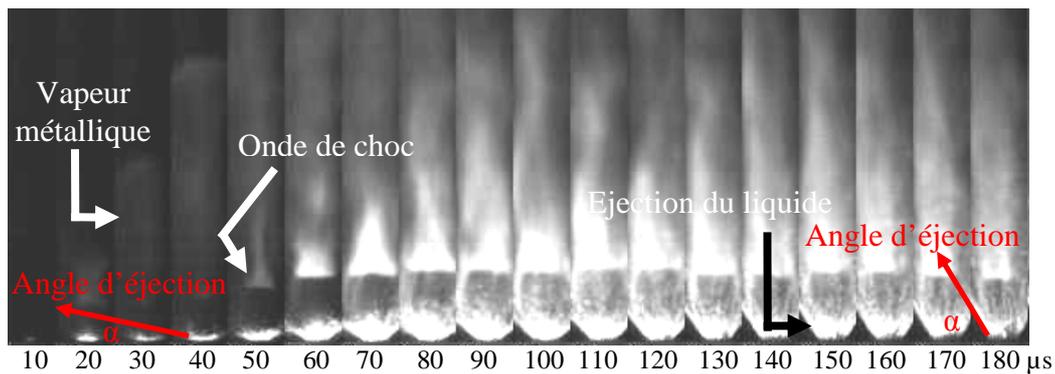


Figure.III.2.Séquence d'images tirées d'un film réalisé par caméra rapide de la surface d'un échantillon percé par laser : étape 1

Durant cette 1<sup>ère</sup> étape, plusieurs phénomènes liés à l'éjection de la matière sont visibles.

Tout d'abord, l'éjection de la matière liquide, due à la pression exercée par le métal sous phase vapeur, voit sa direction varier lors des premières centaines de microsecondes. En effet, un redressement de la direction d'éjection du métal liquide est observé (figure III.3). Il est ainsi possible de déterminer les vitesses de redressement (3.3. « Ejection de la matière liquide »). Ce redressement s'explique par l'évolution de la géométrie du trou. En effet, lors des premières microsecondes, la couche de métal liquéfié se trouve à la surface de l'échantillon. Cette surface, qui est quasi plane, subit les effets perpendiculaires de la pression de recul et ainsi le liquide est éjecté sur les côtés. Ceci est observé sur la figure III.2 jusqu'à la 40<sup>ème</sup> microseconde. Ensuite, plus la profondeur du trou augmente et plus le métal liquide tend à être éjecté vers le haut donc perpendiculairement à la surface de l'échantillon (Figure III.3).

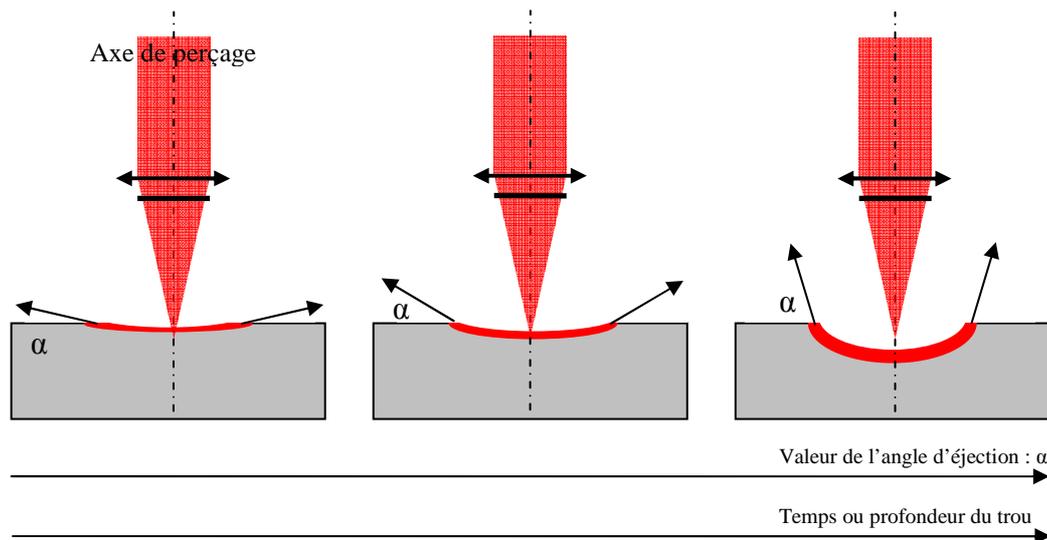


Figure.III.3.Schéma du redressement de la direction de l'éjection du métal liquide lors du début du perçage

Le deuxième phénomène observable est l'éjection de la matière sous phase vapeur. Les 40 premières microsecondes de la figure III.2 montrent la détente gazeuse liée à la vaporisation du métal fondu. Cette vapeur se détend à une vitesse de l'ordre de  $100 \text{ m.s}^{-1}$ . Il semble qu'un front d'onde de choc apparaisse dès la 20<sup>ème</sup> microseconde mais cela est beaucoup plus net à partir de 50 microsecondes. D'après les travaux de Schneider [SCH 06] lors de l'apparition de cette onde de choc, l'éjection de la phase vapeur devient supersonique et gagne un ordre de grandeur par rapport à la vitesse initiale de la détente de la vapeur métallique.

A proximité de la surface, une surintensité lumineuse est observée. Il s'agit de la zone d'interaction laser-matière proche de la surface irradiée. Dans cette zone, la vapeur métallique est portée à si haute température qu'elle devient partiellement ionisée et c'est la recombinaison des différentes paires électron-ion qui est responsable de l'intense émission lumineuse. Malgré le filtre passe-bande, ainsi que l'éclairage secondaire fourni par la diode laser, il est très difficile de supprimer cette surintensité lumineuse.

De plus, dans cette phase du perçage, la matière n'est pas canalisée et dans ces conditions laser, il est possible que le métal soit si chaud qu'une ébullition puisse survenir [YIL 97]. Puisque le liquide se trouve proche de la surface et qu'il est, de plus, éjecté à très grande vitesse, les particules sont très fines et il est très difficile de pouvoir réaliser des mesures fiables sur leur vitesse d'éjection. Après un certain temps, qui dépend des conditions laser, le perçage entre dans l'étape 2 : le cours de perçage.

Dans cette deuxième étape, le perçage est déjà bien amorcé et le trou assez profond pour canaliser l'éjection de la matière liquide perpendiculairement à la surface de l'échantillon (figure III.4). Lors de cette phase, les phénomènes physiques sont supposés stationnaires, et les paramètres tels que la vitesse de perçage sont admis comme constants en fonction du temps. Il est impossible de filmer l'intérieur d'un trou lors du perçage d'un échantillon massif, c'est pourquoi ces hypothèses sont formulées. Dans cette étape, la zone d'interaction laser-matière se trouve à l'intérieur du trou et la luminosité due à la vapeur ionisée n'est plus visible à la caméra. De plus, la matière étant éjectée perpendiculairement à la surface de l'échantillon, c'est durant cette période que des mesures fiables et précises sont effectuées.

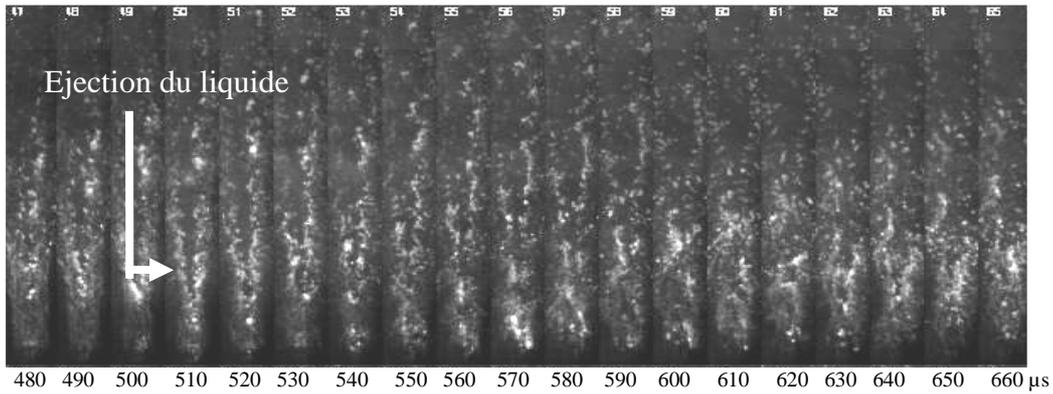


Figure.III.4.Ejection du liquide perpendiculairement à la surface de l'échantillon lors du perçage

Toutes les mesures effectuées sur les vitesses d'éjection du métal liquide sont détaillées dans la partie 3.3 « Etude de la formation de la couche ».

Si le perçage est effectué sur un échantillon de très grande épaisseur et que le trou est borgne alors la dernière phase est la fin du perçage, lorsque l'intensité laser diminue (temps de descente du laser : 100 à 150 $\mu$ s). La pression de recul diminue en dépendance avec la chute d'intensité de l'énergie laser et ainsi l'éjection de la matière s'en trouve perturbé.

Les phénomènes sont différents lorsque le perçage est effectué sur une plaque moins épaisse et que le trou est débouchant. Lorsque le trou amorce sa percée, la surface de matière irradiée devient plus faible et, en toute logique, la quantité de matière liquéfiée donc vaporisée devient, elle aussi, plus faible diminuant la pression de recul (figure III.5). De plus, l'ouverture du trou permet au métal liquide de s'écouler.

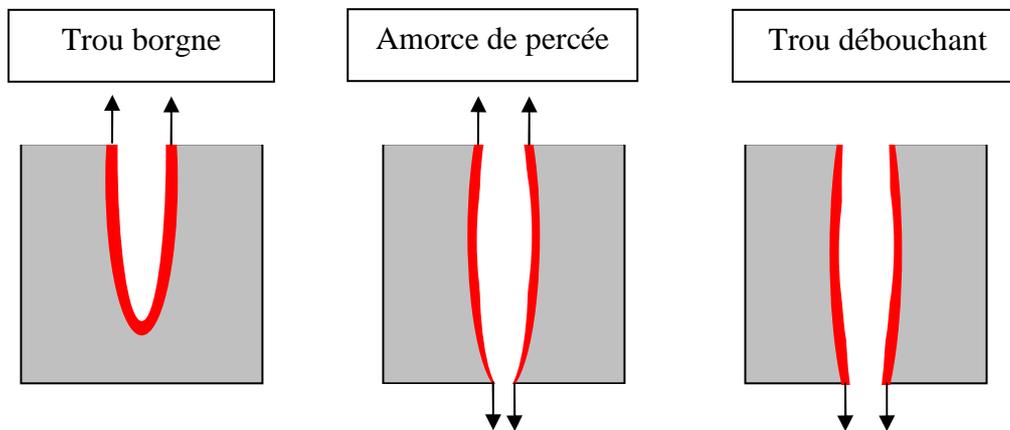


Figure.III.5.Schéma représentant le sens de l'éjection de la matière liquide lors des 3 phases du perçage

Afin de mieux comprendre les mécanismes d'ouverture du trou, l'observation à la caméra rapide ainsi des mesures ont été effectuées dans cette phase mais ne seront pas présentées dans cette thèse. La modification de la matière dans cette phase sera, elle, présentée dans la partie 3.3 « Etude de la formation de la couche ». C'est dans cette phase d'ouverture que le gaz d'assistance devient utile car la pression de recul devient faible. Le trou se débouche laissant la possibilité au gaz d'assistance d'entrer et de permettre l'évacuation du liquide vers le bas. Des travaux complets ont été effectués dans le cadre de la thèse de M. Schneider [SCH 06].

Cette étude a permis de mettre en évidence 3 phases globales et distinctes pour les phénomènes physiques et notamment l'éjection de la matière qu'elle soit sous forme gazeuse ou liquide. Il a également été déterminé que les mesures de vitesse d'éjection du métal liquide

devaient être effectuées lors de l'étape 2 d'un perçage, c'est-à-dire lors de la phase où les conditions sont les plus stationnaires donc les plus favorables à l'obtention de mesures fiables.

Ce type d'essai ne permet pas de déterminer, en temps réel, les grandeurs caractéristiques du procédé et de la géométrie d'un trou telles que la vitesse de perçage, le diamètre ou la profondeur. C'est pourquoi une étude approfondie des trous après perçage doit être réalisée. La prochaine partie s'intéressera donc plus particulièrement à ces grandeurs.

### 2.2. Etude mono-impulsionnelle

Cette étude s'intéresse aux grandeurs caractéristiques de la géométrie finale d'un trou comme la profondeur et le diamètre mais également aux grandeurs telle la vitesse de perçage.

Dans un premier temps, ces grandeurs seront déterminées de manière globale, c'est-à-dire qu'elles seront étudiées après perçage par observation de trou en coupe. Il s'agira ainsi de valeurs moyennées qui n'auront aucune dépendance avec le temps mais seulement avec les conditions de perçage telles que la puissance laser ou la durée d'impulsion.

Dans un second temps, ces grandeurs seront examinées en cours de perçage grâce à un essai particulier. Le temps deviendra donc un paramètre essentiel dans les observations de ces grandeurs ce qui facilitera la compréhension des phénomènes.

#### 2.2.1. Etude des grandeurs globales

##### 2.2.1.1 Vitesse de perçage

Pour déterminer les vitesses de perçage d'une manière globale, il suffit de rapporter la profondeur percée avec la durée durant laquelle le perçage s'effectue, c'est-à-dire tout ou partie de la durée de l'impulsion laser. C'est de cette manière que les mesures présentées ici sont obtenues. Les vitesses de perçage sont déterminées pour une durée d'impulsion fixée à 1,1ms.

Dans un métal, les vitesses de perçage par laser moyennes sont influencées par la puissance crête du laser. Par exemple, le perçage d'un acier doux voit sa vitesse moyenne de perçage saturer aux alentours de 2,5m/s à partir d'une puissance crête du laser de 5kW (figure III.6).

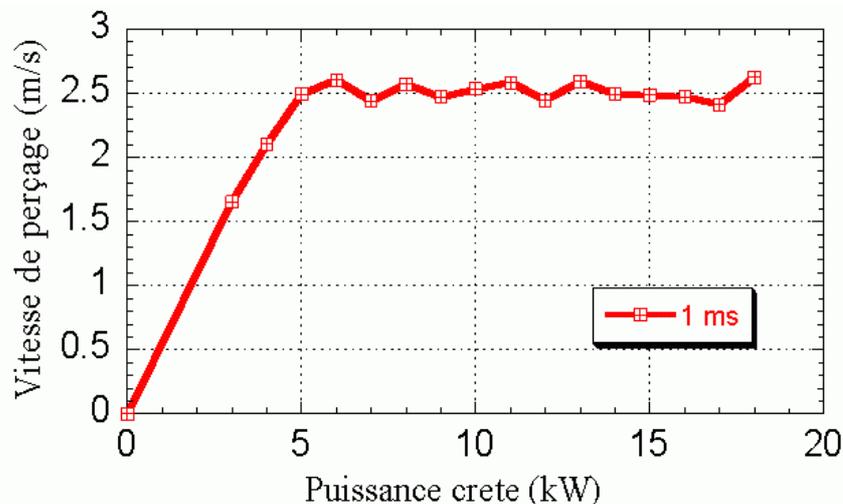


Figure.III.6.Evolution des vitesses de perçage moyenne pour différentes puissances crête laser et pour une durée d'impulsion de 1ms [SCH 06]

Les vitesses de perçage déterminées pour l'AM1 (figure III.8) sont déterminées à partir de 4 épaisseurs d'échantillon différentes : 1, 2, 3 et 4 mm.

Une seule impulsion laser est nécessaire pour percer les échantillons de 1 et 2 mm d'épaisseur alors que plusieurs impulsions sont nécessaires pour les épaisseurs supérieures. Pour les échantillons peu épais, la durée utile pour obtenir un trou débouchant est donc plus faible ou égale à la durée de l'impulsion laser. Afin de déterminer la durée effective du perçage de la matière, un montage avec une photodiode est utilisé (figure III.7). Celle-ci est placée sous la face opposée à la surface sur laquelle l'impulsion laser est envoyée. Ainsi, le temps de perçage est déterminé par la détection du signal laser par la photodiode lorsque le trou devient débouchant. La vitesse de perçage est donc calculée connaissant le temps exact de perçage ainsi que la profondeur percée.

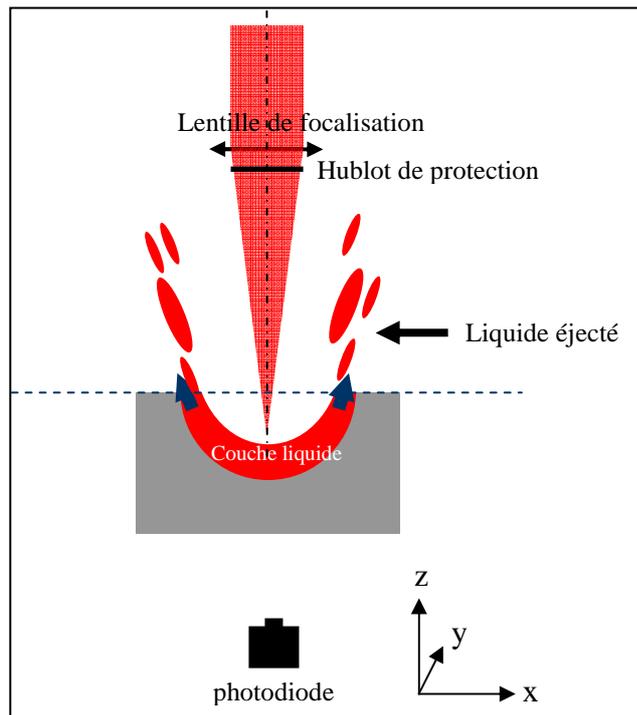


Figure.III.7.Schéma du dispositif expérimental permettant de déterminer les temps de perçage

Lorsque l'épaisseur de l'échantillon est plus grande, il faut plusieurs impulsions pour percer un trou. Afin de déterminer la durée effective du perçage, il faut prendre en compte la durée totale de toute impulsion laser non perforante ainsi que le temps de l'impulsion qui fera déboucher le trou. Comme dans le cas d'une plaque mince, la durée d'impulsion perforante est déterminée grâce à l'utilisation de la photodiode. Pour percer une plaque de 4 mm il faut 2 tirs laser. Il faut donc ajouter le temps de la première impulsion laser, c'est-à-dire 1,1ms, puis le temps de la seconde impulsion laser (inférieur à 1,1ms) déterminé grâce à la photodiode.

Les mesures ont été réalisées pour les puissances laser 5, 10, 13 et 18kW (figure III.8). Le calcul des vitesses moyennes de perçage montre une influence de l'épaisseur de l'échantillon sur les résultats. Chaque point représente la valeur moyenne de 10 tirs effectués dans les mêmes conditions afin d'assurer une bonne représentation du phénomène.

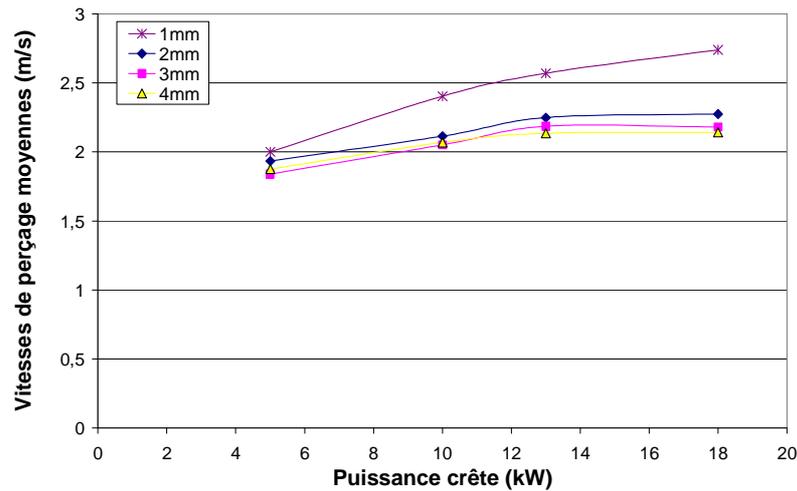


Figure.III.8. Vitesses de perçage moyennes déterminées pour plusieurs épaisseurs d'échantillon

Pour l'AM1, les vitesses de perçage ont été déterminées de la manière expliquée plus tôt. En revanche, sur l'acier, celles-ci ont été obtenues à partir de coupe micrographiques de trous non débouchant réalisés par des tirs mono-impulsionnels sur échantillons massifs. Il s'agit donc dans les deux cas, de valeurs macroscopiques et globales.

La vitesse moyenne de saturation pour l'AM1 est du même ordre de grandeur que celle de l'acier doux (2,5m/s) même si une légère différence peut être notée. Cette différence peut s'expliquer par la nature et le comportement des matériaux à haute température.

La différence de comportement entre les vitesses de perçage d'échantillons de faible ou forte épaisseur est difficilement explicable lorsque l'on considère les hypothèses initiales qui consistent à prendre une valeur de la vitesse de perçage constante au cours de l'impulsion laser. En effet, il apparaît que la vitesse de perçage d'un échantillon mince est plus élevée que le perçage d'un échantillon plus épais. Néanmoins, à partir d'une certaine épaisseur, cette vitesse de perçage n'évolue plus en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. L'hypothèse de vitesses de perçage constantes au cours du temps est donc fautive. C'est pourquoi, des mesures de vitesses de perçage locales ont été réalisées et seront détaillées dans la partie 3.3.2 « Etude des grandeurs locales ». Un trou se caractérise par deux grandeurs principales. La première, qui est la profondeur du trou ou la vitesse de perçage lorsqu'elle est rapportée au temps, vient d'être étudiée dans cette partie. La seconde, présentée dans la partie suivante, est le diamètre du trou.

### 2.2.1.2 Diamètre

Le diamètre est déterminé par des micrographies réalisées en vue de dessus à l'aide d'un microscope optique (figure III.9).

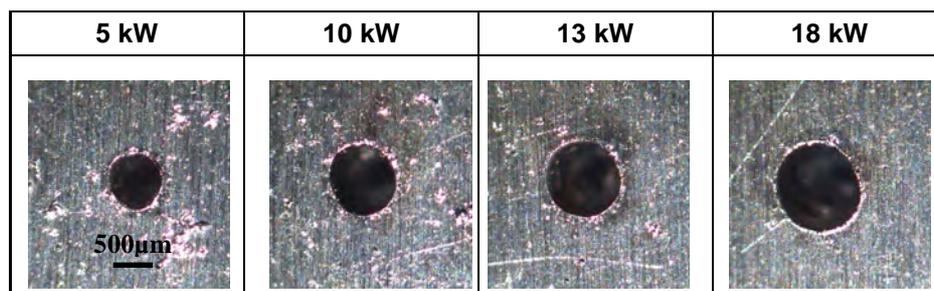


Figure.III.9. Micrographie optique montrant l'influence de la puissance crête du laser sur le diamètre des trous percés

C'est ainsi que les mesures présentées ici sont obtenues. Les différents diamètres sont déterminés pour une durée d'impulsion fixée à 1,1ms et des perçages mono-impulsionnels. Les résultats obtenus résultent du perçage de plaques d'AM1 d'une épaisseur caractéristique de 1,5mm (figure III.10). Comme précédemment, les résultats sont comparés à des mesures réalisées dans les mêmes conditions sur un acier doux afin de mettre en exergue l'influence de la nature du matériau.

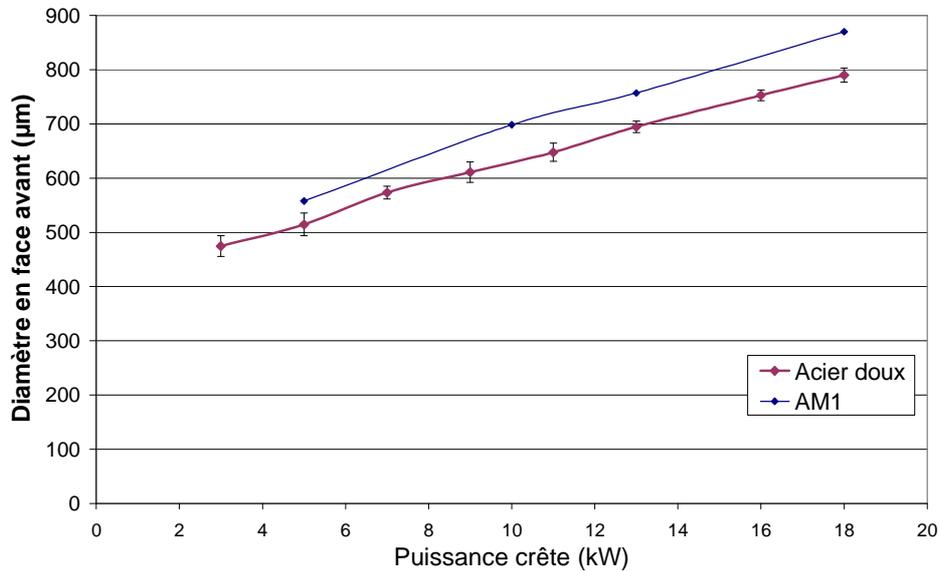


Figure.III.10.Influence de la puissance crête du laser sur le diamètre en entrée de trou percé dans l'AM1 et l'acier doux

La nature du matériau influe sur les résultats obtenus et de la même façon que pour les vitesses de perçage, les diamètres des trous obtenus dans l'AM1 sont légèrement supérieurs à ceux obtenus dans l'acier doux. La tendance de l'accroissement linéaire en fonction de la puissance crête reste conservée. Les diamètres de perçage ont des valeurs qui évoluent linéairement alors que la vitesse de perçage sature à partir d'une puissance crête critique. Dans le même temps, il faut donc évacuer plus de matière pour une forte puissance par rapport à une puissance plus faible. D'après le modèle de Semak et Matsunawa [SEM 97], lorsque la puissance laser augmente, la température de surface du bain liquide augmente également élevant ainsi la valeur de la pression de recul. Toujours d'après ce modèle, il est écrit que lorsque la pression de recul s'élève, la vitesse d'éjection de la matière liquide s'accroît elle aussi pendant que l'épaisseur de la couche liquide diminue. Puisque les températures et la pression de recul augmentent, plus de matière doit donc être retirée du trou. La vitesse de perçage atteignant une valeur de saturation, l'élévation de la quantité de matière à éliminer ne peut être obtenue que par l'élargissement du trou. Ce sont donc bien ces phénomènes d'éjection de la matière qui participent à l'augmentation du diamètre avec la puissance crête du laser.

Ces valeurs de diamètres sont finales. Ce type de mesures ne peut donner d'indication sur l'évolution temporelle de la vitesse d'élargissement des trous. C'est pourquoi la partie suivante s'intéresse à l'évolution locale et temporelle des grandeurs présentées jusqu'ici de manière globale. Les mesures seront réalisées à l'aide d'un essai permettant de filmer à l'aide de la caméra rapide certains phénomènes lors du perçage. Ces observations permettront ainsi d'expliquer plus en détail la saturation de la vitesse de perçage et l'accroissement du diamètre du trou avec la puissance laser.

### 2.2.2. Etude des grandeurs locales

Dans cette partie, la vitesse de perçage et le diamètre des trous seront examinés en cours de perçage grâce à un essai particulier. Le temps devient donc un paramètre essentiel dans les observations de ces grandeurs facilitant ainsi la compréhension des phénomènes qui régissent le procédé.

#### 2.2.2.1 Vitesse de perçage en fonction du temps

##### A. Dispositif expérimental

Le but de cet essai est de filmer à l'aide d'une caméra rapide la phase de perçage, c'est-à-dire l'intérieur d'un trou lors du perçage. Cet essai est fondé sur l'adaptation de la méthode DODO (« Direct Observation of Drilled hOles ») développée en 2006 par Schneider [SCH 06]. La méthode DODO consiste à tirer à l'interface d'une cible composée de deux parties métalliques préalablement polies jusqu'à obtenir un état de surface miroir puis accolées. Avant perçage, ces deux parties sont maintenues par un étau qui permet, à l'aide des forces de Van Der Waals, d'appliquer une forte pression afin que la lame d'air entre les deux surfaces polies soit la plus fine possible. Le tir laser est alors réalisé à l'interface de ces deux parties. Ensuite, par rupture de l'interface, on obtient deux coupes diamétrales du trou obtenu par l'impulsion laser. Chaque coupe diamétrale se trouvant sur chacune des deux parties de la cible. Cette méthode a initialement été développée afin de permettre une optimisation rapide, sur site industriel, des paramètres de perçage liés à une géométrie de trou bien déterminée. Avec la méthode DODO, il faut que les deux parties de la cible soit composées du même matériau.

Dans cet essai, la cible est composée d'une première partie métallique dont un plan est poli jusqu'à obtenir un état de surface miroir. Ce matériau est celui sur lequel l'étude porte. La seconde partie de la cible est une lame de verre transparente au laser. Des tirs laser ont été effectués sur cette matière seule et même les plus fortes puissances ne percent pas profondément ce matériau. A 18 kW un trou de quelques microns de profondeur a été percé mais cet impact est négligeable compte tenu de la profondeur à percer dans le métal. La surface du verre présente initialement une rugosité très faible semblable à un état de polissage miroir.

Afin d'observer les phénomènes étudiés, la caméra rapide est utilisée à une fréquence de 100 000 images par seconde. Cette caméra est positionnée perpendiculairement à l'axe de perçage et de manière coplanaire avec l'interface verre/métal et orientée côté verre (figure III.11).

Dans cette étude, la durée de l'impulsion laser sera fixée à 1,1ms. Afin de garder une bonne résolution, un objectif confectionné de deux lentilles et d'un diaphragme a été utilisé avec la caméra. De la même manière que dans l'essai présenté plus tôt, l'interaction laser-matière engendre une très forte luminosité due à l'ionisation partielle du métal vaporisé. Dans cette essai, cette luminosité intense est présente du début à la fin puisque l'intégralité du perçage est suivi. Afin de diminuer au maximum cet effet, des filtres passe-bandes et des densités optiques sont utilisés pour la caméra. Pour pouvoir observer l'éjection de la matière liquide ainsi que l'intérieur du trou après l'impulsion laser une source extérieure de lumière est alors positionnée en direction de l'échantillon. Cette source lumineuse est la diode laser précédemment décrite.

La partie précédente montre que les diamètres des trous ainsi que les vitesses de perçage sont globalement du même ordre de grandeur pour le matériau étudié dans cette thèse,

l'AM1 et pour l'acier doux E24 [SCH 06] étudié dans le cadre du projet PERLE. Pour réaliser cet essai il faut que la surface de contact entre la partie métallique et la partie en verre soit la plus grande possible, pour pouvoir appliquer une pression de contact uniforme et suffisante pour éviter les lames d'air à l'interface. Ces lames d'air sont critiques car elles permettent l'éjection de la matière liquide le long de l'interface métal/verre et perturbe son éjection donc la forme du trou. Lorsque ces infiltrations de liquide ont lieu, les phénomènes et la géométrie des trous sont fortement perturbés. Etant donné que l'AM1 est un matériau monocristallin dont la production est essentiellement centrée sur la fabrication des aubes de turbine ou d'éprouvettes servant à la réalisation des essais mécaniques de caractérisation, il n'est pas possible d'avoir des plaques de surface assez grande pour ce matériau. Ainsi, pour comprendre les phénomènes et réaliser des mesures locales, c'est l'acier doux qui sera utilisé dans cette partie.

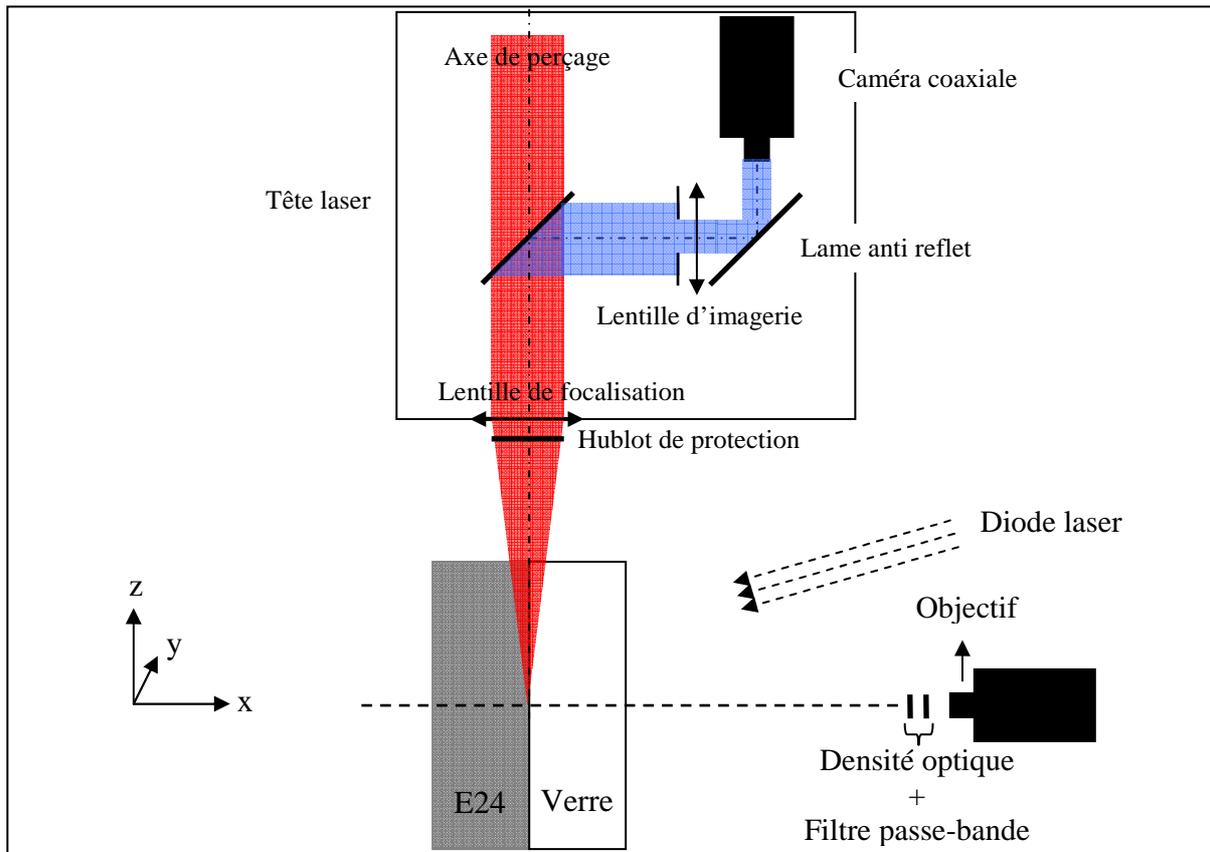


Figure.III.11.Dispositif expérimental permettant l'observation de l'intérieur d'un trou lors du perçage

## B. Résultats et discussion

La fréquence de la caméra rapide utilisée lors de cet essai a permis d'obtenir des films d'une durée supérieure au temps de l'impulsion laser, c'est-à-dire 1,1ms. De la même manière que précédemment, les films sont dépouillés en séquences d'images mises côte à côte, permettant ainsi les mesures. Les déplacements des objets tels que le front de perçage vertical ou le front d'ouverture horizontal du trou (diamètre) peuvent être rapportés au temps déterminant ainsi leurs vitesses instantanées.

Dans cette configuration, le faisceau laser rencontre deux matériaux distincts, le verre et le métal. Le verre étant transparent au laser utilisé dans cette étude, le faisceau n'est que faiblement absorbé par cette partie de la cible. Ainsi, les phénomènes physiques détaillés dans le modèle du piston (cf. chapitre bibliographique) n'ont pas lieu. La partie métallique, absorbe

## 2. Phénoménologie du perçage par laser milliseconde

le faisceau laser engendrant ainsi la fusion puis la vaporisation de la matière menant à son éjection. Il existe ainsi une dissymétrie par rapport aux essais habituels. Un phénomène supplémentaire est ajouté, c'est l'éjection de la matière contre le verre. Le fait que le métal liquide et le verre se rencontrent peut mener à deux phénomènes : la fonte et l'érosion du verre ( $T_{\text{fusion}}$  du verre est de l'ordre de  $1500^{\circ}\text{C}$ ) par conduction thermique avec le métal sous forme liquide et gazeux et l'absorption du faisceau laser à l'interface verre-matière métallique menant également à l'érosion du verre. Les proportions de ces deux phénomènes ne peuvent pas être déterminées par ce type d'essai. Durant le perçage, une fraction de la partie en verre est ainsi percée.

Le perçage de la partie en verre atteint un diamètre inférieur à celui de la partie métallique et la profondeur percée est également beaucoup plus faible. La forme du perçage ressemble d'ailleurs à un cône dont la surface présente une rugosité élevée et des irrégularités.

Le perçage de la partie métallique se trouve être semi-cylindrique. On obtient ainsi comme avec la méthode DODO une coupe diamétrale du trou. Les essais ont été réalisés pour des puissances comprises entre 3 et 18 kW (figure III.12). L'évolution des diamètres en fonction de la puissance crête du laser doit être déterminée lorsque les tirs laser sont correctement centrés (figure III.13) à l'interface verre/métal car le décentrage a une influence sur les résultats.

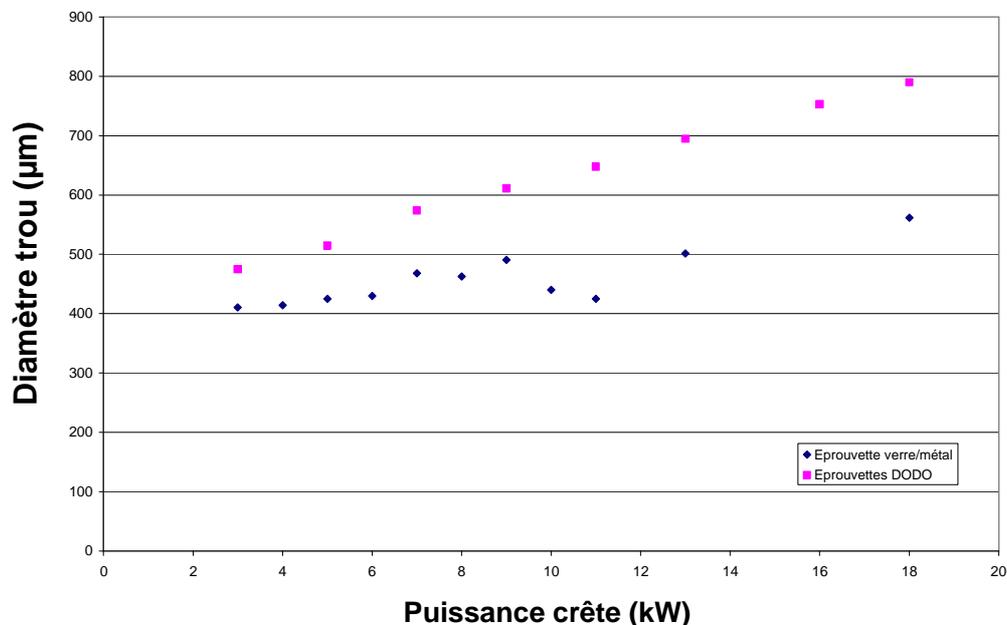


Figure.III.12.Comparaison des diamètres percés par méthode DODO et ceux percés avec le bi-couches verre/métal

D'une manière générale, les diamètres obtenus avec cette méthode sont plus faibles que ceux obtenus avec la méthode DODO qui est, à cette échelle, représentative du perçage d'un échantillon massif. Pour les faibles puissances laser (jusqu'à 8-9kW) l'accroissement des diamètres est quasi linéaire et caractéristique du procédé. Aux environs de 10kW, une chute des valeurs de diamètre est observée et suivie, de nouveau, par une progression quasi linéaire. Parallèlement, l'évolution de la vitesse moyenne de perçage évolue de la même manière que celle d'un perçage d'un échantillon complètement métallique, pour arriver à la même valeur de saturation pour les fortes puissances (figure III.14). Pour les puissances plus faibles, la vitesse de perçage est plus faible.

Dans la partie précédente, il est expliqué que l'éjection de la matière sous forme liquide participe à l'élargissement du diamètre du trou. Cette éjection de matière est directement liée à l'énergie laser absorbée par le matériau. Excepté une perturbation vers

10kW, la valeur de la pente qui relie l'évolution du diamètre de perçage à la puissance crête du laser est quasiment identique pour un essai DODO et un essai avec une cible mi-verre mi-métal. Le diamètre, plus petit dans les essais avec verre, peut être attribué au changement de la thermique associée du fait du verre ainsi qu'aux pertes d'énergie dans et à travers le verre. En effet, le verre a une conduction thermique beaucoup plus faible que le métal et ainsi la diffusion de la chaleur est beaucoup plus limitée. D'autre part, en temps normal, une énergie non négligeable est réfléchi sur les parois du trou pour finir par être absorbée par le métal. Dans cette configuration, une partie de l'énergie est perdue à travers le verre. Les perturbations dans la linéarité du phénomène peuvent être également dues à l'influence du centrage sur les diamètres observés (figure III.13).

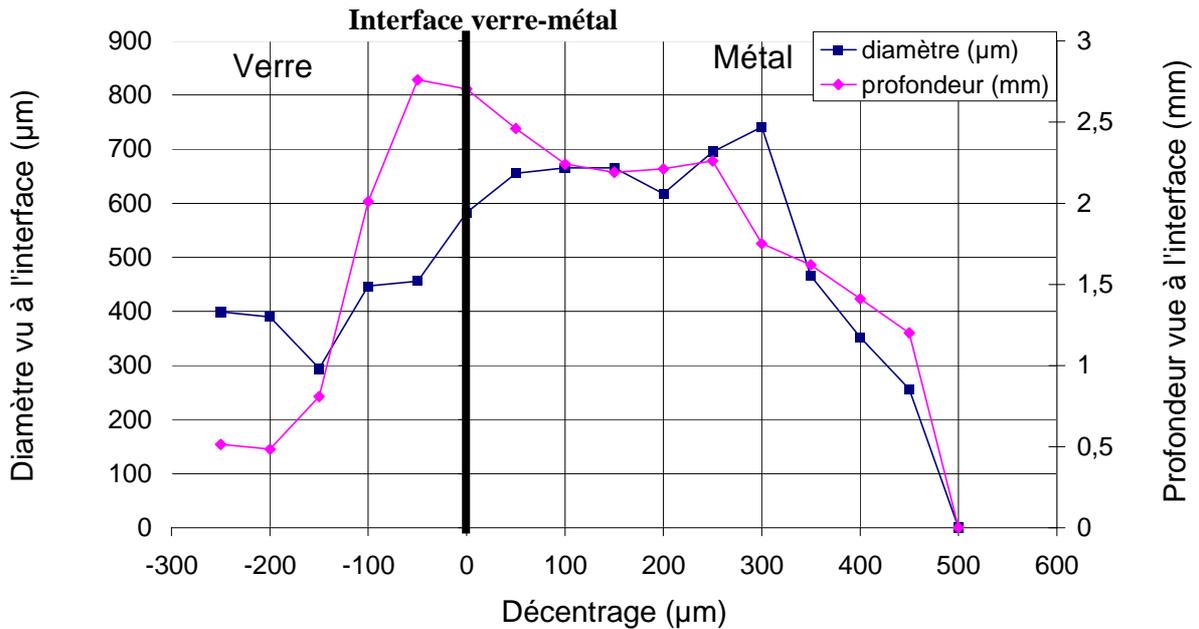


Figure.III.13. Influence du centrage de la cible verre/métal sur la mesure de diamètre et de la profondeur atteinte pour un tir laser de 1,1ms et une puissance crête de 13kW

Le centrage a également une influence sur la profondeur du trou observée et ainsi sur le calcul de la vitesse de perçage moyenne. Dans un premier temps, la vitesse de perçage globale a été calculée comme dans la partie précédente (figure III.14).

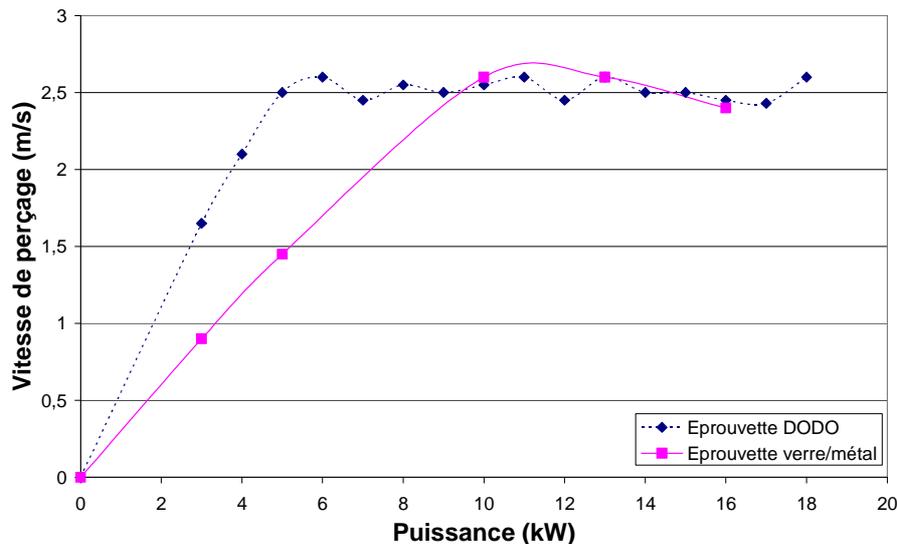


Figure.III.14. Comparaison des vitesses de perçage moyennes pour différentes puissance laser crêtes entre la méthode DODO et le tir sur cible verre/métal

## 2. Phénoménologie du perçage par laser milliseconde

La vitesse de perçage moyenne est identique pour les fortes puissances mais plus faible pour les puissances inférieures avec la méthode utilisant une partie en verre. En observant le profil en fond de perçage qui est une information essentielle et directe sur l'énergie déposée en fond de trou, il est possible, d'expliquer la variation de la vitesse de perçage observée aux faibles puissances.

Dans le cadre du projet PERLE, des mesures ont été réalisées sur l'acier E24 en méthode DODO et les profils types ont été reliés à la puissance crête d'une impulsion laser fixée à 1,1ms. Ces profils ont également été observés avec la méthode utilisant une éprouvette mi-verre mi-métal (figure III.15).

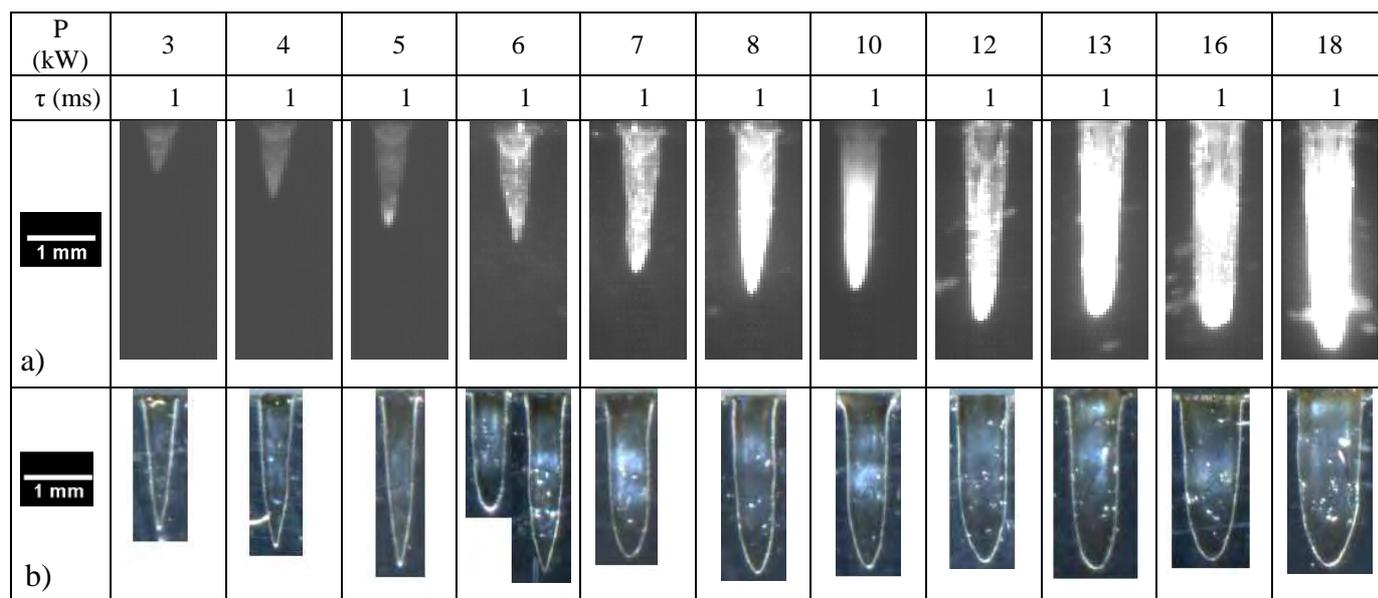


Figure.III.15.Comparaison des profils de perçages obtenus avec a) avec le bi-couche verre/métal (observation in situ) et avec b) la méthode DODO (observation post mortem [SCH 06])

Les profils en fond de trou obtenus avec la caméra rapide (observation in situ), correspondent aux profils obtenus de manière traditionnelle (observation post mortem). La diminution du diamètre pour des profondeurs similaires obtenues avec de fortes puissances laser sont bien visibles sur les images présentées figure III.15. Un léger affinement des profils est notable dans la période de transition aux environs de 7-8kW.

Cet essai permet de mieux appréhender les mécanismes permettant l'obtention des différentes géométries de trou. En effet, l'évolution de la forme des profils en fond de trou en fonction de la puissance incidente est généralement expliquée par l'érosion de la matière solide par la matière liquide en écoulement [SCH 06]. Cependant, cette explication est insuffisante car la vitesse de perçage moyenne n'augmente plus à partir d'une certaine puissance. Ceci serait le cas si les propriétés de l'éjection du liquide étaient modifiées. Grâce à ces nouvelles observations en cours de perçage, il est possible d'ajouter un nouveau phénomène causant l'élargissement du diamètre et le profil du trou. Sur la figure III.15, le profil en « V » commence à disparaître au moment de l'ionisation de la vapeur métallique. En effet, dès une puissance crête du laser de 5kW, une faible zone ionisée apparaît. Cette zone dans laquelle la vapeur est ionisée croît avec la puissance et semble rayonner de plus en plus. Charline Xhaard montre en 2006 [XHA 06] que l'optique géométrique simple dans un trou parabolique explique la forme en « V » car tous les rayons du faisceau laser se concentrent en un seul point au fond du trou sur l'axe de perçage (figure III.16).

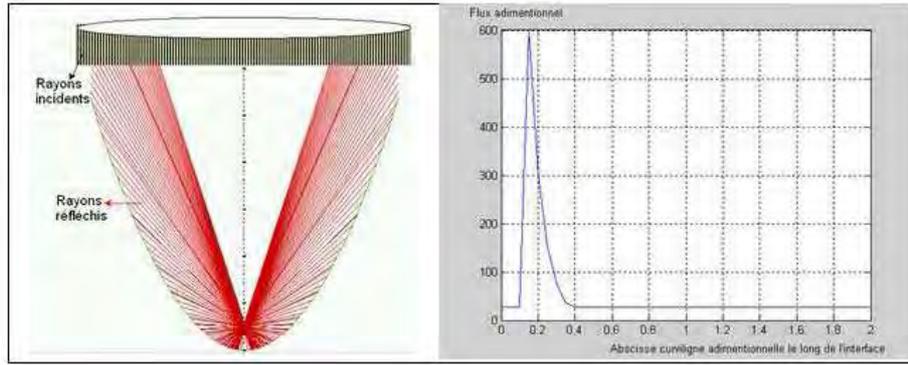


Figure.III.16.Calcul numérique du trajet optique des rayons pour un faisceau laser top hat et pour une géométrie parabolique [XHA 06]

Ensuite, après l'établissement de ce régime en « V », un phénomène de piégeage l'entretient jusqu'à la fin de l'impulsion laser (figure III.17).

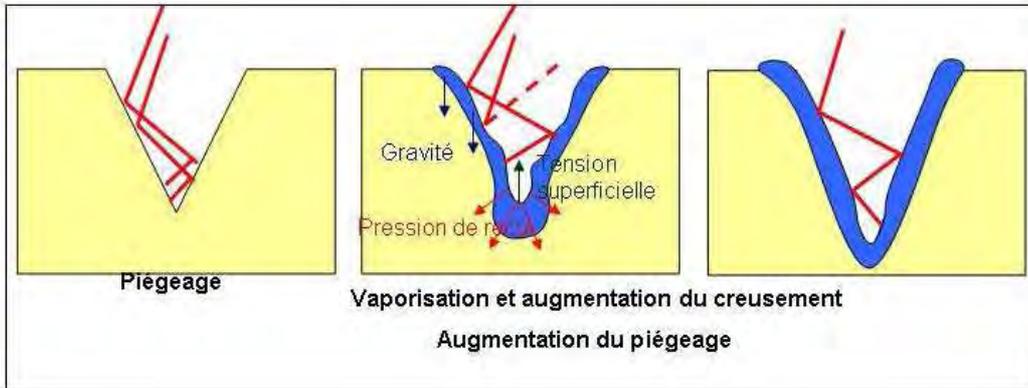


Figure.III.17.Piégeage des rayons laser dans une géométrie conique [XHA 06]

Pour les faibles puissances utilisées en conditions de perçage laser c'est l'optique géométrique classique qui influence la géométrie du trou. Pour des puissances plus élevées, plusieurs phénomènes se conjuguent. Tout d'abord, l'absorption moyenne augmente avec la puissance (figure III.18).

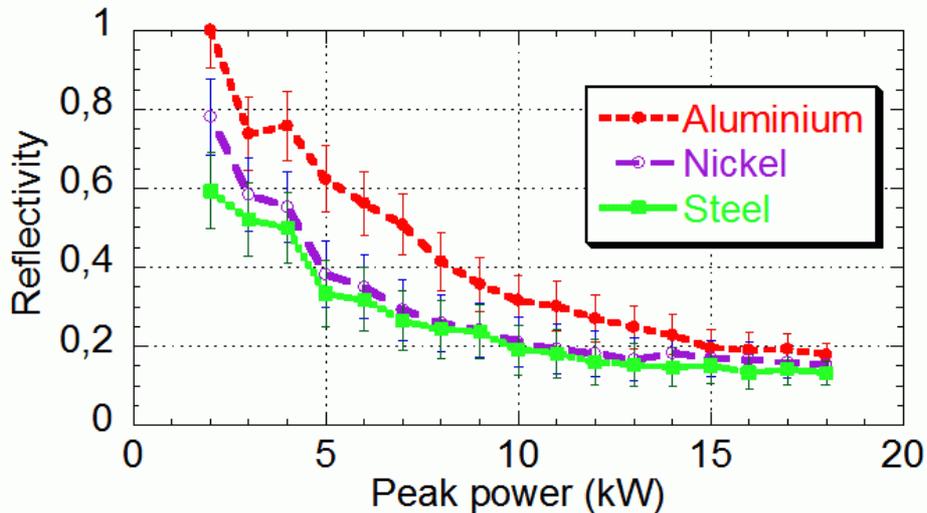


Figure.III.18.Evolution de la réflectivité de 3 différents métaux en fonction de la puissance crête du laser [SCH 08]

## 2. Phénoménologie du perçage par laser milliseconde

Cela peut être expliqué par l'augmentation de la rugosité de l'interface liquide-vapeur à cause d'instabilités de type Rayleigh-Taylor (dues à la forte vitesse de vaporisation) mais aussi par l'absorption due à la vapeur ionisée. En effet, deux phénomènes entraînent l'élargissement du trou à haute puissance : l'érosion due à la haute température de la matière liquide en écoulement et l'absorption d'énergie par le plasma et répartie de manière isotrope au fond du trou. Ainsi, plus la puissance laser s'élève et plus le plasma absorbe de l'énergie pour la rediffuser en augmentant le diamètre des trous. A partir d'une certaine puissance, la vitesse de perçage est constante car l'énergie transmise à travers le plasma diminue et celle absorbée est utilisée pour élargir le trou dont le diamètre évolue constamment avec la puissance. Cela explique également les différences entre les observations des géométries des trous obtenues dans le métal et celles obtenues avec une cible mixte verre-métal. Effectivement, à faible puissance l'optique géométrique et le trajet des rayons lumineux pilotent la forme du trou. L'absorption qui est moins importante, permet de multiples réflexions donc une perte d'une grande partie de l'énergie à travers le verre. Le diamètre mais aussi la profondeur finale du trou en sont ainsi diminués. A haute puissance, ce n'est plus le trajet des rayons laser qui impose la géométrie du trou mais l'écoulement de matière liquide et l'énergie du plasma formé. A la surface du matériau, l'absorption est plus élevée et les réflexions sont limitées ce qui permet de perdre peu d'énergie ainsi et de percer les trous à la même vitesse qu'en pleine matière. Le plasma absorbe la quantité d'énergie supplémentaire apportée par le laser, énergie dépensée lors de la désexcitation du plasma pour élargir le trou expliquant ainsi la limitation de la vitesse de perçage et l'augmentation du diamètre du trou.

Les résultats présentés dans cette partie montrent que cet essai avec une cible mi-verre mi-métal présente des conditions favorables à l'observation des phénomènes physiques désirés dans certaines conditions laser choisies. En effet, les mesures de vitesses de perçage instantanées doivent être réalisées pour des puissances supérieures à 10kW afin qu'elles soient le plus représentatives possible du perçage d'une cible massive malgré la différence fondamentale de nature des essais. Les valeurs de vitesses de perçage mesurées sont déterminées par le déplacement du front de perçage entre chaque image. Ainsi, 3 domaines de vitesses de perçage peuvent être distingués (figure III.19).

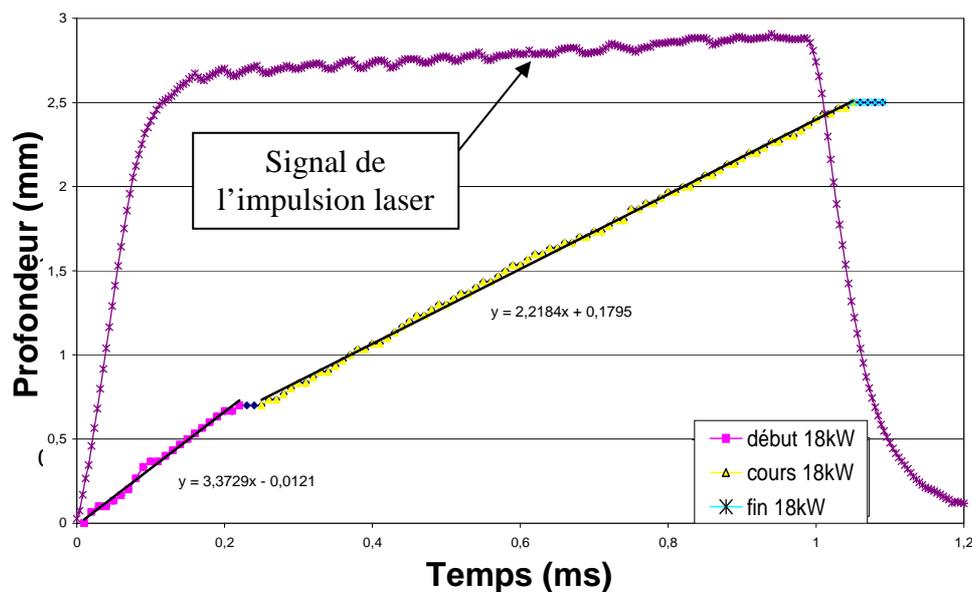


Figure.III.19.Profondeur de perçage en fonction du temps pour une impulsion laser d'une milliseconde et de puissance crête 18kW (les pentes donnent les vitesses de perçages)

Ces 3 domaines correspondent au début, au cours et à la fin du perçage mais les transitions temporelles sont, dans ces conditions, identifiables.

En effet, il existe un premier domaine où la vitesse de perçage est plus élevée que lors de tout le reste de l'essai (figure III.19). Pour l'essai réalisé à une puissance de 18kW, cette première étape dure 220 $\mu$ s (figure III.20). Cette durée de perçage de 220  $\mu$ s se rapporte à une profondeur de 0,7mm qui est une profondeur importante compte tenu de la profondeur finale du trou qui est 2,5mm. Cette profondeur représente environ 30% de la profondeur globale du trou. La vitesse de perçage est constante et égale à 3,4m.s<sup>-1</sup>.

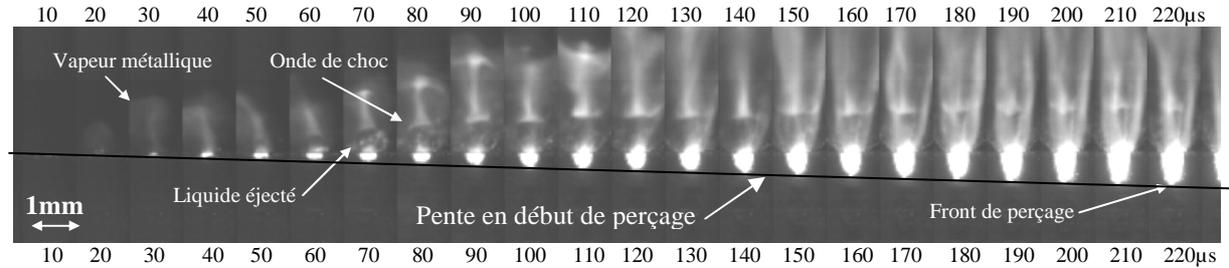


Figure.III.20.Détermination de la vitesse de perçage à partir de la séquence d'images du début du perçage

Le second domaine, qui est le cours de perçage, représente une durée de 830  $\mu$ s (figure III.21). Le trou atteint alors une profondeur totale de 2,5mm pour une profondeur percée lors de cette phase de 1,8mm soit 70% de la profondeur totale. Ici la vitesse de perçage est également constante, à 2,2m.s<sup>-1</sup>, ce qui représente une diminution de la vitesse de perçage de 35% par rapport au début de l'impulsion laser. Dans la première partie de ce domaine, le front de l'onde de choc formée par l'éjection du métal vaporisé est encore visible, ce qui n'est pas le cas en fin de ce domaine. Ce front de l'onde de choc donne une information sur la vitesse (pression ?) de sortie du gaz, c'est-à-dire que la vapeur s'éjecte plus vite en début de perçage. Cependant, aucune influence de la vitesse de l'éjection gazeuse sur la vitesse de perçage n'est notée.

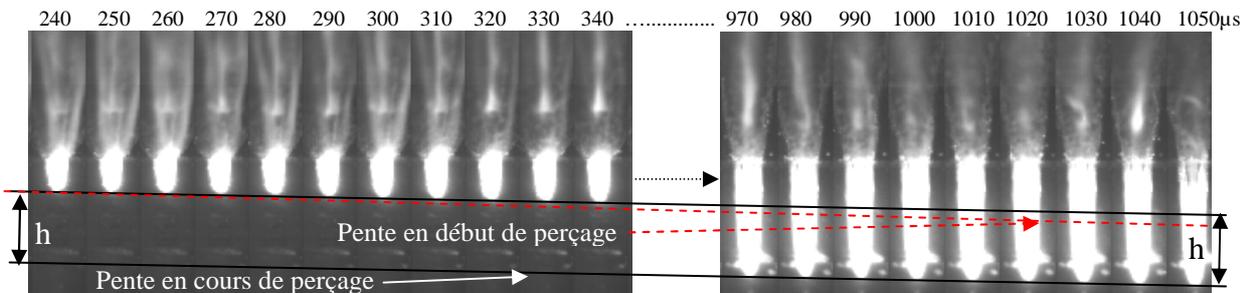


Figure.III.21.Détermination de la vitesse de perçage lors que la profondeur du trou est plus élevée

La dernière phase est la fin du perçage (figure III.22). Pendant 40 $\mu$ s, l'interaction laser-matière a encore lieu mais la profondeur du trou n'évolue plus. La puissance laser est, dans ce cas, très faible à cause du temps de descente de l'impulsion laser. Ainsi, l'énergie reçue par l'échantillon n'est plus assez grande pour permettre le perçage du matériau. Il faut également ajouter à ce phénomène le fait que la vapeur est ionisée par l'augmentation de la température et que sa désexcitation est due à sa baisse. Cela peut prendre un certain temps durant lequel le laser n'émet plus ou délivre une énergie trop faible pour percer. La luminosité caractéristique de la vapeur ionisée est quand même toujours visible.

## 2. Phénoménologie du perçage par laser milliseconde

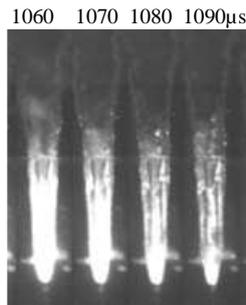


Figure.III.22.Séquence d'image de la fin du perçage

Les vitesses de perçages ont également été déterminées pour les puissances de 10, 12, 13 et 16kW (figure III.23). Celles-ci présentent les 3 mêmes domaines de vitesses de perçage, la plus élevée au début de l'impulsion laser.

Puissance (kW)	Etape 1			Etape 2			Etape 3	
	Durée de l'étape (μs)	Vitesse de perçage (m/s)	Profondeur percée (μm)	Durée de l'étape (μs)	Vitesse de perçage (m/s)	Profondeur percée (μm)	Durée de l'étape (μs)	Vitesse de perçage (m/s)
10	180	3,45	620	900	1,98	1780	40	0
12	150	2,77	415	910	2,10	1910	40	0
13	100	3,61	361	930	2,02	1880	40	0
16	100	3.52	352	1040	2.10	2180	40	0
18	220	3.37	740	830	2.22	1840	40	0

Figure.III.23.Tableau récapitulatif de vitesse de perçage déterminée à partir de la visualisation par caméra rapide de l'intérieur de trous percés par laser

Afin de déterminer si cette variation de vitesse n'est pas un artefact dû à la nature de l'essai, les résultats sont comparés à des mesures de vitesse moyenne effectuée sur des perçages d'échantillons d'AM1 de différentes épaisseurs (figure III.24). En effet, si le perçage est plus rapide proche de la surface de l'échantillon, le perçage d'une faible épaisseur doit alors être plus rapide que le perçage d'un échantillon plus massif. Les différentes épaisseurs d'AM1 étudiées sont 1, 2, et 3 mm (essai présenté précédemment). Pour déterminer la vitesse moyenne de perçage, l'épaisseur percée est rapportée au temps effectif de perçage déterminé à l'aide d'une photo diode positionnée sous l'échantillon. Les vitesses moyennes obtenues lors des essais sur les cibles verre/métal sont déterminées en rapportant les profondeurs énoncées aux temps déterminés sur les courbes profondeurs en fonction du temps de perçage détaillées ci-dessus (figure III.19).

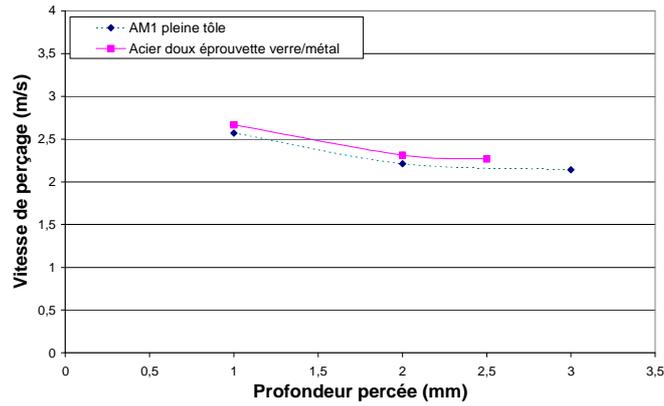


Figure.III.24.Vitesses de perçage moyennes pour le perçage d'échantillons en AM1 de différentes épaisseurs et des échantillons en acier doux et verre

La même diminution de vitesse est observée pour des profondeurs ou épaisseurs différentes selon les deux méthodes validant ainsi l'essai utilisant une cible verre/métal. La légère différence entre les vitesses de perçage concernant l'AM1 et l'acier doux est due à la nature des matériaux et a déjà été observée et expliquée précédemment. Pour les deux essais, les vitesses de perçage ont été obtenues par la moyenne des vitesses calculées pour les puissances crêtes du laser de 10, 13 et 18kW afin de pouvoir réduire l'effet stochastique des phénomènes.

L'évolution de la puissance laser au début du tir (temps de montée du laser), n'est pas la seule explication à la variation de vitesse de perforation au cours du perçage puisque celle-ci atteint sa valeur maximale avant la transition entre les deux régimes. En revanche, l'évolution du profil de perçage et de la géométrie du trou est responsable de cette vitesse plus élevée au début du perçage (figure III.25). En effet, la première phase du perçage consiste en la formation d'un profil de fond de trou qui évolue jusqu'à atteindre une forme stationnaire qui n'évolue plus en fonction de la profondeur du trou. Les cent premières microsecondes environ voient la compétition entre l'augmentation de la quantité d'énergie déposée (temps de montée du laser) et l'augmentation de la surface sur laquelle l'énergie est déposée jusqu'à ce que le diamètre en fond de trou soit du même ordre de grandeur que la taille de la tâche laser. Ensuite, l'énergie thermique est telle que le diamètre du trou s'élargit encore jusqu'à atteindre un diamètre stationnaire. Lorsque ce diamètre est atteint, la vitesse de perçage atteint une valeur plus faible.

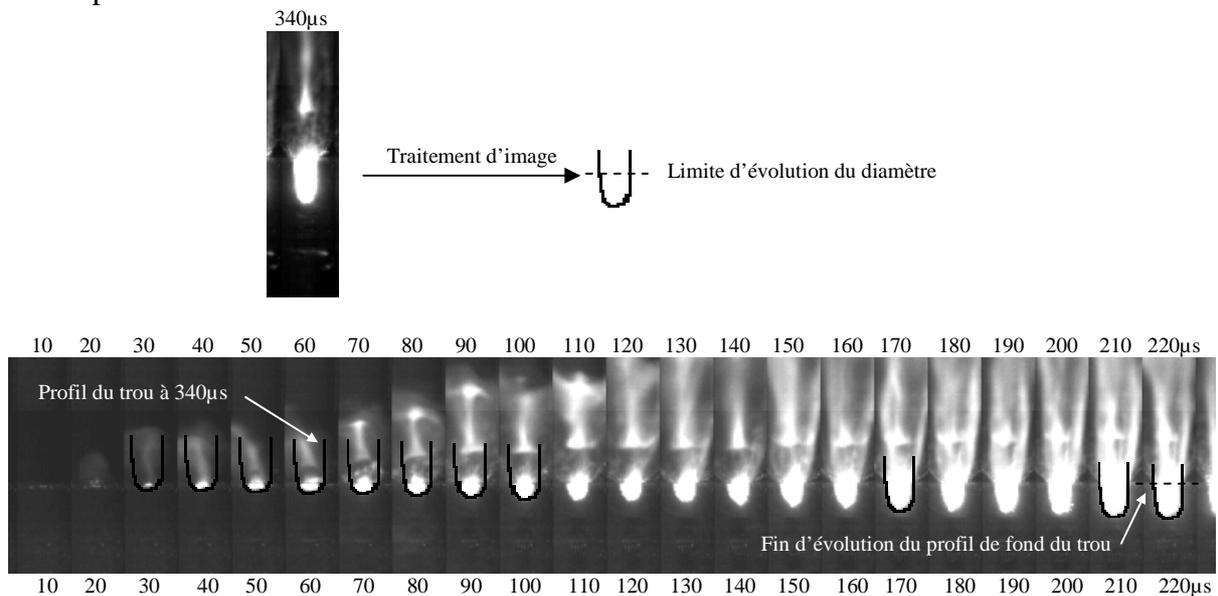


Figure.III.25.Superposition du profil du trou à 340µs sur les profils au début du perçage

La durée et l'évolution de cette phase de transition sont variables car plusieurs phénomènes difficilement quantifiables au préalable sont en concurrence (dépôt et absorption d'énergie, évolution de la surface sur laquelle celle-ci est déposée). Aux échelles temporelle et spatiale observées, l'évolution de la profondeur semble linéaire dans ce domaine et sa durée ne peut être quantifiée précisément qu'avec un nombre de mesures élevé. Dans cette partie, les résultats sont tirés d'observations réalisées sur des essais uniques effectués pour chaque puissance présentée.

Cet essai a donc permis de mettre en évidence que la vitesse de perçage au cours d'une même impulsion laser n'était pas constante. L'existence de 3 domaines distincts et linéaires a ainsi pu être détaillée. Les observations pouvant être réalisées lors de cet essai ne se limitent pas aux mesures de vitesse de perçage, des informations concernant l'éjection de la matière sont ainsi détaillées dans la partie suivante.

### 2.2.2.2 Etude de l'éjection du liquide

Les observations sont réalisées à l'aide de la caméra rapide à une fréquence de 100 000 images par seconde. L'observation des mécanismes d'éjection de la matière a pu être approfondie par rapport aux observations réalisées préalablement. L'éjection de la matière est un paramètre essentiel dans cette étude puisqu'elle est directement reliée à l'endommagement engendré par le perçage d'un trou par laser milliseconde. La matière est ainsi éjectée sous plusieurs formes (liquide et vapeur) mais également dans différentes conditions en début, au cours et en fin de perçage du trou.

#### A. Début du perçage

Au début du perçage, la profondeur du trou est très faible (figure III.26). Le diamètre du trou augmente et le liquide est éjecté de manière latérale par rapport à l'axe du faisceau laser. Plus la profondeur du trou augmente et plus l'éjection du liquide tend à se redresser pour devenir perpendiculaire à la surface de la cible à percer. Des mesures de l'angle de redressement sont détaillées dans la partie 3.3 « Etude de la formation de la couche ».

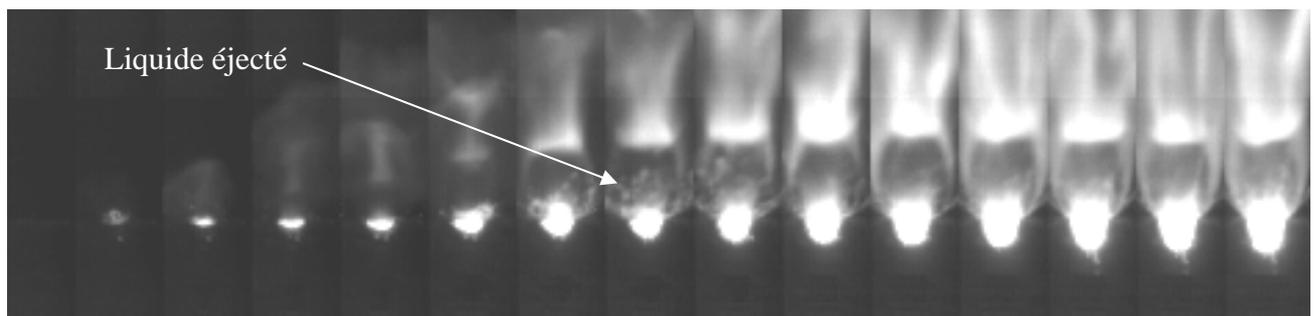


Figure.III.26.Observation de l'éjection du liquide sur une séquence d'images obtenues par caméra rapide en début de perçage

## B. Cours du perçage

Dans cette phase, l'éjection du liquide est quasi perpendiculaire à la surface de l'échantillon à percer (figure III.27). L'information essentielle est que le liquide est éjecté autour de la « poche » de vapeur métallique. C'est-à-dire que le liquide s'écoule sur les parois du trou pendant que le gaz est éjecté au centre de cette couronne de liquide.

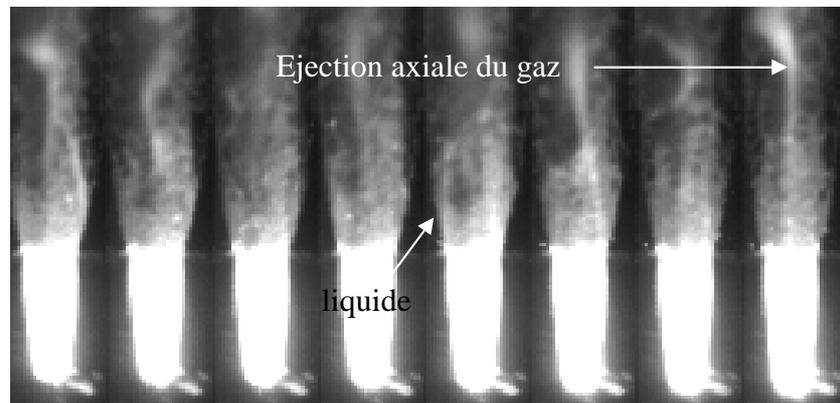


Figure.III.27.Observation de l'éjection du liquide sur une séquence d'images obtenues par caméra rapide en cours de perçage

En effet, l'observation de l'éjection du gaz se fait dans le trajet du faisceau car celui-ci est quasi transparent au laser. Ainsi, la matière liquide est plaquée par la pression environnante qui l'oblige à s'écouler le long des parois du trou. La géométrie du système favorise également cet écoulement.

## C. Fin du perçage

En fin de perçage, l'intensité laser diminue jusqu'à devenir nulle, entraînant la même évolution pour la pression de recul (figure III.28). Le métal liquide reste en mouvement, entraîné par son inertie mais n'a plus assez d'énergie pour sortir du trou. Il reste donc sur les parois du trou où il finit par se solidifier.

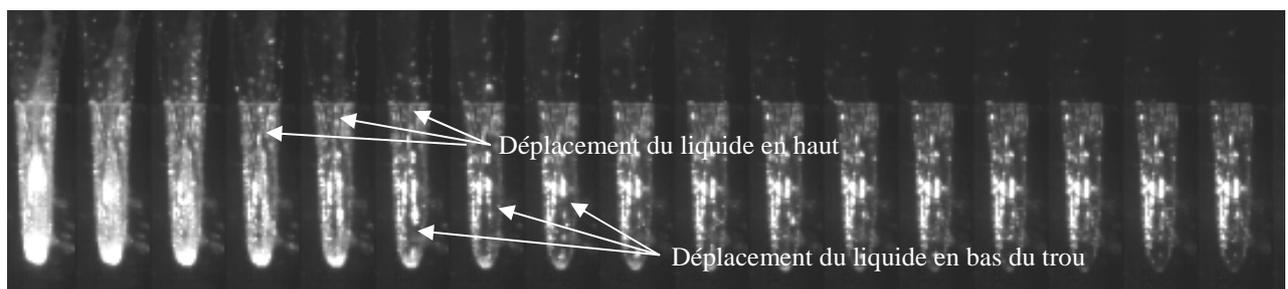


Figure.III.28.Observation de la solidification du métal liquide sur une séquence d'images obtenues par caméra rapide en fin de perçage

A l'intérieur du trou, l'écoulement de la matière liquide s'effectue en nappe alors que dès sa sortie, des gouttelettes se forment. Ces phénomènes seront expliqués dans la partie 2.3 « formation de la couche ».

### 2.3. Discussion

Dans cette partie, les phénomènes physiques mis en jeu lors du perçage par laser milliseconde ont pu être observés grâce à l'utilisation d'une caméra rapide (100 000 images par seconde). Il pu être mis en évidence que malgré la courte durée d'usinage (1ms), le processus de perçage devait être décomposé en plusieurs parties bien distinctes pour être analysé.

Les grandeurs caractéristiques comme la vitesse de perçage ou le diamètre obtenu ont été déterminées dans différentes conditions. Il a été montré que ces valeurs habituellement mesurées globalement, c'est-à-dire lors de l'observation post-mortem des trous, ne sont pas suffisantes pour caractériser la réalité.

En effet, un essai avec une cible mi-métal mi-verre a permis de mettre en place des mesures locales et temporellement dépendantes. Ces observations ont permis de montrer que les phases de perçage devait être analysées temporellement et en fonction de la profondeur à percer.

Cet essai a également permis de mettre en évidence les phénomènes dont dépend la géométrie de fond de trou lors du perçage. Ainsi, à faible puissance, celle-ci est influencée par un dépôt géométrique (réflexion, absorption) de l'énergie alors qu'à haute puissance, un phénomène de forte ionisation de la vapeur métallique s'ajoute et permet l'élargissement des trous.

Des détails ont également permis de caractériser plus précisément les conditions d'éjection de la matière liquide et gazeuse dans plusieurs conditions laser, notamment au cours et en fin de perçage. Durant ces deux étapes la matière gazeuse est évacuée axialement à vitesse supersonique et le liquide est lui éjecté le long des parois du trou. Lorsque le tir laser se termine, la matière liquide se solidifie en cours d'écoulement.

Pour caractériser l'endommagement ou plus précisément la modification subie par le matériau percé par laser, il apparaît à partir des observations réalisées qu'il faut déterminer les conditions d'éjection de la matière en cours et fin de perçage. Pour ce faire, des mesures caractéristiques seront effectuées sur les vitesses d'éjection de la matière liquide lors d'une ou plusieurs impulsions laser mais aussi des mesures sur la force motrice du phénomène : la pression de recul.

## 3. Etude de la formation de la couche

Le procédé de perçage par laser par percussion est régi par la pression de recul. Cette pression créée par la vaporisation d'une partie de la matière liquide, permet l'avancée du front liquide/gaz et ainsi du front solide/liquide. Pour de faibles énergies, la pression de recul n'est pas suffisante pour permettre l'éjection de la matière fondue et un bain liquide peut être alors obtenu. Selon la densité de puissance, la profondeur et l'agitation de ce bain liquide (créée par la faible pression de recul) peuvent être maîtrisées. Certains procédés tels que la soudure ou le polissage laser exploitent d'ailleurs ce phénomène. Dans le cas du perçage laser par percussion, le liquide est éjecté avec haute vitesse.

Cette partie s'intéressera dans un premier temps à l'éjection de la matière liquide, c'est-à-dire la vitesse et les conditions d'éjection de cette matière seront déterminées. Dans un second temps, une mesure expérimentale de la pression de recul sera effectuée. Compte tenu de la pauvreté des informations dans la bibliographie, des données expérimentales fiables seront obtenues pour relier cette grandeur aux conditions d'éjection de la matière et ainsi mieux comprendre les phénomènes engendrant l'endommagement.

### 3.1. Ejection de la matière liquide

Comme expliqué dans la partie précédente, le perçage d'une plaque de superalliage peut se décomposer en 3 phases distinctes. Une première phase pendant laquelle le trou à une faible profondeur. Durant cette phase, le dépôt d'énergie n'est pas constant car le laser atteint sa valeur crête à partir de  $150\mu\text{s}$  ( $t_{\text{montée}} = t_{\text{descente}}$ ). Les phénomènes thermiques s'amorcent, car le matériau passe localement de la température ambiante à une température très élevée. L'éjection de la matière liquide s'effectue avec un angle par rapport à la surface qui va tendre, dans la phase suivante, vers la coaxialité avec le faisceau. C'est dans cette phase que les vitesses d'éjection de la matière peuvent être le mieux déterminées car la direction de l'éjection et les conditions d'observations sont favorables pour réaliser des mesures précises.

Dans un premier temps, l'étude portera sur des trous réalisés avec une puis deux impulsions laser. Ensuite c'est l'étude de l'influence de la profondeur du trou sur la vitesse d'éjection du métal liquide qui sera détaillée. Enfin, une mesure expérimentale de la pression de recul sera réalisée à partir d'un essai dont la mise au point spéciale aura été, elle aussi, discutée préalablement.

#### 3.1.1. Méthode et dispositif expérimental

Ces observations ont été effectuées grâce à l'utilisation d'une caméra rapide placée perpendiculairement par rapport à l'axe du faisceau et sur le côté de l'échantillon de manière à pouvoir observer la surface du matériau à percer (figure III.29). Contrairement à un perçage classique, cet essai nécessite que le liquide soit éjecté du trou sans perturbation extérieure. Habituellement, un gaz sous pression est utilisé afin de faciliter l'évacuation du métal liquide lors du débouchage d'un perçage ou lors d'un essai de découpe par laser par exemple. Ce gaz permet également de protéger les optiques en détournant les fluides (liquide et gaz) éjectés lors du perçage. Pour pouvoir mesurer la vitesse réelle du liquide éjecté lors du perçage, sans que celui-ci soit ralenti, ce gaz d'assistance a été supprimé. Afin de protéger les optiques et

### 3. Etude de la formation de la couche

notamment la lentille de focalisation positionnée sur la tête mobile du laser, des hublots transparents au laser ont été utilisés et changés à chaque tir laser.

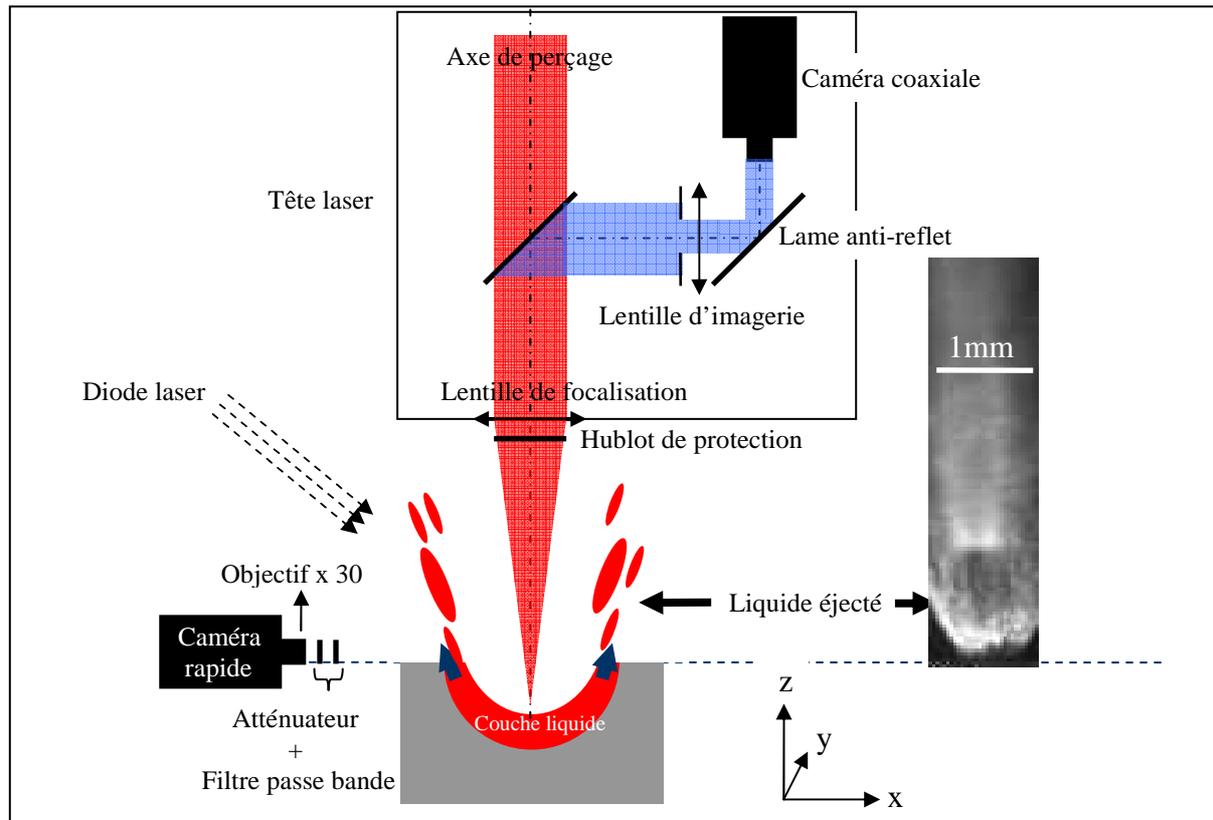


Figure.III.29. Dispositif expérimental permettant la mesure de la vitesse d'éjection de la matière liquide

Afin de limiter les saturations lumineuses, des filtres coupe-bande et des atténuateurs ont été ajoutés pour supprimer la luminosité de la vapeur ionisée ainsi que la longueur d'onde du laser. L'éclairage a donc été assuré par une diode laser alignée à  $45^\circ$  par rapport à l'axe caméra/échantillon. Les films ont été réalisés avec une vitesse d'acquisition de 100 000 images par seconde, c'est-à-dire que le temps entre chaque image est de  $10\mu s$ . La durée d'impulsion est fixée à 1,1ms et les essais sont réalisés sur des éprouvettes d'AM1 de 3 millimètres d'épaisseur.

C'est d'abord un tir mono-impulsionnel qui sera étudié puis dans un second temps les observations seront effectuées sur des essais bi-impulsionnels afin de déterminer l'influence des conditions de perçage sur l'éjection de la matière liquide. En effet, parfois lorsque la profondeur à percer est plus élevée, il est nécessaire d'utiliser plusieurs impulsions laser pour que le trou devienne débouchant. Par exemple, sur les aubes mobiles Snecma, bon nombre de trous doivent être percés à travers des parois de 1,5mm d'épaisseur avec un angle de  $60^\circ$  menant ainsi à une profondeur à percer effective de 3mm.

#### 3.1.2. Une impulsion laser

Dans la deuxième phase du perçage, l'éjection du liquide est perpendiculaire à la surface percée car celui-ci est guidé par les parois du trou. L'énergie envoyée par le laser est supposée constante mais le dépôt d'énergie au fond du trou dépend des multiples réflexions sur les parois donc de la profondeur du trou. Les travaux de M. Schneider [SCH 08] ont montré qu'à haute densité de puissance (conditions de perçage), l'absorption globale

d'énergie dépendait de la densité de puissance du laser et ceux de C. Xhaard-Touvrey [XHA 06] ont montré que pour des conditions de soudage laser, l'absorption dépendait également de l'intensité laser mais aussi de l'angle d'incidence locale du faisceau considéré. La partie précédente a montré que la vitesse de perforation était constante dans cette phase du perçage, malgré la profondeur. Il faut donc considérer ici que le dépôt d'énergie, qu'il soit apporté directement par le faisceau ou par la vapeur ionisée, est constant. Ainsi, les conditions sont favorables pour déterminer des vitesses d'éjection les plus fiables possibles.

L'onde de choc et la luminosité créée par la vapeur ionisée ont disparu du champ de la caméra et sont confinés à l'intérieur du trou. La durée de l'impulsion est d'1,1 milliseconde. Les films sont ensuite dépouillés en séquence d'images mises bout à bout (figure III.30) et ainsi la position et le déplacement des particules peut être mesuré en fonction du temps donc la vitesse déterminée.

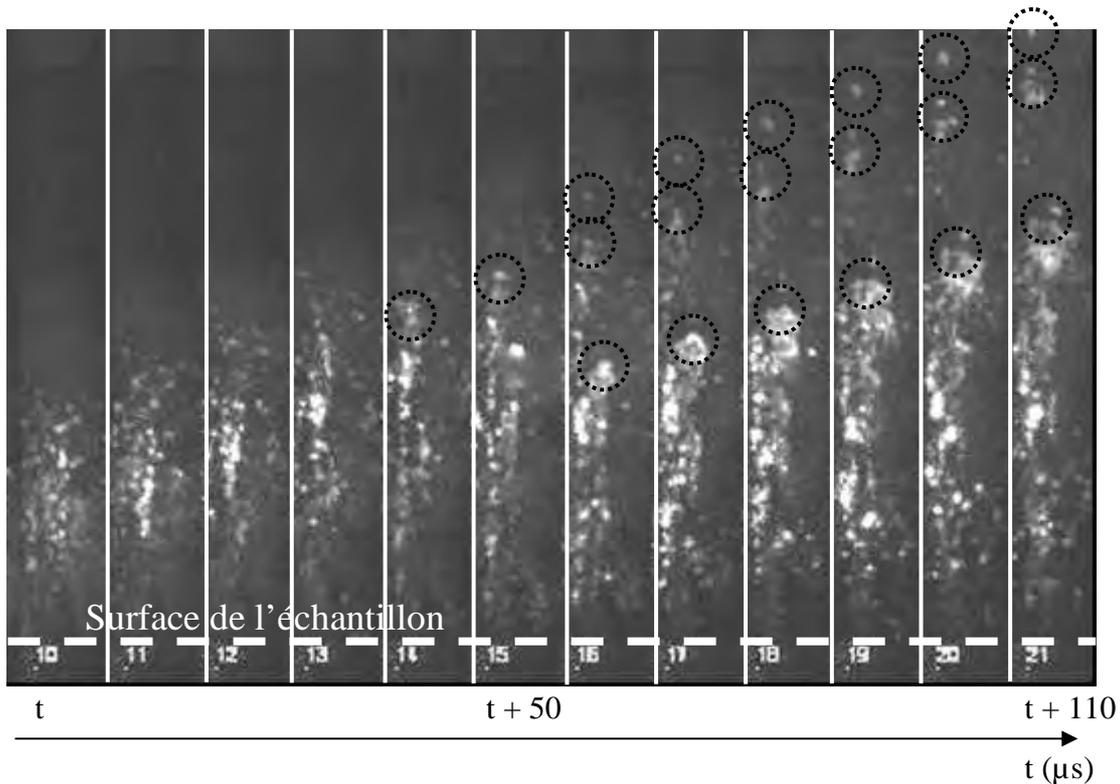


Figure.III.30.Détermination de la vitesse d'éjection liquide par la mesure du déplacement des particules sur les séquences d'images obtenues par caméra rapide

Les mesures ont montré que dans le champ de la caméra rapide, les particules ne perdaient pas de vitesse. Dans un souci de précision, les particules ont été suivies sur le plus grand nombre d'images possibles. Connaissant la position à un instant précis de chaque particule dont la vitesse a été mesurée, il est possible de déterminer la vitesse de chaque particule à sa sortie du trou et de tracer ainsi une courbe de vitesse d'éjection du liquide (à sa sortie du trou) en fonction du temps de perçage (figure III.31). Afin d'évaluer l'influence de la puissance laser sur la vitesse d'éjection du liquide et ainsi la pression de recul, des puissances comprises entre 4 et 16kW ont été retenues (figure III.33).

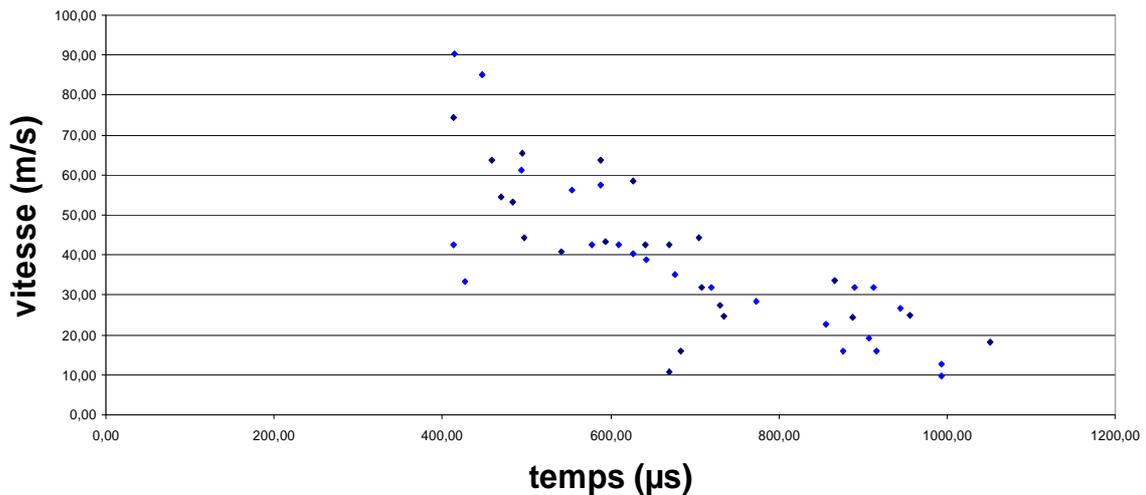


Figure.III.31. Vitesses d'éjection du métal liquide en fonction du temps pour une impulsion laser d'une milliseconde et de puissance crête 16kW

Lors du perçage, et ainsi de l'éjection du liquide, certaines forces s'exercent sur celui-ci. Lorsque la matière est à l'intérieur du trou, ces forces sont : la pression de recul, le frottement entre les parois du trou et le liquide ainsi qu'entre le gaz éjecté (pression de recul) et le liquide, la tension de surface et la gravité. Lors de sa sortie du trou, le liquide n'est ensuite plus soumis à la pression de recul ni aux forces de frottement aux parois. De plus, il a été montré par les observations à la caméra rapide que la gravité pouvait être négligée car les particules de matières ne perdent pas de vitesse dans le champ observé (quelques millimètres). Cependant, d'autres phénomènes peuvent intervenir lors du tir laser. En effet, certaines particules liquides sont éjectées dans la zone du faisceau laser et ainsi se vaporisent violemment (figure III.32).

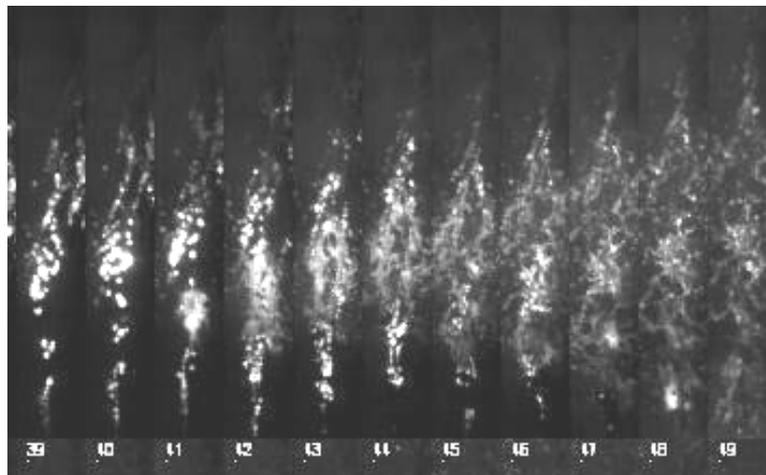


Figure.III.32. Visualisation d'une explosion de matière liquide passée sur le chemin optique du faisceau laser

Ces explosions, peuvent créer des particules dont les vitesses sont légèrement différentes des vitesses d'éjection originales. En effet, après ces explosions, certaines particules ont des vitesses plus importantes et d'autres, des vitesses plus faibles. Ces explosions peuvent survenir hors du trou donc dans le champ de la caméra (figure III.32), à cause de la tension de surface qui tend à former des gouttelettes de liquide afin de minimiser l'énergie de surface. Lorsque ces explosions étaient visibles, les particules concernées n'ont

pas été prises en compte pour déterminer les vitesses d'éjection. Cependant, ces explosions peuvent également survenir à l'intérieur du trou, où les phénomènes, plus complexes, sont la combinaison des instabilités à l'interface vapeur éjectée liquide éjecté, des effets convectifs à l'intérieur du liquide, de l'ébullition locale du liquide ainsi que de la tension de surface. Ainsi, les mesures de vitesse du liquide sont représentées par des nuages de points. Mais, afin de limiter l'écart entre la vitesse réelle d'éjection et les vitesses mesurées, les données ont été moyennées de manière pondérée en fonction du nombre de particules éjectées à une vitesse donnée et les vitesses trop éloignées de la moyenne ont été écartées des résultats présentés. Des courbes aux tendances plus nettes sont ainsi obtenues (figure III.33).

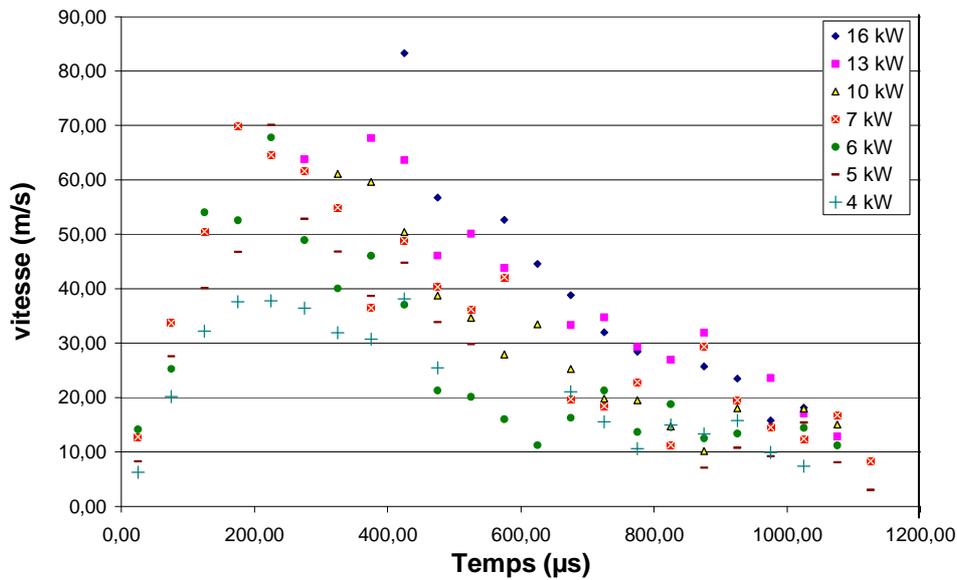


Figure.III.33.Vitesse d'éjection du liquide à la sortie du trou en fonction du temps de perçage pour différentes puissances durée de l'impulsion 1100 μs

Comme expliqué dans la partie 2.1 « Observation des phénomènes physiques », l'éjection de la matière liquide en début de perçage se fait avec un angle par rapport à la surface. Cet angle dépend du temps donc de la géométrie du trou mais aussi de la pression qui s'exerce à la sortie du trou. Il est possible de déterminer la variation de l'angle d'éjection du liquide à partir des observations avec caméra rapide (figure III.34).

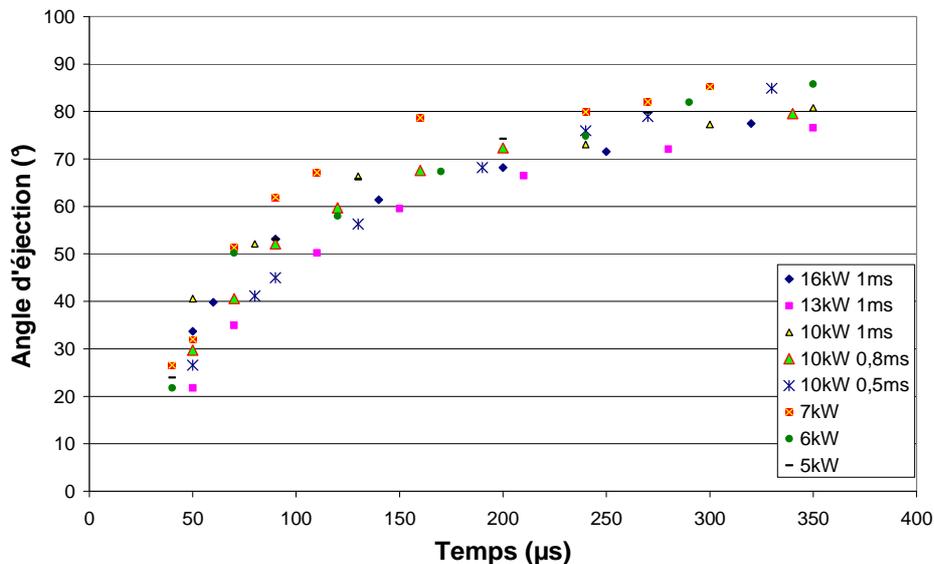


Figure.III.34.Evolution de l'angle d'éjection du métal liquide en début de perçage pour différentes puissances crête du laser

### 3. Etude de la formation de la couche

En effet, pour un trou peu profond, la différence de pression entre le haut du trou et l'extérieur est considérable et ainsi la détente du gaz influe sur la trajectoire de sortie des particules. Ensuite, lorsque la profondeur du trou augmente, cette différence diminue car la zone de haute pression se situe plus particulièrement au niveau de la zone d'interaction entre le laser et la matière irradiée. Ainsi, les valeurs de vitesses mesurées au début du perçage doivent être corrigées (figure III.35) en fonction de la valeur de cet angle à chaque instant car son évolution n'est pas linéaire.

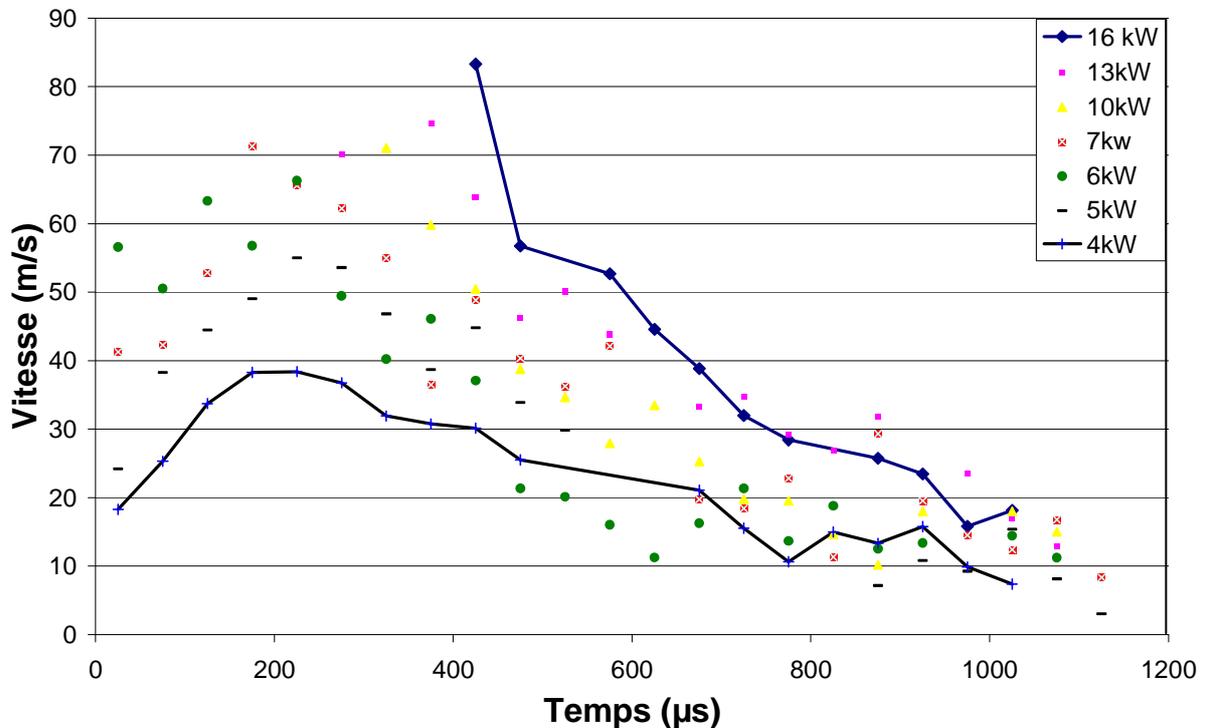


Figure.III.35. Vitesses d'éjection du liquide à la sortie du trou en fonction du temps de perçage pour différentes puissances laser et pour une durée d'impulsion de 1100 µs corrigées par l'angle d'éjection

Une baisse de la vitesse d'éjection du liquide est observée lorsque le temps de perçage augmente. Cependant, lorsque le temps de perçage augmente, c'est la profondeur du trou qui augmente et cette grandeur semble liée aux conditions d'évacuation de la matière. Or, le complexe circuit de refroidissement des aubes de turbine nécessite que l'air soit éjecté par des trous inclinés par rapport à la surface de la pièce. Les angles d'inclinaison sont tels que pour des épaisseurs de paroi d'environ 1,5mm, la profondeur à percer représente le double. Pour atteindre ces profondeurs plus élevées, plusieurs impulsions sont ainsi nécessaires. Les vitesses d'éjections métal liquide ont également été étudiées pour une deuxième impulsion.

#### 3.1.3. Deux impulsions laser

Les vitesses d'éjection du métal liquide sont déterminées de la même manière que lors d'un tir mono-impulsionnel (figure III.36). Cependant, certaines différences sont à noter dans le mode d'éjection de cette matière.

En effet, malgré l'égalité de la durée de l'impulsion laser, la durée d'éjection de la matière est différente. Ainsi, l'éjection liquide n'est pas observée (à la sortie du trou) durant toute la durée de l'impulsion mais plutôt sur un temps de l'ordre de 750µs.

De plus, le liquide est beaucoup moins éjecté sous forme de gouttelettes que sous forme de nappes de liquide qui se déplacent uniformément rendant ainsi les mesures plus

difficiles. Les résultats obtenus montrent des vitesses d'éjection du liquide globalement deux fois inférieures aux vitesses mesurées lors d'un tir mono-impulsionnel (figure III.36).

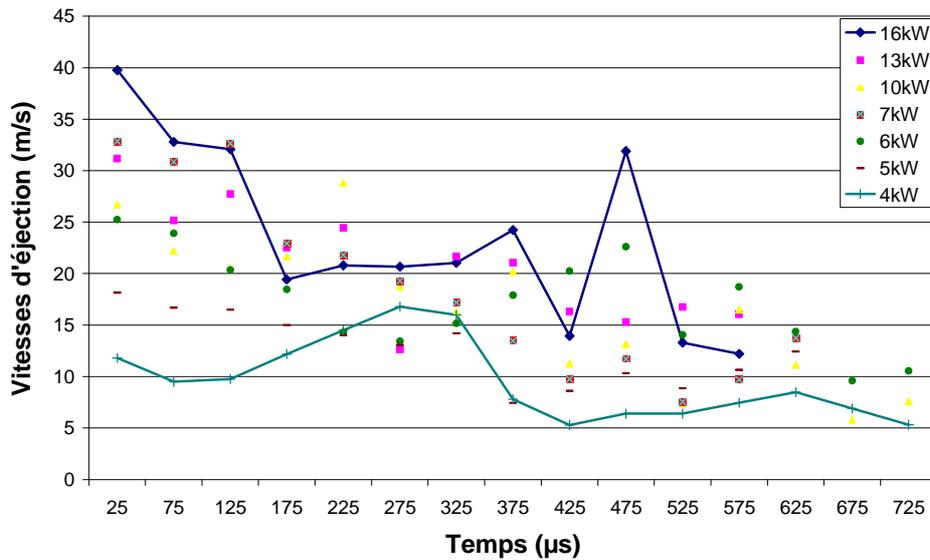


Figure.III.36.Vitesse d'éjection du liquide à la sortie du trou en fonction du temps de perçage pour une seconde impulsion et pour différentes puissances durée de l'impulsion 1100 μs

Compte tenu des conditions de l'essai, il est impossible de déterminer si cette plage de 750μs se trouve en début ou en fin d'impulsion, car la synchronisation de la caméra est faite avec un décalage aléatoire de plusieurs centaines de μs par rapport au tir laser. Cependant, il faut au moins considérer une période de l'ordre de la centaine de microsecondes pour qu'un liquide éjecté à 25m/s parcoure les 2mm du trou formé lors de la première impulsion.

### 3.1.4. Discussion

Pour la première et la seconde impulsion laser, une diminution des vitesses d'éjection en sortie du trou est observée pendant l'impulsion. D'une manière générale, les vitesses d'éjection du métal liquide augmentent avec la puissance (figure III.37).

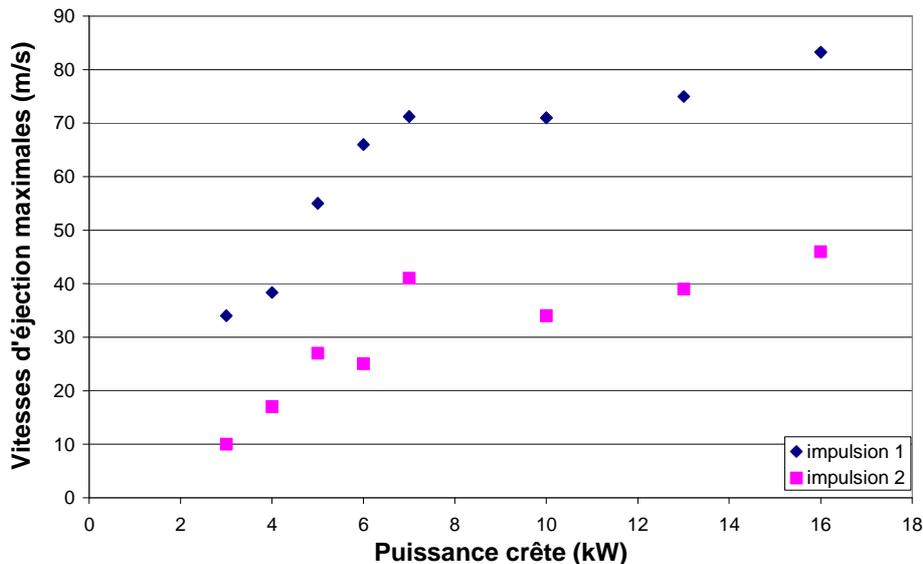


Figure.III.37.Vitesses maximales d'éjection du liquide pour la première et la seconde impulsion laser

D'après le modèle monodimensionnel, plus communément appelé modèle du piston et détaillé dans le chapitre bibliographique, la température à la surface du métal liquide (interface liquide-vapeur) évolue avec l'intensité absorbée par la matière. La relation de Clausius-Clapeyron et le modèle d'Anisimov, montrent que la pression de recul augmente lorsque cette température augmente. Ainsi, et comme le confirme également les mesures expérimentales de Kuznetsov et Fabbro [FAB 07, KUZ 93], la pression de recul s'élève avec l'intensité laser incidente.

Il apparaît ainsi que la pression de recul est un facteur déterminant dans l'évacuation de la matière. Le liquide est éjecté plus rapidement lorsque l'intensité laser est grande et ainsi la pression de recul élevée.

Dans la partie précédente, il a été déterminé que la vitesse d'avancée du front liquide solide, c'est-à-dire la vitesse de perçage, était constante lors de la phase de mesure des vitesses d'éjection du métal liquide. De plus, ces mesures expérimentales montrent une différence, à puissance égale, entre les vitesses d'éjections maximales des première et seconde impulsions (figure III.37). Le rapport entre ces deux vitesses est d'environ 2. Pour une puissance donnée, les résultats indiquent une décroissance quasi linéaire de la vitesse d'éjection du liquide en fonction du temps et pour les deux types d'impulsion.

Excepté la valeur de la pression de recul, qui est inconnue à l'intérieur d'un trou en cours de perçage, la profondeur est un paramètre qui traduit l'évolution des vitesses d'éjection. En effet, pour les profondeurs atteintes dans cet essai, celles-ci varient du simple au double entre les deux impulsions et, si l'on considère, la vitesse de perçage constante en fonction du temps (à puissance fixée), la profondeur du trou augmente linéairement.

Lors de la seconde impulsion, les vitesses finales sont du même ordre pour les différentes puissances étudiées. Lors du perçage, certaines forces s'exercent sur le métal liquide à l'intérieur puis, après son éjection, à l'extérieur du trou. A l'intérieur du trou, les forces s'exerçant sur le métal liquide sont : la pression de recul, la tension de surface, les forces de frottement à l'interface liquide/solide, les forces de frottement à l'interface liquide/vapeur, la convection interne du liquide ainsi que la variation de viscosité du liquide avec la température essentiellement due aux effets de moule aux parois et légèrement à la convection (éjection trop rapide). La variation de la vitesse d'éjection du liquide est due à l'évolution d'une de ces forces ou d'une combinaison de plusieurs d'entre elles. Chacune de ces forces évolue avec la température. Il est difficile d'évaluer expérimentalement ces grandeurs physiques, c'est pourquoi l'influence de certains de ces paramètres sera expliquée dans la partie 5 « Modélisation du perçage par laser milliseconde ».

Ces essais ont permis de comprendre que la profondeur du trou avait une grande importance dans l'éjection de la matière liquide. Les conditions de cette éjection qui vont mener à différents endommagements doivent donc être maîtrisées.

#### 3.1.5. Vitesse d'éjection liquide et profondeur de trou

Afin de mieux appréhender expérimentalement l'influence de la profondeur sur l'éjection de la matière liquide, un essai adapté a été mis en place. Cet essai consiste à réaliser 1 tir laser dans des trous percés préalablement à des profondeurs différentes et connues puis à mesurer la vitesse d'éjection du liquide.

### 3.1.5.1 Méthode et dispositif expérimental

Les deux difficultés majeures que cet essai présente sont l'alignement entre l'axe du pré-trou et l'axe du faisceau laser ainsi que le perçage de pré-trous aux dimensions maîtrisées (profondeurs et diamètres). Les trous percés par laser étant petits (de l'ordre de 500 $\mu$ m de diamètre pour des profondeurs millimétriques) et compte tenu de la nature du matériau à usiner, le perçage mécanique traditionnel a été écarté. Le perçage par laser le fut également car les profondeurs désirées étaient trop faibles et les géométries des trous devaient être parfaitement cylindriques. Ainsi, c'est le perçage par électro-érosion ou EDM (« Electrical Discharge Machining »), qui a été choisi pour réaliser les pré-trous. Cet essai sera également nécessaire lors de l'étude des phénomènes engendrant la modification de la microstructure du matériau réalisée dans la partie 4 « Etude de la modification de la matière ». C'est pourquoi, il est utile de comprendre les mécanismes d'enlèvement de matière engendrés par l'EDM.

#### A. Perçage par EDM

Le perçage par électro-érosion est réalisé par une électrode en cuivre entre laquelle une différence de tension est appliquée avec la pièce à usiner. Le système pièce-électrode est immergé dans un liquide diélectrique (en général on utilise des hydrocarbures comme le pétrole ou le kérosène mais également de l'eau dé-ionisée). C'est par la circulation d'électrons sous forme d'étincelles capables de se créer entre ces deux éléments que la matière peut être retirée. La différence de tension et l'intensité varient au cours du temps. Plus précisément, le principe de l'enlèvement de matière par électro-érosion peut se décrire selon 9 étapes (figure III.38) :

##### Etape 1 :

La tension entre l'électrode et la pièce à usiner augmente en formant un champ électrique là où la résistance est la plus faible (suivant aspérités et état de surface).

##### Etape 2 :

Un pont de particules à charges négatives est émis de l'électrode négative. La tension se stabilise et le courant reste nul. Une ionisation partielle du fluide se produit.

##### Etape 3 :

L'effet isolant du fluide s'achève. La tension diminue alors que le courant augmente. La formation d'un canal de vapeur commence. Le processus de fusion se manifeste sur une surface de la pièce usinée très réduite.

##### Etape 4 :

Un canal d'ionisation s'établit : c'est une colonne cylindrique composée de fluide vaporisé et de micro-sphères de fusion. La tension commence à chuter alors que le courant augmente toujours.

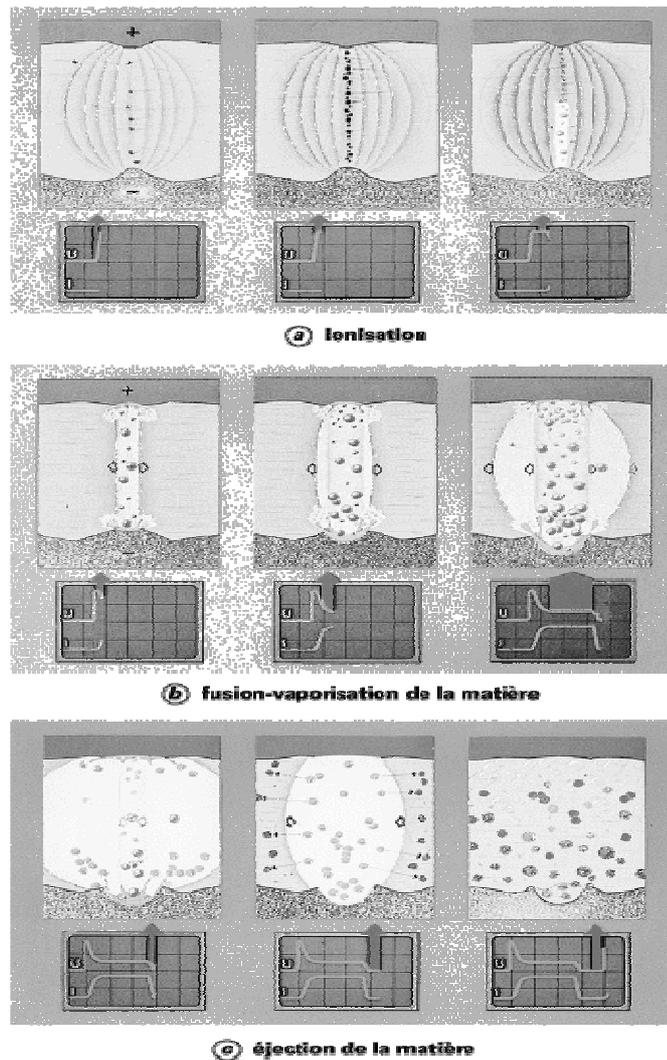


Figure.III.38.Perçage par électro-érosion (d'après [KRE 00])

#### Etape 5 :

Tension et courant commencent à se stabiliser. Une sensible augmentation de la température et la pression entraîne la formation d'une poche de vapeur et une augmentation de la micro-fusion.

#### Etape 6 :

L'arc électrique et la température arrivent au maximum d'intensité. La poche de vapeur grossit rapidement et à la fin de cette phase, le circuit électrique se retrouve ouvert.

#### Etape 7 :

La conséquence de la chute de courant entraîne la baisse de la température. Il se produit une chute rapide du nombre de charges électriques. Le canal d'ionisation se détruit alors que le métal en fusion, issu de la surface travaillée, est éjecté de manière explosive. Il se condense rapidement dans le fluide diélectrique environnant et se solidifie sous la forme de micro-sphères pleines. La température ponctuelle (de 4000 à 10000°C) peut causer le craquage des molécules du diélectrique et l'émission de particules de carbone élémentaire. La charge a provoqué la formation d'un cratère sur la surface du métal usiné.

Etape 8 :

La poche de vapeur impluse, générant ainsi une action dynamique qui a pour effet de projeter le matériau en fusion hors du cratère.

Etape 9 :

Les résidus générés durant le processus sont des particules de métal, du carbone et des gaz provenant du diélectrique. Le circuit se referme pour donner naissance à un nouveau cycle.

En général, les électrodes de perçage sont en cuivre ou en laiton et peuvent être montées sur des têtes rotatives selon les machines utilisées. A partir de l'électrode, de nombreuses décharges sont créées en direction du matériau et la surface usinée se trouve modifiée (figure III.39.a). Chaque étincelle impacte le matériau, le chauffe, le liquéfie puis celui-ci est éjecté créant ainsi un cratère (figure III.39.b). La hauteur de ce cratère et la surface de l'anneau en vue de dessus dépendent de la densité de courant de l'étincelle et également de la durée d'impulsion.

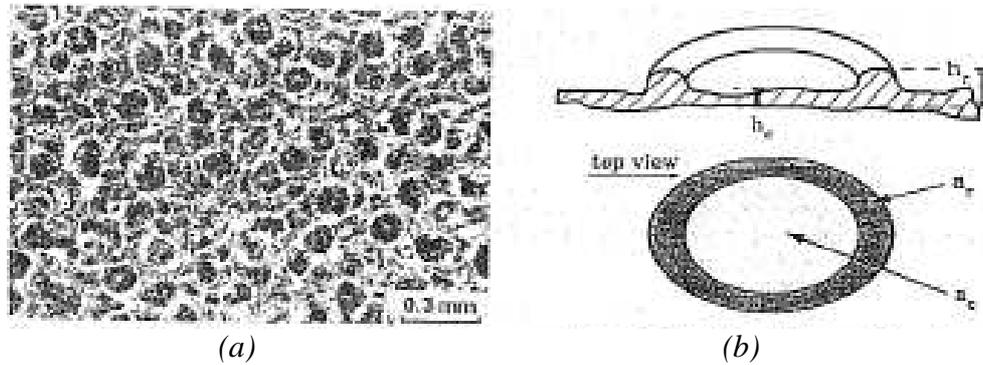


Figure.III.39. (a) Etat de surface d'un usinage par EDM, (b) Schéma d'un cratère formé par une étincelle (d'après [LEC 93]).

De plus, il est possible que certaines zones de la zone fondue par l'étincelle (notamment la bordure du cratère), puissent être légèrement contaminées par le matériau d'électrode (figure III.40).

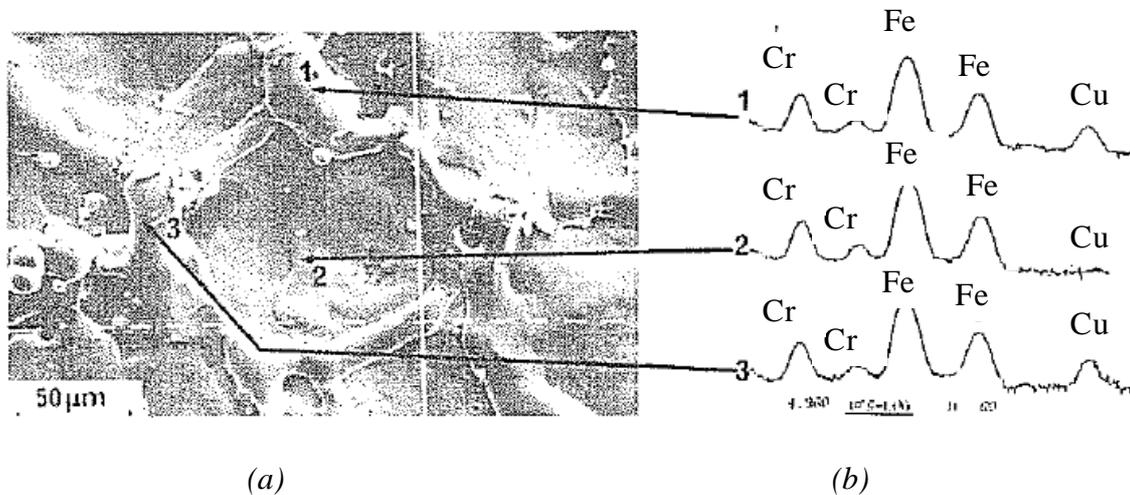


Figure.III.40.(a) Observation au MEB d'une surface d'un alliage contenant du fer et du chrome usinée par EDM , (b) Spectre EDS (Energy dispersive X-ray spectroscopy) au cœur du cratère formé par l'étincelle et sur les parois (d'après [LEC 93]).

D'un point de vue global, la matière usinée par électro-érosion subit donc un échauffement local, puis une fusion avec éjection de la matière liquide due à une surpression. La similitude avec le perçage laser s'en trouve encore augmentée puisqu'une partie de la matière liquéfiée se solidifie dans les cratères formés par les étincelles électriques. Les différences majeures se situent sur la nature du dépôt de l'énergie et de sa localisation. La modification de la matière s'en trouve alors fortement perturbée et la différence de microstructure entre un usinage par laser et par EDM est flagrante. Cette information est essentielle pour l'étude réalisée dans la partie 4 « Etude de la modification de la matière ». La solidification des zones fondues au cours du perçage EDM peut également créer des fissures qui peuvent se propager et créer des problèmes en service.

#### B. Mesures de vitesse d'éjection

L'essai pour la mesure de vitesse d'éjection consiste donc à percer des trous de 3 profondeurs différentes : 0,5, 1 et 1,5 mm et de réaliser des tirs laser identiques quant à leur durée d'impulsion et leur puissance dans chacun des trous déjà percés (figure III.41). Ensuite, à l'aide de la caméra rapide, les vitesses d'éjection du métal liquide sont déterminées comme précédemment.

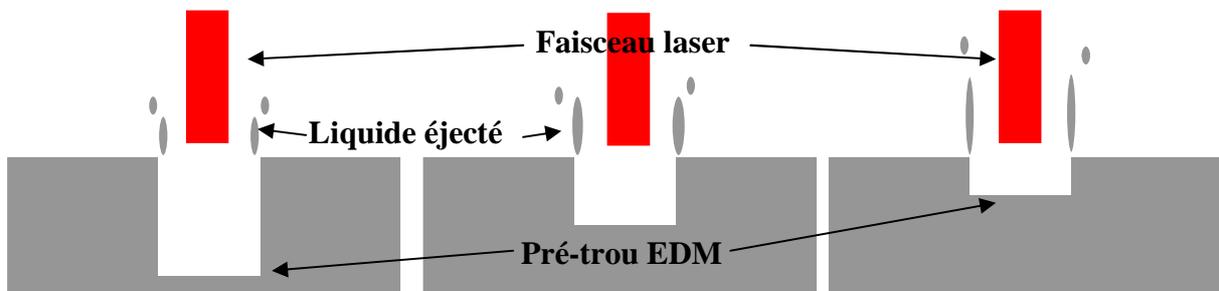


Figure.III.41.Schéma d'un essai visant à tirer par laser dans des trous pré-perçés à différentes profondeurs par EDM

Les tirs laser ont été réalisés à 2 puissances différentes, 7 et 10 kW, afin de confirmer l'influence de la puissance sur la vitesse d'éjection liquide. Cet essai sera également utilisé pour l'étude d'un phénomène de décollement de matière due à la solidification et sera détaillé dans la partie 4 « Etude de la modification de la matière ».

Afin de s'assurer de l'alignement entre l'axe du faisceau laser et l'axe du premier trou percé par EDM, les trous ont été observés en coupe selon la méthode de préparation des échantillons décrite dans la partie 4.1 « Obtention des coupes diamétrales des trous ». Une très grande attention a été portée à la perpendicularité des trous EDM avec la surface de l'échantillon puisque celle-ci sera utilisée comme référence afin d'aligner l'axe du faisceau laser et celui des trous pré-perçés par EDM.

En effet, la surface de l'échantillon est positionnée de manière à être parfaitement perpendiculaire à l'axe du faisceau laser, et l'alignement entre cet axe et l'axe du pré-trou est réalisé grâce à une caméra classique positionnée coaxialement dans la tête du laser.

La caméra rapide placée perpendiculairement à l'axe du faisceau laser filme la surface de la cible avec une fréquence de 100kHz et une résolution de 164x56px<sup>2</sup>.

### C. Résultats et discussion

De la même manière que précédemment, les films réalisés ont été découpés en séquences d'images. Ainsi, les particules de liquides ont pu être suivies et leur vitesse déterminée en rapportant leur déplacement au temps de trajet (figure III.42).

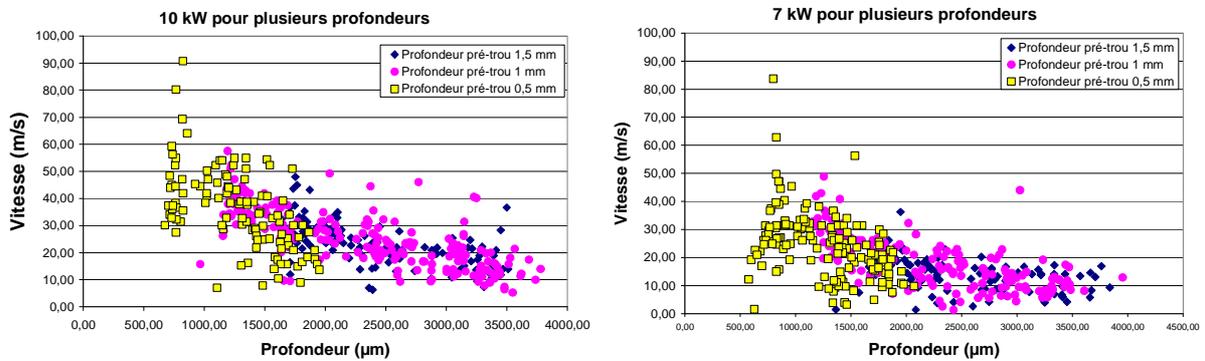


Figure.III.42.Vitesse d'éjection du liquide à la sortie du trou en fonction du temps de perçage pour différentes puissances durée de l'impulsion 1100 μs

Afin de s'assurer de la fiabilité de ces résultats, une coupe métallographique a été réalisée sur chaque trou utilisé pour obtenir ces courbes (figure III.43). Il a été ainsi déterminé que la coaxialité des trous percés par EDM et des trous percés par laser était acceptable compte tenu de la difficulté d'alignement ( $< 5^\circ$ ).

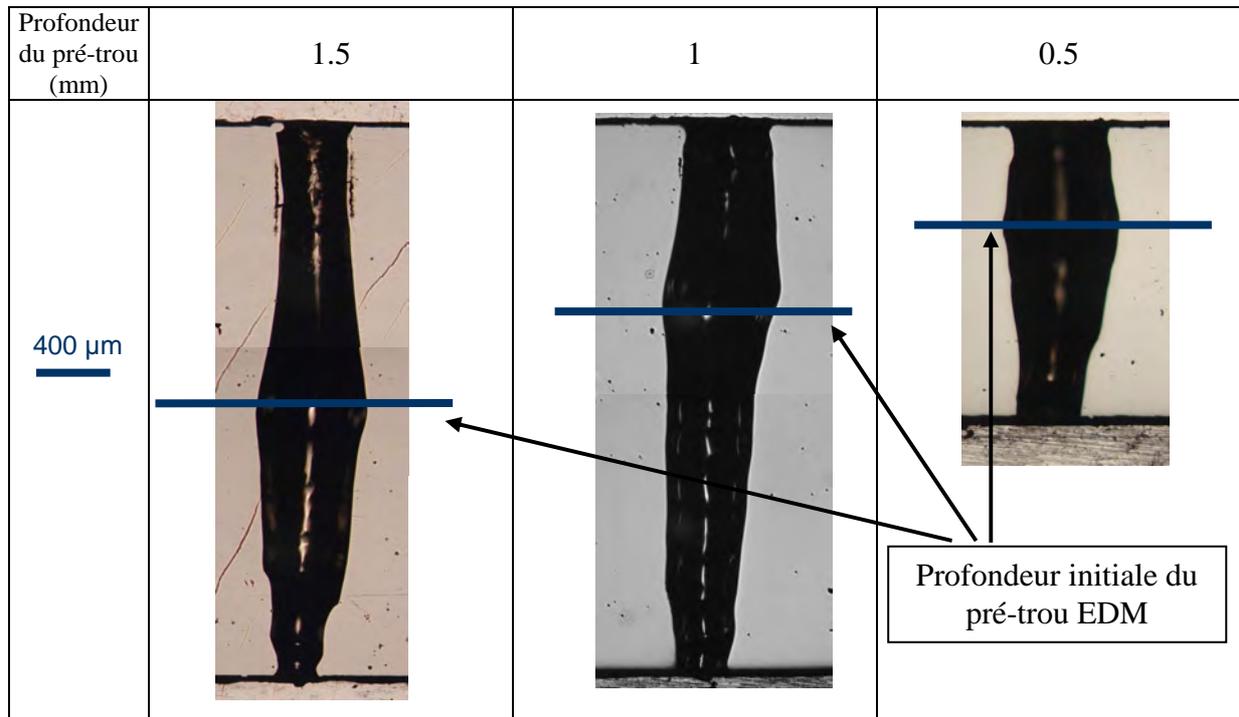


Figure.III.43.Micrographies optiques des trous pré-perçés par EDM puis percé par laser

Un élargissement du diamètre des trous est visible à la profondeur à laquelle le pré-trou était percé. Cet effet est dû au fait que le diamètre du trou laser est plus grand que celui du trou percé par EDM, il y a donc une zone dans laquelle, trop de matière est à éjecter. Celle-ci l'est par érosion, augmentant localement le diamètre du trou. Ensuite, le phénomène se

stabilise puis le diamètre du trou percé par laser devient semblable à ceux observés lors des essais de perçage sur les plaques minces.

Les essais ont été réalisés à 7 et 10 kW afin de pouvoir mesurer l'effet de la puissance de l'impulsion laser à diverses profondeurs sur la vitesse d'éjection du métal liquide. Pour une puissance donnée, la vitesse maximale d'éjection du métal liquide est la plus élevée pour le pré-trou dont la profondeur est la plus faible. Comme précédemment, ces essais confirment que la profondeur est un paramètre déterminant pour l'évacuation de la matière. Ainsi les paramètres lasers et l'interaction locale entre le laser et la matière ne peuvent, seuls, expliquer complètement et de manière déterministe comment la matière va être retirée du trou pour pouvoir obtenir la géométrie et les caractéristiques du matériau voulues. C'est pourquoi une modélisation plus complète des phénomènes a été réalisée et détaillée dans la partie 5 « Modélisation du perçage par laser milliseconde ». De plus, pour une profondeur de pré-trou donnée, la vitesse d'éjection du liquide évolue avec la puissance, i.e. lorsque la puissance augmente, la vitesse d'éjection liquide augmente. Ici encore, la relation entre la puissance et la pression de recul, détaillée plus tôt, indique que la pression de recul est vraiment le paramètre moteur du perçage par laser impulsif en percussion.

## 3.2. Mesure de la pression de recul

Divers modèles tentent de déterminer numériquement cette pression en la reliant notamment à la température de surface de la matière irradiée (interface liquide-vapeur). Cependant, le calcul théorique de ce phénomène est très complexe car il doit prendre en compte des états de matière hors équilibre et des temps d'interaction très courts (instabilités de type Rayleigh Taylor [LAS 05]) et les mesures expérimentales fiables manquent dans la bibliographie malgré quelques exceptions [KUZ 93, FAB 07]. Kuznetsov réalise, en 1993, à l'aide d'un capteur de pression piézo-électrique, des mesures de la pression exercée par la vaporisation de cibles millimétriques (diamètre de la tâche laser de 7mm sur des cibles cylindriques de 8mm) [KUZ 93]. Fabbro [FAB 07] détermine, dans des conditions d'intensité plus faibles, cette pression en défléchissant le jet de vapeur métallique à l'aide d'un jet de gaz. Depuis cette époque, les sources laser se sont énormément améliorées du point de vue de la reproductibilité des impulsions et de la répartition spatiale et temporelle de l'énergie. Grâce à la connaissance et à la fiabilité du laser utilisé dans ce travail, des essais de mesure de la pression de recul peuvent être mis en place.

Plusieurs pistes existent pour mesurer cette pression lorsqu'il n'y a pas de matière liquide éjectée. En effet, pour de faibles puissances ou pour de très courtes durées d'impulsion, le matériau est essentiellement « ablaté » par vaporisation. Ainsi, le métal liquide ne perturbe pas ou peu la mesure. Cependant, en condition de perçage par laser milliseconde, les puissances sont élevées et les durées d'impulsion sont assez longues pour qu'une grande partie de matière soit retirée sous phase liquide (plus de 50% [VOI 03]). Par conséquent, la mesure utilisant le déplacement d'un pendule balistique a été écarté [CHO 02]. C'est donc le tir sur cible cylindrique qui a été choisi pour cet essai.

Dans un premier temps, la détermination des géométries des cibles a été réalisée, puis celle d'un capteur dont les propriétés sont celles nécessaires à la mesure désirée.

### 3.2.1. Mise en place d'un essai de mesure de pression de recul

Dans les conditions laser considérée, une grande quantité de matière est liquéfiée (plus de 50%). Cette matière est éjectée, pendant la plus grande partie du perçage, perpendiculairement à la surface de l'échantillon. La force de réaction sur l'échantillon engendrée par le déplacement du liquide est donc dirigée dans le même sens et sur le même axe que la pression de recul rendant ainsi la mesure de cette pression très compliquée. Pour pouvoir dissocier l'effet de la pression de recul et celui de l'éjection liquide il faut que ces deux phénomènes soient orientés selon deux axes différents.

#### 3.2.1.1 Dispositif expérimental et méthode

L'essai consiste à mesurer la pression de recul tout en éliminant au maximum l'effet d'éjection de matière liquide risquant de perturber la mesure. L'éjection de matière sous forme liquide étant à la base du procédé de perçage laser percussionnel, celle-ci sera toujours présente. Cependant, il est possible de diriger cette éjection selon un axe différent de celui de la pression de recul et ainsi de réduire l'influence du déplacement de matière liquide sur la mesure. Pour ce faire, il est nécessaire de réaliser les tirs laser sur des cibles cylindriques de faibles dimensions (taille de la tâche laser) et ainsi l'impulsion ne créera pas un trou avec des parois capables de guider le liquide dans la direction du faisceau (figure III.44). En effet, pour de petites tailles de cible, le laser fondra complètement celle-ci et la matière liquide sera éjectée sur les côtés et non vers le haut comme lors du perçage d'une plaque. Un capteur de pression adapté doit être ensuite positionné sous la cible afin de réaliser la mesure.

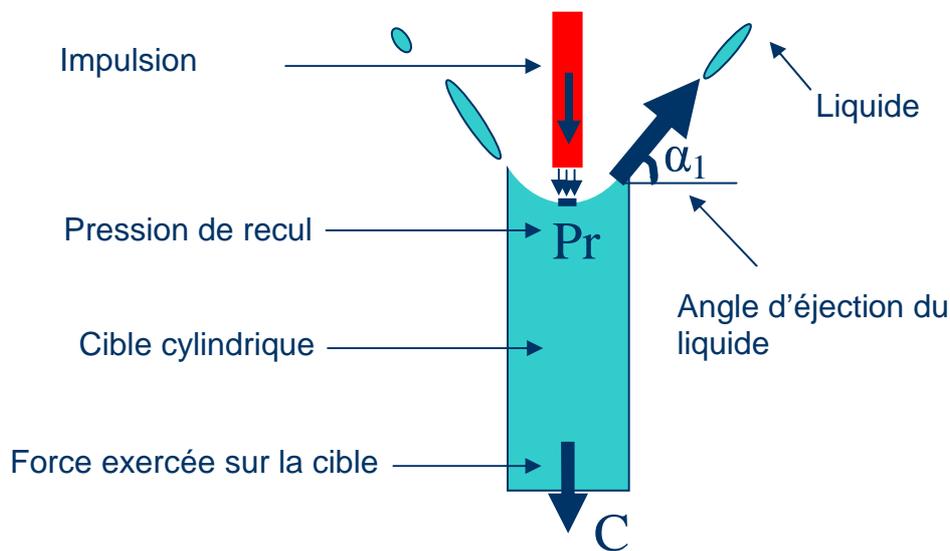


Figure.III.44.Schéma de l'éprouvette cylindrique de petit diamètre limitant l'éjection du métal liquide perpendiculairement à la surface de l'échantillon

La difficulté principale d'un tel essai est l'alignement dans l'espace de deux droites, l'axe du faisceau laser et l'axe de la cible cylindrique. Pour y parvenir, 3 caméras dont 1 caméra rapide ont été utilisées.

Un laser Hélium-Néon a été placé pour que son trajet optique représente celui du laser Nd : YAG utilisé. Ainsi, il est possible d'avoir une image du trajet du faisceau donc de son axe dans le domaine visible.

### 3. Etude de la formation de la couche

Afin d'aligner correctement l'axe du faisceau laser et l'axe du cylindre, 3 types d'alignements sont nécessaires (figure III.45). Chaque caméra est positionnée selon un axe du repère (x, y, z) et donne accès à l'observation du plan opposé. L'axe du foret doit être aligné par rapport à l'axe du faisceau laser dans les plans (y, z) et (x, z) à l'aide de la caméra rapide et de la seconde caméra. Le point focal est aligné pas à pas avec la surface de la cible grâce à la caméra focale et au déplacement micrométrique de la table du laser.

Axe	x	y	Z
Description alignement	Caméra rapide : alignement dans le plan (y, z) de l'axe du faisceau laser et l'axe de la cible cylindrique	Caméra : alignement dans le plan (x, z) de l'axe du faisceau laser et l'axe de la cible cylindrique	Caméra focale : alignement dans le plan (x, y) du point focal du laser sur la tête de la cible cylindrique
Schéma alignement			

Figure.III.45. Tableau récapitulatif des réglages d'alignement de l'axe des éprouvettes et celui du faisceau laser

#### 3.2.1.2 Résultats et discussion

Dans un premier temps, des essais ont été réalisés afin de déterminer les dimensions optimales de l'éprouvette sur lesquelles les tirs laser doivent être effectués. Le but est de limiter l'éjection du métal liquide dans la direction de mesure de la pression, i.e. l'axe vertical qui est également celui du faisceau laser. Il faut noter que le diamètre de la cible, comme la puissance laser utilisée, sont des facteurs essentiels. En effet, comme cela est détaillé dans la partie 2 « Phénoménologie du perçage par laser milliseconde », le diamètre percé est en relation directe avec la densité de puissance laser utilisée.

Comme le diamètre percé évolue avec l'intensité laser, l'éjection perpendiculaire à l'axe du faisceau laser de la matière liquide pourra être obtenue pour les hautes intensités avec des diamètres de cible plus élevés (figure III.46).

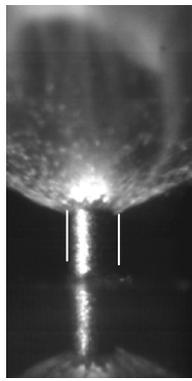
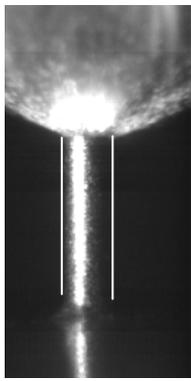
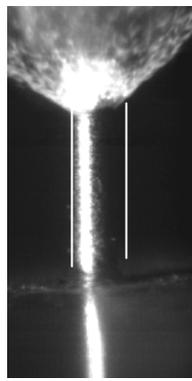
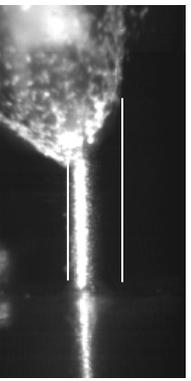
Puissance (kW)	18	16	13	10
Angle d'éjection (°)	20	30	40	50
Diamètre des cibles 450µm				

Figure.III.46.Observation d'images obtenues par caméra rapide montrant l'influence de la puissance laser sur l'angle d'éjection du métal liquide avec une géométrie d'éprouvette fixe

Pour cet essai, le laser utilisé, fournit une impulsion de 1,1 milliseconde. Le diamètre de la tâche laser est de 330µm. Afin de pouvoir relier la mesure de pression à la puissance utilisée, il est nécessaire de rapporter la valeur mesurée à la surface réellement irradiée par le laser. L'usinage d'éprouvettes cylindriques de petit diamètre étant complexe, et afin de pouvoir disposer d'une large gamme de diamètres, des queues de forets ont été utilisées pour la mise au point de cet essai (figure III.47).



Figure.III.47.Prélèvement des éprouvettes sur des forets

Les forets sont utilisés pour percer des trous dans une plaque épaisse d'acier. Ensuite, le foret est enfiché dans ce trou et fixé grâce à une résine acrylique (2-cyanoacrylate de méthyle déposée sous le nom « Superglue ») prise rapide car des essais sans fixations n'ont pas été fructueux. Effectivement, lors du tir laser, la pression de recul exerce une force considérable sur le foret qui même enfiché dans la plaque d'acier peut se déplacer de quelques dizaines de microns. L'éjection du liquide se fait alors dans toutes les directions et aucune mesure de pression ne pourrait être réalisée dans ces conditions.

Plusieurs diamètres de forets ont été étudiés (figure III.48). Les résultats présentés ont été obtenus à l'aide de forets dont le diamètre variait entre 350 et 600 µm. Pour les diamètres supérieurs, l'éjection de tout le liquide est perpendiculaire à la surface irradiée comme lors d'un tir en pleine matière. Des sortes de pailles sont ainsi obtenues (queues de foret percées en leur centre). Les éprouvettes de diamètre inférieur à 350µm n'ont pas été exploitées car celles-ci sont trop souples et plient sous l'effet de la pression. De plus, les conditions d'éjection de la matière liquide recherchées ont été obtenues pour les diamètres inférieurs à 400µm.

### 3. Etude de la formation de la couche

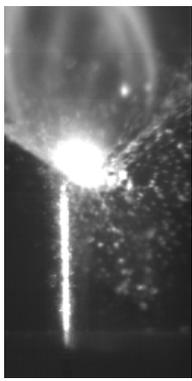
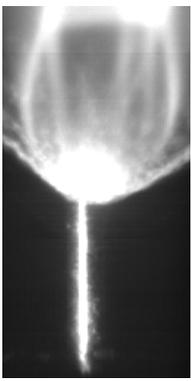
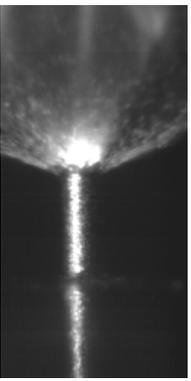
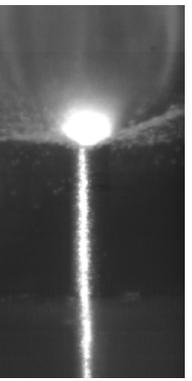
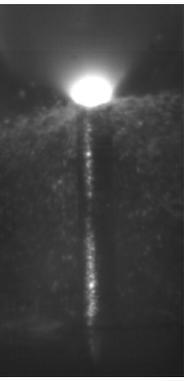
Diamètre des cibles ( $\mu\text{m}$ )	600	500	450	400	350
Angle d'éjection ( $^\circ$ )	35	30	25	10	0
Puissance crête utilisée 18kW					

Figure.III.48.Observation d'images obtenues par caméra rapide montrant l'influence de la géométrie d'éprouvette sur l'angle d'éjection du métal liquide avec une puissance laser fixe

Ces essais préliminaires ont montré la faisabilité de l'expérience. Ils ont aussi permis de fixer les dimensions de l'éprouvette type qui permettra la mesure de la pression de recul. Le diamètre de 350 $\mu\text{m}$  est le diamètre pour lequel l'angle d'éjection du métal liquide est tel que la mesure de la pression de recul est la moins perturbée par la force exercée par le déplacement du liquide. A la suite de ces essais préliminaires, plusieurs capteurs ont été choisis pour leur réponse rapide ainsi que pour leur gamme de mesure.

#### 3.2.2. Mesure expérimentale de la pression de recul

La pression de recul est une donnée essentielle dans le procédé de perçage par laser car c'est elle qui influence l'éjection de la matière donc les conditions de pénétration. Dans la bibliographie, les modèles numériques expriment cette pression de recul en fonction de la température de surface du métal irradié mais les modèles divergent. D'un point de vue expérimental, les mesures fiables manquent malgré quelques résultats obtenus à faible densité de puissance [KUZ 93, CHO 02, FAB 07]. Diverses techniques ont été utilisées afin de mesurer cette pression. Celles-ci ont été développées et utilisées pour des densités d'énergies faibles qui sont environ un ordre de grandeur inférieures à celles utilisées en perçage par laser. En effet, ces mesures ont principalement été effectuées dans les conditions laser utilisées lors de procédés tels que le soudage ou le traitement de surface par laser. Avec ces densités d'énergie et surtout les temps d'interaction utilisés lors de ces essais, la majeure partie de la matière est vaporisée et ainsi il n'y a pas de métal liquide influençant la mesure.

##### 3.2.2.1 Méthode et dispositif expérimental

La mesure de pression de recul dans les conditions de perçage laser comprend trois phases afin de garantir sa réussite. La première est le choix d'un capteur de pression dynamique adéquat, ensuite vient la fabrication d'éprouvettes adaptées à la géométrie de l'essai puis le montage nécessaire à l'alignement des éprouvettes et du faisceau laser.

## A. Capteur

Le capteur Kistler 603B (figure III.49) est un capteur piézoélectrique utilisé habituellement dans les laboratoires de détonique pour sa gamme de mesure de pression dynamique, 0 à 20MPa (0 à 200bar), ainsi que sa fréquence de coupure de 400kHz c'est-à-dire sa fréquence maximale d'utilisation. C'est également pour ces caractéristiques qu'il a été choisi pour cette application. Sa réponse est assurée linéaire pour une résolution temporelle de 2,5ms ce qui en fait le capteur idéal pour des durées d'impulsion laser de 1100 $\mu$ s.

La surface utile du capteur est définie par un cercle de 5,5mm de diamètre. La sensibilité du capteur de 5,5pC/bar a été donnée par le constructeur. Le capteur s'utilise avec un amplificateur de signal et pour l'utiliser avec sa meilleure résolution en pression, il faut régler le paramètre d'échelle à 0,2 bar/V.



Figure.III.49.Capteur dynamique de pression

Afin de garantir la réponse linéaire du capteur et ainsi la fiabilité des mesures effectuées, toute la surface utile du capteur doit être utilisée. Compte tenu de la dimension des cylindres sur lesquels les tirs laser doivent être effectués pour garantir une éjection liquide limitée, les éprouvettes doivent avoir une forme déterminée.

## B. Eprouvette

### a. Géométrie

La phase précédant la mesure de pression présentée dans la partie 3.2.1 « Mise en place de l'essai de mesure de pression de recul » a permis de définir une fourchette optimale de diamètres de cibles pour lesquelles l'angle d'éjection liquide sera compris entre 0 et 10° et limitera ainsi l'influence de cette éjection liquide sur la mesure de pression de recul. Ces diamètres de cibles sont 350 et 400 $\mu$ m. Afin de pouvoir garantir la linéarité de la réponse du capteur, il faut que la surface de l'éprouvette appuie sur toute la surface du capteur dont le diamètre est de 5,5mm. Deux géométries sont fabriquées afin d'étudier l'influence de la forme de l'éprouvette sur la mesure de la pression (figure III.50).

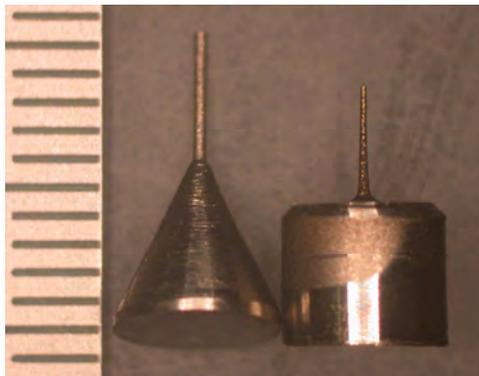


Figure.III.50.Géométries des éprouvettes utilisées pour la mesure de pression de recul

Les éprouvettes sont réalisées par électro-érosion. La base des éprouvettes est soit cylindrique soit conique, et les diamètres des cibles sur lesquelles les tirs laser seront effectués sont respectivement 320 et 440 $\mu$ m. Celles-ci sont réalisées en AM1.

#### b. Usinage

Ces éprouvettes ont été réalisées grâce à la combinaison de plusieurs types d'usinage disponibles au Centre des Matériaux de Mines ParisTech. En effet, les propriétés d'usinage du matériau ont incité à l'utilisation de découpe fil par électro-érosion combinée à la structuration par enfonçage par électro-érosion et au tournage (figure III.51).

Des cylindres de 6mm de diamètres sont découpés par électro-érosion au fil. Ensuite, une diminution du diamètre est réalisée sur une partie du cylindre en utilisant l'électro-érosion par enfonçage. Une grande quantité de matière doit être retirée pendant cette opération. C'est pourquoi les conditions électriques utilisées sont sévères. L'état de surface des pièces usinées s'en trouve alors dégradé (forte rugosité). Ensuite, le diamètre de la cible sur laquelle les tirs laser seront effectués est usiné par électro-érosion par enfonçage (conditions de courant et de tension moins rudes pour préserver la surface usinée). L'éprouvette à base conique est terminée à l'aide du tournage. Les outils utilisés en électro-érosion par enfonçage ont été réalisés en cuivre spécialement pour la fabrication de ces éprouvettes.

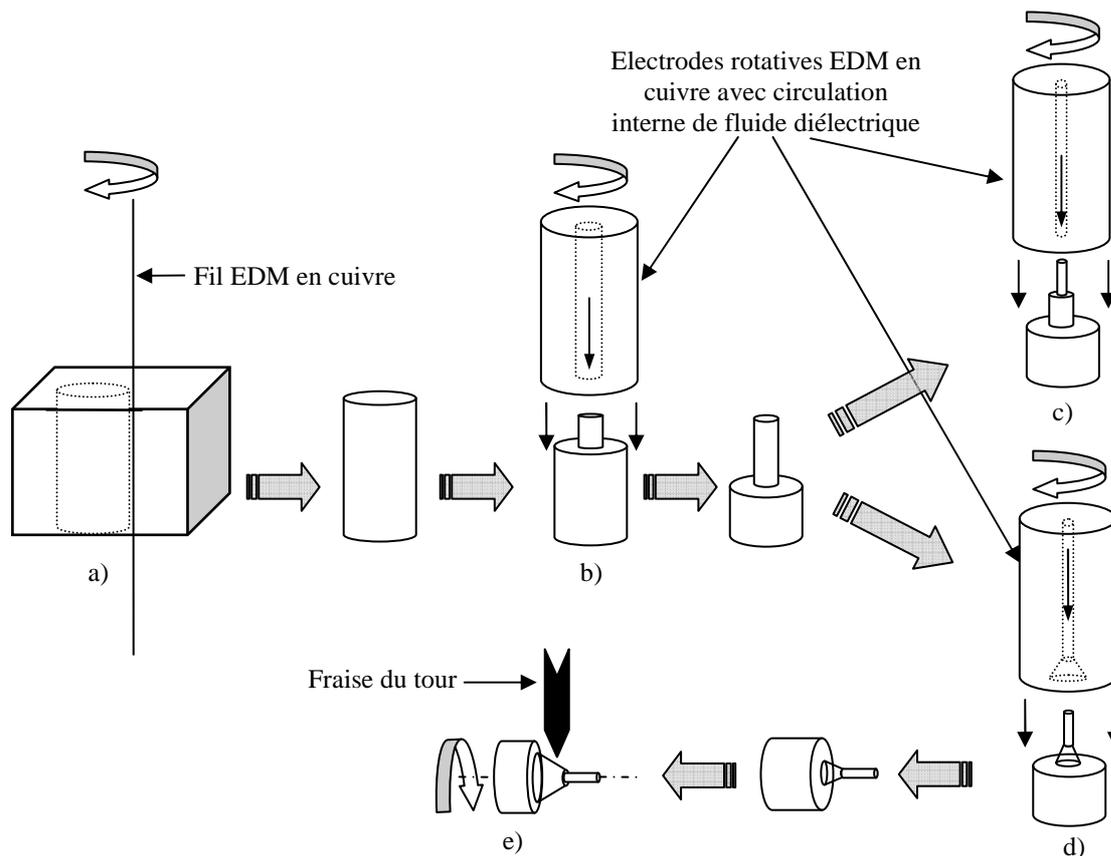


Figure.III.51. Usinage des éprouvettes utilisée pour les mesures de pression de recul, a) Découpe EDM au fil d'un bloc d'AM1, b) Diminution du diamètre du cylindre par EDM par enfonçage, c) Usinage du diamètre final de l'éprouvette à base cylindrique, d) Usinage du diamètre final de l'éprouvette à base conique et ébauche de la base, e) Finition de la base de l'éprouvette à base conique au tour

Afin d'utiliser la totalité de la surface utile du capteur et ainsi réaliser la mesure expérimentale, deux types d'éprouvettes ont été définies. Ces éprouvettes ont des profils différents afin de déterminer l'influence de la forme des éprouvettes sur la réponse électrique du capteur.

### C. Montage

Pour la réussite du tir, il faut que l'axe de l'éprouvette et l'axe du faisceau laser soient exactement alignés. La technique d'alignement est celle détaillée dans la partie 3.2.1 « Mise en place de l'essai de mesure de la pression de recul », utilisant les 3 caméras disposées sur les axes x, y et z. De plus, pour réaliser une mesure correcte de la pression, un contact sec entre le capteur et l'éprouvette est réalisé, c'est-à-dire qu'aucun moyen de fixation du type colle ou graisse n'est utilisé entre le capteur et l'éprouvette (figure III.52). Le signal envoyé par le capteur et amplifié par l'amplificateur de signal est ensuite synchronisé avec le signal envoyé par le laser (signal cavité laser). Ces deux signaux sont finalement envoyés sur un ordinateur afin de pouvoir être comparés aux images enregistrées par caméra rapide. En utilisant la caméra rapide à une fréquence de 50 000 images par seconde, la résolution obtenue permet de visualiser la cible sur laquelle le laser doit être aligné mais également la base de l'éprouvette, garantissant ainsi la visualisation de toutes les zones pouvant être atteintes par le laser.

Afin de pouvoir évaluer l'influence de la puissance du laser sur la pression de recul les essais sur les éprouvettes ont été réalisés pour des puissances crêtes de 6, 10, 15 et 18kW.

Des essais complémentaires ont été effectués afin de prendre en compte l'effet de l'éjection liquide sur la mesure. Des tirs sur éprouvettes cylindriques de 5,5mm de diamètre ont, pour cela, été effectués pour des puissances crêtes du laser de 6, 8, 10, 13, 15, 18kW. Pour ne pas perturber la mesure de pression, aucun gaz d'assistance n'est utilisé dans cet essai. Un hublot en verre est utilisé pour protéger les optiques des projections qui surviennent lors du perçage. Ce hublot de protection est en verre qui absorbe, en contrepartie, 8% de l'énergie envoyée par le laser.

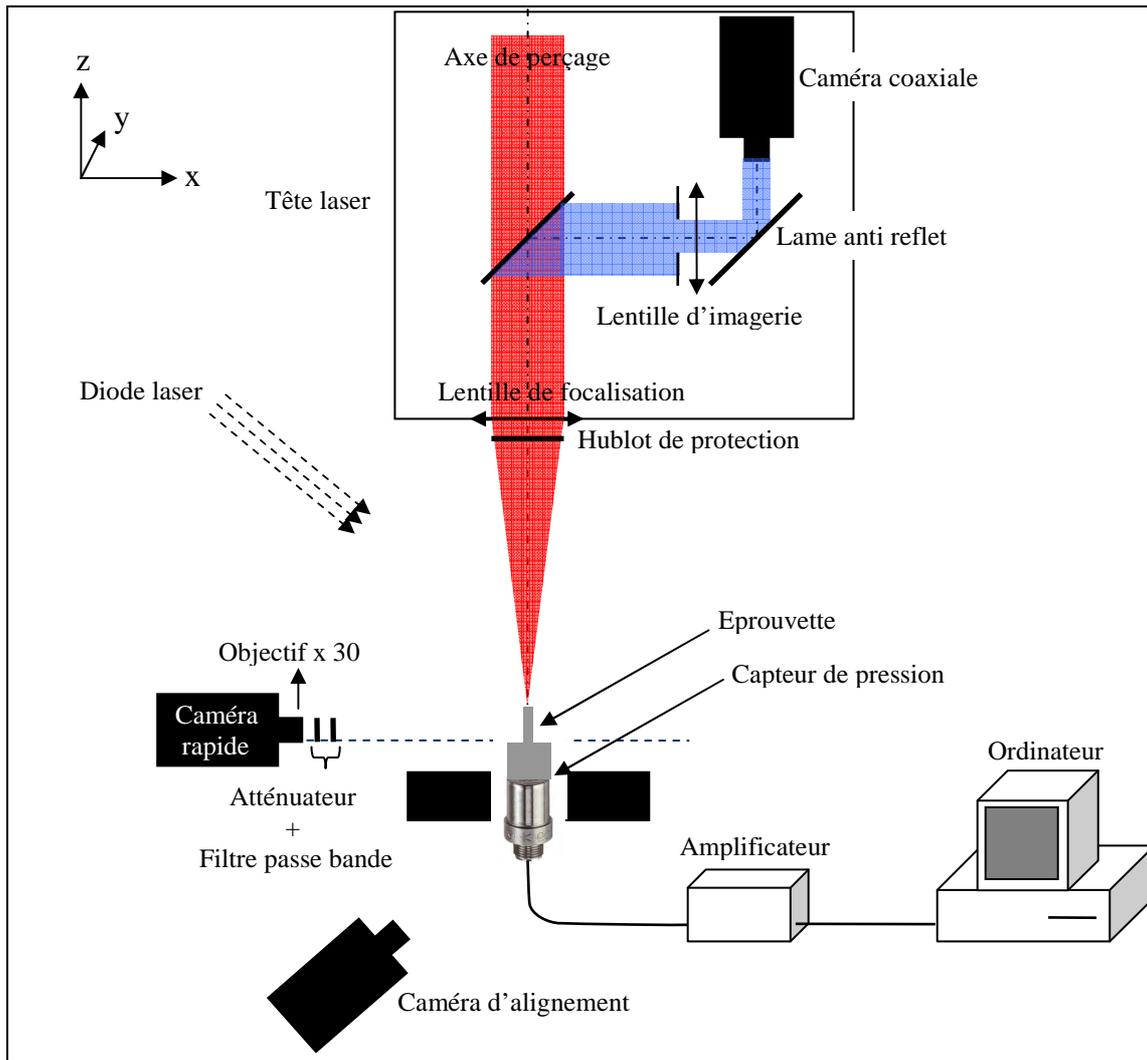


Figure.III.52.Dispositif expérimental de la mesure de pression de recul

#### 3.2.2.2 Résultats et discussion

Pour déterminer la pression de recul, chaque signal électrique envoyé par le capteur est comparé aux images obtenues à l'aide de la caméra rapide. Ainsi, la pression de recul peut être reliée à la fois à la puissance instantanée puisque le signal de la cavité laser est également acquis (figure III.53) mais aussi au déroulement du tir laser par l'observation des images (figure III.55).

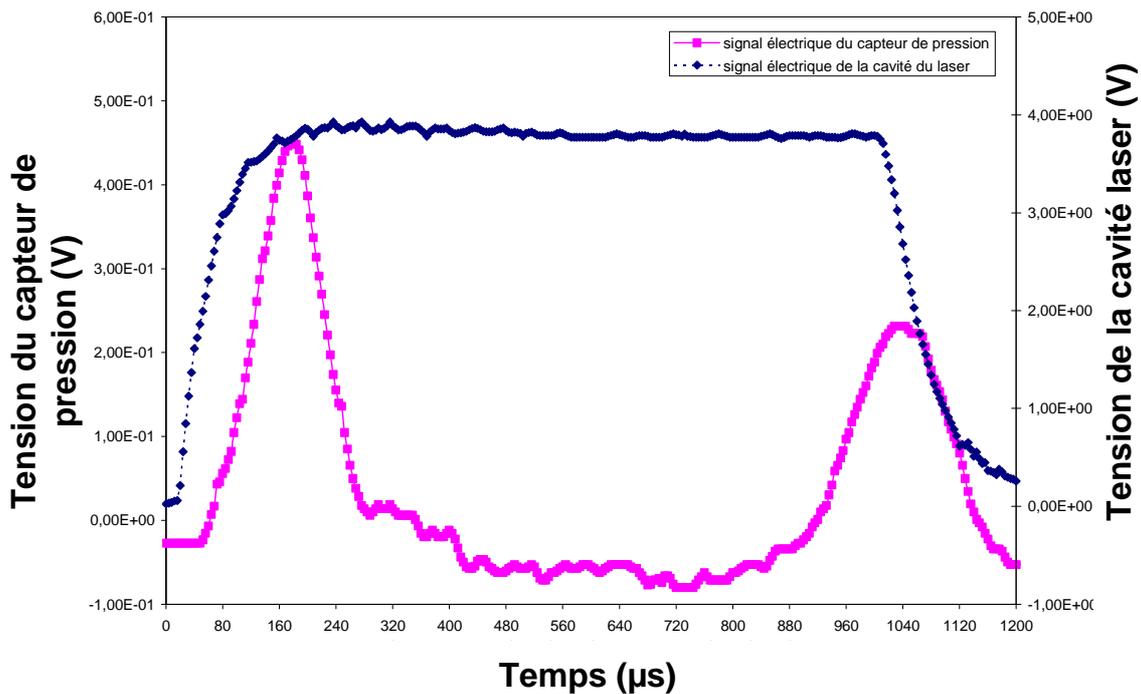


Figure.III.53.Superposition du signal électrique du capteur de pression et celui de la cavité laser pour une impulsion d'1,1ms de puissance crête 18kW

Les essais ont été réalisés pour des puissances crêtes laser de 6, 10, 15 et 18kW avec les éprouvettes cylindriques et 18kW avec les éprouvettes coniques. Avec les éprouvettes cylindriques, les signaux électriques envoyés par le capteur traduisent 3 phases. Une première phase dans laquelle le laser est aligné avec la « tige » de l'éprouvette et ainsi la pression mesurée par le capteur est celle désirée dans cet essai. Lors de la dernière phase, le laser tire dans le socle de l'éprouvette et ainsi le signal mesuré correspond à un tir laser en pleine matière avec éjection de liquide. Entre ces deux phases, en général, le capteur ne mesure que peu ou pas de pression car la direction d'éjection du liquide est aléatoire.

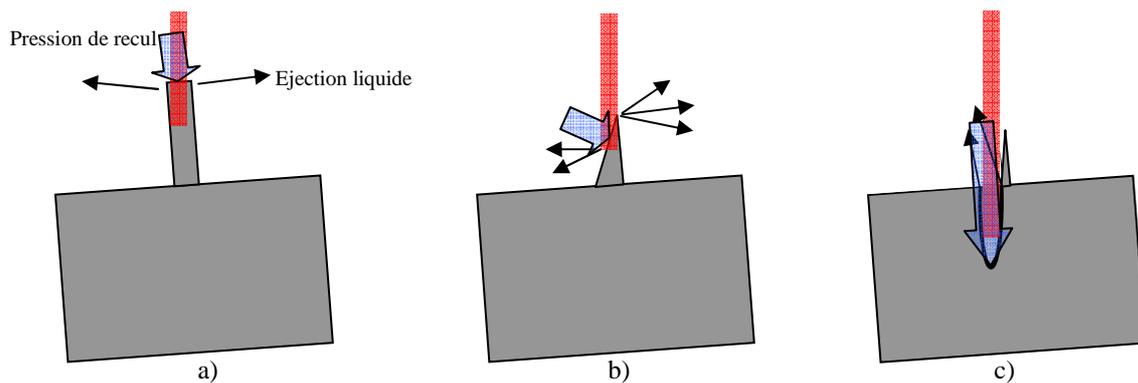


Figure.III.54.Différentes phases de perçage lors d'une mesure de pression a)Phase 1 : le laser tire sur la tige de l'éprouvette et limite l'angle d'éjection du liquide b) Phase 2 : pas de signal électrique car la surface sur laquelle le laser tire est trop inclinée et la direction d'éjection du liquide est aléatoire c)Phase 3 : l'impulsion se termine dans le socle de l'éprouvette et l'angle d'éjection du liquide est important

Lors de la première phase, l'impulsion laser est ciblée sur la tige fine de l'éprouvette. Ainsi, la pression de recul s'exerce sur cette surface et le capteur mesure un signal (figure III.55). Ce signal est mis en corrélation avec les images obtenues à l'aide de la caméra rapide.

### 3. Etude de la formation de la couche

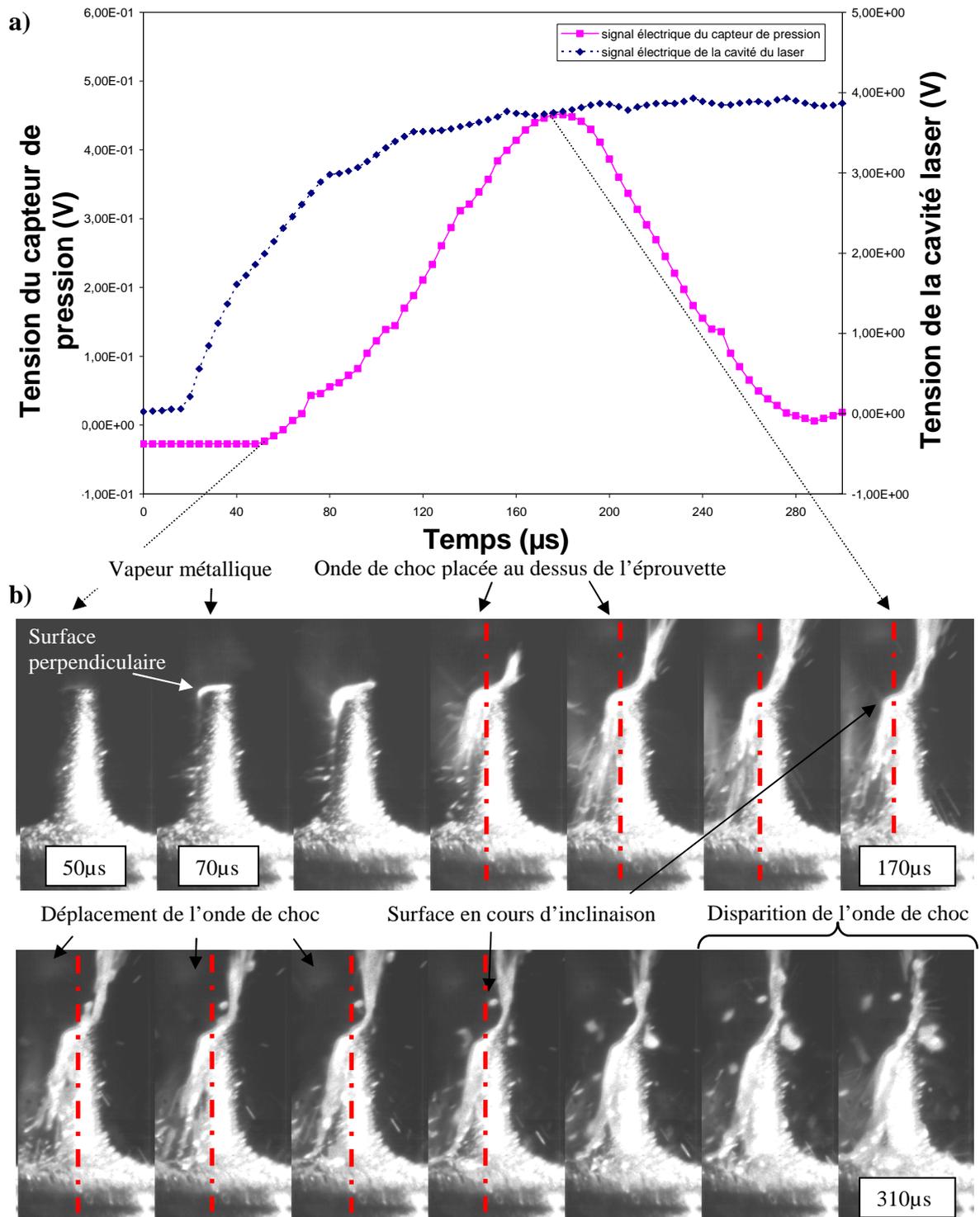


Figure.III.55.a) Phase 1, image de la pression de recul par l'observation du signal émis par le capteur dynamique b) Images caméra rapide obtenues à 50 000 images par seconde lors de l'acquisition du signal électrique du capteur

Pour valider la mesure de pression effectuée par le capteur dynamique, plusieurs facteurs doivent être vérifiés. L'onde de choc, caractéristique de la détente du gaz, doit être visible et placée au dessus de l'éprouvette cylindre afin d'assurer que la pression de recul s'exerce dans la direction la plus verticale possible pour assurer une mesure fiable. L'éjection verticale du métal liquide doit être limité le plus possible afin de ne mesurer que la pression de recul et non la réaction engendrée par la quantité de mouvement du liquide.

Compte tenu de la méthode d'usinage (figure III.51), la surface de l'éprouvette est couverte de multiples cratères assez profonds donc la forme cylindrique de l'éprouvette n'est pas toujours parfaite. Ainsi, l'alignement entre l'axe de l'éprouvette et l'axe du faisceau laser n'a pu être réalisé sur toute la longueur de l'éprouvette. C'est pourquoi la mesure de pression n'est pas un simple créneau mais une montée en pression puis une descente de la forme d'une gaussienne.

La montée en pression peut être expliquée par la mise en équilibre du système irradiation/pression/éprouvette/capteur. La chute de pression est, elle, due à l'inclinaison de la surface irradiée. Cette surface s'incline à cause des défauts d'alignements entre l'éprouvette et le laser. Ainsi la direction de la pression de recul s'exerçant toujours perpendiculairement à la surface irradiée, comme l'explique Fabbro [FAB 07], varie elle aussi. Ce décalage est tel que le capteur ne mesure plus aucune pression, il s'agit ainsi de la deuxième phase. Dans cette phase la géométrie de l'éprouvette a été modifiée lors de la première phase et ainsi la pression ne s'exerce plus dans l'axe de mesure du capteur jusqu'à ce que le faisceau laser atteigne le socle de l'éprouvette menant ainsi à la troisième phase. Dans cette dernière phase, le faisceau laser atteint le socle de l'éprouvette, et celle-ci se comporte comme si le tir laser avait été effectué sur une éprouvette massive. Ainsi, une grande quantité de liquide est éjectée verticalement.

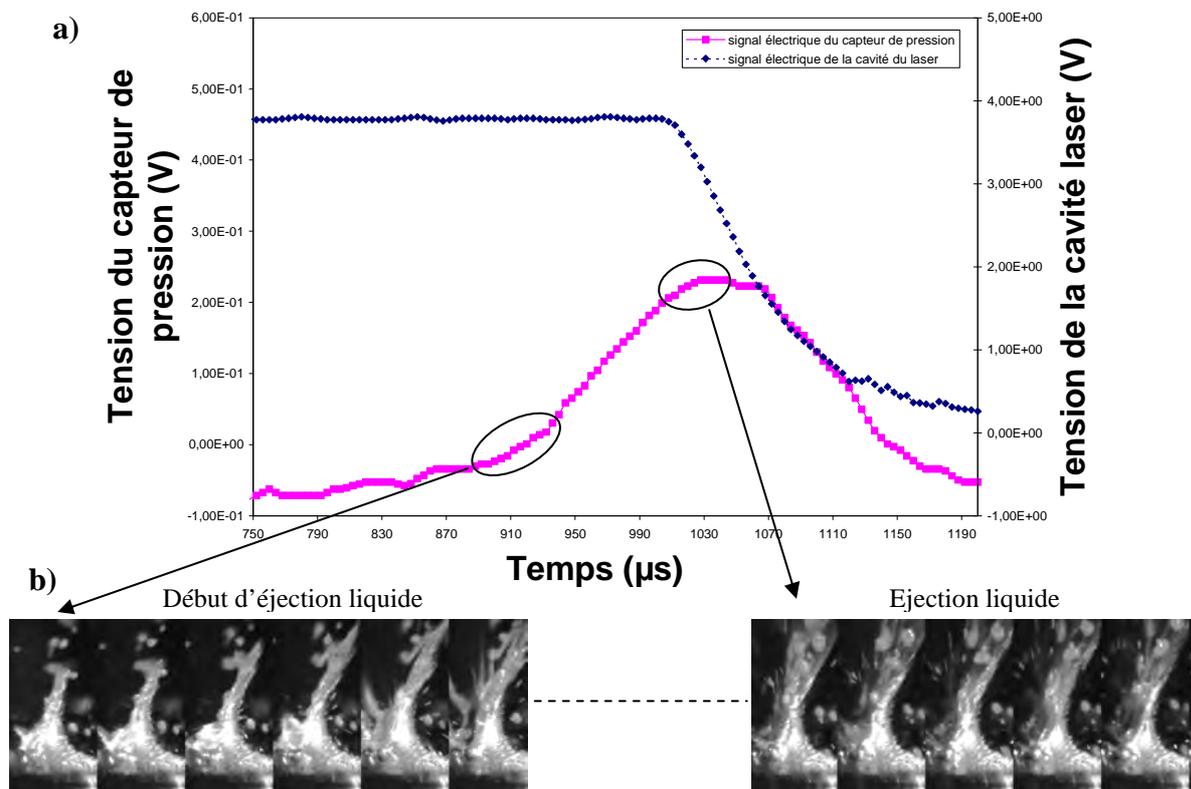


Figure.III.56.a) Phase 3, image de la pression de recul par l'observation du signal émis par le capteur dynamique b) Images par caméra rapide obtenues à 50 000 images par seconde lors de l'acquisition du signal électrique du capteur

La verticalité de la direction d'éjection du métal liquide est influencée par la géométrie créée lors des deux phases précédentes et ainsi la pression mesurée dans cette phase peut être soit très élevée si le liquide est éjecté de manière perpendiculaire à la surface (figure III.57) soit plutôt faible si le liquide est éjecté avec un angle (figure III.56).

### 3. Etude de la formation de la couche

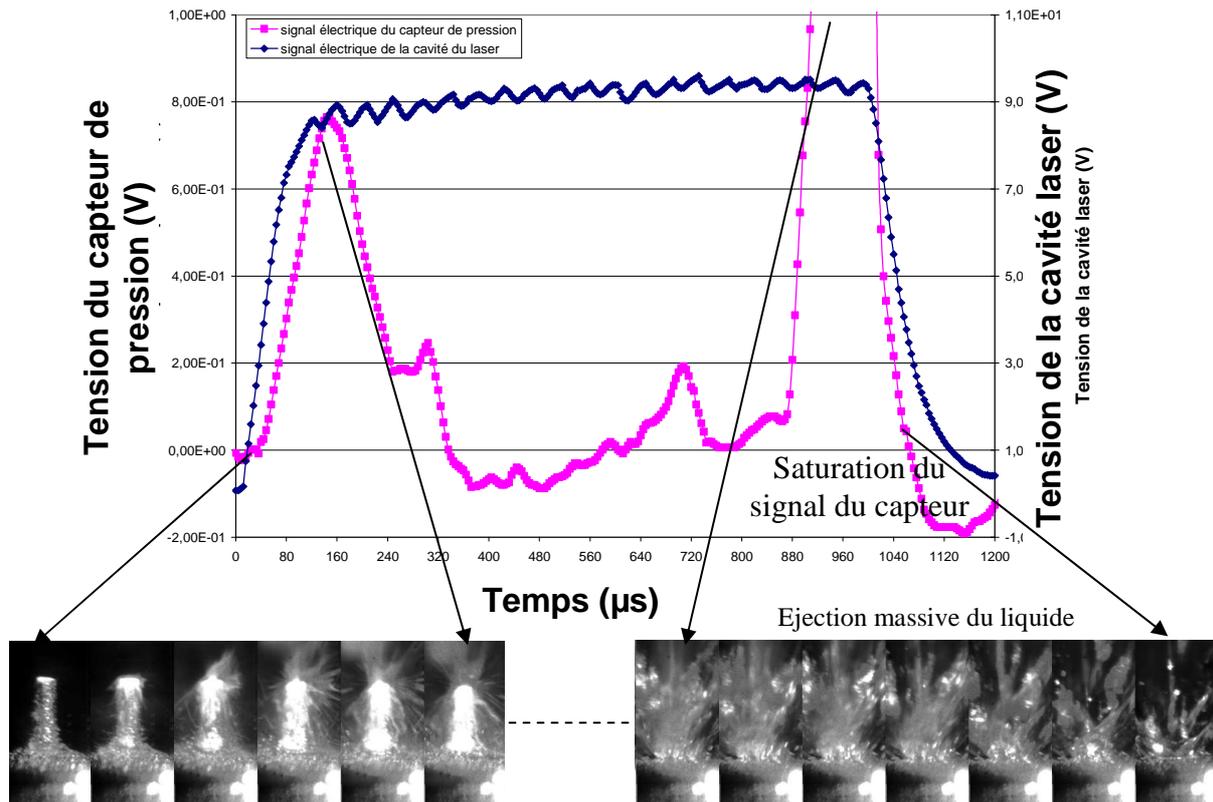


Figure.III.57. Images par caméra rapide obtenues à 50 000 images par seconde lors de l'acquisition du signal électrique du capteur, saturation du signal en fin d'impulsion à cause de l'éjection massive et quasi perpendiculaire du métal liquide

Les essais ont aussi été réalisés avec les éprouvettes coniques. Le même type de signal est observé lorsque le faisceau laser est aligné avec l'éprouvette (phase 1 et 2) mais lorsque celui-ci atteint le socle conique, alors le capteur ne mesure aucune pression puisque l'éprouvette se déplace. En effet, tirer sur le plan incliné du cône qui forme le socle engendre une pression de recul et une éjection liquide dont l'angle d'éjection entraîne le déplacement latéral de l'éprouvette.

La tension délivrée par le capteur représente la pression s'exerçant à la surface  $S_2$  du socle de l'éprouvette équivalente à la surface du capteur (figure III.58).

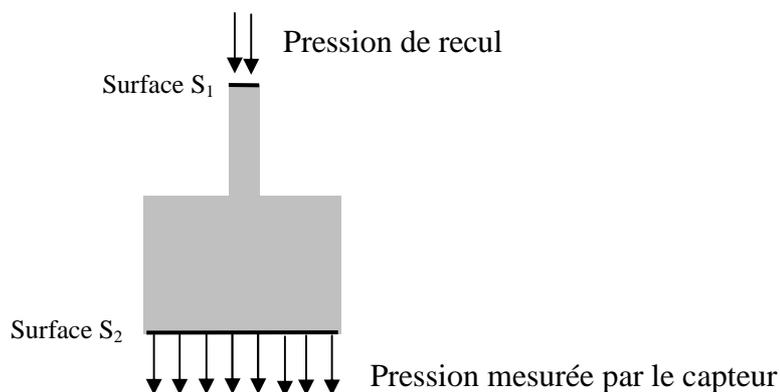


Figure.III.58. Forces exercées sur l'éprouvette puis transmise au capteur de pression dynamique

La surface  $S_1$ , c'est-à-dire la surface sur laquelle la pression de recul s'exerce, est la plus difficile à appréhender. En effet, la géométrie de l'éprouvette (massive ou usinée) influe sur la géométrie de la zone où a lieu l'interaction laser-matière.

Lorsque le tir laser est effectué sur une éprouvette cylindrique de petite taille alors la vapeur ionisée n'est pas confinée et on obtient une bulle de vapeur 5 fois plus large que la taille de l'éprouvette (figure III.59).

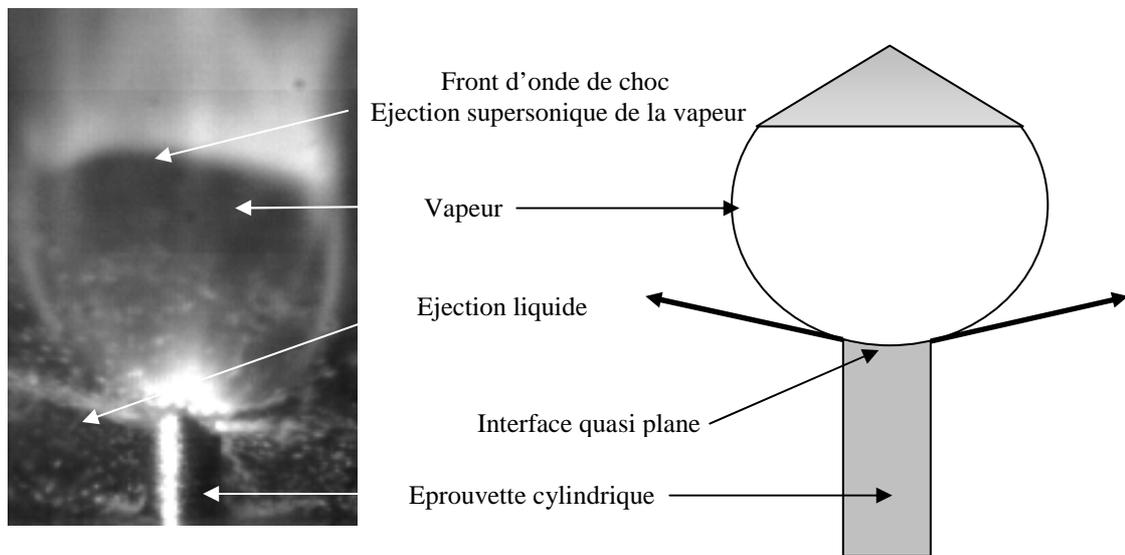


Figure.III.59.Tir laser sur une éprouvette cylindrique de la taille du spot laser

Ainsi, par l'absence de paroi, la vapeur n'est pas confinée et l'interface entre le liquide et le solide est quasi plane même si le diamètre de l'éprouvette est légèrement supérieur à la taille de la tâche laser. Cela signifie que, pour des tailles raisonnables d'éprouvettes cylindriques, la valeur de  $S_1$  doit être prise comme étant égale à la valeur du diamètre de l'éprouvette. C'est ainsi que cette surface sera considérée pour les éprouvettes cylindriques et coniques utilisées dans cet essai.

Dans les conditions laser de perçage par percussion, la fusion de la matière est inévitable et même désirée. Donc la mesure de pression doit être effectuée avec ce liquide éjecté. Plusieurs configurations d'éjection de liquide doivent être ainsi étudiées pour pouvoir donner un encadrement fiable de la valeur de la pression de recul. Dans ce but, des essais complémentaires ont été réalisés sur des éprouvettes cylindriques massives de 5,5mm de diamètre à des puissances crêtes du laser de 6, 8, 10, 13, 15 et 18kW. Pour chaque puissance, 3 essais ont été réalisés afin de tester la reproductibilité des mesures. Lors de celles-ci, le capteur détecte la pression de recul exercée par la vaporisation du métal mais également la force de réaction engendrée par le déplacement du métal liquide sur un axe vertical. De plus, ici, la vaporisation de la matière est bien confinée puisque le trou se perce. Lors d'un essai en pleine matière, la surface  $S_1$  est à considérer de manière différente (figure III.60). En effet, lorsqu'un trou se forme, la zone d'interaction donc la vapeur ionisée sont confinées. Comme cela a été montré plus tôt dans ce document, la géométrie en fond de trou est loin d'être aussi plane qu'elle ne semble l'être avec les éprouvettes cylindriques. Ainsi la pression ne s'exerce pas dans la même direction selon la distance par rapport à l'axe du faisceau. Compte tenu du caractère courbe de l'interface liquide solide en fond de trou, la surface  $S_1$  sera assimilée, en pleine matière, par la taille de la tâche laser.

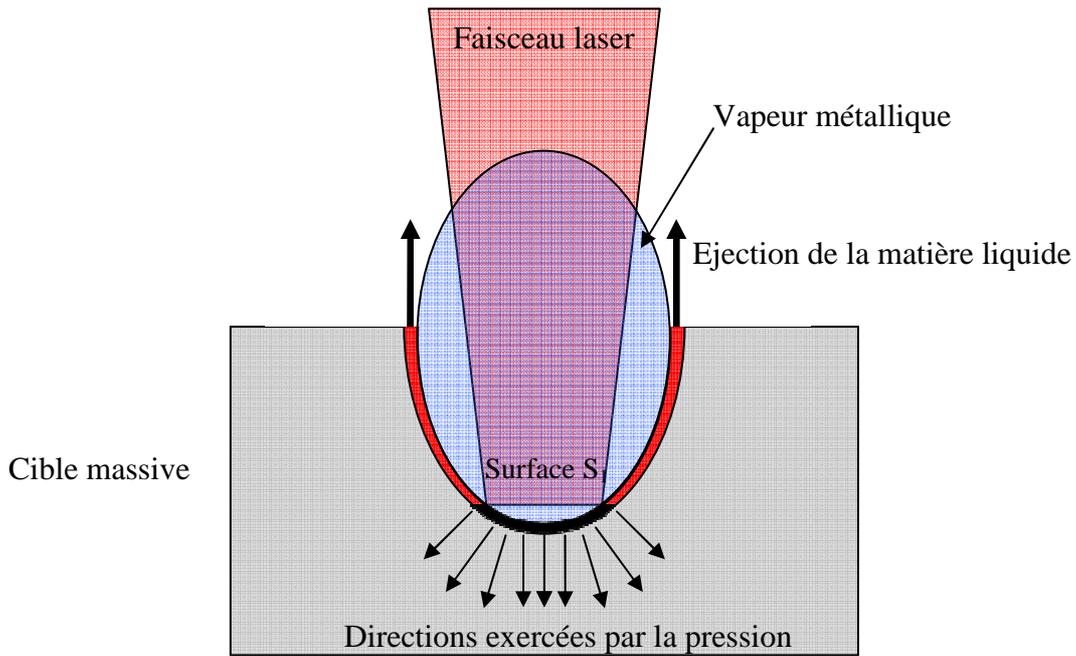


Figure.III.60.Prise en compte de la surface sur laquelle la mesure de pression est effectuée

La valeur de la pression de recul peut donc être calculée (figure III.61) à partir du rapport entre la surface sur laquelle elle s'exerce et la surface effective du capteur  $S_2$  ainsi que de la tension délivrée par celui-ci :

$$P_r = U_c \frac{S_2}{S_1} T \quad (III.1)$$

Avec  $P_r$  la pression de recul (bars),

$U_c$  la tension délivrée par le capteur (V),

$S_1$  la surface où s'exerce la pression (diamètre de l'éprouvette ou du spot laser) ( $m^2$ ),

$S_2$  la surface du socle de l'éprouvette, surface effective du capteur ( $m^2$ ),

$T$  le paramètre d'échelle fixé à 0,2 bar/V

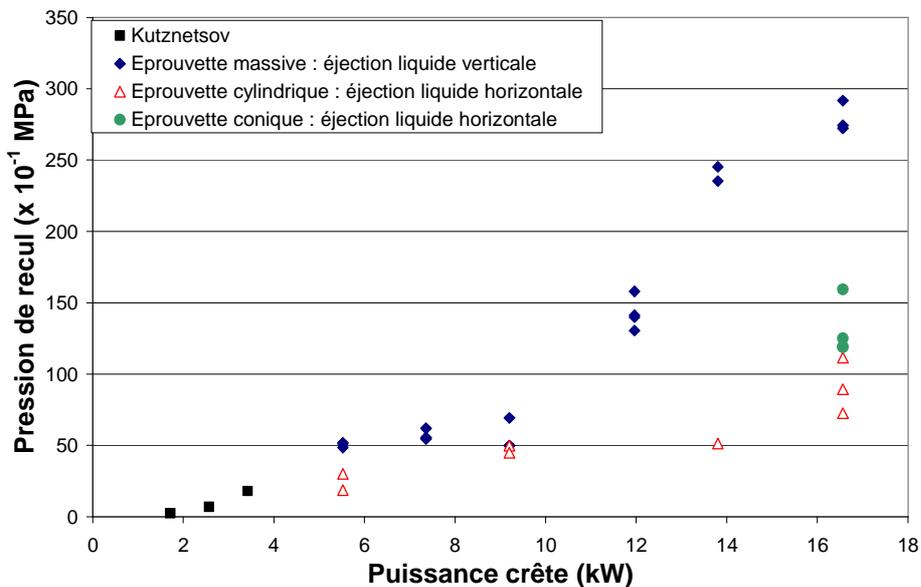


Figure.III.61.Mesure expérimentale de la pression de recul à différentes intensités laser

Lors du perçage d'un échantillon massif, un trou se forme au fur et à mesure de la durée de l'impulsion laser. Dans ces conditions, la zone d'interaction laser-matière passe d'une interaction de surface en début de perçage à une interaction confinée dans le trou par la suite. Ainsi, la détente du métal vaporisé est canalisée par les parois du trou plutôt que de manière isotrope dans l'espace menant ainsi à l'augmentation locale de la pression. Les mesures de pression de recul effectuées avec les éprouvettes cylindriques n'ont pas ce caractère de confinement et doivent donc être considérées comme une borne minimale. De plus, dans cette configuration, la quantité de mouvement donnée par la détente de la vapeur formée est transmise en partie à l'éprouvette solide mais également au liquide. Cependant, cette dernière peut être négligée à cause de la faible épaisseur supposée de la couche liquide. En effet, le modèle du piston 1D, qui peut être utilisé dans ce cas puisque les dimensions de l'éprouvette limitent les effets 3D, permet l'estimation de l'épaisseur de la couche liquide par le rapport entre la diffusivité thermique du matériau et la vitesse de perçage.

$$e_{\text{liquide}} = \frac{D}{V_{\text{perçage}}} \quad (\text{III.2})$$

Avec  $e_{\text{liquide}}$  l'épaisseur de la couche liquide (m),  
 $D$  la diffusivité thermique du matériau percé ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ),  
 $V_{\text{perçage}}$  la vitesse de perçage ( $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ ),

La diffusivité s'exprimant par l'équation suivante :

$$D = \frac{\lambda}{\rho_{\text{liquide}} * C_p} \quad (\text{III.3})$$

Avec  $\lambda$  la conductivité thermique ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  
 $\rho_{\text{liquide}}$  la masse volumique ( $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ),  
 $C_p$  la capacité calorifique ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ )

Pour l'AM1, on obtient une valeur de l'épaisseur de la couche liquide dans la zone irradiée d'environ  $2\mu\text{m}$  pour une vitesse de perçage de  $2,5\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ . La faible épaisseur de cette couche liquide permet ainsi de faire l'hypothèse que la pression de recul peut être assimilée à la pression déterminée par la mesure réalisée avec le capteur, renforçant l'idée d'une borne minimale puisque la quantité de mouvement transmise au liquide n'est pas mesurée. Dans la partie 5 « Modélisation du perçage laser », la pression de recul sera donc prise en compte dans une gamme de largeur comprise entre la borne minimale obtenue avec les éprouvettes cylindriques et coniques et la borne maximale obtenue avec les éprouvettes massives. Par sa nature, cette mesure ne prend pas en compte l'évolution possible de la pression de recul au cours du perçage mais ces mesures expérimentales permettent de poser une base à partir de laquelle des fluctuations peuvent être ajoutées.

### 3.3. Discussion

Cette partie a permis de confirmer le fait que les conditions d'éjection de la matière ne dépendaient pas uniquement des paramètres laser mais aussi de la configuration du perçage. En effet, des mesures de la vitesse d'éjection de la matière liquide ont été effectuées pour une large gamme de puissance laser et pour des tirs mono- et bi-impulsionnels. Dans les deux cas, il a été noté une diminution quasi linéaire de la vitesse du liquide au cours du perçage. Outre la pression de recul qui est à l'origine de l'éjection de la matière, il a été démontré que la profondeur instantanée du trou était également un facteur très important. A partir de 200 $\mu$ s environ du début de l'impulsion laser, la dépendance entre la profondeur et la vitesse d'éjection du liquide est quasi linéaire.

Les deux premières parties de ce chapitre ont permis de mettre en évidence l'importance de la corrélation entre l'évacuation de la matière et l'endommagement, c'est-à-dire la resolidification du métal liquide. Elles ont également permis de comprendre les phénomènes qui régissaient cette évacuation de matière et de les quantifier. Il a également été expliqué l'importance de la pression de recul sur le procédé lui-même. En effet, la pression de recul est la force motrice liant l'éjection de la matière et ainsi la perforation de l'impact laser menant à la formation d'un trou. De par la courte durée d'impulsion et l'intensité laser importante, la bibliographie ne montre aucune mesure expérimentale de la pression de recul à haut flux. C'est pourquoi un essai a été mis en place dans cette partie. Il a ainsi été possible de donner un encadrement à la valeur de la pression de recul pour une large gamme de densités de puissances utilisées en perçage laser percussionnel. Le fait que les conditions laser entraînent une grande quantité de matière évacuée sous forme liquide a été contourné par la fabrication d'éprouvettes cylindriques de petites dimensions (sensiblement la taille de la tâche laser) dirigeant ainsi les directions d'éjection du liquide et de la pression de recul sur deux axes quasi perpendiculaires. Les vitesses d'éjection du liquide et les pressions de recul sont deux grandeurs intimement liées qui doivent être confrontées (figure III.62) pour comprendre tous les mécanismes du perçage. A cause des conditions de mesures décrites dans la partie 3.1 « Ejection de la matière » (pulvérisation, intensité lumineuse), les valeurs maximales des vitesses d'éjections du liquide ne sont que celles qui ont pu être mesurées et il est difficile d'affirmer qu'elles correspondent aux valeurs maximales. Cependant, l'allure des courbes représentant l'éjection du liquide pour 1 et 2 impulsions ainsi que celle représentant la pression de recul mesurée avec les éprouvettes cylindriques et coniques montrent la même tendance (figure III.62).

Une transition de régime est observée aux alentours des puissances 7-8kW. Cette transition correspond également aux observations réalisées sur les profils en fond de trou (figure III.15). Cela signifie que le dépôt d'énergie est bien la source menant à la pression de recul définie par ces conditions donc à l'éjection de la matière liquide.

Les conditions d'éjection de la matière sont maintenant connues et quantifiées. Toutes les informations nécessaires à la compréhension de la modification de la matière ont été récoltées. Cependant, ces modifications n'appartiennent pas seulement aux conditions de perçage mais également à la nature du matériau. Celle-ci, est encore plus importante lorsqu'il s'agit de matériaux complexes, comme ici avec ce superalliage monocristallin à base de nickel, car leurs propriétés sont obtenues grâce à leurs microstructures spécialement élaborées. C'est d'ailleurs cette modification de la microstructure qui est à l'origine de l'endommagement. Ainsi, la partie suivante s'intéressera à la modification subie par la matière et aux conséquences microstructurales et métallurgiques que ce changement engendre.

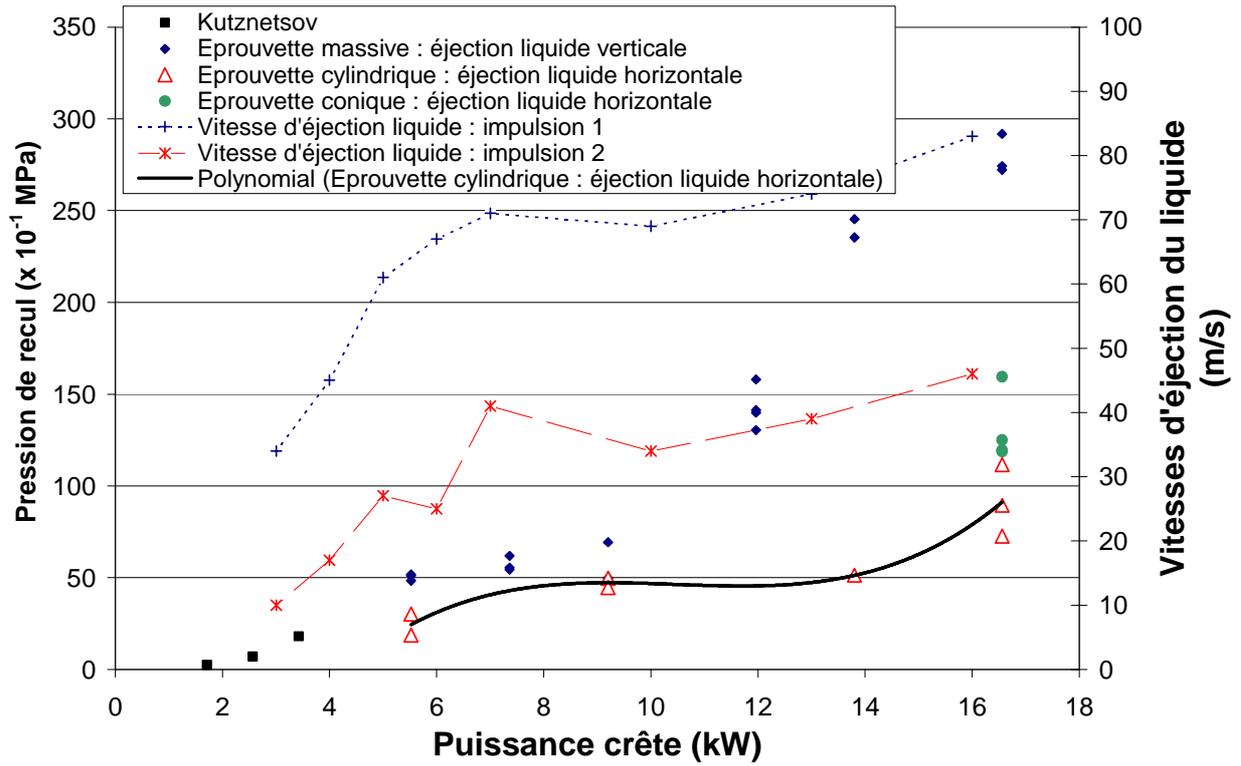


Figure.III.62.Confrontation entre les mesures expérimentales de la pression de recul et la vitesse d'éjection de la matière liquide

## 4. Etude de la modification de la matière

Comme il a été démontré dans les parties précédentes, le procédé de perçage par laser milliseconde par percussion engendre une éjection de matière liquide du fond du trou vers le haut du trou pendant la quasi-totalité du perçage. Il a été montré que cette couche liquide circulait le long des parois du trou et était éjectée perpendiculairement à la surface de la cible (pour un perçage perpendiculaire). En fin de perçage, lors de l'ouverture du trou sur la face opposée au tir, le liquide est éjecté de part et d'autre de l'échantillon. Ainsi, une couche liquide se solidifie sur les parois du trou après chaque impulsion.

Afin d'étudier les modifications engendrées sur la matière par le perçage laser, des coupes diamétrales ont été effectuées sur les trous. A partir de ces coupes diamétrales, diverses observations ont pu être réalisées pour déterminer la forme, la nature et certaines propriétés mécaniques des couches de matières resolidifiées. Ces observations sont essentielles pour la compréhension des phénomènes de solidification de la matière, et ainsi, dans l'élaboration d'un système procédé/endommagement.

### 4.1. Obtention de coupe diamétrale des trous

Pour l'observation d'une figure de forme cylindrique, le plan d'observation qui donne le plus d'information est une coupe diamétrale selon l'axe du trou. Ce plan donne ainsi accès à la géométrie du trou ainsi qu'à l'endommagement (fissures, zones affectées thermiquement, couches de matière resolidifiées, ...). Pour ne pas dégrader les parois du trou, cette coupe diamétrale est obtenue par polissage mécanique avec finition aux draps ainsi qu'à l'OPS. Pour obtenir une coupe parfaitement diamétrale, les diamètres d'entrée et sortie du trou (s'il débouche) sont d'abord observés au microscope optique puis mesurés (figure III.63). Ensuite, la coupe diamétrale est obtenue par polissage et mesures successifs jusqu'à atteindre les diamètres correspondants. Obtenir une coupe parfaitement diamétrale est essentiel pour réaliser des mesures précises d'épaisseur de zone affectée par le laser ou de géométrie de trou.

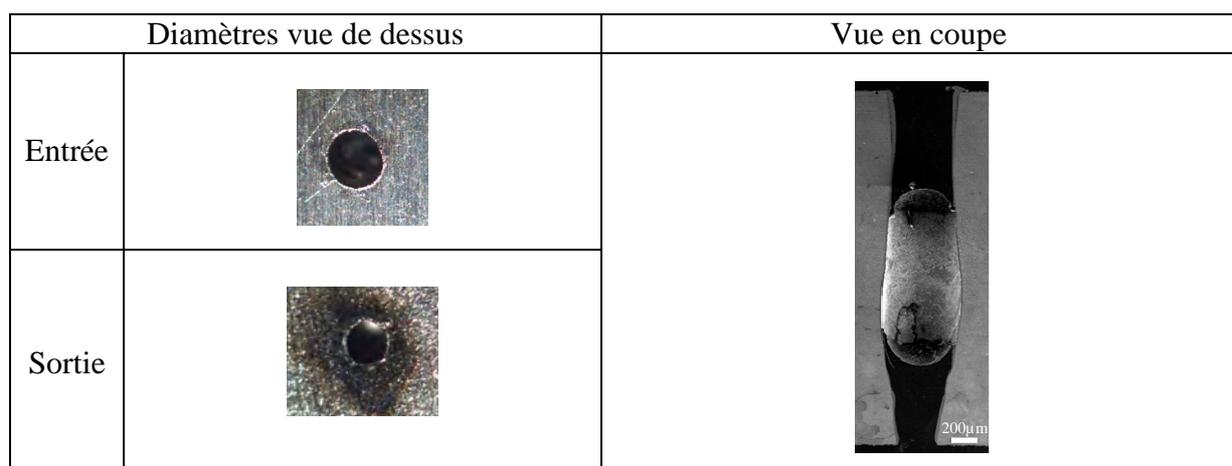


Figure.III.63.Obtention d'une coupe d'un trou par polissage

Afin de révéler les microstructures une légère attaque chimique au réactif de « Kalling » ou à « l'eau régale » ( $\text{HCl}+\text{HNO}_3$ ) est ensuite effectuée sur les surfaces polies.

## 4.2. Etude de la paroi des trous

Cette partie s'intéresse à l'étude des parois des trous, plus particulièrement à la modification de la matière dans cette zone. Les mécanismes du perçage par laser par percussion engendrent l'écoulement de la matière liquide sur les parois du trou. Dans les parties précédentes, il a été montré qu'après l'impulsion laser, une partie du métal liquide n'avait pas assez d'énergie pour être expulsé du trou et se solidifiait à l'intérieur. Avec les procédés dits à haute énergie, il est également souvent question de zones affectées thermiquement. Ces zones présentent des transformations allotropiques, c'est-à-dire que le matériau peut subir des transformations microstructurales à l'état solide. Il sera montré ici que ce type de transformation n'a pas été observé aux échelles considérées. L'étude porte sur l'observation des parois de trous percés par une ou deux impulsions laser.

### 4.2.1. Perçage mono-impulsion laser

L'observation du bord du trou au microscope électronique à balayage permet d'identifier une zone dont la microstructure se différencie de la microstructure habituelle de l'AM1 (figure III.64).

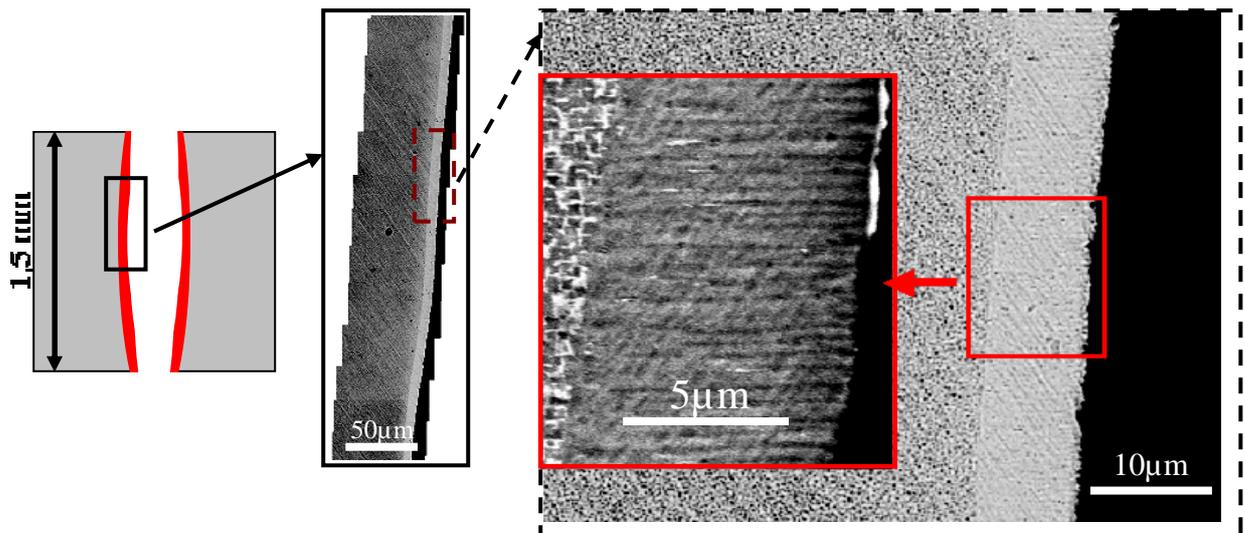


Figure.III.64.Observation au microscope électronique à balayage du bord du trou

L'impulsion laser a un caractère très directionnel car le perçage s'effectue dans la profondeur plutôt que dans la largeur pour mener à la formation d'un trou. Lorsque les couches liquides s'écoulent le long des parois solides du trou, celles-ci agissent comme un moule et favorisent la perte de chaleur. Les isothermes, et notamment le front de solidification des couches liquides, sont donc considérés comme localement parallèles aux parois du trou. Ainsi, la zone observée présente une microstructure orientée dans la direction de la solidification. Cette couche resolidifiée de matière présente une épaisseur constante le long du trou. Sa microstructure et sa composition seront détaillées plus précisément dans la partie 4.3 « Solidification et décollement ».

Plus généralement, l'usinage des métaux par les procédés à haute énergie, notamment ceux utilisant le laser, génère des zones affectées thermiquement. Dans ces zones, il peut survenir une transformation allotropique selon les différents métaux. Dans le cas du perçage

par laser de l'AM1 dans les conditions définies lors de cette étude, aucune zone ne semble correspondre à ce type de définition. En effet, la couche de matière resolidifiée semble avoir, à l'échelle observée, une interface parfaitement nette avec la zone dans laquelle la microstructure initiale de l'AM1 n'est pas modifiée (figure III.65).

La microstructure orientée de la zone resolidifiée présente des cellules dont la largeur avoisine les 300-400nm. Une coupe transversale avec un polissage miroir a été effectuée. L'image topographique obtenue sans attaque chimique à l'aide d'un Microscope à Force Atomique (AFM) révèle les phases constituant cette couche (Figure III.65.b). Avec ce type de microscope, le contraste est en partie donné par la différence d'altitude locale de l'échantillon. Celle-ci est, ici, produite par les différentes résistances locales au polissage mécanique (et chimique car l'OPS est une suspension de particules d'alumine dans une solution légèrement basique). Selon la zone observée et l'épaisseur de la couche resolidifiée les cellules peuvent présenter des structures différentes (traversant de part et d'autre ou non la couche).

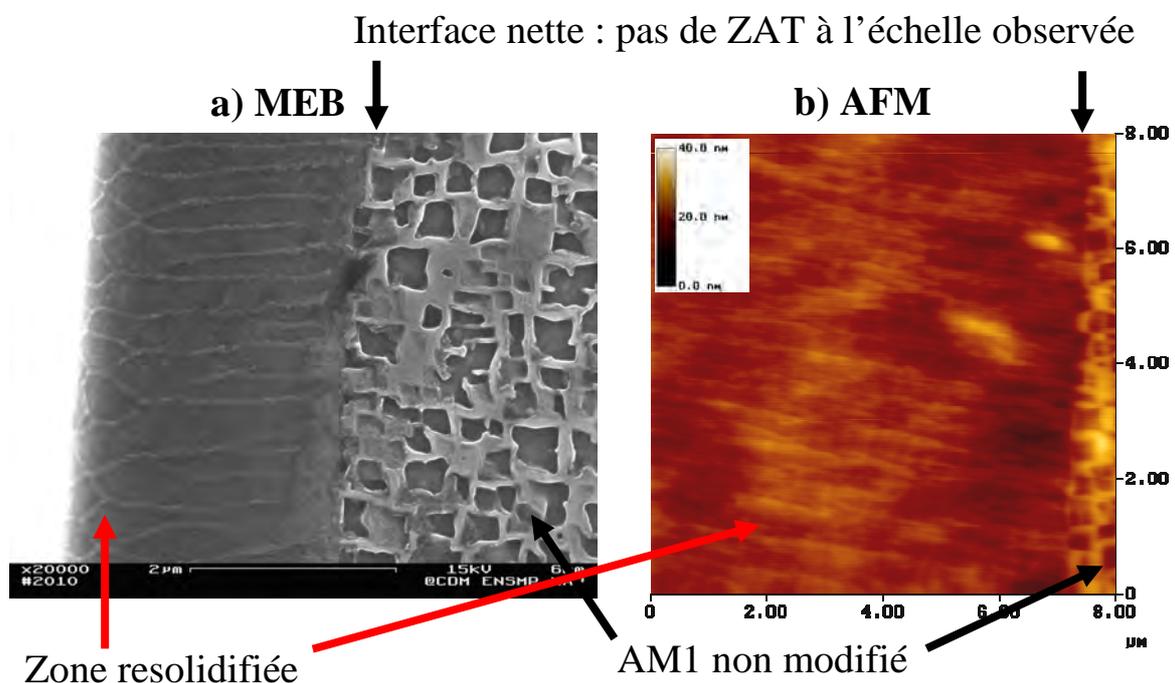


Figure.III.65.Observations réalisées sur deux zones différentes de la couche resolidifiée sur les parois d'un trou créé par une impulsion laser d'une milliseconde et de puissance crête 16kW a) MEB après attaque chimique, b) AFM après polissage à l'OPS sans attaque chimique.

L'interface entre la zone resolidifiée et la zone où la microstructure de l'AM1 n'est pas modifiée est une interface très nette. Certains précipités  $\gamma'$  (en noir, traces laissées par l'attaque chimique) apparaissent même tronqués par la couche resolidifiée (figure III.66). D'après les observations réalisées dans les parties précédentes, le métal est liquéfié, éjecté le long du trou puis se solidifie sur ces parois. L'AM1 présente un solidus de 1308°C mais un solvus gamma prime de 1295°C environ, ce qui laisse un intervalle de température de 10-20°C pour pouvoir obtenir la dissolution des précipités à l'état solide. La durée de perçage est de 1,1ms et la température de surface étant très élevée (plusieurs milliers de Kelvin), les gradients de température sont donc très élevés et une fenêtre de 20°C ne peut pas être révélée par la microstructure. Cela sera d'ailleurs confirmé par la modélisation numérique présentée dans la partie 5 de ce chapitre. Ainsi, à cette échelle, les précipités  $\gamma'$  primaires ne montrent aucune évolution par rapport à leur structure initiale. Par contre, il est possible que les précipités de plus petite taille (nanométrique) puissent être affectés par les effets thermiques

dus au perçage. Cependant, ce mode d'observation n'a pas permis de le déterminer. Les effets thermiques seront étudiés dans la partie 5 « Modélisation du perçage laser ».

La modification de la matière aux parois des trous est intimement liée aux conditions d'éjection de la matière liquide. Précédemment, il a été montré que les conditions d'éjection du métal liquide étaient fortement perturbées par l'intensité de l'impulsion laser mais également par la profondeur du trou, c'est pourquoi il est nécessaire d'étudier ces couches resolidifiées pour des trous plus profonds réalisés par plusieurs impulsions laser.

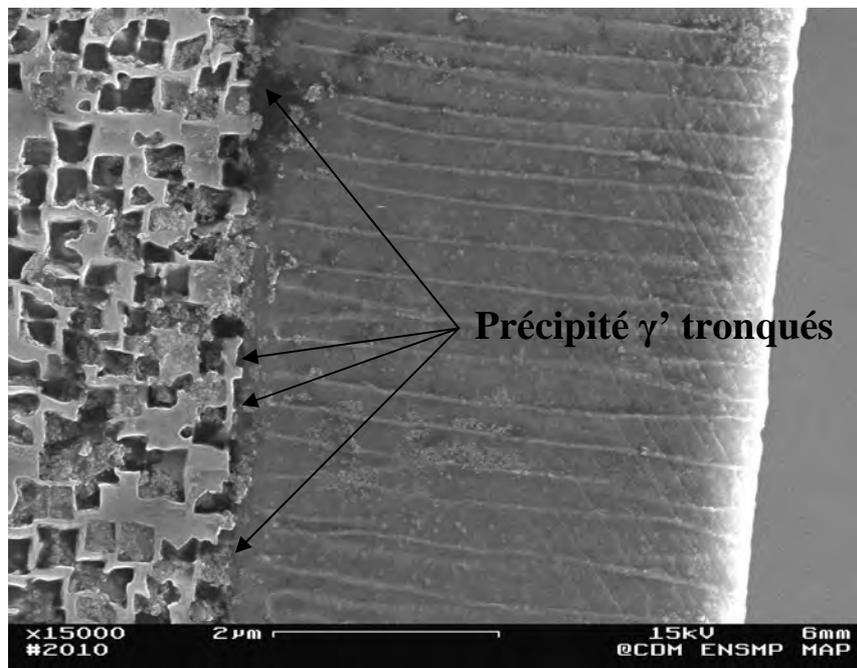


Figure.III.66.Zone resolidifiée créée par une impulsion laser d'1,1ms avec une puissance crête de 18kW effectuée sur une plaque d'AM1

#### 4.2.2. Perçage bi-impulsion laser

Lors d'un perçage réalisé par 2 impulsions laser identiques, il a été montré plus tôt que la matière liquide était éjectée différemment lors de la première et lors de la seconde impulsion. En effet, la vitesse d'éjection du liquide est plus faible lors de la seconde impulsion, lorsque la profondeur du trou est importante.

Les observations des parois d'un trou réalisé par 2 impulsions laser peuvent être classées en quatre parties correspondant à 4 zones différentes.

Pour le perçage bi-impulsionnel, il existe deux zones identiques à celles d'un perçage mono-impulsionnel, c'est-à-dire le milieu (zone 3) et le fond du trou (zone 4). En effet, lorsque la profondeur du trou devient plus grande que la profondeur percée lors de la première impulsion, alors la matière ne subit qu'une seule impulsion laser et ainsi les modifications sont les mêmes.

En revanche, les deux nouvelles zones (zones 1 et 2) créées ne sont visibles que pour une profondeur de trou plus faible que la profondeur percée lors de la première impulsion (figure III.67). Chaque impulsion laser engendre une éjection de matière liquide le long des parois du trou et chacune de ces éjections de matière crée une couche de matière resolidifiée. Il existe ainsi une zone (zone 2) pour laquelle les deux couches resolidifiées se superposent (figure III.67.a). La dernière zone (zone 1) est ainsi le haut du trou où les deux zones créées par chacune des deux impulsions sont identifiables aisément (figure III.67.c).

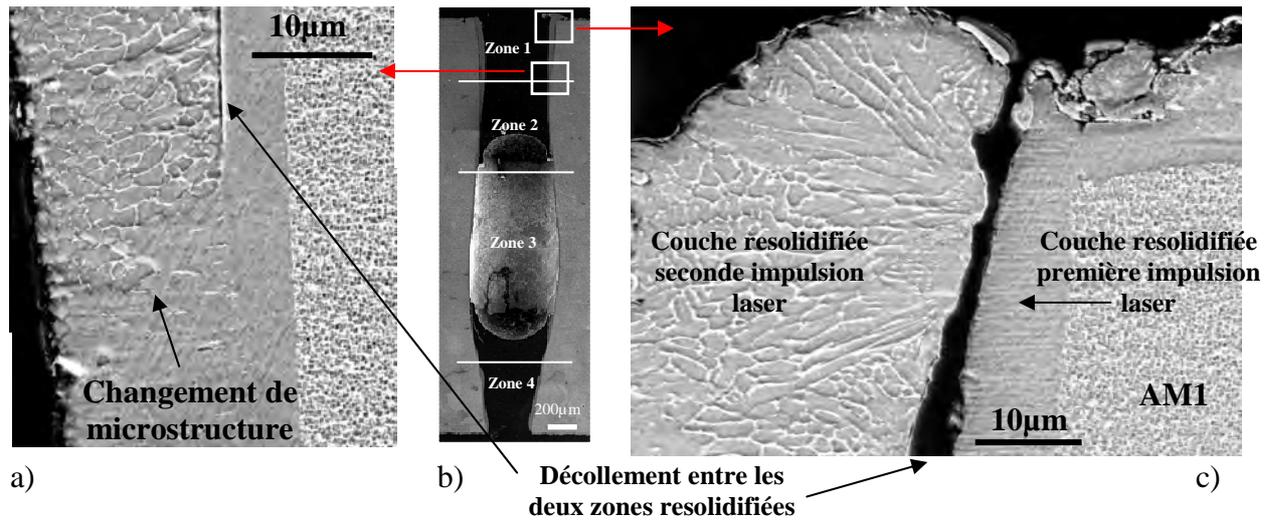


Figure.III.67.Observations micrographiques au MEB du décollement qui intervient entre les deux zones resolidifiées créées lors d'un perçage utilisant deux impulsions laser identiques

L'observation de ces deux zones (1 et 2) permet d'identifier plusieurs phénomènes. En effet, il existe un décollement de matière entre la première et la seconde couche solidifiée, c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'adhérence entre celles-ci. De plus, un changement de microstructure est observable entre ces deux couches. Enfin, il est important de noter que la couche de matière resolidifiée lors de la seconde impulsion a une épaisseur beaucoup plus importante que celle engendrée par la première impulsion laser.

Les microstructures de chacune des zones resolidifiées ainsi que leurs dimensions dépendent directement des conditions de solidification de la matière et ainsi des conditions d'éjection de la matière liquide (vitesse d'éjection, quantité de matière). Il en est de même pour ce phénomène de décollement qui survient lorsque la matière éjectée lors de la seconde impulsion n'adhère pas à la paroi du trou et donc à ici la première zone resolidifiée. Ces phénomènes sont détaillés dans la partie suivante qui s'intéressera à l'évolution des dimensions des zones resolidifiées en fonction de la profondeur des trous ainsi qu'aux conditions de solidifications de la matière liquide engendrant ces microstructures particulières. Celles-ci, ainsi que les phénomènes engendrant le décollement entre les deux zones resolidifiées, seront étudiées plus précisément.

### 4.3. Solidification et décollement de couche

La microstructure de l'AM1 (chapitre 2) a été élaborée après de nombreuses années d'évolution des matériaux hautes températures pour l'aéronautique. Sa caractéristique principale est d'être monocristalline. Lors du procédé de perçage, la matière est éjectée sous forme liquide avant de se resolidifier à l'intérieur du trou. Ainsi, les conditions de solidification sont essentielles pour déterminer l'endommagement engendré par ce changement de microstructure. De plus, les conditions d'éjection et de solidification de la matière liquide engendrent un décollement entre deux zones resolidifiées pouvant engendrer un détachement de matière critique pour la vie du moteur. C'est pourquoi, cette partie s'intéressera à l'étude de l'évolution des dimensions des zones resolidifiées le long du trou, aux conditions de solidification, aux microstructures ainsi qu'aux mécanismes engendrant le décollement.

### 4.3.1. Etude de la zone modifiée le long du trou

Les observations des parois des trous sont réalisées au microscope électronique à balayage afin de mettre en évidence les différences entre la microstructure de l'AM1 et celles des couches resolidifiées. Ces différentes microstructures formées par l'histoire du matériau sont identifiables à l'aide d'un traitement d'image spécifiquement mis en place (annexe 2). Ainsi, les dimensions de ces couches en fonction de la profondeur du trou seront déterminées.

#### 4.3.1.1 Détermination de l'épaisseur de la couche

Les microstructures des couches resolidifiées et celle de l'AM1 sont très différentes (figure III.68.a). L'AM1 présente une microstructure qui, après attaque chimique, présente une matrice de couleur gris clair représentant la phase  $\gamma$  et des carrés noirs et gris foncés disposés périodiquement et représentant les précipités cuboïdaux de phase  $\gamma'$ .

La première zone resolidifiée est, plus claire, de la couleur de la matrice, mais sans carrés sombres. La microstructure est orientée horizontalement dans les photos présentées et l'interface entre ces deux microstructures est une ligne qui semble très nette et très régulière.

Les caractéristiques visuelles de la seconde zone resolidifiée correspondent quasiment à celles de la première mais la microstructure y est plus grossière. L'interface entre ces deux couches resolidifiées est également très nette car il s'agit d'une zone complètement noire due au décollement.

Afin de pouvoir réaliser des mesures systématiques des épaisseurs des couches resolidifiées lors de la première et la seconde impulsion, il est nécessaire de pouvoir séparer numériquement les zones dont les microstructures sont différentes (zones resolidifiées et microstructure de base de l'AM1).

En traitement d'image, lorsqu'une image en niveau de gris est traitée (comme les images MEB), la plus simple caractérisation possible est la détermination de son histogramme (figure III.68.b). Cet histogramme représente la répartition en niveaux de gris de l'image, c'est-à-dire la quantité de pixels pour chaque niveau de gris compris entre 0 (blanc) et 255 (noir).

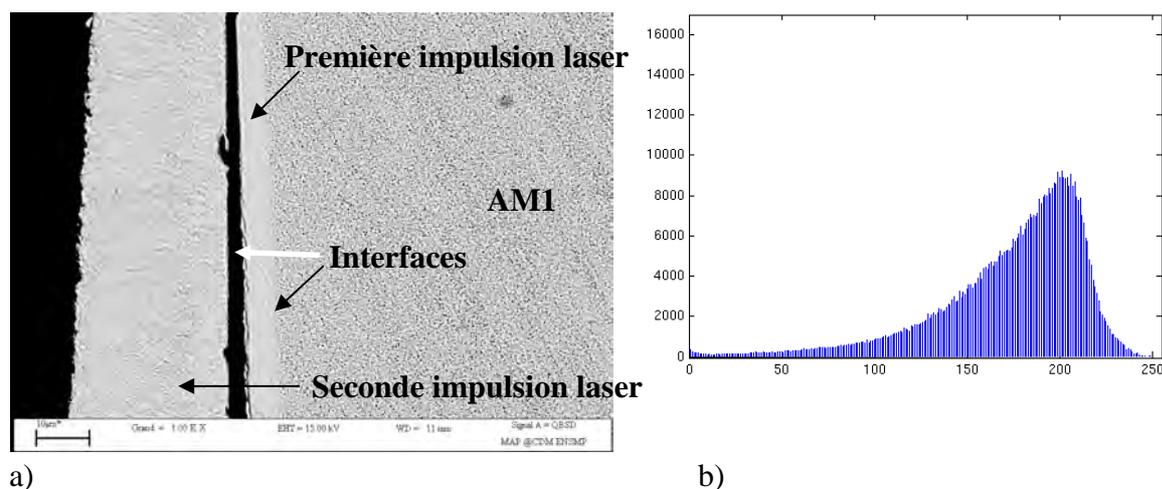


Figure.III.68.a)Micrographie MEB d'un trou dans une plaque d'AM1 percée par laser b)histogramme de l'image MEB

Ensuite, le principe de l'analyse est fondé sur la binarisation de l'image, c'est-à-dire la détermination d'un seuil de niveau de gris à partir duquel les pixels sont définis, non plus en

niveaux de gris mais simplement en 2 populations, noirs et blancs. Lorsque l'image présente un histogramme continu et quasi gaussien comme l'image présentée, alors le seuillage nécessaire pour obtenir les mesures voulues est impossible (figure III.69). En effet, il existe ici des pixels avec les mêmes niveaux de gris dans les différentes zones de microstructures différentes. Ainsi, faire passer ces pixels de blanc à noir n'aide pas à différencier ces zones. Ici, le niveau de gris n'a aucune répartition spatiale en rapport avec la microstructure.

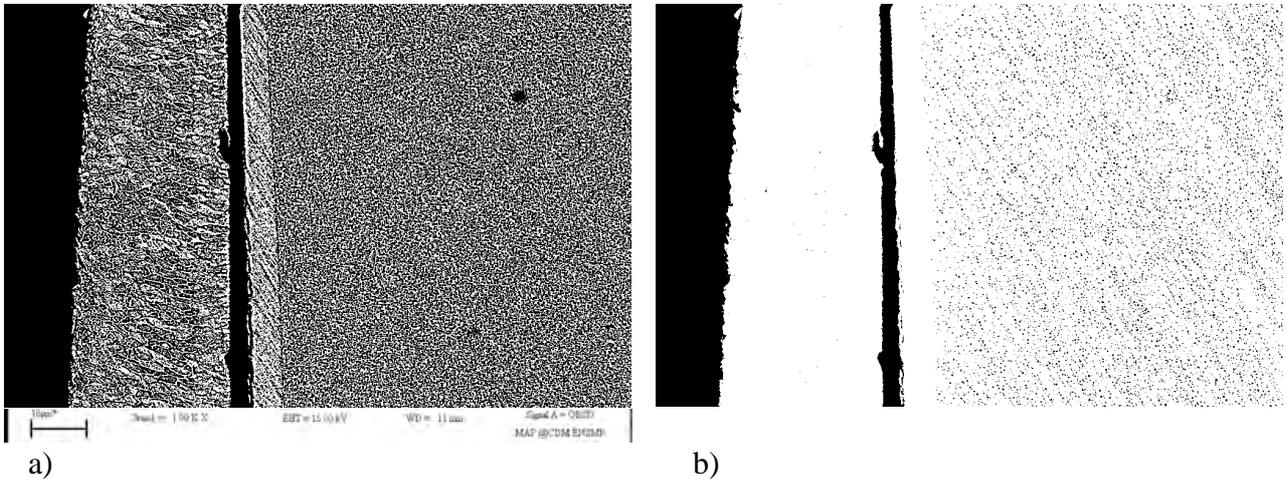


Figure.III.69.Binarisation manuelle d'une image MEB à partir de l'histogramme initial brut a) seuil trop élevé, b) seuil trop bas

L'image binaire obtenue (figure III.69.b) contient indifféremment les niveaux de gris de la partie AM1 et les zones resolidifiées que l'on cherche à extraire et qui ne sont pas encore bien définies. En augmentant le niveau de seuillage (figure III.69.a) les bandes sont bien définies mais le bruit a beaucoup trop fusionné avec elles et d'un point de vue morphologique elles deviennent insécables avec celui-ci.

Pour séparer le bruit, une méthode consiste à appliquer sur l'image des filtres directionnels suivant le principe de l'érosion linéaire (figure III.70). La direction de propagation est donnée par l'image et la morphologie des zones resolidifiées. Une image est une matrice avec le nombre de pixels sur la largeur et la hauteur. La base du traitement d'images est un ensemble d'opérations réalisées sur des matrices, généralement 3x3. L'érosion linéaire est le résultat du produit matriciel entre la matrice représentant une portion de l'image et un masque vecteur donc la direction dépend de la morphologie étudiée. Ici, le vecteur est vertical. Si l'on se réfère à l'histogramme d'une image, une érosion consiste à conserver les minimums locaux, dans des zones de dimensions déterminées par la taille du masque.

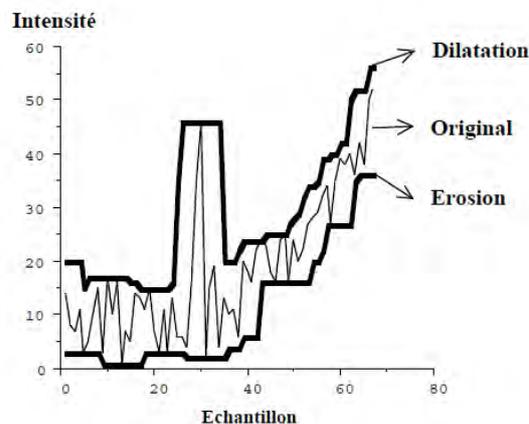


Figure.III.70.Représentation graphique de la dilatation ou l'érosion d'un histogramme d'une image

L'image obtenue de cette manière ne présente plus de bruit gaussien isotrope et les zones apparaissent plus clairement (figure III.71.a). En effet, la zone où la microstructure de l'AM1 était présente devient plus sombre et uniforme que le reste de l'image. L'interface entre les zones est plus nette. L'histogramme n'est plus mono-modal avec une seule population de pixels uniformément grisés mais devient bi-modal (figure III.71.b). Ainsi, la population de pixels est répartie idéalement pour permettre un seuillage sans confusion par maximisation de la variance inter-classe.

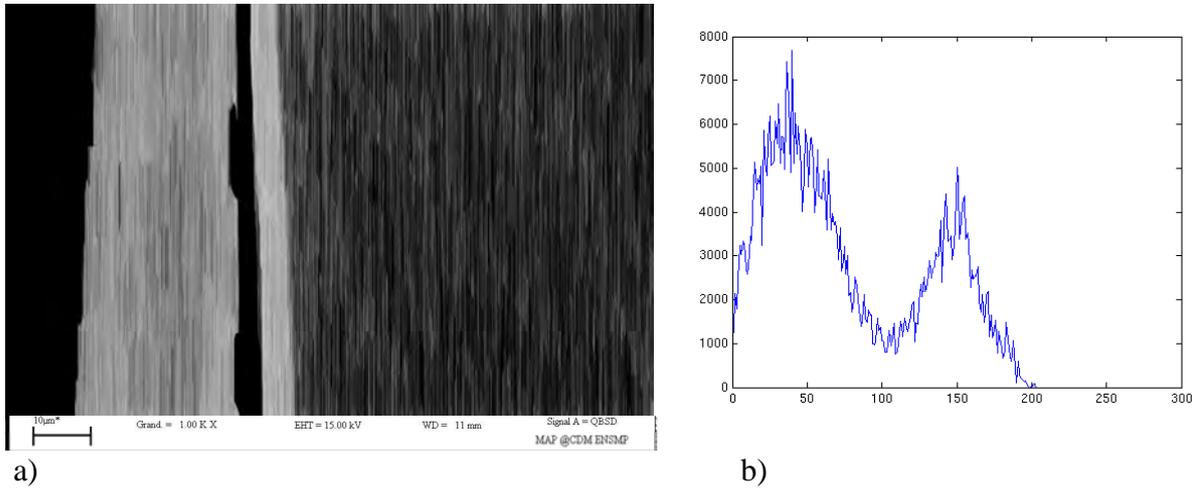


Figure.III.71.a) Image après érosion linéaire verticale b) histogramme bi-modal

L'image initiale représente la partie du trou où les deux zones resolidifiées sont distinctes à cause du décollement et ainsi, on obtient un histogramme bimodal avec deux pics bien distincts et le seuillage (le minima séparant ces deux pics) devient évident malgré le bruit existant toujours sur l'histogramme (figure III.72).

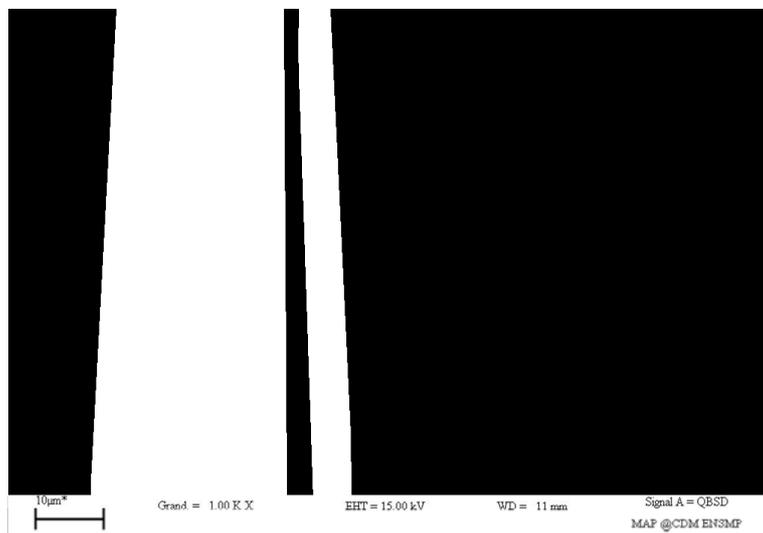
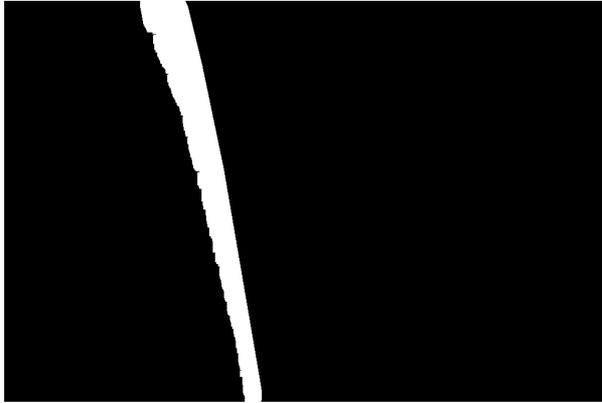


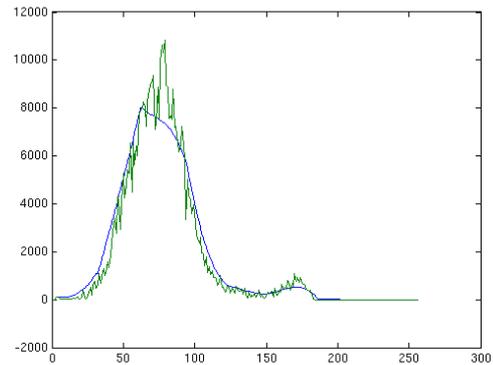
Figure.III.72. Image binarisée de manière à pouvoir réaliser les mesures d'épaisseurs des couches resolidifiées

En effet, l'impact du bruit est négligeable lorsque la quantité de pixel est élevée. Cela permet d'avoir des pics dont la taille est très supérieure à l'amplitude du bruit. Le même processus de traitement numérique peut être rendu beaucoup plus délicat lorsque la quantité de pixels dans chaque pic est plus faible. Ce cas doit être considéré lorsque l'image ne montre qu'une seule zone resolidifiée (sans décollement, milieu et fond du trou) et quand celle-ci est fine. Ainsi, l'histogramme doit être lissé (atténuation du bruit) pour ne détecter que deux pics

distincts et pouvoir réaliser la déconvolution. Ce lissage est donc effectué grâce à l'utilisation d'une courbe de Bézier. Ces courbes polynomiales ont l'avantage par rapport aux approximations habituelles de pouvoir ajuster le paramètre de lissage afin que la courbe passe réellement par le plus grand nombre de points sans s'éloigner du profil initial (figure III.73.b). Ce lissage permet d'obtenir un histogramme avec deux pics plus distincts, permettant un seuillage beaucoup plus trivial (figure III.73.a).



a)



b)

Figure.III.73.a) Image binarisée de manière à pouvoir réaliser les mesures d'épaisseurs de couche resolidifiée, b) histogramme lissé par une courbe de Bézier

Grâce à ce traitement d'image, il est possible de déterminer l'épaisseur des zones resolidifiées et d'échantillonner une mesure périodique sur chaque image. Ces mesures peuvent ainsi être rapportées à la profondeur du trou (figure III.74).

## 4.3.1.2 Résultats et discussion

Les tendances déterminées dans cette partie sont présentées à travers l'étude du perçage des trous percés par 2 impulsions laser de durées d'impulsion de 0,8ms et de puissance crête 10kW.

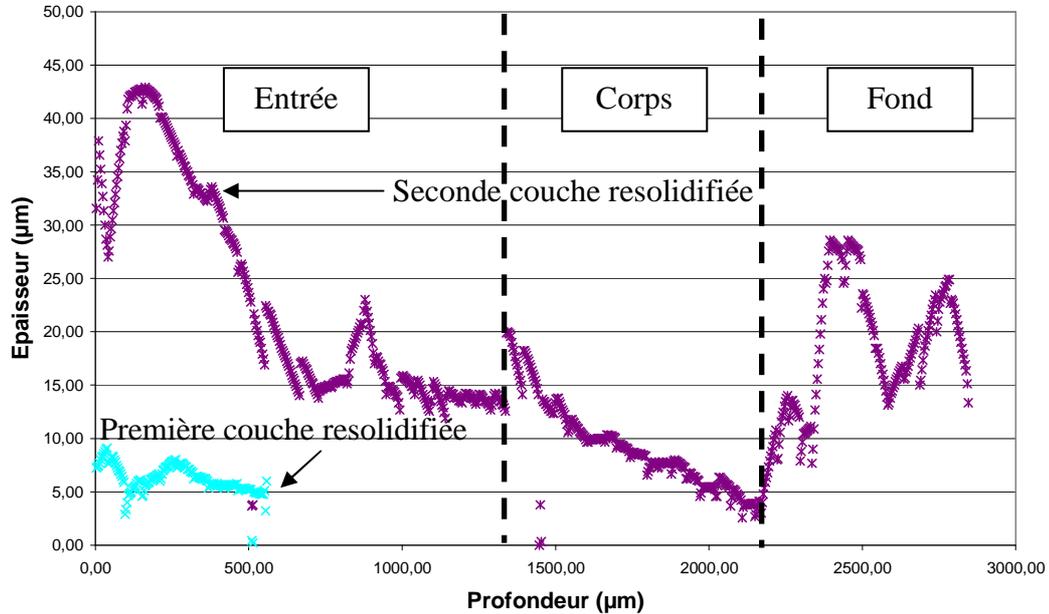


Figure.III.74.Evolution des épaisseurs des couches resolidifiées en fonction de la profondeur d'un trou percé par une impulsion laser de 0,8ms et de puissance crête 10kW.

Les épaisseurs des couches resolidifiées ne sont pas constantes le long du trou, elles évoluent avec la profondeur (figure III.74). Grâce à ces mesures, 3 zones différentes sont observables : l'entrée, le corps et le fond du trou.

En effet, la première zone (entrée) montre les deux couches resolidifiées. La plus fine, créée par la première impulsion laser est d'épaisseur comprise entre 5 et 10µm. Cette épaisseur a globalement tendance à diminuer lorsque la profondeur du trou augmente. Parallèlement, la seconde couche resolidifiée créée lors du second tir laser est d'épaisseur beaucoup plus élevée, environ 40µm, que celle de la première couche. De manière beaucoup plus significative que pour la première couche, l'épaisseur de la seconde couche resolidifiée diminue fortement lorsque la profondeur du trou augmente.

La deuxième zone est le corps du perçage. Sur une profondeur légèrement plus faible que 2mm, une seule couche resolidifiée est observée. Son épaisseur diminue, comme dans les cas précédents, avec la profondeur du trou.

Enfin, la dernière zone, la sortie du trou, montre des épaisseurs de couches resolidifiées qui varient de manière stochastique. Effectivement, la sortie du trou subit de grandes perturbations lors du débouchage. Une partie du liquide est encore éjecté par le haut mais une quantité de moins en moins négligeable est également éjectée par le bas. Ainsi, la matière ne s'écoule pas de manière ordonnée comme dans les autres zones et conduit lors du refroidissement à la solidification de gouttelettes de liquide.

Dans ces 3 zones, les microstructures donnent des informations sur les conditions de solidification. Afin de pouvoir déterminer et quantifier l'endommagement dû au procédé de perçage par laser milliseconde, les phénomènes de solidification menant aux microstructures présentées dans les zones perturbées doivent être définis. Cependant, pour ce faire, l'étude des microstructures doit être approfondie. La partie suivante s'intéressera ainsi aux phénomènes

mis en jeu lors de la solidification ainsi qu'à l'étude du décollement de matière entre les couches resolidifiées lors de la première et la seconde impulsion.

### 4.3.2. Solidification

L'éjection de la matière est le phénomène principal pilotant les conditions de solidification. Cette partie s'intéressera, d'une part, à prouver que les zones nommées volontairement resolidifiées sont bien passées par l'état liquide et, d'autre part, aux microstructures engendrées lors de la solidification.

Deux familles de microstructures ont pu être identifiées grâce aux observations en coupe des trous percés avec 1 et 2 impulsions laser : une microstructure de type colonnaire et une autre toujours orientée mais plus grossière. L'AM1 est un superalliage monocristallin à base de nickel dont la direction de cristallisation ainsi que la microstructure ont été déterminées pour satisfaire les nombreux critères mécaniques (résistance au fluage HT, fatigue, etc.) et ainsi augmenter la fiabilité et la durée de vie des aubes de turbine. Le perçage laser étant un procédé à haute énergie, une quantité très élevée de la matière est éjectée sous forme liquide et se resolidifie après l'impulsion laser. La matière fondue perd ainsi toute mémoire des traitements thermiques ainsi que des conditions de solidification particulières qu'elle a pu vivre.

Dans un premier temps, des essais de diffraction électronique (EBSD : Electron Beam Scan Diffraction) qui ont été réalisés au MEB afin de déterminer l'orientation cristalline de ces couches resolidifiées seront présentés (figure III.79). Cette technique utilise la capacité des électrons rétrodiffusés à diffracter sur un réseau cristallographique. En effet, lorsque le faisceau électronique vient frapper la surface de l'échantillon à caractériser, celui-ci pénètre à une certaine profondeur de quelques couches atomiques pour être ensuite diffracté selon un angle  $\theta_B$  déterminé par la loi de Bragg :

$$2d_{hkl} \sin \theta_B = n\lambda \quad (\text{III.4})$$

Avec  $d_{hkl}$  la distance interréticulaire,

$\lambda$  la longueur d'onde du faisceau incident,

$n$  un nombre entier qui définit l'ordre de diffraction,

$\theta_B$  l'angle de diffraction

Le dépouillement de la diffraction mène ainsi à une cartographie des différentes orientations cristallines. Ces orientations sont ainsi représentées par des couleurs différentes lors de l'étude des couches de matière resolidifiées lors d'une ou deux impulsions laser (figure III.75). Cette technique permet également la détermination des joints de grains qui seront représentés par des lignes rouges.

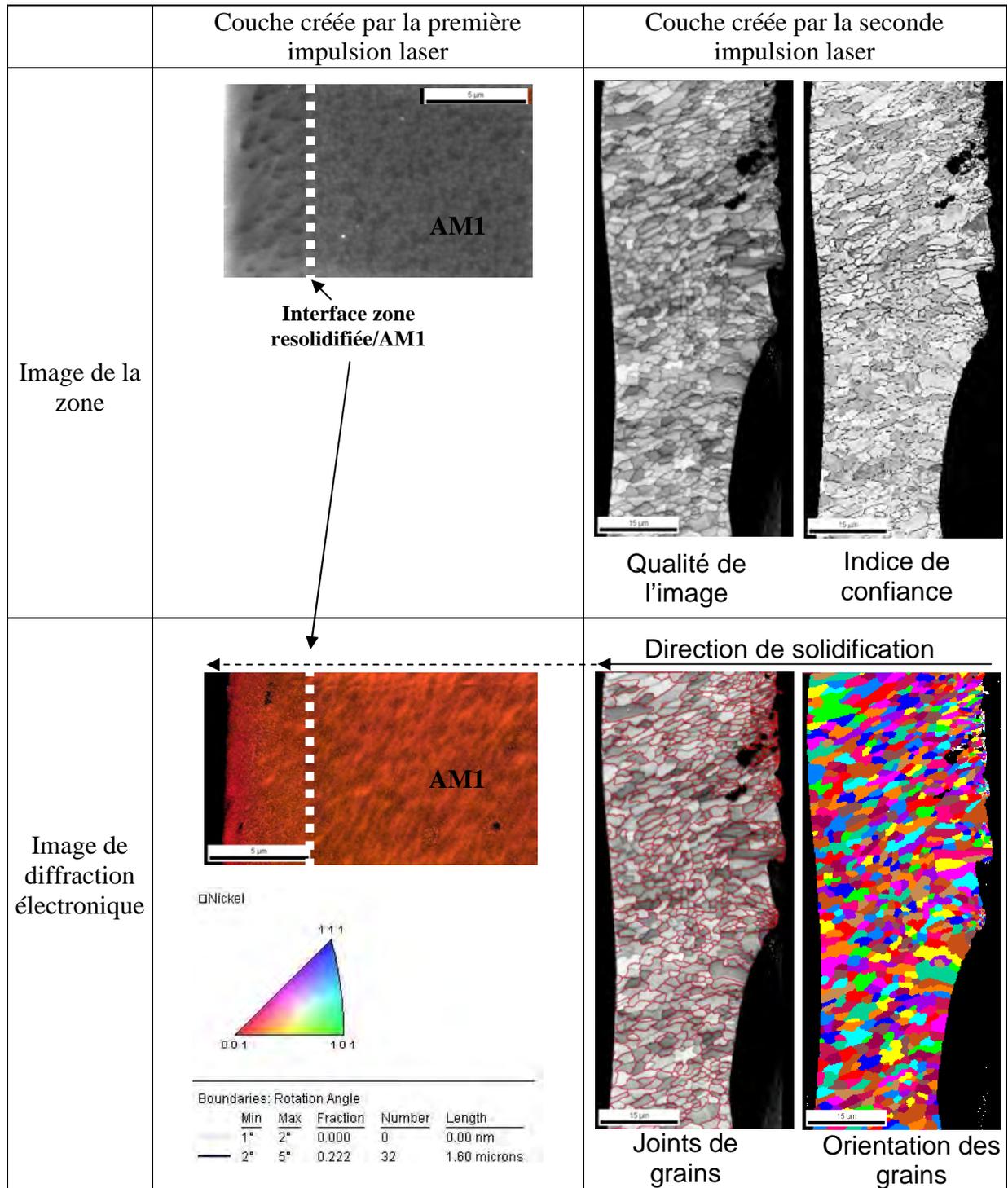


Figure.III.75.Clichés EBSD des couches resolidifiées lors des première et seconde impulsion laser

Il ressort que la couche créée lors de la première impulsion n'est que très faiblement désorientée par rapport au monocristal. En revanche, une complète recristallisation, avec des grains de dimension micrométrique, est observée dans la couche resolidifiée lors de la seconde impulsion laser.

Ainsi, la couche créée lors de la première impulsion laser se solidifie par épitaxie (solidification rapide) et forme une microstructure très orientée et fine de taille caractéristique d'environ 300nm. Les cellules ainsi formées ne représentent pas des grains car il n'existe pas de désorientation entre eux. Le contraste observé au MEB et formant ces cellules est donc dû à la composition chimique locale. La couche resolidifiée lors de la seconde impulsion laser,

#### 4. Etude de la modification de la matière

elle, présente une microstructure toujours orientée mais beaucoup plus grossière par rapport à la première. Ici, des grains avec différentes orientations sont observés mais aucune orientation principale ne s'impose. La couche est donc polycristalline et présente ainsi des joints de grains mis en évidence ci-dessus. Ceux-ci sont un problème puisque l'AM1 est un superalliage spécifiquement développé afin de supprimer les joints de grains, principaux sites d'amorçage de fissure.

Ces deux couches resolidifiées présentent donc des microstructures complètement différentes bien qu'elles soient produites par des impulsions laser similaires (durée d'impulsion, puissance crête). Ces microstructures traduisent des conditions de solidification différentes, c'est-à-dire plus rapide lors de la première impulsion que lors de la seconde. Afin de compléter l'étude cristallographique, une analyse de la répartition des éléments d'alliage a été effectuée grâce à une microsonde de Castaing (figure III.76). Cette analyse qualitative est obtenue par l'étude du spectre de rayon X émis par l'échantillon soumis à un rayonnement électronique. Elle permet d'obtenir une répartition spatiale d'un élément chimique donné en affichant sa forte concentration par les couleurs chaudes.

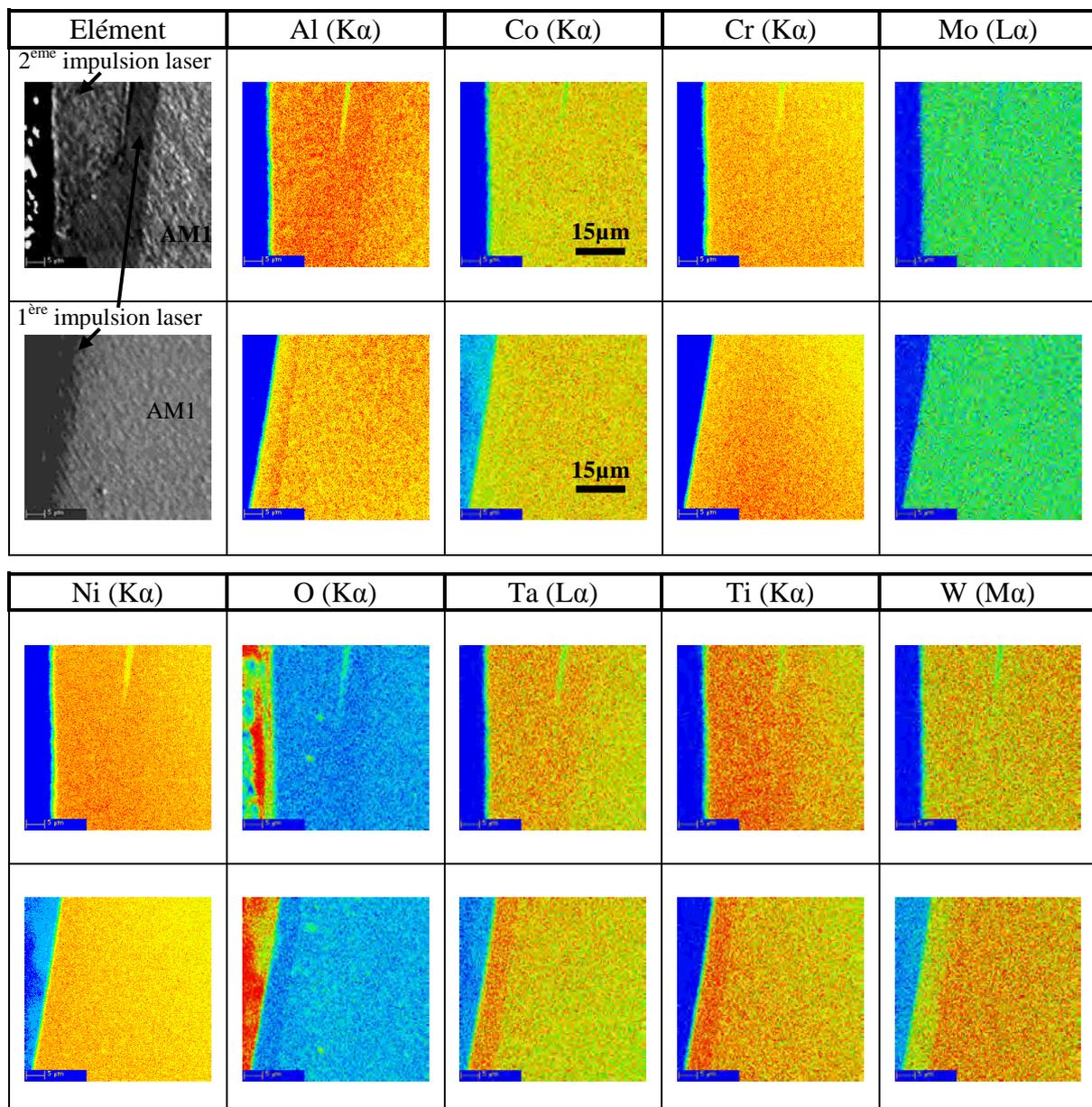


Figure.III.76. Analyse par diffraction électronique de la composition des zones resolidifiées créées par 2 impulsions laser

Cette étude de la composition chimique montre un enrichissement en titane, aluminium, tantale ainsi qu'en nickel dans les zones resolidifiées. Ces éléments sont les principaux constituants de la phase  $\gamma'$ . La zone d'interaction entre le faisceau d'électrons et le matériau (poire d'interaction) représente un volume d'environ 1 micron cube. La taille de la microstructure de la zone resolidifiée créée par la première impulsion laser est de l'ordre de 300nm et celle créée par la seconde impulsion laser est de taille micrométrique. Les microstructures des couches étudiées sont donc trop fines pour obtenir, avec cette technique, une analyse plus locale des phases observées préalablement au MEB.

Afin de mieux le connaître et d'améliorer sa mise en œuvre ainsi que ses propriétés mécaniques, ce type de superalliage a été étudié dans diverses conditions de refroidissement. Dans ce cadre, il a été montré que malgré des refroidissements très rapides, il était difficile d'éviter la précipitation de la phase  $\gamma'$  mais que la vitesse de refroidissement influait sur la taille des précipités. En effet, plus la vitesse de refroidissement est élevée, plus la taille des précipités est faible [HAZ 87]. Les couches de liquide formées lors du perçage sont d'une épaisseur très faible et ainsi les vitesses de solidification sont élevées. Il est ainsi probable que les précipités  $\gamma'$  soient, compte tenu de ces vitesses de solidification, d'une taille si faible qu'il est impossible de les observer au MEB (figure III.77.a). Afin de mettre en évidence la présence de ces fins précipités et compte tenu de la faible distance de diffusion un traitement thermique de courte durée a été réalisé. Celui-ci a été effectué sous air à 950°C pendant 2h et a permis la croissance de ces fins précipités  $\gamma'$  (figure III.77.b).

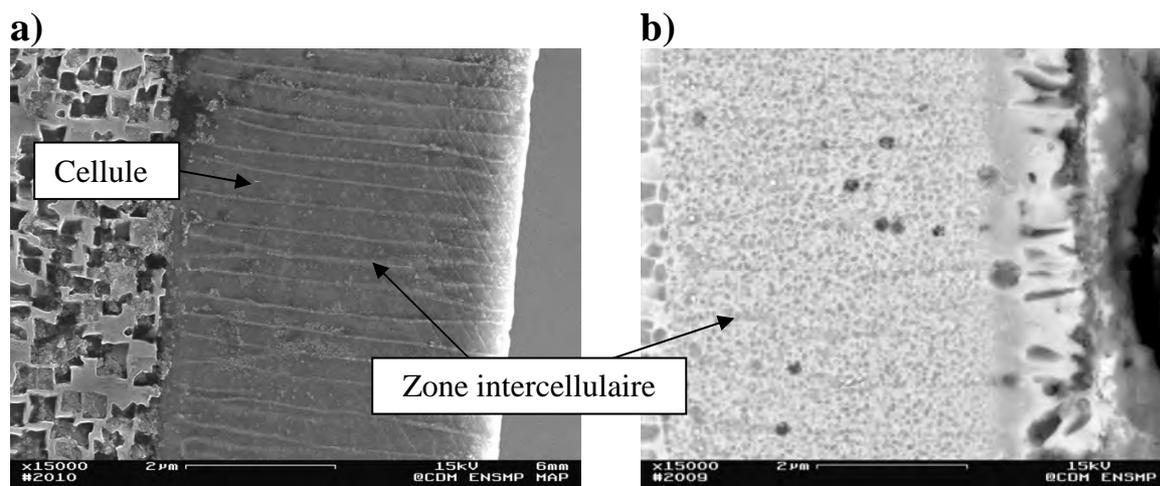
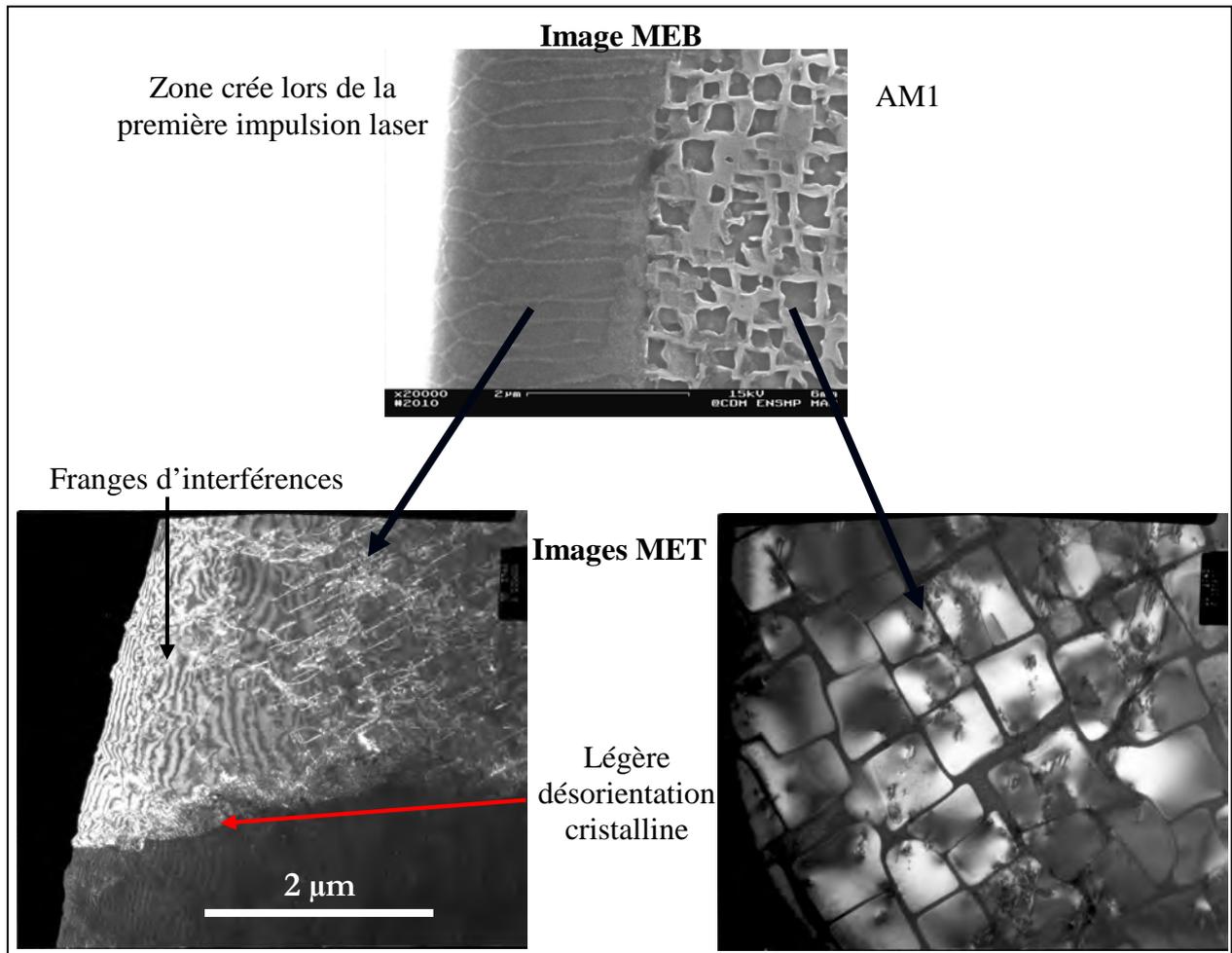
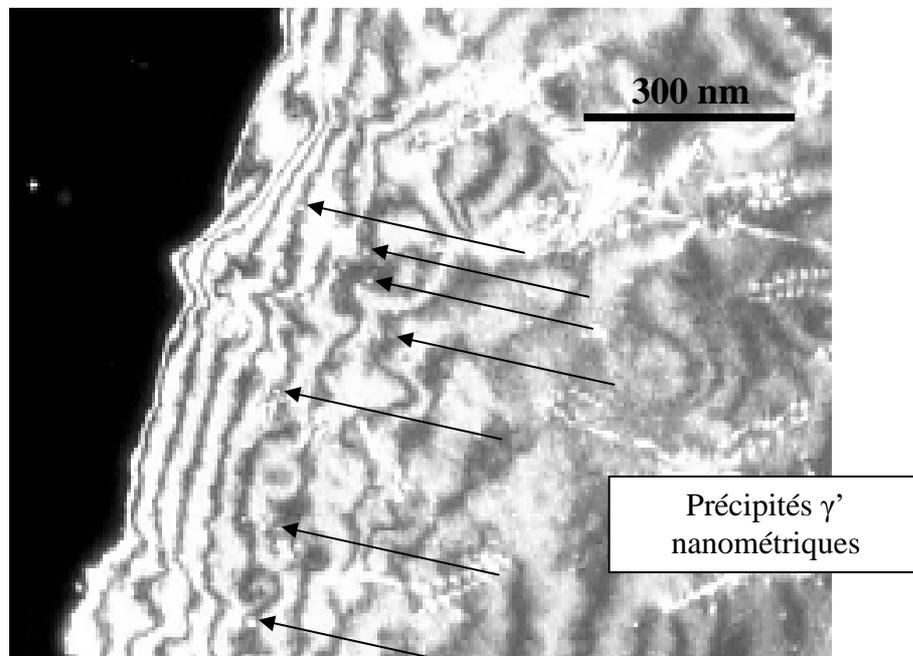


Figure.III.77.a) Micrographie MEB d'une couche resolidifiée laser lors d'une impulsion, microstructure colonnaire b) micrographie MEB de cette couche après un traitement thermique de 2h à 950°C sous air

Après ce traitement thermique, l'histoire de la microstructure de la zone resolidifiée créée lors de la première impulsion laser est conservée. Il apparaît, dans la phase intercellulaire, de nombreux précipités  $\gamma'$  très proches les uns des autres. D'autres précipités  $\gamma'$  d'une taille inférieure à 10nm sont ainsi apparus répartis d'une manière plus uniforme dans la couche resolidifiée (vitesse de diffusion, croissance de précipités donc taille initiale des précipités, ...). La précipitation nanométrique de la phase  $\gamma'$  dans les cellules ainsi qu'une phase riche en  $\gamma'$  dans les phases intercellulaires lors de la solidification du métal est cohérente avec ces observations. Compte tenu de la taille de ces phases, une analyse au MET (microscope électronique en transmission) de la zone resolidifiée a été réalisée (figure III.78).



a)



b)

Figure.III.78.Observation au MET de la couche resolidifiée

La première difficulté de ces analyses est la préparation d'une lame mince dans la zone resolidifiée. Pour ce faire, des disques de 3 mm ont été prélevés dans des plaques de 1,5mm d'épaisseur dans laquelle des trous laser ont été percés en grand nombre afin d'obtenir

la plus grande densité possible de zones resolidifiée (cf. chapitre 2 « Matériaux et procédés). Les disques ont ensuite été polis mécaniquement jusqu'à 50 $\mu$ m d'épaisseur. Enfin, les lames ont été amincies électrochimiquement après avoir protégé l'intérieur des trous avec un vernis afin d'éviter l'érosion interne pouvant faire disparaître toute zone resolidifiée. Plusieurs lames ont été ainsi effectuées mais seulement 3 ont pu fournir des observations convenables.

Ces observations ont montré une désorientation très faible ( $< 1^\circ$ ) de la cristallographie locale dans une zone resolidifiée, il s'agit d'un sous-joint de grain (figure III.82.a). Ce type de sous-joint de grain, qui n'a pas été observé de manière périodique ou systématique, n'a pas été visualisé au MEB c'est pourquoi il est très difficile de le relier à la microstructure observée et présentée jusqu'ici. Les différences locales de solidification peuvent influencer sur la direction de cristallisation et la moindre perturbation peut en être l'origine.

En revanche, l'analyse par diffraction d'électrons dans la zone resolidifiée confirme la présence de la phase  $\gamma'$  dans toute la couche. L'hypothèse selon laquelle la phase  $\gamma'$  nanométrique a précipité dans une phase riche en phase  $\gamma$  (corps de la cellule) ainsi que dans la zone intercellulaire, satisfait cette analyse. En effet, la diffraction électronique est réalisée sur une partie de matière dont l'épaisseur est de plusieurs dizaines de nanomètres, voire plus, et les précipités sont de taille très inférieure à la dizaine de nanomètres. Compte tenu de leur répartition après un traitement thermique de 2h à 950°C, il est légitime de penser que de nombreux précipités nanométriques sont présents dans le matériau après la solidification. Lorsque le faisceau électronique traverse une épaisseur de plusieurs dizaines de nanomètres il est fort probable qu'il traverse également une grande quantité de ces précipités (figure III.79).

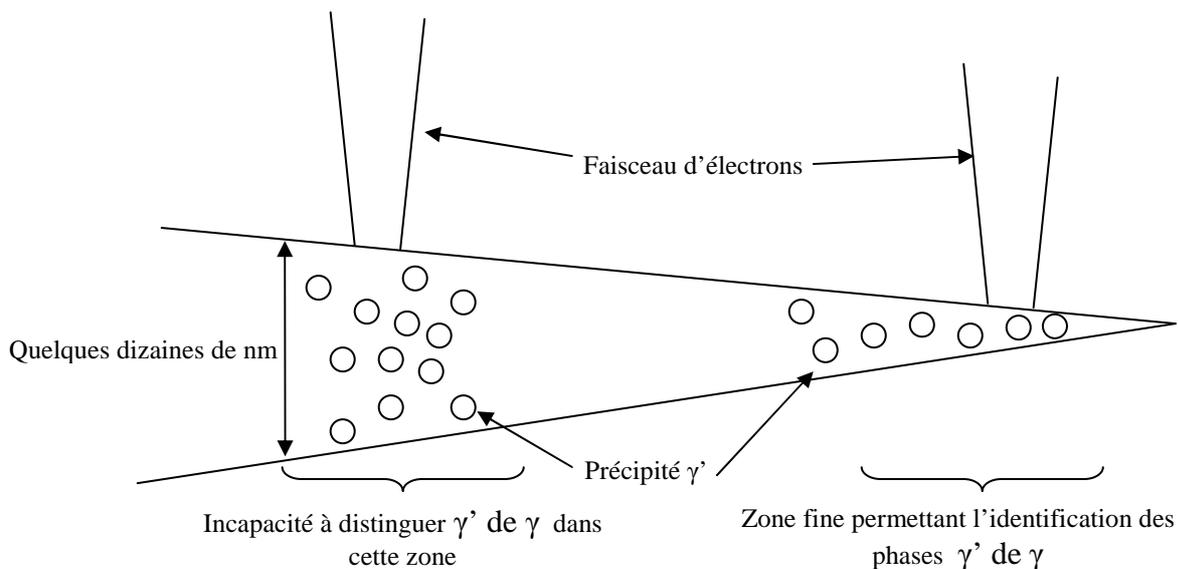


Figure.III.79.Schéma d'une lame mince d'AM1 fondue lors du perçage laser et resolidifiée rapidement. Analyse MET d'une zone épaisse et d'une zone fine permettant l'identification de la précipitation de la phase  $\gamma'$

Compte tenu de la nature des phases  $\gamma'$  et  $\gamma$  et du très faible écart paramétrique, leurs figures de diffractions sont superposées. Ainsi, si le faisceau électronique traverse ces deux phases il devient alors impossible de les différencier ni même d'affirmer leurs deux présences. Le seul moyen de pouvoir différencier et observer ces précipités sont de se focaliser sur la zone la plus fine de la lame c'est-à-dire son extrémité pour rechercher les traces des précipités (figure III.78.b et III.79). Cette zone est néanmoins la plus perturbée de part sa faible épaisseur et les observations sont rendues difficiles par la présence de franges d'interférences. Ces franges peuvent cependant être utiles car celles-ci, comme avec un faisceau lumineux,

dépendent localement de la nature et de l'épaisseur du matériau. Elles peuvent ainsi trahir la présence des précipités (figure III.78.b).

La première impulsion laser engendre une couche resolidifiée assez fine le long du trou. Celle-ci a été observée au MEB après un traitement thermique de 2h à 950°C, mettant ainsi en évidence la présence de fins précipités. La nature de ces précipités a été déterminée à partir d'une analyse chimique globale de la couche resolidifiée à la microsonde de Castaing et confirmée par des observations et des analyses en diffraction électronique effectuées au MET. La microstructure de cette couche est orientée comme le monocristal et est de type colonnaire. Elle est composée de cellules enrichies en phase  $\gamma$  avec des zones intercellulaires riches en phase  $\gamma'$ . Compte tenu de la vitesse de solidification, des précipités nanométriques de phase  $\gamma'$  sont répartis uniformément dans les cellules.

La microstructure de la zone resolidifiée générée par la seconde impulsion laser est, quant à elle, plus grossière. L'épaisseur de cette couche indique que les conditions de refroidissement sont plus lentes que pour la première couche. Aucune analyse de cette couche n'a pu être réalisée au microscope électronique en transmission car une lame mince de cette zone est techniquement difficile à produire. Il est cependant fondé, de penser que la microstructure soit semblable à celle étudiée pour la première impulsion laser. Les vitesses de refroidissement étant plus faibles, il est possible que la taille des précipités  $\gamma'$  soit plus grande. La transition entre ces deux microstructures est observée lorsque la couche de matière créée lors de la seconde impulsion laser n'adhère plus à la première. Ce phénomène de non-adhérence est systématiquement observé pour des tirs laser multi-impulsionnels avec des conditions laser identiques pour chaque impulsion. La partie suivante expliquera pourquoi la seconde couche n'adhère pas à la paroi du trou et tentera de donner des pistes pour en expliquer la recristallisation.

### 4.3.3. Mécanismes du décollement des couches

Le décollement est un phénomène intimement lié à l'éjection de la matière. Cette dernière est reliée aux conditions laser d'une manière générale et plus particulièrement à la profondeur du trou, cf. 2 « Phénoménologie du perçage par laser milliseconde ». Il apparaît lorsque les trous sont percés avec de multiples impulsions laser. Afin de pouvoir étudier ce phénomène, un essai dans lequel des tirs laser sont réalisés dans des trous de profondeurs connues a été mis en place.

#### 4.3.3.1 Méthode et dispositif expérimental

Afin de réaliser l'étude de l'influence de la profondeur sur le décollement, des trous de 0,5, 1 et 1,5 mm de profondeur ont été percés (cf. partie 3.1.5 « Vitesse d'éjection liquide et profondeur du trou »). Le diamètre des trous ( $\varnothing$  500 $\mu$ m) a écarté un usinage mécanique classique. C'est l'électro-érosion qui a été choisie pour les facilités d'usinage mais surtout pour la microstructure créée lors du perçage par ce procédé (partie 3 de ce chapitre, A. « Perçage par EDM »). En effet, les microstructures engendrées par le perçage par EDM et laser sont significativement différentes rendant ainsi l'observation des phénomènes plus simple. Le dispositif expérimental est présenté dans la partie 3.1.5. « Vitesse d'éjection liquide et profondeur de trou ».

La microstructure résultant d'un usinage par électro-érosion est une paroi irrégulière marquée par la superposition de très fines couches liquides présentant la forme des cratères créés par l'impact des multiples étincelles lors de l'usinage. Chaque étincelle formée entre la pièce à percer et l'électrode fond une petite quantité de matière qui se redépose, le phénomène se répétant pendant toute la durée de l'usinage. La surface usinée par EDM est ainsi moins lisse qu'après perçage par laser (figure III.80).

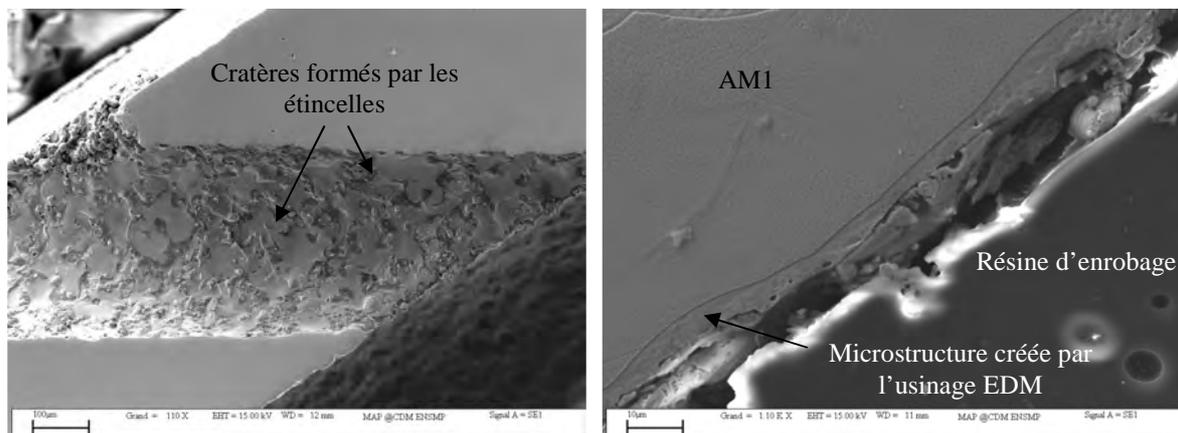


Figure.III.80.Micrographie MEB en coupe d'un trou percé par EDM, a)observation de l'intérieur du trou, b) observation de la modification de la microstructure

Avec une telle microstructure, il devient ainsi possible d'observer l'histoire thermique entre le premier trou percé par EDM et le second par laser puisque la modification de la matière n'est pas du tout la même. La superposition des 2 couches resolidifiées devient ainsi identifiable contrairement aux microstructures engendrées par le perçage laser bi-impulsionnel.

## 4.3.3.2 Résultats et discussion

Tout d'abord, les trous sont observés au microscope optique. Les coupes diamétrales sont obtenues par la technique de polissage décrite plus tôt dans le document. Les échantillons sont enrobés d'une résine durcissant à froid, sous vide afin d'en remplir l'intérieur des trous et ainsi d'éviter le décollement de matière lors du polissage mécanique. Ces premières observations montrent qu'à cette échelle, le décollement n'apparaît pas pour toutes les configurations mises en place (figure III.81).

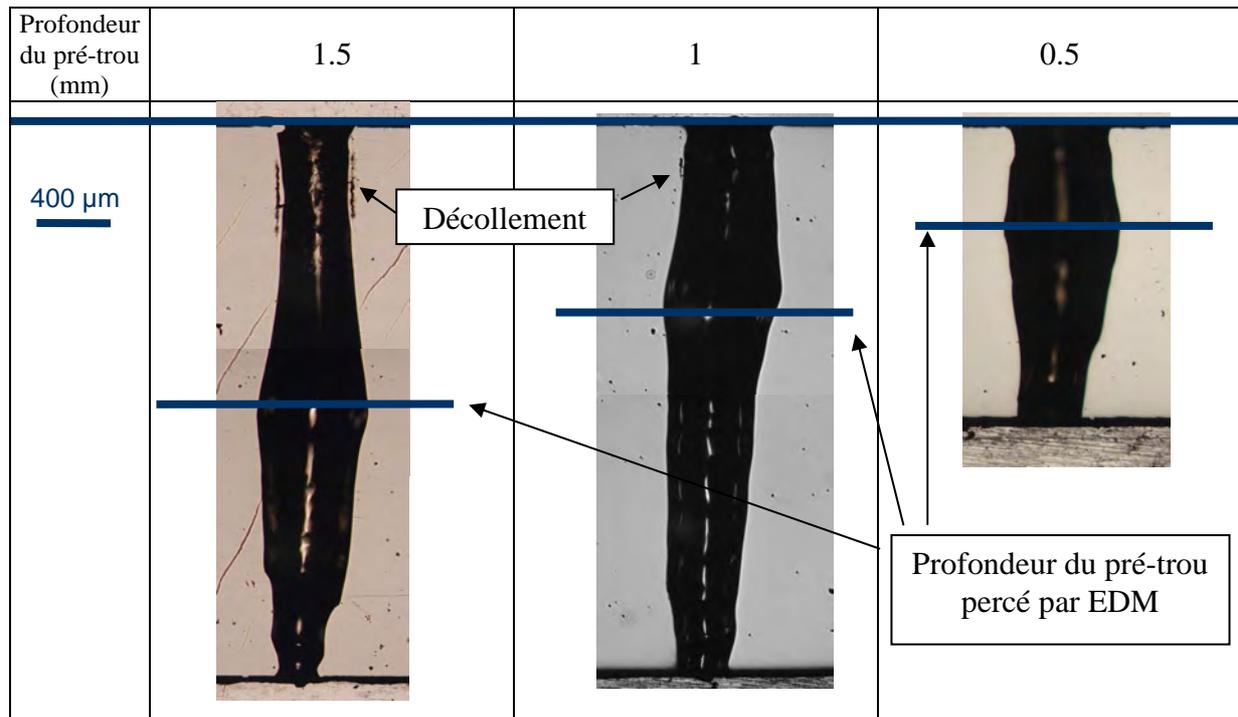


Figure.III.81.Observation en coupe de 3 trous pré-perçés par EDM puis reperçés par laser avec une impulsion d'une milliseconde et une puissance crête de 10kW

Pour le pré-trou percé par EDM à 0,5mm de profondeur, aucun décollement n'apparaît. En revanche, le décollement existe pour les trous pré-perçés à 1 et à 1,5mm mais est plus marqué pour cette dernière profondeur. Donc, le décollement est un phénomène qui n'apparaît que lorsque le premier trou a une certaine profondeur limite comprise entre 0,5 et 1mm. Cette importance de la profondeur du pré-trou montre qu'il existe une interaction entre la paroi du trou et le liquide éjecté pendant la seconde impulsion. Cette interaction permet, dans certains cas, à la matière d'adhérer aux parois du trou.

Une observation au microscope électronique à balayage, à plus fort grandissement, de la zone de décollement pour le pré-trou percé à 1,5 mm montre que la même variation de microstructure est observée pour la seconde couche resolidifiée uniquement dans les conditions de perçage laser bi-impulsionnel (figure III.82).

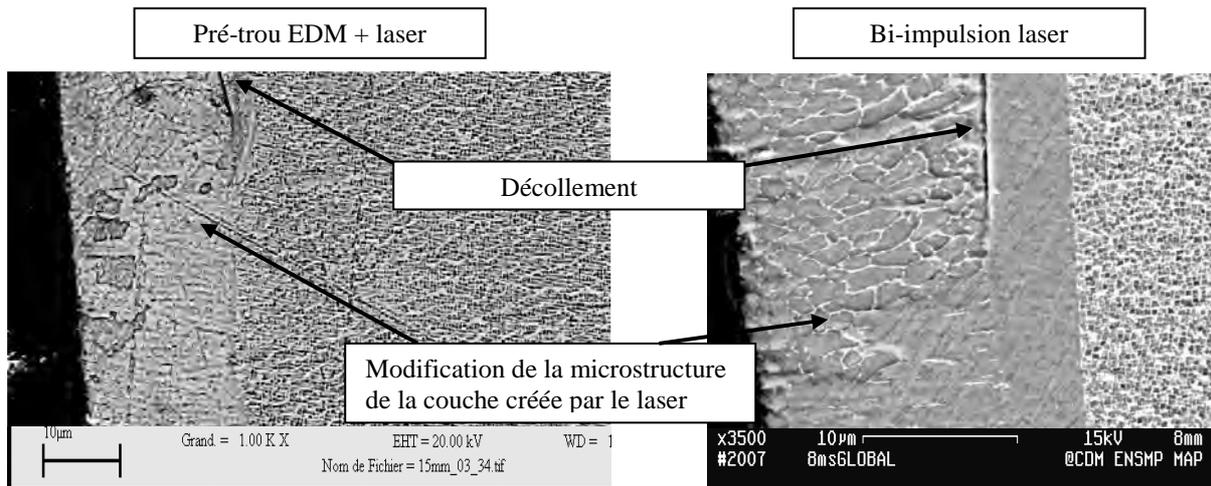


Figure.III.82.Modification de la microstructure au décolllement de la couche créée par laser a) dans un pré-trou percé par EDM b) dans un pré-trou percé par laser

Les trous pré-perçés par EDM à 1,5 et 1mm de profondeur présentent les mêmes caractéristiques microstructurales, seule la profondeur du trou à laquelle intervient le décolllement change. En effet, plus la profondeur du pré-trou est grande et plus la longueur du décolllement l'est aussi. La deuxième couche resolidifiée adhère moins lorsque le pré-trou est profond. Pour ces raisons, les phénomènes ne seront expliqués que pour la profondeur de pré-trou de 1,5mm. L'observation de la transition de microstructure au niveau du décolllement (figure III.83) permet de définir 3 domaines distincts : une première zone dans laquelle les deux couches resolidifiées sont décollées, une deuxième zone dans laquelle les deux couches adhèrent l'une à l'autre et enfin une troisième zone dans laquelle il ne subsiste que la couche de matière resolidifiée créée par la seconde impulsion laser.

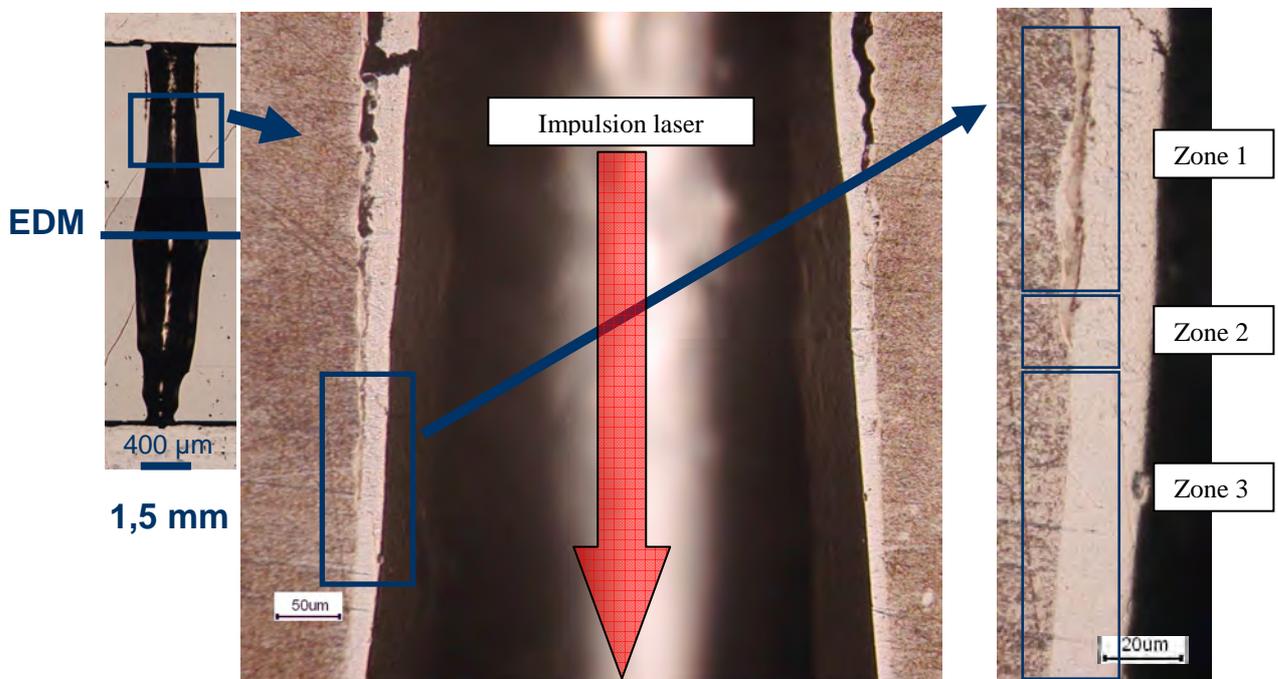


Figure.III.83.Décollement entre deux couches de matière engendrée par perçage EDM puis par une impulsion laser milliseconde de puissance crête 10kW

#### 4. Etude de la modification de la matière

Le premier domaine, correspond au haut du trou. Dans cette zone, le métal liquide créé par l'impulsion laser entre en contact avec la première couche resolidifiée engendrée par le perçage EDM mais lors de la solidification celles-ci n'adhèrent pas. La question qui peut être posée est celle du contact entre ces deux couches lors du perçage et ainsi lors de la solidification. La morphologie de la seconde couche montre qu'il y a effectivement contact lors de la solidification puisque la géométrie de sa surface coté décollement est identique à celle de la surface créée par le perçage EDM (figure III.84).

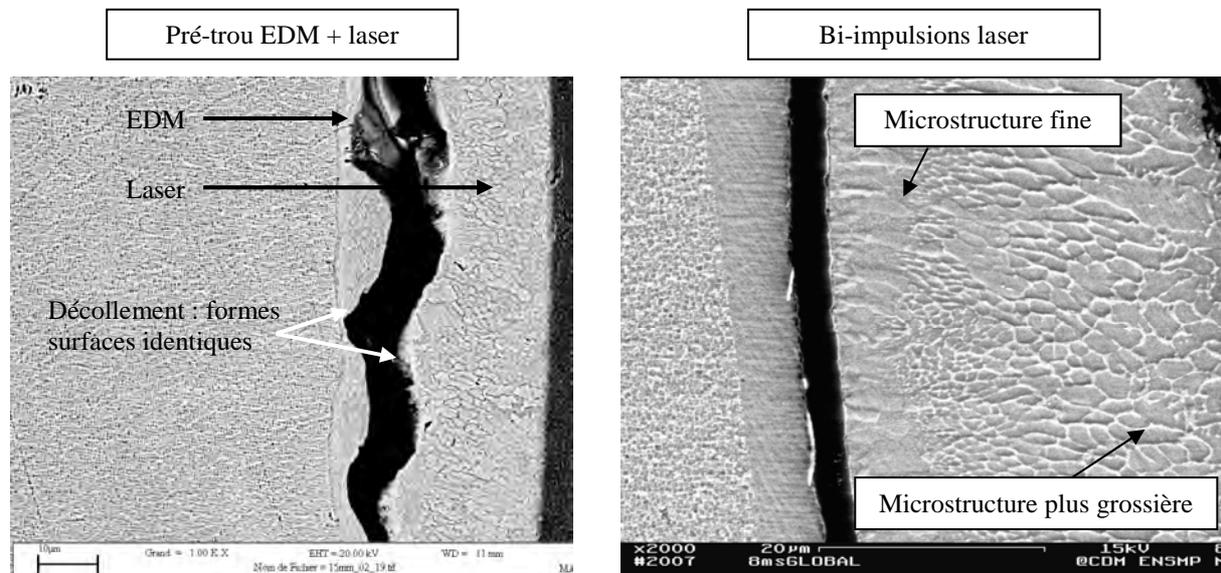


Figure.III.84.Micrographie MEB du décollement de couches créées a) par un pré-perçage par EDM puis une impulsion laser b) deux impulsions laser

La seconde indication est le fait que la microstructure de la seconde couche est orientée quasiment perpendiculairement aux parois du trou, indiquant ainsi une avancée du front de solidification dans la même direction. La chaleur s'évacue donc par conduction aux parois du trou. L'évolution de la microstructure indique que les conditions de refroidissement évoluent lors de la solidification. Une microstructure fine signifie un refroidissement rapide alors qu'une microstructure plus grossière définit des conditions de solidification plus lentes. Lors du début de la solidification, la couche liquide créée par l'impulsion laser est en contact avec les parois du trou donc la première couche resolidifiée. La seconde couche commence à se solidifier et prend la forme de la surface de la première couche. Ensuite une très légère perte de volume due à la solidification de la matière liquide, ainsi que très certainement des contraintes thermiques, engendrent un décollement qui minimise les pertes de chaleur en augmentant la résistance thermique d'interface et favorise un refroidissement plus lent menant à une microstructure moins fine.

Le second domaine montre une zone sans décollement. Cependant, l'étude réalisée avec des pré-trous percés par EDM permet l'observation, par la différence des microstructures engendrées par le laser et l'EDM, d'un phénomène difficilement observable en utilisant 2 impulsions laser : la superposition de deux zones fondues puis resolidifiées. En effet, la différence entre les microstructures engendrées lors des deux phases du perçage (EDM puis laser) permet la visualisation de l'adhérence entre ces deux couches de matière (figure III.85). Ces observations montrent ainsi que les deux couches solidifiées sont présentes et adhèrent entre elles avec une interface. Cette interface est essentielle pour les mêmes raisons que la recristallisation de l'alliage est dangereuse. En effet, le superalliage est devenu un monocristal pour supprimer les joints de grains, sites d'amorçage de fissure de fluage. Cette interface entre deux couches de matière solidifiées dans des conditions différentes peut ainsi présenter des

défauts d'orientation cristalline critiques pour l'application. Cependant, compte tenu de l'étude menée sur la zone resolidifiée formée par 1 impulsion laser, il est légitime de penser que la désorientation cristalline entre ces deux zones est faible voire inexistante.

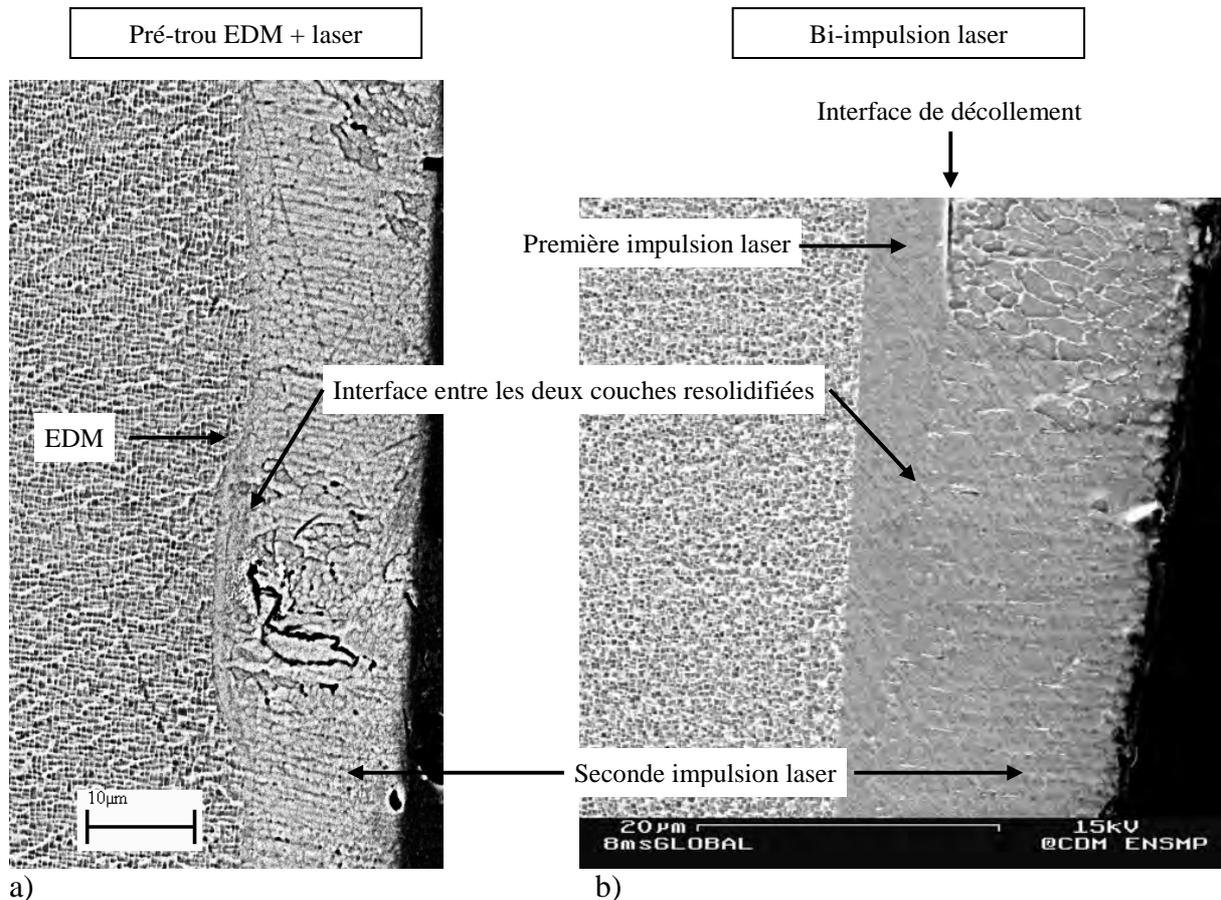


Figure.III.85.Micrographie MEB de l'interface entre deux couches resolidifiées adhérentes a) première couche engendrée par un perçage par EDM et la seconde par laser milliseconde, b) deux couches créées par impulsion laser milliseconde

Dans ce domaine, l'épaisseur de la couche resolidifiée créée par le perçage EDM est beaucoup plus fine (figure III.85.a) qu'elle ne l'est dans la première zone où les deux couches n'adhèrent pas. Le perçage par EDM crée une couche resolidifiée qui, malgré la rugosité définie plus tôt, présente une épaisseur constante le long du trou formé. Si cette épaisseur est beaucoup plus fine dans cette zone c'est parce qu'ici, la première couche resolidifiée a été fondue une nouvelle fois lors de la seconde impulsion laser. Cette fusion est due en partie à l'interaction directe laser-matière mais également à l'écoulement du métal liquide porté à haute température. C'est donc cette nouvelle fusion qui permet l'adhérence des deux couches dans cette zone. Ce phénomène observé entre l'EDM et le laser est également présent lors d'un perçage laser avec deux impulsions. Dans cette zone la dimension de la première couche resolidifiée tend à devenir nulle en s'enfonçant dans le trou laissant ainsi place à la dernière zone (figure III.85.b).

Le dernier domaine représente la zone dans laquelle toute la couche resolidifiée créée par l'EDM a été refondue. Seule la couche engendrée par l'impulsion laser est visible. Cette zone débute à une profondeur inférieure à celle du trou pré-percé et se poursuit jusqu'au fond du trou (figure III.86). La microstructure de la couche resolidifiée formée ainsi est donc

semblable à celle formée dans les conditions expérimentales du perçage laser mono-impulsionnel.

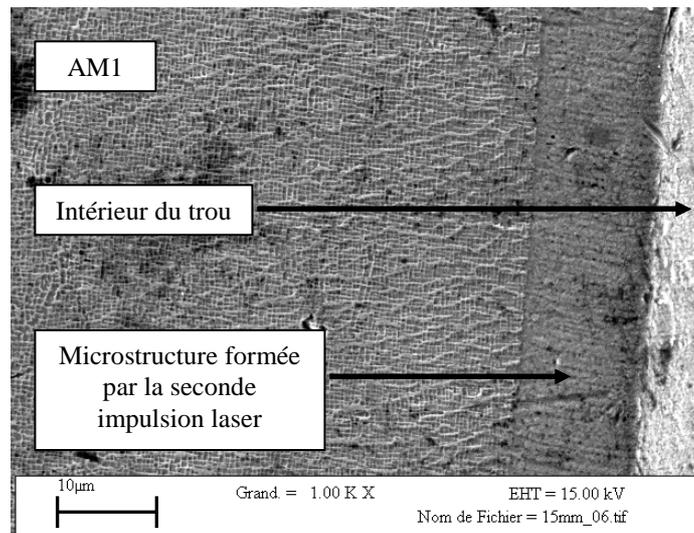


Figure.III.86.Micrographie MEB de la zone resolidifiée créée par une impulsion laser réalisée dans un trou pré-percé par EDM

Lorsque la profondeur du premier trou percé par EDM est trop faible, alors tout le trou se trouve être dans les conditions du dernier domaine. Ainsi, pour le trou percé à 0,5mm, il ne reste rien de la microstructure engendrée par le perçage EDM et le décollement n'a pas lieu puisque la seule couche resolidifiée est celle créée par la seconde impulsion laser (figure III.87).

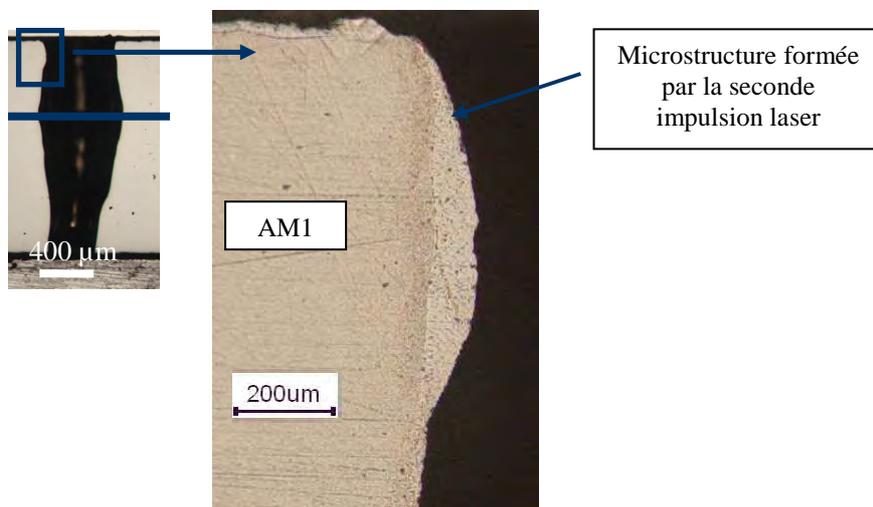


Figure.III.87.Micrographie optique du haut d'un trou de 0,5mm de profondeur pré-percé par EDM puis par laser milliseconde

La refusion de la première couche, est la cause principale de l'adhérence entre les deux couches resolidifiées. Lorsque la seconde couche resolidifiée ne fond pas la première il y a décollement. Il est possible qu'à cela s'ajoute un autre phénomène qui pourrait également être en partie responsable de la recristallisation de la seconde couche. En effet, l'analyse de la composition chimique (figure III.76) montre un léger enrichissement en oxygène dans les couches resolidifiées. Le métal étant porté à très haute température, sa surface exposée à l'air subit une oxydation. Lors de la première impulsion, le métal est fondu et est éjecté hors du trou sous forme de nappe de liquide sous l'effet de la tension de surface tapissant ainsi

complètement l'intérieur du trou et ne laissant pas de zone exposée à l'oxygène. Ainsi, l'adhérence entre la première zone resolidifiée et l'AM1 initial est parfaite et la croissance de cette couche est épitaxiale. L'oxygène est présent dans la couche resolidifiée mais pas concentré à l'interface entre la couche et l'AM1. Lors de la seconde impulsion, une partie de la première couche est refondue par le liquide et le laser. Dans cette zone, le même phénomène que lors de la première impulsion se produit. La seconde couche resolidifiée adhère donc parfaitement. En revanche, lorsque l'énergie contenue dans le liquide créé par la seconde impulsion laser, c'est-à-dire que la profondeur du trou devient trop grande, alors la deuxième couche de matière fondue vient s'appliquer sur la première couche qui a subi une oxydation en surface, sans la refondre. Elle se resolidifie ensuite en cristallisant. La première couche resolidifiée est propice à la germination de grains dans la seconde couche puisqu'avec son oxydation surfacique et sa microstructure en cellules, elle crée une surface rugueuse riche en impuretés (petit bouts d'oxydes, scories dues au perçage, etc.). Lors de l'éjection de la matière fondue de la seconde impulsion laser, ces impuretés peuvent être arrachées de la surface et se mélanger avec le liquide créant ainsi des germes permettant l'amorce des cristaux. Ces germes étant mélangés par l'agitation du liquide en écoulement, ils perdent leur orientation commune initiale (celle du monocristal) et mènent à une structure polycristalline sans orientation préférentielle apparente.

Le développement de l'AM1 a nécessité plusieurs années pour aboutir à une structure monocristalline orientée selon la direction  $\langle 001 \rangle$ . La taille et la répartition des précipités  $\gamma'$  ont également été étudiées afin de satisfaire au mieux l'application à laquelle ce superalliage était destiné. C'est pourquoi, la fusion puis la solidification d'une certaine quantité de matière au bord des trous est un phénomène critique pouvant engendrer une modification locale des propriétés mécaniques attendues. En effet, la microstructure d'une première couche resolidifiée par épitaxie engendrée lors d'un premier tir laser et la recristallisation d'une seconde couche créée lors d'un deuxième tir laser peuvent mener à des propriétés mécaniques sensiblement différentes aux parois du trou. De plus, un trou dans la structure d'une pièce, est une zone de concentration de contrainte. La modification des propriétés mécaniques dans ces zones sont donc exacerbées par ces gradients de contraintes et doivent donc être déterminées. La partie suivante s'intéressera donc au comportement mécanique des couches resolidifiées et soumises à des déformations locales.

### 4.3.4. Propriétés mécaniques des zones resolidifiées

L'AM1 est, comme son nom l'indique, un superalliage monocristallin. Les monocristaux et les microstructures colonnaires ont une meilleure résistance en fluage à haute température parce que leur ductilité est améliorée par l'alignement des joints de grains par rapport à la direction de sollicitation. La suppression des joints de grains dans le monocristal permet la diminution des sites d'amorçage de fissures. De plus, son orientation cristalline apporte une meilleure résistance en fatigue à chaud quand le plus faible module d'Young est dirigé dans l'axe de sollicitation. Pour l'AM1, le plus faible module d'élasticité correspond à la direction  $\langle 001 \rangle$ .

Les modifications de la microstructure dans les zones resolidifiées peuvent influencer ces propriétés. Cependant, les dimensions des couches de matière resolidifiées et de leur géométrie font que peu d'essais peuvent être menés simplement.

Un moyen de caractériser les propriétés élastique d'un matériau est l'indentation instrumentée. Ainsi des essais de nanoindentation ont été menés sur les couches resolidifiées

#### 4. Etude de la modification de la matière

afin de déterminer de manière comparative leurs propriétés élastiques par rapport au superalliage de base.

Cette technique consiste à appliquer une charge sur une pointe de géométrie connue et de suivre sa pénétration dans le matériau (figure III.88.a). Les essais ont été réalisés au LMN (Laboratoire d'étude des Milieux Nanométriques) de l'Université Val d'Essonne, sur un nanoindenteur (Triboscope®, Hysitron SA) couplé à un microscope à force atomique (Digital Instrument 3100), équipement commun au LMN et au Centre des Matériaux. Le couplage entre l'AFM et le nanoindenteur est crucial lors d'essais qui doivent être effectués dans des zones précises et très fines comme c'est le cas des couches resolidifiées. Il l'est d'autant plus que celles-ci sont situées aux bords d'une zone à fort dénivelé (intérieur du trou) et qu'il s'agit de situations à éviter afin de limiter tout risque de destruction des pointes. L'indenteur utilisé pour ces essais est une pointe de type Berkovich, c'est-à-dire une pointe dont la géométrie est une pyramide à base triangulaire. Le dispositif AFM est constitué d'une pointe  $\text{Si}_3\text{N}_4$  fixée sur un levier fixe. La pointe balaye la surface de l'échantillon afin d'établir des images topographiques tridimensionnelles à très haute résolution. Le mode « contact » utilisé pour obtenir les images présentées dans cette étude est défini par les forces de répulsion à très courte portée (quelques nanomètres) entre la pointe et la surface. Ainsi, la morphologie et la nature du matériau influent sur ces forces qui imposent la déformation du levier, support de la pointe (figure III.88.b). A force d'interaction fixée, il est possible d'obtenir l'image topographique en balayant la surface de l'échantillon.

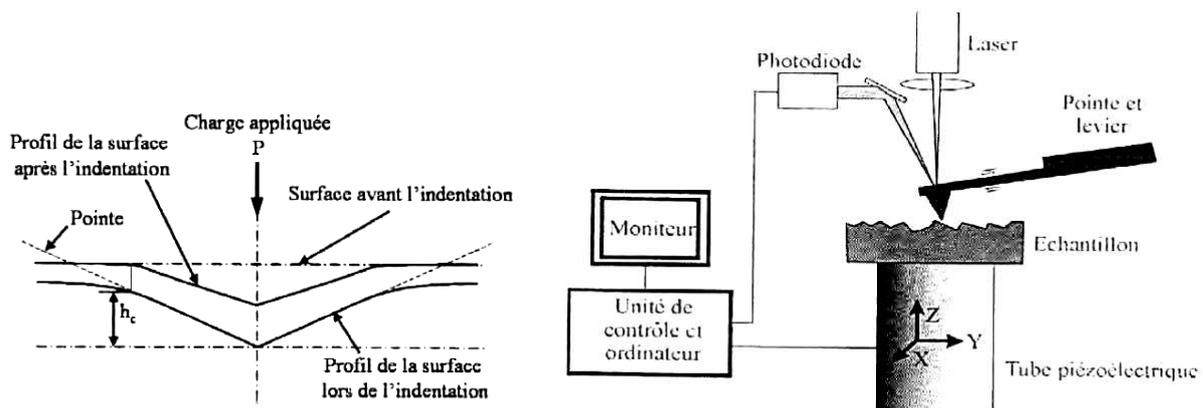


Figure.III.88.a) Schéma en coupe de l'empreinte d'un essai de nanoindentation [OLI 92] b) schéma de fonctionnement d'un microscope à force atomique

A partir de la courbe de charge-décharge (figure III.89), la dureté du matériau peut être calculée par le rapport entre la charge maximale appliquée et l'aire de contact de l'empreinte projetée. Ainsi, cette dureté s'exprime en unité de pression, généralement en GPa :

$$H = \frac{P_{\max}}{A(h_c)} \quad (\text{III.5})$$

Avec  $H$  la dureté du matériau,

$P_{\max}$  la charge maximale appliquée sur la pointe,

$A(h_c)$  l'aire de contact de l'empreinte projetée

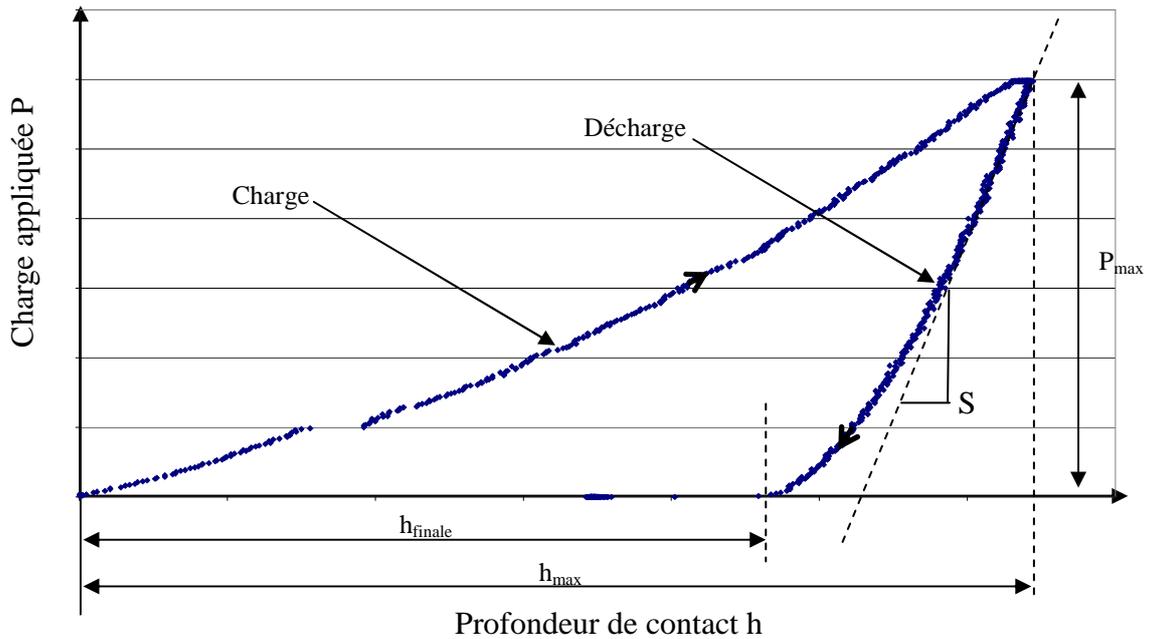


Figure.III.89.Essai de nanoindentation : courbe de charge-décharge en régime élasto-plastique

L'essai de nanoindentation dépend également du caractère élastique du matériau qui influe sur la courbe de charge-décharge. Le module d'Young dit réduit peut ainsi être exprimé en fonction de la rigidité  $S$  du matériau. Celle-ci correspond à la pente de la tangente du sommet de la courbe de charge-décharge. Le modèle de Olivier et Pharr [OLI 92] relie la rigidité  $S$ , l'aire de l'empreinte de l'indent et le module d'Young réduit  $E_r$  du matériau par l'expression :

$$S = \frac{dP}{dh} = \frac{2\beta}{\sqrt{\pi}} E_r \sqrt{A(h_c)} \quad (\text{III.6})$$

Avec  $S$  la rigidité du matériau,

$\beta$  un coefficient égal à 1,0226 dans le cas d'un indenteur de type Berkovich,

$E_r$  est le module d'Young réduit du matériau, celui-ci prend en compte les propriétés mécaniques ( $E$  et  $\nu$ ) du matériau indenté mais aussi celles de l'indenteur

Tous les essais de nanoindentation ont été réalisés sur des surfaces polies de bords de trous. Les mesures ont été réalisées dans les couches resolidifiées sur des coupes diamétrales ainsi que dans le matériau non modifié par le perçage (figure III.90). Ainsi les valeurs présentées ne doivent pas être étudiées d'une manière absolue mais comparative. C'est pourquoi seulement des rapports entre les valeurs obtenues dans les zones resolidifiées et celles obtenues dans l'AM1 de base seront présentés.

#### 4. Etude de la modification de la matière

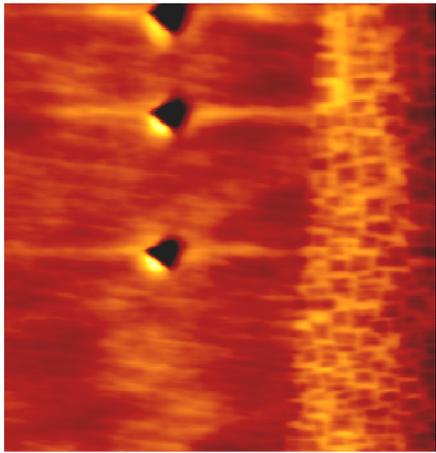
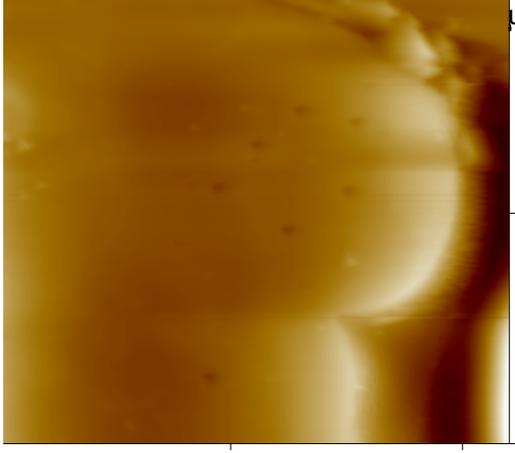
Zone	1ère zone resolidifiée	2ème zone resolidifiée
Image AFM		
$E_{ZF}/E_{AM1}$	1,3	1,15
$H_{ZF}/H_{AM1}$	1,3	1,3

Figure.III.90. Image AFM des deux zones resolidifiées après nanoindentation. Rapport entre les modules d'élasticité réduits et les duretés  $E_{ZF}$  et  $H_{ZF}$  de la zone resolidifiée et  $E_{AM1}$  et  $H_{AM1}$  de l'AM1 non modifié par le tir laser

L'augmentation du module d'élasticité peut être expliquée par la modification de la microstructure entre l'AM1 et les zones resolidifiées, notamment la proportion de phase  $\gamma'$ . De plus, dans l'AM1, il existe un écart paramétrique entre les phases  $\gamma$  et  $\gamma'$  qui est à l'origine du durcissement structural. Ce durcissement est dû à la diminution de la mobilité des dislocations dans la matière car celles-ci doivent franchir ces obstacles que sont ces légères différences de paramètres de maille entre les deux phases constituant le superalliage. Dans les couches resolidifiées, il a été observé plus tôt dans ce document que les conditions de refroidissement engendraient une précipitation nanométrique de la phase  $\gamma'$  créant ainsi un réseau très dense de phase  $\gamma'$  dans une matrice de phase  $\gamma$ . C'est cette densité de nano précipités qui est à l'origine du durcissement observé entre les couches resolidifiées et l'alliage initial. La dureté, calculée par le rapport entre la force maximale appliquée et la surface projetée de l'empreinte d'indentation donne une indication sur la déformation plastique du matériau resolidifié. En effet, plus la déformation plastique sera élevée et plus la surface de l'empreinte et ainsi la dureté seront grandes. Ici, la dureté des zones resolidifiées est plus grande. Cela confirme le durcissement structural par rapport à la microstructure initiale de l'AM1. Un phénomène supplémentaire peut également être à l'origine de ce durcissement, il s'agit de la création de dislocations due aux contraintes thermiques lors de la solidification.

## 4.4. Discussion

Dans cette partie, la microstructure des bords de trou percés par laser a été étudiée à diverses échelles. Le premier constat est que malgré l'utilisation d'un laser, le perçage des trous ne forme aucune zone thermiquement affectée, c'est-à-dire qu'au bord des trous, il n'y a aucune transformation à l'état solide. Les modifications engendrées par le perçage sont donc essentiellement reliées aux couches de liquide écoulées lors de l'impulsion laser et qui se solidifient par la suite le long des parois.

Il a été montré que ces couches resolidifiées lors d'une ou deux impulsions laser n'étaient pas uniformes ni en taille ni en microstructure le long du trou. En effet, la diffraction électronique (EBSD) indique que la zone resolidifiée, lors de la première impulsion laser, se solidifie dans la direction du monocristal alors que celle formée lors de la seconde impulsion laser présente un caractère polycristallin en haut du trou. Comme dans les parties précédentes, il a été une nouvelle fois mis en évidence que la profondeur instantanée du trou jouait un rôle essentiel dans l'éjection de la matière liquide, par conséquent dans les conditions de sa solidification.

En effet, les différences entre ces deux microstructures sont liées à la profondeur de trou et à la quantité d'énergie fournie au liquide. Celle-ci est alors utilisée pour fondre la surface de la paroi sur laquelle le liquide s'écoule lui permettant ainsi d'y adhérer ou non. Un décollement de matière a été observé entre les deux couches resolidifiées et c'est dans cette zone que le changement de microstructure apparaît.

Des études métallurgiques aux échelles micro- et nanométriques ont été respectivement effectuées à la microsonde de Castaing ainsi qu'au microscope électronique en transmission. Ainsi, la composition chimique globale montre un enrichissement en éléments  $\gamma'$ -gènes et la diffraction électronique révèle la microstructure cristallographique de cette phase. Des observations complémentaires au microscope électronique à balayage d'un échantillon percé par laser puis soumis à un traitement thermique de courte durée a permis de confirmer la présence de fins précipités de la phase  $\gamma'$  dans une matrice de phase  $\gamma$ .

La modification de la microstructure de l'AM1 au bord des trous engendre un durcissement structural et une augmentation du module d'élasticité dans les zones resolidifiées par fine précipitation de la phase  $\gamma'$ .

A l'heure actuelle, les codes de calcul destinés à prédire les durées de vie des pièces perforées ne prennent pas en compte la modification du matériau engendré par le procédé de perçage, c'est pourquoi une étude mécanique sera présentée dans le chapitre 4. Dans cette partie, la mise en évidence de la modification de la microstructure a été étudiée ainsi que les conditions menant à celle-ci. L'étude a été effectuée avec des conditions laser définies et fixées. Pour pouvoir déterminer des paramètres inaccessibles par l'expérience du fait de la courte durée du procédé mais aussi pour pouvoir connaître la morphologie des couches resolidifiées quelles que soient les conditions de perçage (profondeur, paramètres laser, ...), il est nécessaire de mettre en place un outil numérique fondé sur les résultats expérimentaux obtenus aux cours de cette étude et présentés dans les parties précédentes. Cet outil n'existe pas car la complexité des phénomènes mis en jeu engendre un fort couplage entre plusieurs domaines de la physique tels que l'interaction laser matière, la mécanique des fluides, classique pour le métal liquide mais également la prise en compte de l'éjection supersonique du gaz, ou la thermomécanique. La partie suivante s'intéressera ainsi à la mise en place de cet outil numérique. L'adaptation d'un code de calcul par éléments finis existant capable de simuler une impulsion laser dans les conditions bien moins sévères que sont celles du soudage par laser sera détaillée.

## 5. Modélisation du perçage par laser milliseconde

Dans ce chapitre, les pressions considérées seront exprimées en bar comme c'est l'usage lors de l'étude du perçage par laser. On rappelle qu'un bar est égal à  $10^5$  Pa.

### 5.1. Introduction

Il n'existe pas de modèle numérique capable de prédire la forme d'un trou avec les dimensions des zones fondues lors du perçage. La modélisation du perçage par laser est délicate car elle dépend d'un fort couplage thermohydraulique avec écoulements de matière gazeuse et liquide. De plus, aux difficultés numériques liées à la modélisation multi-échelles, c'est-à-dire la modélisation de phénomènes microscopiques influençant le perçage de façon macroscopique, s'ajoute les difficultés de modéliser ces phénomènes peu connus et peu étudiés. Les parties précédentes de ce chapitre ont permis de mettre en évidence des phénomènes ayant lieu lors du perçage, de les quantifier dans certains cas (vitesses de perçage, vitesses d'éjection liquide, pression de recul) et de les relier à des caractéristiques du matériau ayant subi le perçage (géométrie des trous, tailles des zones resolidifiées, microstructures). Ainsi, le code utilisé dans cette partie se devait de pouvoir prendre en compte les grandeurs expérimentalement mesurées de ces phénomènes comme entrée du calcul et les comparer aux données observées et liées à l'endommagement. Le but est de pouvoir définir un endommagement à partir de conditions laser choisies.

Le modèle exposé dans cette partie est un modèle par éléments finis de soudage par laser utilisant le code universitaire MARCUS. Ce code de calcul a été créé au laboratoire IUSTI (Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels), Polytech'Marseille, puis développé lors de la thèse de S. Rabier [RAB 03] grâce à l'introduction de la méthode ALE (« Arbitrary Lagrangian Eulerian » ou Arbitrairement Lagrangienne Eulérienne en français). Cette méthode, qui détermine la déformation d'un maillage éléments finis, est numériquement nécessaire lors de la modélisation de grande déformation engageant des facteurs de forme très élevés. Ensuite, lors de la thèse de C. Xhaard-Touvrey [XHA 06], les modélisations de nouveaux phénomènes ont été introduites (dépôt de puissance induit par les réflexions multiples, modélisation de la pression de recul, modélisation des pertes énergétiques induites par l'évaporation du liquide). Certains éléments du code initial ont été améliorés (prise en compte de l'axisymétrie du problème, amélioration des algorithmes de gestion de la tension de surface, amélioration de la méthode ALE pour les très grandes déformations).

Cette partie s'intéressera dans un premier temps à la description de la modélisation des phénomènes pris en compte pour le soudage [XHA 06] puis, aux adaptations réalisées pour que ce code puisse devenir un modèle de perçage par laser milliseconde.

### 5.2. Description du modèle numérique de soudage

Tout d'abord, les conditions aux limites du problème ainsi que sa géométrie seront présentées. Ensuite, la prise en compte de l'interaction et de la modélisation des différents phénomènes physiques mis en jeu sera détaillée. Le modèle est fondé sur le couplage d'un modèle de thermique et d'un modèle hydraulique que l'on détaillera chacun. Enfin, le modèle sera validé expérimentalement pour des conditions statiques et dynamiques de la surface irradiée.

### 5.2.1. Géométrie et conditions aux limites du modèle

Le modèle a été développé pour simuler le soudage par laser. Le système est composé d'une plaque à souder irradiée par un laser impulsionnel et fixée sur une plaque support (figure III.91). Le problème présentant une symétrie de révolution (2D axisymétrique), seule une partie de la plaque à souder nécessite une modélisation. Le rectangle représenté dans le modèle numérique correspond à une géométrie circulaire centrée sur la zone d'impact. Ses dimensions sont l'épaisseur et un dixième de la largeur de la plaque.

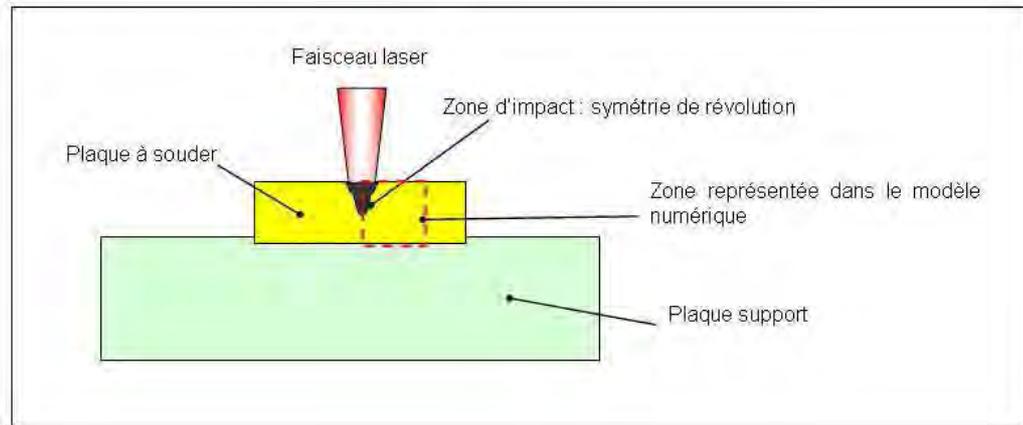


Figure.III.91.Système expérimental du soudage laser étudié [XHA 06]

L'intensité du faisceau laser est modélisée par une loi super-gaussienne (III.6) afin de prendre en compte l'effet de la défocalisation du faisceau sur la répartition spatiale de l'énergie lorsque la profondeur de la zone d'interaction augmente :

$$I(r, z) = I_0 \exp\left(-n\left(\frac{r}{\omega(z)}\right)^n\right) \quad (\text{III.6})$$

Avec  $I_0$  l'intensité maximale de la gaussienne,

$n$  un coefficient numérique,

$r$  la distance par rapport à l'axe de symétrie,

$\omega(z)$  le « beam waist », c'est-à-dire la largeur du faisceau laser à une profondeur donnée et calculée selon l'équation suivante :

$$\omega(z) = \omega_0 \left(1 + \left(\frac{z}{Z_R}\right)^2\right)^{1/2} \quad (\text{III.7})$$

Avec  $\omega_0$  le « beam waist » à l'origine,

$Z_R$  la distance de Rayleigh

Au point focal, le faisceau est dit en « top hat », c'est-à-dire que l'intensité est uniforme sur toute la largeur du faisceau. Plus le faisceau est défocalisé, plus la répartition d'énergie devient gaussienne, fonction du coefficient  $n$ . Ce coefficient a été défini de manière expérimentale et son évolution a été fixée linéaire entre 0 et 1,5mm ainsi qu'entre 1,5 et 3mm. Pour une défocalisation inférieure à 1,5mm, la répartition d'énergie du faisceau laser est très proche d'un créneau.

## 5. Modélisation du perçage par laser milliseconde

Comme cela est détaillé dans le chapitre bibliographique, partie 4. « Perçage laser par percussion », l'élévation de la température dans le matériau irradié est due à l'interaction entre le champ électromagnétique de l'onde envoyée par le laser et les électrons du métal. L'épaisseur de peau étant très faible [COT 91, SEM 97] le flux thermique imposé par l'interaction laser-matière a été modélisé en surface.

Lors de l'interaction, le métal chauffe, fond puis une couche très superficielle est vaporisée. Le principe du calcul repose sur une discrétisation temporelle de ces phénomènes. A chaque pas de temps, le calcul est composé de 3 étapes. Dans un premier temps, les conditions motrices des transferts sont évaluées (irradiation, ...) puis le problème thermique est résolu afin de déterminer les champs de température dans le matériau. Enfin, les champs de vitesses induits par les gradients thermiques et les forces extérieures (pression de recul, tension de surface, ...) sont résolus. Le problème est traité différemment selon qu'il soit considéré avant ou après vaporisation. Les transferts thermiques y sont, en effet, régis par des mécanismes différents (figure III.92).

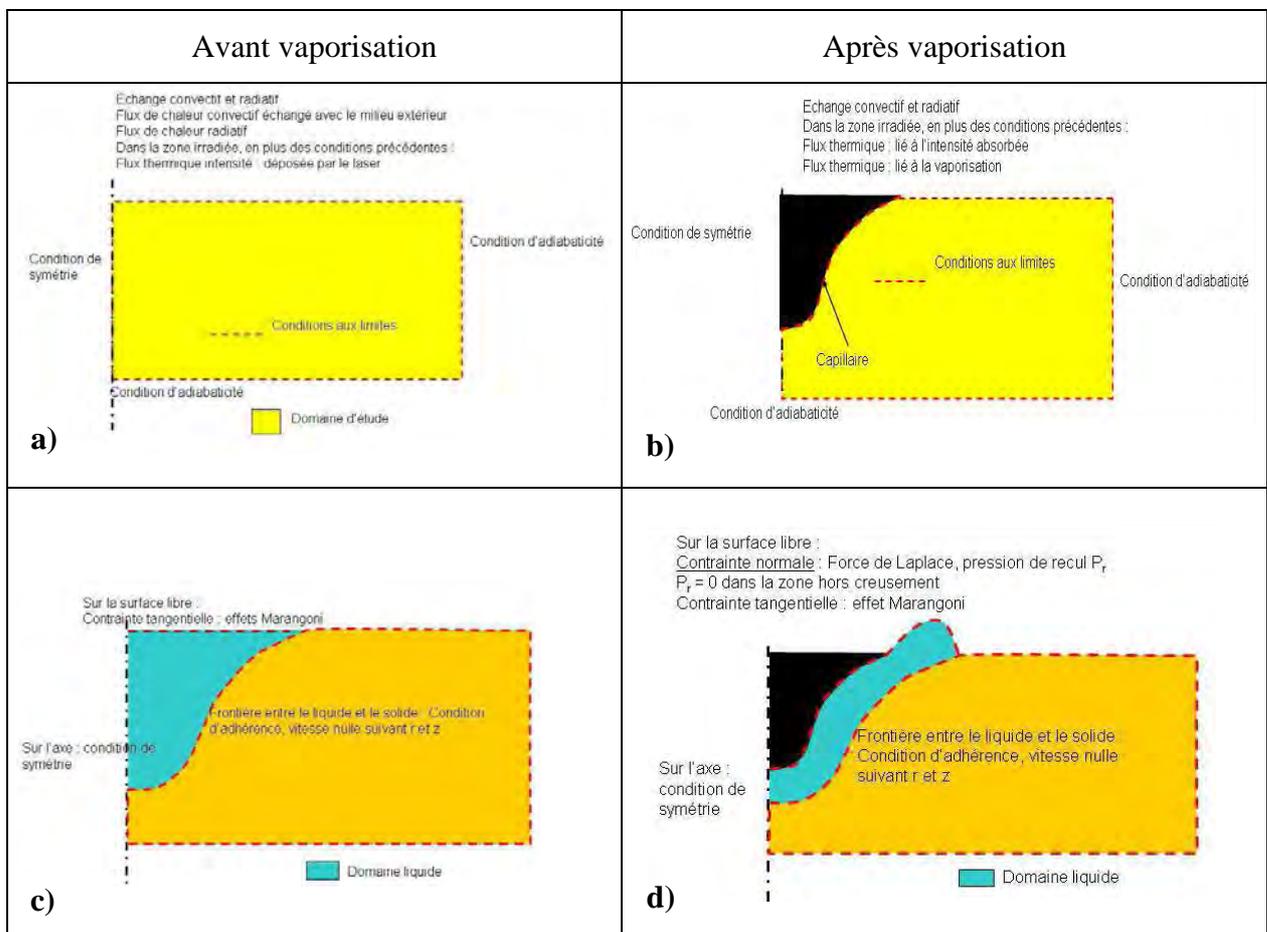


Figure.III.92.Conditions aux limites [XHA 06] : thermiques a) avant vaporisation c) après vaporisation et écoulement b) avant vaporisation d) après vaporisation

La vaporisation est donc un paramètre essentiel. Les autres phénomènes seront décrits selon que l'on a vaporisation ou pas. Après le détail des transferts thermiques et de l'écoulement associé des fluides, des essais de validation seront présentés avec ou sans déformation de la surface libre irradiée.

## 5.2.2. Modélisation de l'interaction avant et après vaporisation

### 5.2.2.1 Transferts thermiques

Les conditions aux limites ont été définies précédemment. La résolution du problème thermique est fondée sur la résolution de l'équation de l'énergie. Comme pour les conditions aux limites, deux phases distinctes doivent être considérées pour l'établissement des relations. Ces deux phases dépendent du phénomène de vaporisation. L'équation de l'énergie est écrite pour ces deux phases de manière identique mais certains termes doivent être adaptés, notamment ceux liés à la mobilité du fluide.

#### A. Avant vaporisation

Equation de l'énergie :

$$\rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T \right) = \lambda \cdot \nabla^2 T + S^t \quad (\text{III.8})$$

Avec  $\vec{u}$  le champ de vitesse du fluide (nul en l'absence d'effets Marangoni),

$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$  la variation temporelle d'énergie interne,

$\lambda \cdot \nabla^2 T$  la conduction de la chaleur,

$S^t$  terme source représentant la dissipation thermique liée au changement de phase solide liquide et déterminée par l'équation basée sur une approche enthalpique [MED 08] :

$$S^t = -\rho \left( \frac{\partial \Delta H}{\partial t} + u \nabla (\Delta H) \right) \quad (\text{III.9})$$

#### B. Après vaporisation

Equation de l'énergie :

$$\rho C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} - \vec{w}) \cdot \vec{\nabla} T \right) = \lambda \cdot \nabla^2 T + S^t \quad (\text{III.10})$$

Avec  $\rho C_p \left( (\vec{u} - \vec{w}) \cdot \vec{\nabla} T \right)$  la convection induite par le mouvement du fluide,

$\vec{w}$  la vitesse du maillage dont la détermination sera explicitée quand il sera question de la méthode ALE (paragraphe 5.2.2.3 « Pression de recul et déformation du maillage »).

Lors de l'interaction, la température de la surface irradiée augmente. Cette surface est, en réalité, une interface entre la matière liquide et la vapeur métallique. Comme cela a été présenté dans le chapitre bibliographique, lorsque la température de surface augmente, la pression de recul augmente. Dans la partie 1, « Phénoménologie du perçage » de ce chapitre, il a été expliqué que cette pression de recul régit le perçage d'un trou. C'est également elle qui dicte la déformation de la surface liquide dans les conditions de soudage par laser. La

déformation de cette surface est ainsi modélisée par la résolution d'un problème hydraulique avec la surface d'un volume liquide sur lequel une pression est exercée. Le paragraphe suivant détaille le système d'équations utilisées pour résoudre ce problème hydraulique.

### 5.2.2.2 Ecoulement

Les conditions aux limites ont été définies précédemment. La résolution du problème hydraulique est fondée sur la résolution du système d'équations de Navier-Stokes incompressible. Comme pour les conditions aux limites et la résolution du problème thermique, deux phases distinctes doivent être considérées pour l'établissement des relations. Ces deux phases sont toujours déterminées par le phénomène de vaporisation. Les équations de Navier-Stokes sont donc écrites pareillement pour ces deux phases mais certains termes doivent être adaptés et notamment ceux liés à la déformation de la surface et aux mouvements du métal liquide.

#### A. Avant vaporisation

Navier-Stokes incompressible :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) = \nabla \cdot \overline{\overline{\sigma}} + f^v + S^n \end{array} \right. \quad (\text{III.11})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{\overline{\sigma}} = -pId + \mu (\nabla \cdot \vec{u} + (\nabla \cdot \vec{u})^T) \end{array} \right. \quad (\text{III.12})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \vec{u} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III.13})$$

Avec  $\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$  la variation temporelle de la quantité de mouvement,

$\rho(\vec{u} \cdot \nabla \vec{u})$  les phénomènes convectifs,

$\overline{\overline{\sigma}}$  le tenseur des contraintes dans le liquide,

$f^v$  la convection gravitationnelle,

$S^n$  terme source qui prend en compte l'écoulement interdendritique dans la zone pâteuse.

En effet, lors de la solidification ou de la fusion d'un métal, selon le gradient de température et la vitesse d'avancée du front liquide-solide, il existe une zone dite pâteuse dans laquelle le métal est solide et est structuré en dendrites formant un réseau « spongieux » à travers lequel le métal liquide peut s'écouler. Cet écoulement est assimilé à un écoulement de fluide dans un milieu poreux et est modélisé par une loi classique de Darcy [HAF 09, NI 95, BEN 87] :

$$S^n = \frac{\mu}{K} (u - u_0) \quad (\text{III.14})$$

Avec  $\mu$  la viscosité cinématique,

$K$  une constante,

$u_0$  la vitesse de référence

La convection gravitationnelle est calculée par le modèle de Boussinesq au travers d'une force volumique :

$$f^v = \rho \cdot (1 - \alpha(T - T_0))g \quad (\text{III.15})$$

Avec  $\rho$  la masse volumique,  
 $\alpha$  le coefficient de dilatation,  
 $g$  l'accélération de la pesanteur,  
 $T_0$  la température ambiante

## B. Après vaporisation

Navier-Stokes incompressible :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} - \bar{w}) \cdot \nabla \bar{u} \right) = \nabla \cdot \bar{\sigma} + f^v + S^n \\ \bar{\sigma} = -pId + \mu \cdot (\nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T) \\ \nabla \cdot \bar{u} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III.16})$$

$$\bar{\sigma} = -pId + \mu \cdot (\nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T) \quad (\text{III.17})$$

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0 \quad (\text{III.18})$$

Dans ce système d'équations, la vitesse du maillage  $\bar{w}$  déterminée par la méthode ALE est détaillée dans le paragraphe suivant. En l'absence de vaporisation, il n'existe pas de pression de recul donc la surface libre ne se déforme pas laissant ainsi la géométrie du domaine d'étude non déformée. La pression de recul et la méthode ALE qui permet de modéliser la déformation du maillage seront présentées dans le paragraphe suivant.

### 5.2.2.3 Pression de recul et déformation du maillage

Lors de conditions de perçage par laser percussionnel, la pression de recul est généralement déterminée à partir de la loi de Clausius-Clapeyron et est directement reliée à la température de la surface irradiée. Afin de simplifier l'approche, la pression de recul est imposée par une loi gaussienne calée, par essais successifs, pour obtenir la vitesse expérimentale de déformation de la surface libre.

$$P_r(r) = P_{\max} \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \quad (\text{III.19})$$

Avec  $r_0$  le rayon de la tache focale

La force exercée par la pression de recul est la principale force s'exerçant sur le métal liquide conduisant à la déformation de la surface libre. Lorsque cette force devient élevée, la déformation est importante et sa modélisation est assurée par une méthode ALE. Cette méthode s'impose car les approches eulérienne et lagrangienne sont inadaptées aux dynamiques de déformation de l'interface liquide-vapeur et d'écoulement. La première est, en effet, à maillage fixe et la distorsion des mailles de l'autre est telle qu'elle provoque la divergence du calcul. La méthode ALE permet de modéliser un déplacement lagrangien de

l'interface liquide-vapeur et d'avoir recours indépendamment au maillage interne. Dans ce modèle, la vitesse du maillage et la vitesse du fluide sont représentées dans un repère fixe par  $\bar{w}$  et  $\bar{u}$ . Ces deux valeurs sont ainsi égales à l'interface liquide-vapeur et le déplacement interne des nœuds du maillage est déterminé selon la méthode de repositionnement choisi.

Dans la thèse de S. Rabier [RAB 03], ce repositionnement est fondé sur la résolution d'un problème d'élasticité linéaire dans lequel chaque nœud se déplace lorsque l'on impose une condition cinématique sur la surface libre ainsi qu'une vitesse nulle pour les nœuds faisant partie du domaine solide. Le maillage est doté de propriétés mécaniques linéaires : module d'Young et coefficient de Poisson. Ainsi les équations du système sont :

$$\begin{cases} \nabla \cdot \bar{\sigma} = 0 & \text{(III.20)} \\ \bar{\sigma} = \left( \frac{E}{1+\nu_p} \right) \bar{\varepsilon} + \left( \frac{E\nu_p}{(1+\nu_p)(1-2\nu_p)} \right) \text{Tr}(\bar{\varepsilon}) Id & \text{(III.21)} \\ \bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} \left( \nabla \bar{d}^{k+1} + (\nabla \bar{d}^{k+1})^T \right) & \text{(III.22)} \end{cases}$$

Avec  $\bar{\sigma}$  le tenseur des contraintes de Cauchy,  
 $\bar{\varepsilon}$  le tenseur des déformations,  
 $E$  le module d'Young,  
 $\nu_p$  le coefficient de Poisson

Cette technique simple ne peut cependant, pas convenir car, en se déformant, l'interface liquide-vapeur s'allonge, distordant ainsi les éléments proches d'elle. Pour éviter ce problème C. Xhaard-Touvrey a développé dans sa thèse [XHA 06] une modification dans la technique de repositionnement des nœuds. Lors de la déformation de l'interface, un déplacement lagrangien est effectué sur les nœuds. Ensuite, leur positionnement glisse permettant ainsi de garder un espacement constant entre les nœuds (repositionnement à différence d'abscisse curviligne constante, figure III.93) et de garder des formes d'éléments peu distordues proche de l'interface. Le reste du maillage est ensuite déformé par résolution du problème d'élasticité présenté ci-dessus.

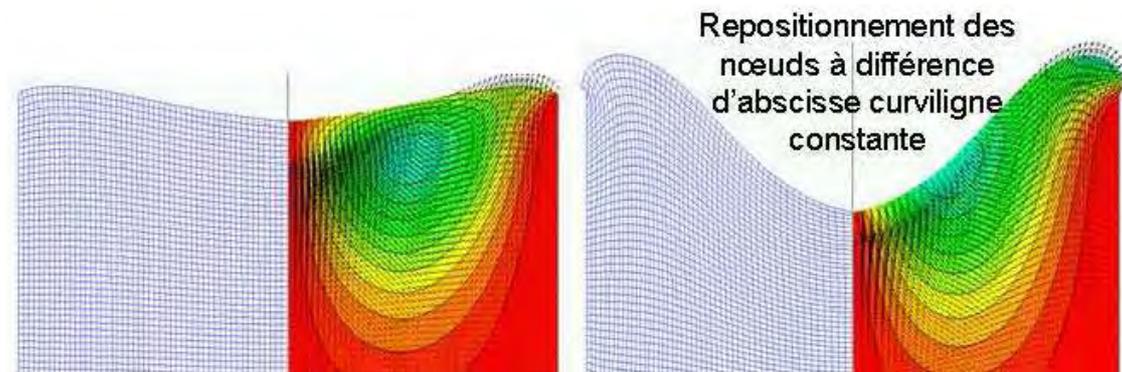


Figure.III.93. Déformation de l'interface et repositionnement des nœuds du maillage [XHA 06]

La méthode ALE a ainsi permis d'obtenir un modèle de maillage propice aux grandes déformations. Le modèle sera ainsi validé pour deux conditions extrêmes dans le paragraphe (5.2.2.5 « Validation numérique du modèle de soudage »). Les équations de base du modèle

ont été présentées jusqu'ici, mais d'autres éléments sont à prendre en compte pour pouvoir définir le problème plus précisément. En effet, les problèmes thermiques, décrits par les pertes et les gains énergétiques, ainsi que les problèmes d'écoulement, décrits par les forces en action sur le fluide, sont souvent approximatés.

#### 5.2.2.4 Autres paramètres du modèle

Lors de l'irradiation laser, l'énergie est apportée par le faisceau. La difficulté est de comprendre et modéliser la façon dont cette énergie est dépensée lors de l'interaction. Lors du soudage, mais plus encore, lors du perçage par laser, une partie de la matière liquéfiée est vaporisée. Cette vaporisation est une perte d'énergie non négligeable à prendre en compte. Pour modéliser cette dissipation, il a été choisi de créer un flux thermique négatif, dépendant de la température locale, appliqué lorsque celle-ci est supérieure à la température de vaporisation (III.23). Ce flux est fondé sur la perte de masse de liquide et l'énergie nécessaire à la vaporiser :

$$F^- = G.L_v \quad (\text{III.23})$$

Avec  $L_v$  la chaleur latente de vaporisation,  
 $G$  la perte de masse

La perte de masse est dépendante de la température et de la pression locale et peut ainsi être décrite par la loi de Langmuir :

$$P = \frac{G}{5,83.10^{-2}} \left( \frac{T}{M} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.24})$$

Avec  $P$  pression de vapeur,  
 $G$  taux de perte de masse par unité de surface libre et de temps ( $\text{g.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ),  
 $T$  température (K),  
 $M$  masse molaire ( $\text{g.mol}^{-1}$ ),

D'où le taux de perte de masse peut s'écrire :

$$G = 5,83.10^{-2}.P.\left(\frac{M}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.25})$$

Dans la thèse de C.Touvrey-Xhaard [XHA 06], la pression de recul  $P$  a été imposée comme une constante et calculée selon l'équation (III.19). La pression de recul devrait être calculée en fonction des grandeurs locales (température, confinement, ...) ou alors imposée à partir de mesures expérimentales. Ici, la pression a été ajustée afin d'obtenir des vitesses de déformation d'interface en adéquation avec les observations expérimentales.

Le métal liquide subit plusieurs forces (pression de recul, forces gravitationnelles, frottement, ...) mais sur la surface libre deux forces sont antagonistes. En effet, si la pression de recul tend à déformer la surface du métal liquide et à créer un capillaire, une force s'y oppose afin de tendre vers une interface la plus petite possible. Cette force est liée à la tension

de surface du liquide et s'exprime à travers les forces de Laplace proportionnelles à la courbure locale de l'interface :

$$\vec{F}_{Laplace} = \frac{\sigma}{\kappa} \quad (III.26)$$

Avec  $\kappa$  la courbure locale de l'interface  
 $\sigma$  le coefficient de tension superficielle

Le modèle ainsi présenté a ensuite été éprouvé afin de s'assurer de sa validité et de celle des méthodes de résolution employées. Ainsi, deux types d'essai ont été réalisés. Dans un premier temps un calcul thermo-hydraulique sans déformation de la surface libre puis, un calcul prenant en compte une très grande déformation.

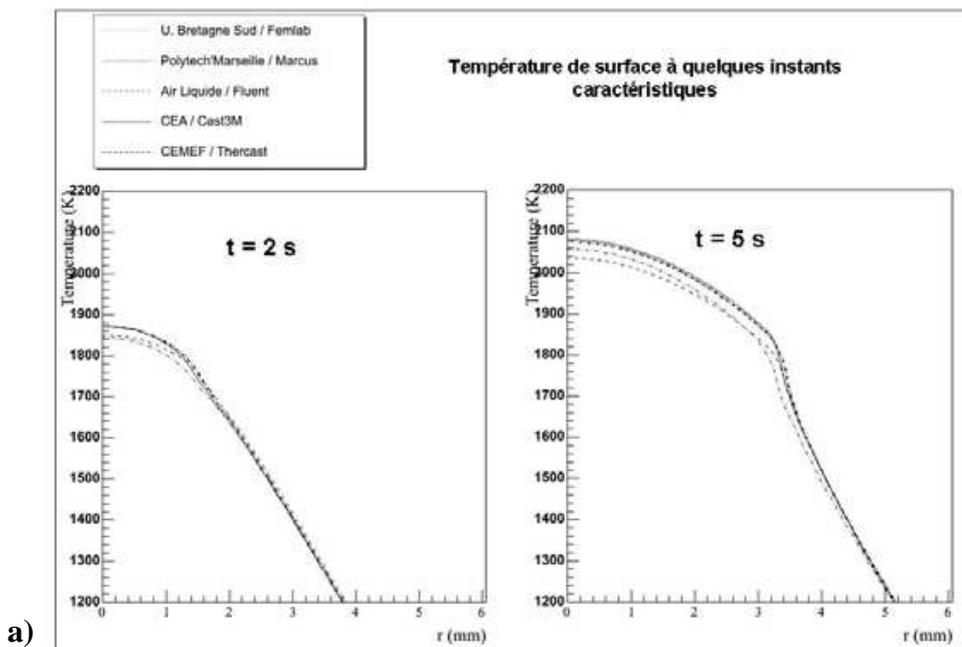
### 5.2.2.5 Validation numérique du modèle de soudage

Le premier calcul est effectué dans des conditions de soudage d'un acier par arc électrique. Le calcul est effectué avec 4 autres codes de calculs supplémentaires afin de valider (Femlab, Fluent, Cast3M, Theracast). Les propriétés thermophysiques de l'acier liquide et solide sont prises en compte mais sont considérées comme constantes en fonction de la température. La source de chaleur associée est déterminée par un flux gaussien :

$$\varphi(r) = \frac{P}{2\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2r_0^2}\right) \quad (III.27)$$

Avec  $r_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{m}$ ,  
 $P = 900 \text{W}$

Les grandeurs comparées sont les températures de surface ainsi que les champs de vitesses du fluide (figure III.94).



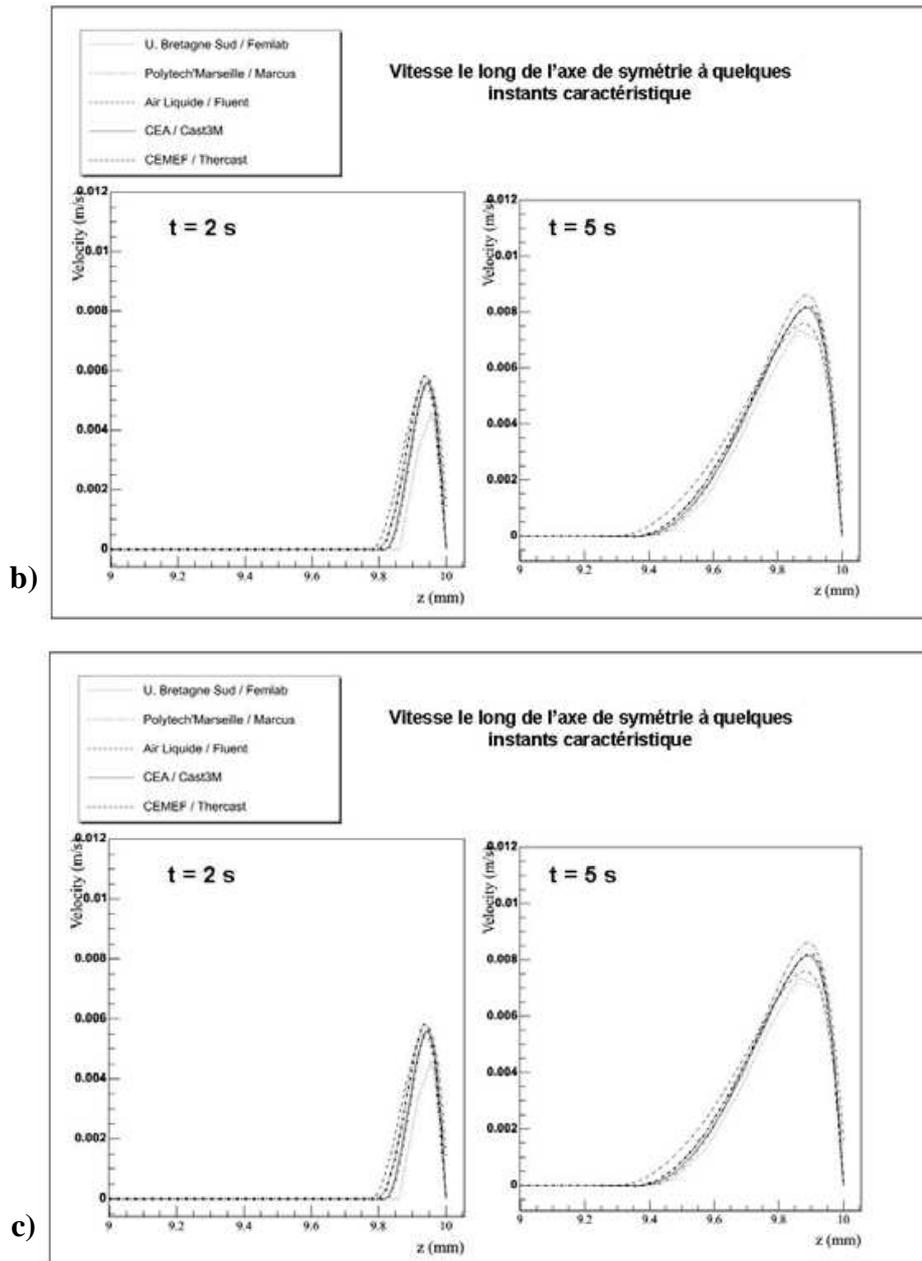


Figure.III.94. Validation du modèle MARCUS en comparaison avec d'autres codes éléments finis a) de la température de surface, b) de la vitesse radiale sur la surface libre et c) de la vitesse axiale le long de l'axe de symétrie [XHA 06]

Les différences observées entre les différents codes de calcul sont inférieures à 4% et peuvent être en partie imputées aux différences de finesses de maillage entre les différents calculs.

Afin de valider le code de soudage et de la méthode ALE adaptée, plusieurs essais de validation hydraulique ont été réalisés (écoulement de Couette plan d'un fluide entre deux plaques horizontales et ondulations de la surface d'un fluide contenu dans un réservoir avec une surface libre). Pour déterminer les limites de ce code, notamment dues à la divergence du calcul à cause de trop grandes déformations, un essai a été défini avec un flux de chaleur 100 fois supérieur au flux physique considéré en soudage par laser. Des rapports d'aspect de  $1/10^{\text{ème}}$  ont ainsi pu être obtenus sans divergence du calcul (figure III.95). Les solutions numériques ont été analysées pour différents types de maillage, différents pas de temps. Ces essais ont montré une certaine robustesse du code de calcul.

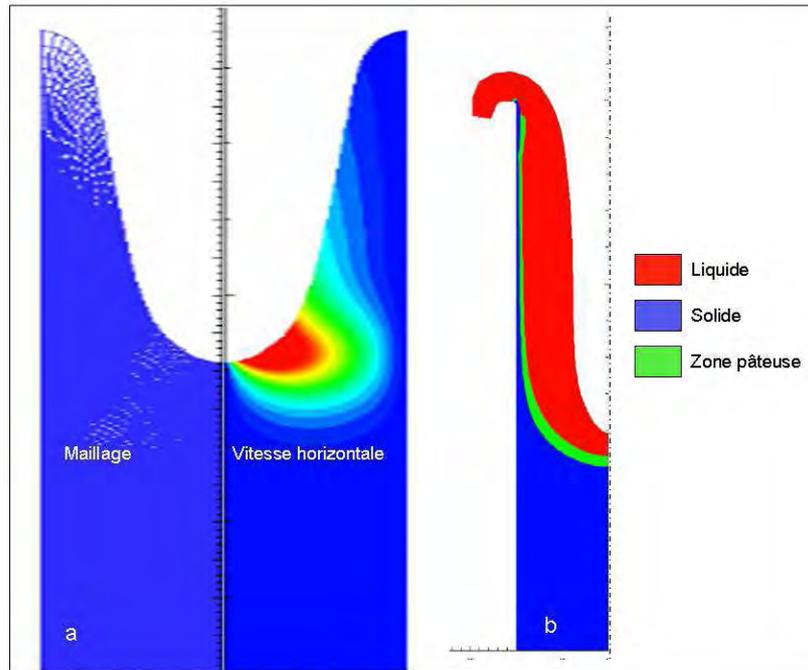


Figure.III.95.Modélisation de grandes déformations avec un rapport d'aspect élevé [XHA 06]

La formulation du code source ainsi que les phénomènes pris en compte ont orienté le choix du code MARCUS pour simuler le perçage par laser dans lequel la modélisation de l'écoulement des couches liquides est prépondérante. La prise en compte de la pression de recul, du flux de chaleur mais, surtout, des propriétés des matériaux en fusion (liquidus, solidus, zone pâteuse, tension de surface, ...) confirment le fait que les phénomènes à la base du perçage laser sont présents et modélisés dans ce code. Les conditions de perçage sont largement plus critiques pour, les gradients de vitesses, la température et le temps, que celles du soudage. C'est pourquoi le code a besoin d'être adapté et modifié dans certains cas. Un facteur essentiel est que le flux de chaleur est beaucoup plus élevé en perçage laser et qu'une vaporisation beaucoup plus conséquente du liquide s'ensuit. Une quantité de matière plus élevée est perdue et la pression de recul est largement supérieure à celles constatées en soudage. L'ionisation de la matière est aussi un phénomène prépondérant à haute énergie qui n'est pas contenu dans ce code. Les adaptations et solutions utilisées pour pallier ces différences sont détaillées dans la partie suivante.

### 5.3. Adaptation du modèle aux conditions de perçage

#### 5.3.1. Conditions aux limites

Le système est composé d'une plaque d'AM1 de 1,5mm à percer avec une durée d'impulsion de 1ms et une puissance crête de 10kW (figure III.96). Le problème présentant une symétrie de révolution (2D axisymétrique), seule une partie de la plaque à percer nécessite une modélisation. La forme représentée dans le modèle numérique correspond à une géométrie circulaire centrée sur la zone d'impact.

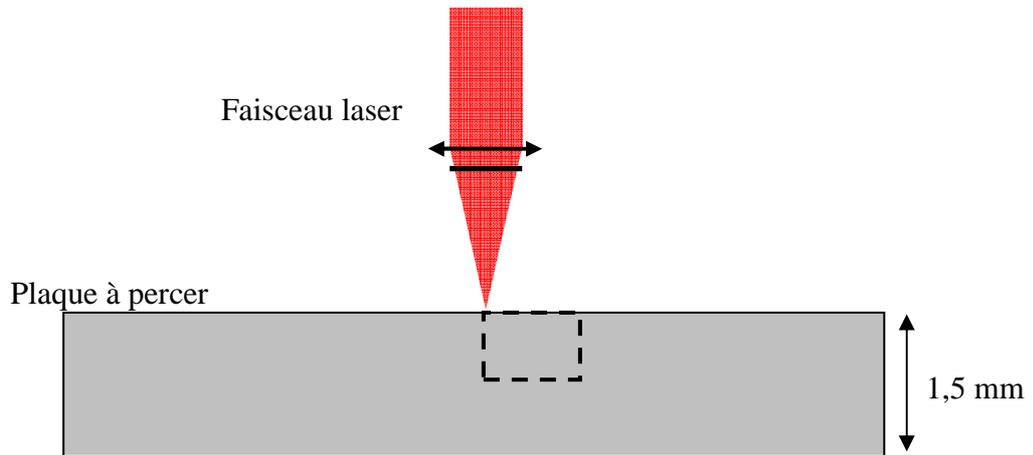


Figure.III.96.Système expérimental du perçage par laser étudié

Contrairement aux conditions rencontrées lors du soudage par laser, le métal liquide présente une forte cinétique. De plus, la géométrie des trous est beaucoup plus directionnelle. Ainsi, le métal liquide doit passer d'une direction d'écoulement horizontale dans la zone d'interaction à une direction verticale le long des parois des trous. Dans les conditions laser considérées, la couche de métal liquide est de très faible épaisseur (quelques microns) et malgré la finesse du maillage, l'irradiation d'une surface plane engendre sa trop forte distorsion et la divergence du calcul. Pour remédier à ce problème, la forme modélisée est pré-perçée d'une dizaine de microns (figure III.97).

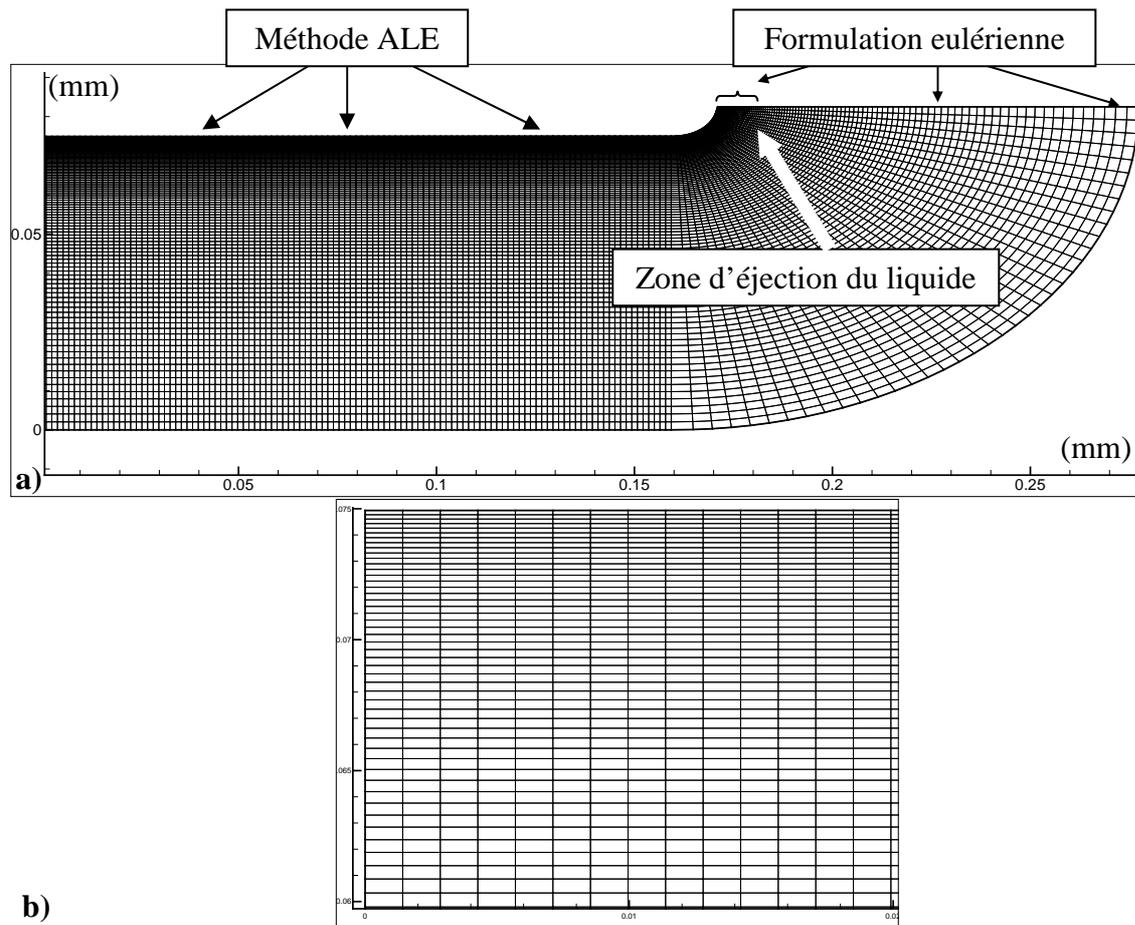


Figure.III.97.a) Maillage du domaine de calcul, b) Détail du raffinement du maillage proche de la zone irradiée par le laser

La géométrie est définie par une épaisseur de  $75\mu\text{m}$  et une largeur de  $275\mu\text{m}$ . Afin de garantir des conditions de symétrie, celle-ci a été réalisée pour garder une épaisseur constante en début de perçage (rayon extérieur = épaisseur). Le maillage est constitué de 3750 éléments finis quadrangulaires à approximation quadratique (Q9), construits sur 15251 nœuds. Un fort raffinement de maillage est mis en œuvre (la taille des éléments varie selon une progression arithmétique) dans la zone située à proximité de la surface supérieure, exposée à l'irradiation du laser. La taille de la tâche laser est de  $320\mu\text{m}$ . Dans le calcul, l'énergie est déposée selon un « top hat » sur  $160\mu\text{m}$ . La puissance laser est de  $10\text{kW}$  et le calcul effectué pour une durée de  $0,45\text{ms}$ . Les rayons incidents, avant réflexion sur la surface de la pièce, sont parallèles et l'intensité laser est constante au cours du temps. L'intégration temporelle des équations est effectuée avec un schéma d'Euler implicite. Le pas de temps est auto-adaptativement évalué au cours du calcul, de façon à respecter une précision relative fixée à  $10^{-6}$ .

La phase vapeur n'étant pas modélisée, une perte de matière est alors « simulée » avec le déplacement de l'interface liquide-vapeur en fonction des isothermes de températures, notamment celle de vaporisation.

La pression de recul n'est pas calculée par la relation de Clausius-Clapeyron car celle-ci engendre des instabilités qui font diverger le calcul. En effet, la forte montée de la température de surface et la faible épaisseur de la couche liquide ajoute, avec la taille du maillage, une difficulté supplémentaire. Ainsi, la pression de recul est fixée par l'utilisateur et la contrainte normale est appliquée à travers une loi gaussienne sur la zone irradiée. Cette répartition gaussienne est aplatie par un rayon 5 fois supérieur au rayon de la tache focale.

Les propriétés du matériau sont constantes par phase et sont celles de l'AM1. Les données fournies par Snecma sont complétées par celles calculées en fonction des éléments présents dans le superalliage à partir des travaux de [MIL 06]. Le coefficient de tension superficielle a été calé afin de limiter les instabilités surfaciques dues au fort gradient de déplacement et la faible épaisseur de la zone fondue.

Dans les conditions laser appliquées au soudage, la matière liquide est déformée par la pression de recul et forme une géométrie appelée « keyhole » mais celle-ci n'est pas éjectée de la zone d'impact. Pour les conditions plus intenses du perçage laser, la quasi-totalité de la matière liquide est éjectée du trou sous l'effet de la pression de recul. D'un point de vue numérique, l'éjection de matière donc « l'arrachement » d'éléments est très complexe à mettre en place. Pour régler ce problème, les conditions aux limites dans la zone d'éjection de la matière liquide, c'est-à-dire la surface horizontale (en haut du trou) où le métal est liquide, sont traitées de manière eulérienne et non par la méthode ALE de l'interface liquide-vapeur. Cela signifie que cette interface liquide-vapeur dans le trou reste libre de se déformer et de se remailler lors du perçage alors que la surface libre du liquide en haut du trou reste figée (figure III.97). Cette méthode évite ainsi les déformations intempestives du maillage dans cette zone mais implique la définition arbitraire de la section de sortie du liquide.

Plusieurs calculs numériques ont ainsi été menés pour plusieurs valeurs de la pression de recul. Une première série de valeurs a été choisie pour représenter des conditions de faibles pressions (1, 2 et 3 bar) alors qu'une seconde série représente des conditions de fortes pressions (10, 20 et 30 bar). Les résultats sont ainsi présentés dans la partie suivante et sont comparés au modèle 1D du piston ainsi qu'aux valeurs expérimentales mesurées lors de l'étude.

## 5.3.2. Résultats

Les résultats de cette étude sont les principaux paramètres responsables de la dynamique du perçage, i.e. l'épaisseur des couches liquides mises en jeu ainsi que leur vitesse d'éjection. La vitesse de perçage et le diamètre des trous seront également observés. Ils seront présentés aux instants : 0,075 ms, 0,15 ms, 0,225 ms, 0,300 ms, 0,375 ms, et 0,450 ms.

Dans un premier temps, l'analyse a été effectuée sur la taille des couches liquides en fonction du temps et pour chaque pression de recul considérée (figure III.98). Au début du calcul ( $t=0,075$  ms), leur épaisseur est du même ordre pour toutes les pressions considérées. En effet, dans cette période, la couche liquide est fine et c'est alors la thermique qui régit le procédé, notamment l'avancée de l'interface liquide-vapeur. Par la suite ( $t > 0,15$ ms) une différence significative (facteur 3) apparaît entre le domaine des faibles et fortes pressions.

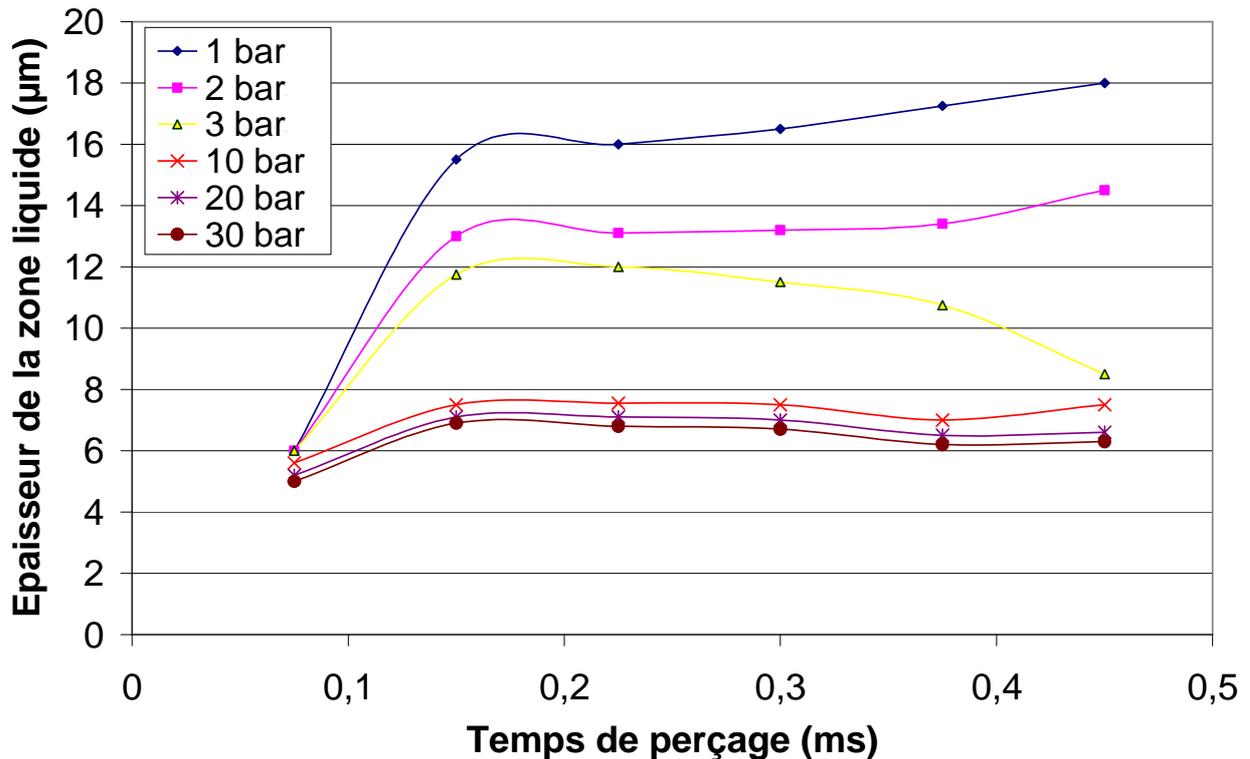


Figure.III.98.Evolution de la taille de la couche liquide pendant le perçage pour différentes pressions de recul

L'épaisseur de ces couches liquides est alors observée en fonction de la pression de recul au début ( $t = 0,075$ ms) et à la fin ( $t = 0,375$ ms) du calcul (figure III.99). Il apparaît alors une asymptote, pour les hautes pressions de recul, vers laquelle le calcul tend. Cette asymptote est du même ordre de grandeur que la taille de la zone resolidifiée lors du perçage de l'AM1 avec une puissance crête laser de 10kW.

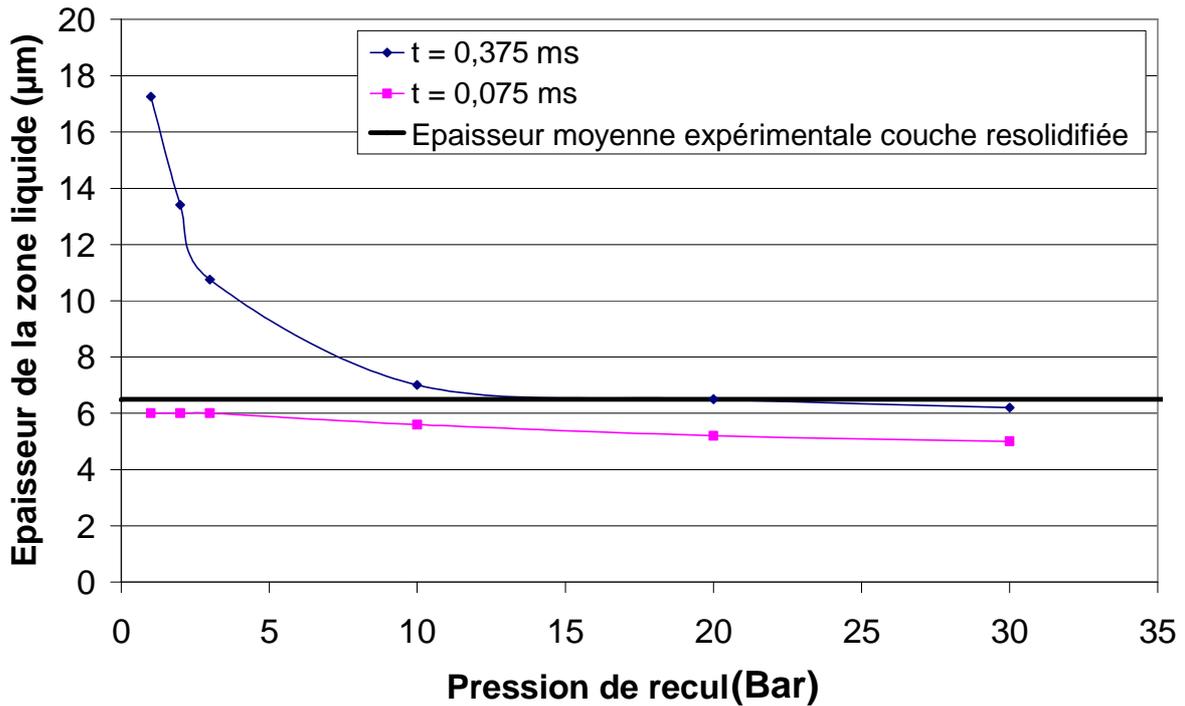


Figure.III.99.Comparaison de la valeur expérimentale de la taille de la zone resolidifiée avec le calcul 2D, pour différentes pressions de recul, de l'épaisseur de la couche liquide

La vitesse de perçage a ensuite été observée pour chaque pression de recul et montre une faible variation au cours du temps pour une pression donnée (figure III.100). Pour les fortes pressions de recul, les vitesses de perçage sont élevées et lors des dernières observations ( $t > 0,35$ ms) l'interface de perçage est influencée par son approche des limites du domaine de calcul.

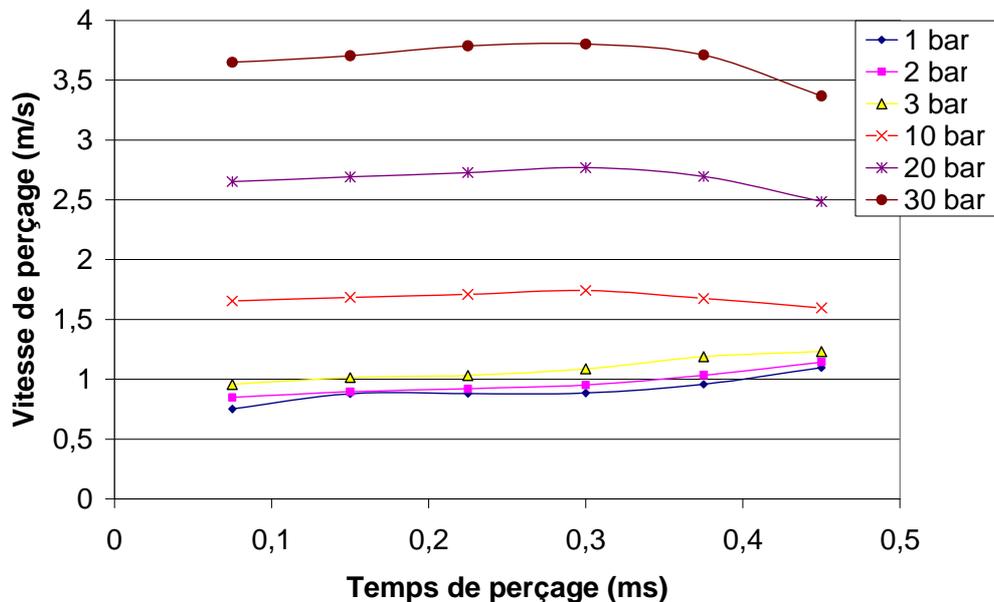


Figure.III.100.Vitesses de perçage au cours de l'impulsion laser pour différentes pressions de recul

Les vitesses de perçage en fonction de la pression de recul au début du calcul ( $t = 0,075$ ms) et à la fin ( $t=0,375$ ms) ont été comparées aux résultats obtenus avec le modèle 1D (piston) ainsi qu'aux valeurs expérimentales obtenues lors de cette thèse. Une relation

quasi linéaire est alors observée entre la vitesse de perçage calculée par le modèle 2D et la pression de recul appliquée.

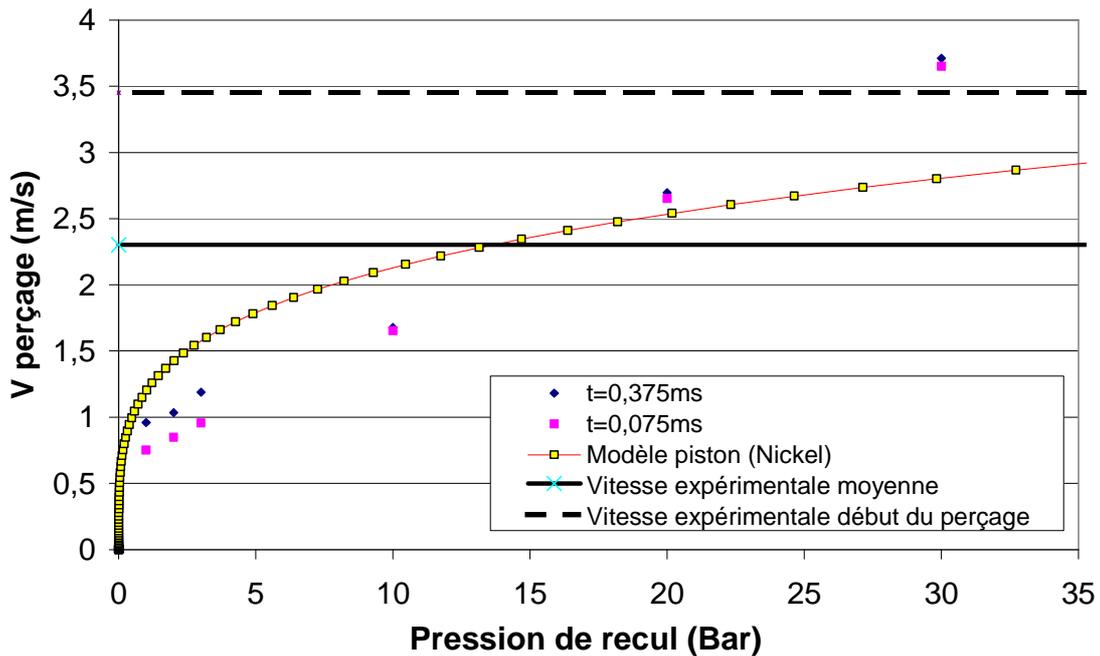


Figure.III.101.Comparaison des vitesses de perçage expérimentale et calculées par des modèles 1D et 2D axisymétrique

Les champs de vitesse de la matière liquide ont également pu être déterminés (figure III.103) ainsi que les valeurs atteintes dans la zone d'éjection de la matière liquide, c'est-à-dire la sortie du trou. Ces valeurs ont ainsi pu être confrontées aux résultats obtenus avec le modèle 1D du piston ainsi qu'aux valeurs expérimentales déterminées avec la caméra rapide (figure III.102). Les résultats obtenus avec le modèle 2D présentent une forte similarité avec les résultats expérimentaux pour les fortes pressions de recul.

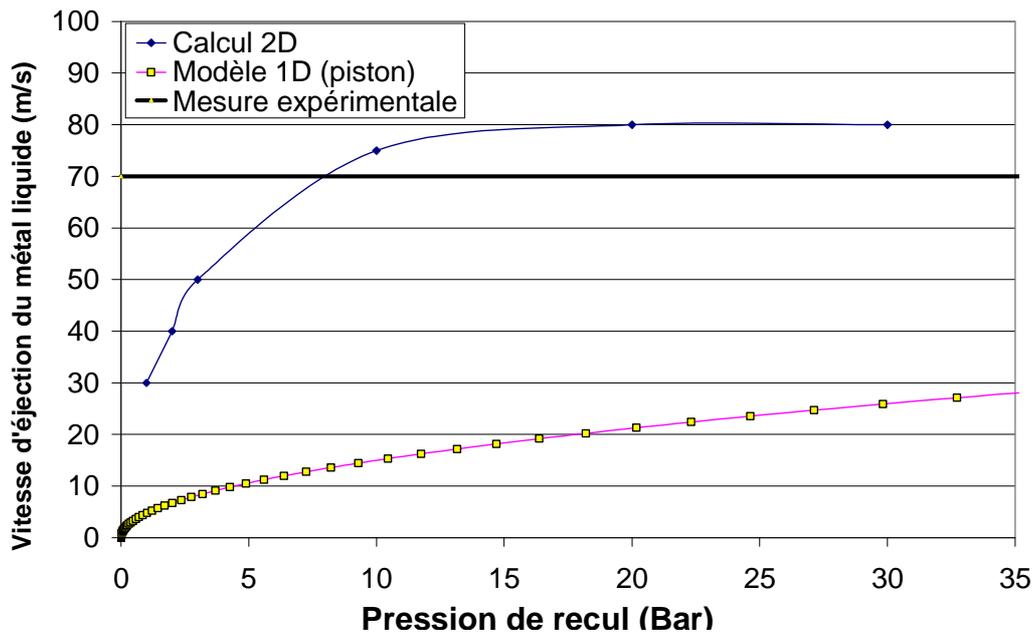


Figure.III.102.Comparaison des valeurs expérimentales et numériques de la vitesse d'éjection du métal liquide selon un calcul 1D ou 2D pour plusieurs pressions de recul

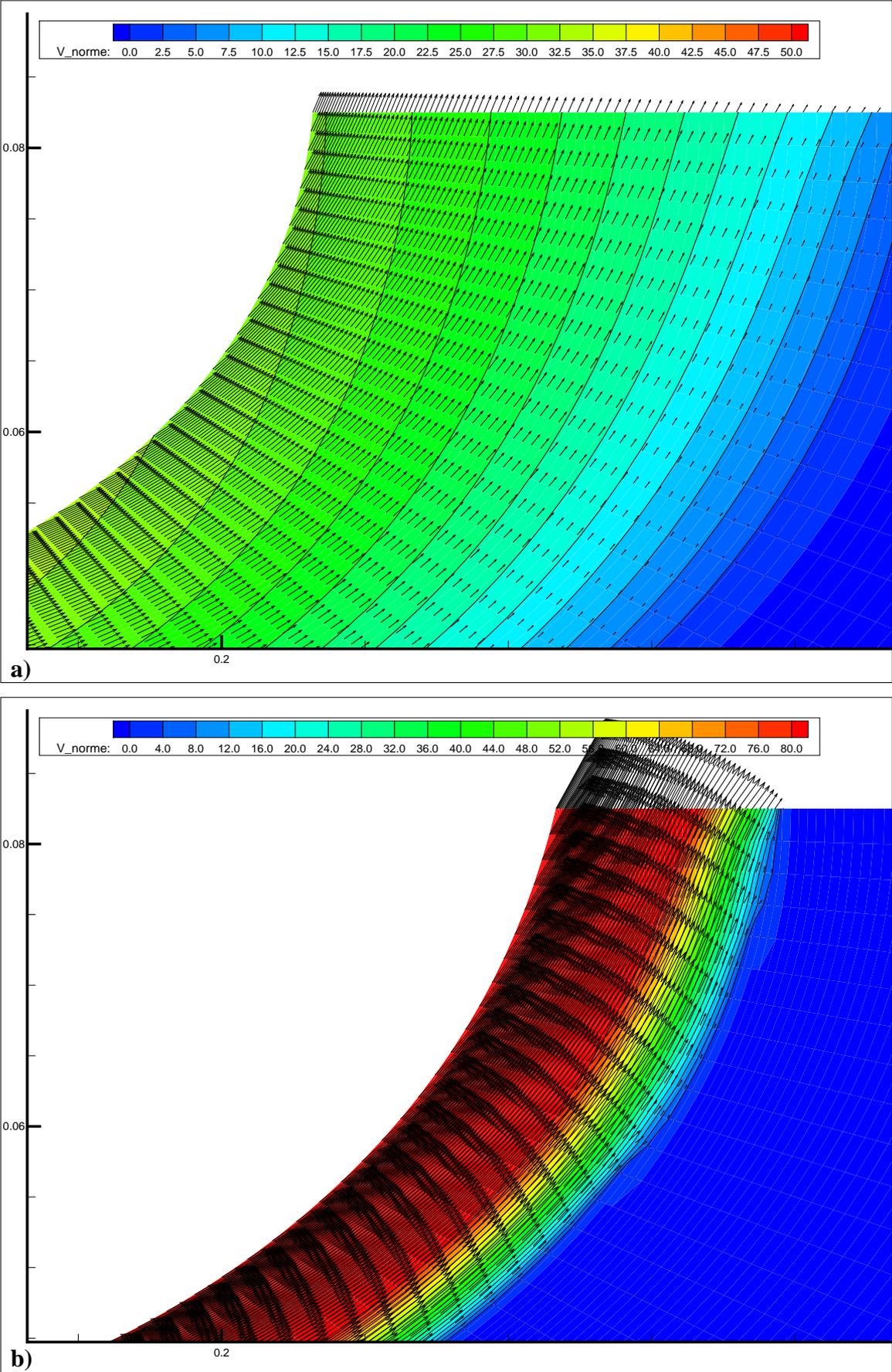


Figure.III.103.Champ de vitesse de la phase liquide dans la zone d'éjection de la matière (haut du trou) pour a) 1bar et b) 30 bar

Pour l'AM1, une zone affectée thermiquement (ZAT) pourrait être visible si la phase  $\gamma'$  était dissoute dans la matrice  $\gamma$ . Cette transformation à l'état solide n'a pas été observée par métallographie. La température de solvus de la phase  $\gamma'$ , c'est-à-dire la température à laquelle les précipités commencent à se dissoudre dans la matrice, est comprise entre 1290 et 1295 °C [FRE 87]. Le calcul permet de mettre en évidence le gradient de température et notamment la gamme comprise entre la température de solvus et la température de fusion commençante (1308°C). Il apparaît alors que cette fenêtre de température est localisée sur une épaisseur inférieure à 500 nm (figure III.104).

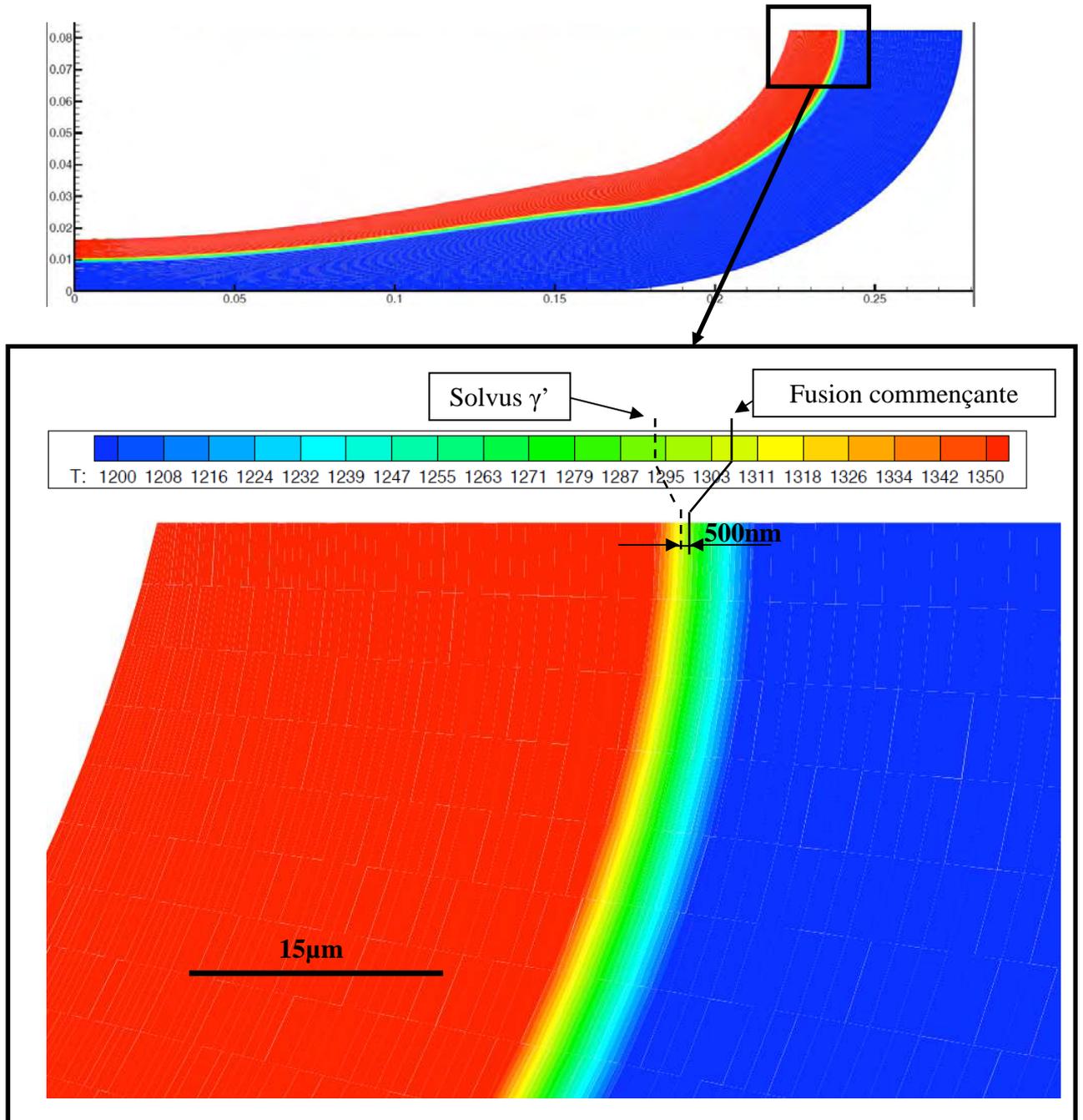


Figure.III.104.Mise en évidence de la ZAT dans la zone d'éjection liquide

## 5. Modélisation du perçage par laser milliseconde

Les diamètres des trous obtenus ont été mesurés et comparés aux résultats expérimentaux présentés dans la deuxième partie de ce chapitre (2. « Phénoménologie du perçage par laser milliseconde ») dans des conditions de perçage d'éprouvettes massives et de cibles verre/métal. Le diamètre du trou calculé est alors inférieur à celui observé expérimentalement pour le premier type d'éprouvette mais correspond parfaitement à ceux observés avec les cibles verre/métal (figure III.105).

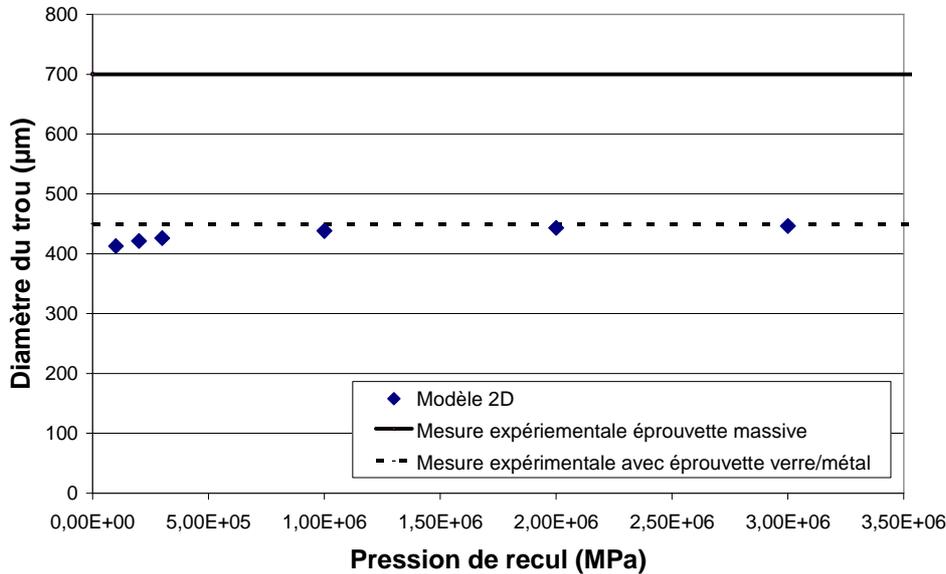


Figure.III.105.Calcul du diamètre d'entrée du trou en fonction de la pression de recul considérée

En effet, dans la partie 2 de ce chapitre, des essais permettant de mesurer des variations de grandeurs locales sont présentés. Ces mesures ont été possibles grâce à l'utilisation d'une cible composée d'une partie en verre et d'une autre en métal. Il est alors apparu que la vitesse de perçage connaissait deux régimes, l'un rapide en début de perçage et l'autre plus lent jusqu'à la fin de la perforation. La transition entre ces deux régimes a été attribuée à l'évolution du profil de fond de trou et à l'élargissement de son diamètre jusqu'à une valeur critique, son diamètre final. Pour la puissance de 10kW, cette valeur a été atteinte après 220µs d'irradiation. La valeur du diamètre du trou donné par le modèle (pression de recul = 30 bar) a ainsi été mesurée à différents instants du perçage (figure III.106).

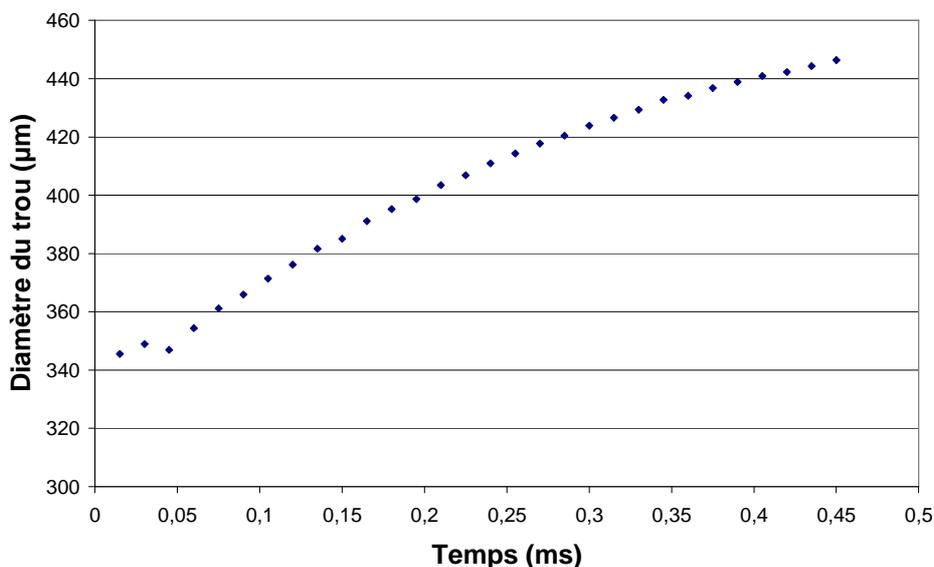


Figure.III.106.Evolution temporelle du diamètre du trou déterminé par le modèle 2D avec Pr = 30bar

Il apparaît alors, en traçant sa vitesse d'élargissement (figure III.107) en fonction du temps de perçage, que celle-ci tend vers 0 mais n'est pas atteinte à 0,22ms.

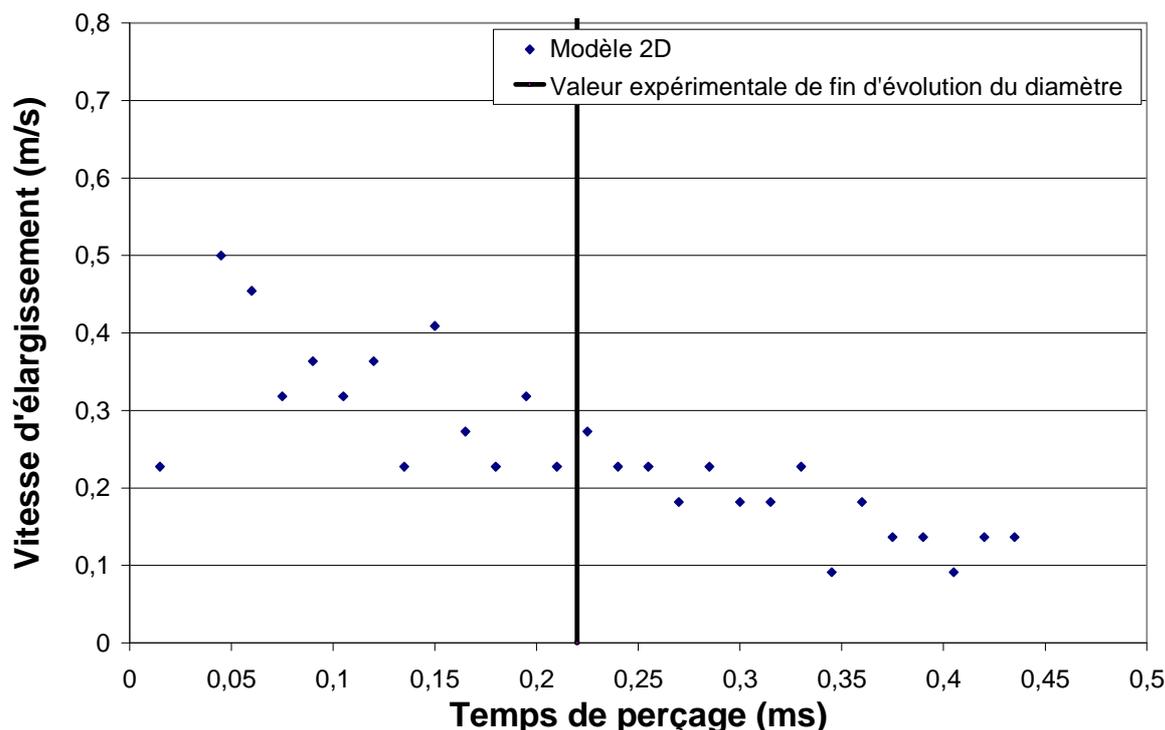


Figure.III.107.Vitesse d'élargissement du trou en fonction du temps de perçage

La correspondance des diamètres observés expérimentalement lors du perçage des cibles verre/métal et ceux obtenus par le calcul 2D peut être expliquée par l'absence de modélisation de la phase vapeur et de son action sur le perçage. Celle-ci n'étant simulée que par l'action d'une force verticale (pression de recul), elle ne peut pas être ionisée ni absorber le faisceau. Ainsi, comme pour l'essai avec la cible verre/métal, le calcul donne des diamètres plus faibles que lorsqu'une plaque massive est percée puisque seul l'écoulement d'un liquide chaud est simulé. Hors, l'érosion latérale est dictée par cet écoulement ainsi que par le rayonnement du plasma. Ce phénomène a également été observé avec les cibles verre/métal où une partie de l'énergie du plasma, après l'absorption du faisceau par la phase vapeur, est dissipée à travers le verre entraînant ainsi une diminution du diamètre. Cette correspondance montre l'importance de la phase vapeur et de son interaction profonde avec la matière (pas seulement la pression de recul).

### 5.3.3. Discussion

Le modèle 2D montre une meilleure concordance des résultats numériques avec les mesures expérimentales dynamiques (vitesse d'éjection du métal liquide, taille de zone fondue, ...) pour les fortes pressions de recul. A pression de recul donnée, trois phases principales peuvent être distinguées par la taille de la zone fondue. En début de simulation, phase de montée en température de la matière ( $t < 0,15$  ms), l'épaisseur du film liquide augmente, ainsi que la vitesse de pénétration de l'interface liquide-vapeur. Ensuite, arrive une phase quasi établie durant laquelle l'épaisseur du film liquide ne varie pas significativement, ce qui signifie que la vitesse de l'interface liquide-vapeur est approximativement égale à celle de l'interface solide-liquide. Enfin, une dernière phase voit le ralentissement de la vitesse des interfaces (solide-liquide et liquide-vapeur). Cependant, cette partie du calcul est biaisée par le fait que la zone fondue atteint la partie inférieure du domaine de calcul.

Compte tenu des épaisseurs mises en jeu, l'hypothèse que la zone fondue se resolidifie en quasi totalité est établie. Cette valeur, ainsi que les valeurs des vitesses d'éjection du métal liquide montrent une bonne concordance avec les résultats expérimentaux obtenus lors de cette thèse.

Il a été montré expérimentalement dans la partie 2 « Phénoménologie du perçage par laser milliseconde » de ce chapitre, que le perçage d'un trou comportait deux régimes de perçage. Le premier est observé au « début du perçage », où la vitesse de perforation est constante mais supérieure à celle observée dans le second régime, noté « cours du perçage ». Le calcul montre une dépendance linéaire entre la pression de recul et la vitesse de perçage. A pression fixée, la vitesse de perçage est quasi constante. La principale raison est qu'un bon nombre de paramètres sont indépendants des conditions de perçage (température, temps, ...). Deux facteurs sont ainsi primordiaux dans le mécanisme de perçage, il s'agit de l'écoulement du métal liquide et la force qui s'y exerce pour le faire circuler. La pression de recul et la viscosité du métal liquide sont deux constantes ne variant respectivement pas en fonction du temps et de la température. Ainsi, en début de perçage ( $t < 0,15\text{ms}$ ), lorsque les épaisseurs des couches liquides sont faibles et en pleine évolution, le problème est majoritairement régi par la diffusion thermique. Le métal liquide est alors irradié et parcourt un trajet court puisque le trou reste en surface. Donc, sa température varie peu et les effets de variation de viscosité sont minimes. Comme avec un perçage réel, lors du début de la perforation, et comme lors des mesures expérimentales de la pression de recul, le début du calcul numérique correspond à une phase où la vapeur n'est pas confinée. Les conditions de pression réelles sont donc proches de celles imposées dans le calcul. Ainsi, le calcul s'applique principalement à résoudre le problème thermique. Dans cette partie, vitesses de perçage, épaisseurs des couches liquides et taille des zones fondues calculées correspondent parfaitement avec les valeurs expérimentales (figure III.108).

	Vitesse de perçage (m/s)	Vitesse d'éjection du liquide (m/s)	Taille de zone fondue/resolidifiée ( $\mu\text{m}$ )
Valeur calculée	3,70	80,00	6,90
Valeur expérimentale	3,45	70,00	6,50
erreur (%)	6,76	12,50	5,80

Figure.III.108. Comparaison des résultats numériques et expérimentaux (calcul au temps  $t = 0,15\text{ms}$  avec une pression de recul de  $30.10^5\text{Pa}$ )

Lorsque le perçage devient plus profond, la vitesse de perçage diminue. Ce phénomène, n'est pas visible dans le calcul réalisé ( $t = 0,375\text{ms}$ ). Cela peut s'expliquer par le fait que lorsque la perforation s'enfonce, alors les conditions de pression réelles sont différentes et notamment dans les zones non irradiées. Cet effet, dû au confinement de la zone d'interaction laser-matière, a pour conséquence de créer une force de pression qui n'est plus seulement dirigée verticalement et « poussant » le trou à se former. De plus, les essais ont montré un élargissement des trous plutôt qu'une augmentation de la vitesse de perçage lorsque l'intensité laser augmente (donc la pression de recul). Cet élargissement est dû à la combinaison des effets du plasma et de la pression. En effet, une partie de l'énergie du faisceau est absorbée par la vapeur métallique et est redistribuée de manière isotrope dans le fond du trou. Ce mécanisme, couplé à la pression s'exerçant au fond du trou, mène à l'augmentation du diamètre de perçage. Dans le calcul, les conditions de pression sont fixes et l'énergie n'est déposée que géométriquement par le trajet des rayons composant le faisceau laser (pas d'absorption rediffusion d'une partie de l'énergie par la vapeur métallique). Ainsi, la vitesse de perçage est constante (à pression donnée) quelque soit la profondeur du trou et reste supérieure à la vitesse moyenne observée expérimentalement (car pas d'élargissement).

Les résultats expérimentaux et numériques sont ainsi comparés à l'instant  $t = 0,375\text{ms}$  (figure III.109).

	Vitesse de perçage (m/s)	Vitesse d'éjection du liquide (m/s)	Taille de zone fondue/resolidifiée ( $\mu\text{m}$ )	diamètre ( $\mu\text{m}$ )
Valeur calculée	3,71	80,00	6,20	446,00
Valeur expérimentale	2,3	70,00	6,50	700,00
erreur (%)	37,99	12,50	4,84	36,29

Figure.III.109.Comparaison des résultats numériques et expérimentaux (calcul au temps  $t = 0,375\text{ms}$  avec une pression de recul de  $30.10^5\text{ Pa}$ )

Plusieurs éléments peuvent également être pris en compte pour expliquer la divergence entre les résultats numériques et expérimentaux. En effet, plusieurs phénomènes ne sont pas considérés : à commencer par la viscosité dont la valeur varie avec la température. Pour des alliages complexes comme l'AM1, il est possible de déterminer les propriétés thermiques globales à partir d'une loi des mélanges [MIL 06] (figure III.110). Tous les paramètres doivent être ainsi calculés (capacité calorifique, masse volumique, conductivité thermique, coefficient de tension superficiel, ...).

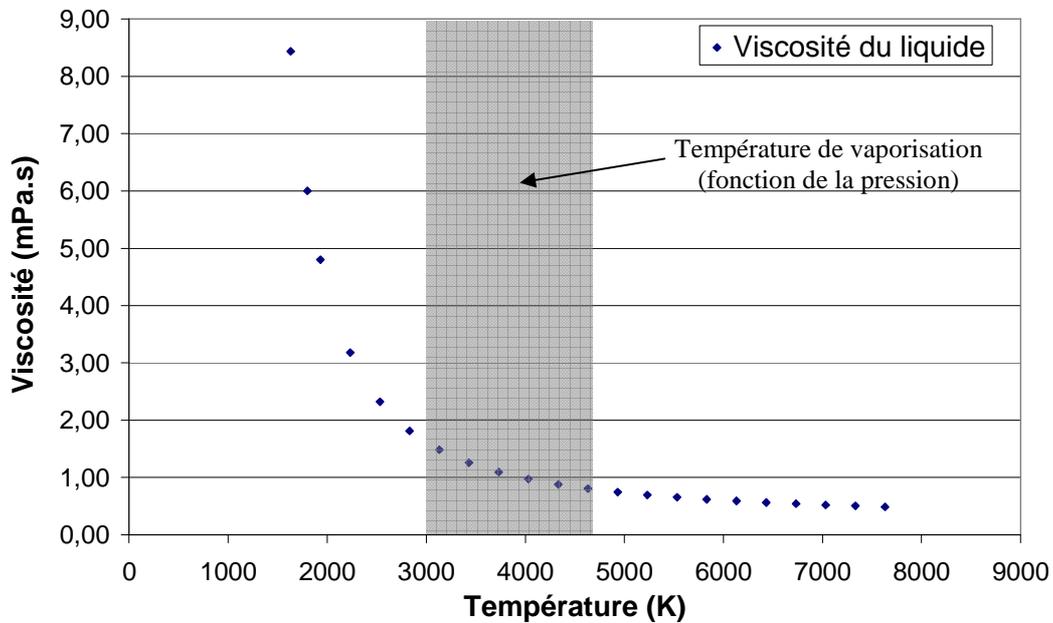


Figure.III.110.Calcul de la viscosité de l'AM1 en fonction de la température à partir d'une loi des mélanges

La phase vapeur n'est pas modélisée. Elle n'existe pas numériquement et sa présence n'est que « simulée » par l'application d'une force représentant la pression de recul. L'énergie utilisée pour cette évaporation est prise en compte dans le bilan énergétique mais l'interaction que peut avoir cette vapeur avec le reste du système n'existe pas (frottement avec le liquide lors de l'éjection, répartition de la pression, instabilités aux interfaces liquide/vapeur, absorption d'une partie de l'énergie laser incidente, ...).

La valeur de la pression de recul a été déterminée expérimentalement dans la partie 3 « Etude de la formation de la couche » de ce chapitre. Mais ces résultats présentent une pression de vapeur non confinée dans un trou et peut être sous estimée. De plus, pour le calcul réalisé dans cette étude, la pression de recul a été fixée autant pour sa valeur que pour sa répartition spatiale. Il est, cependant, très difficile de réaliser des mesures, quelles qu'elles soient, à l'intérieur du trou. Faire varier la pression de recul en fonction de la profondeur du

trou, notamment sa répartition spatiale, est un facteur qui pourrait améliorer la correspondance entre vitesse de perçage calculée et celle mesurée expérimentalement pour un trou profond.

Malgré les limites de ce modèle, celui-ci est capable de déterminer les grandeurs principales pilotant la dynamique de l'éjection de matière donc du perçage. En appuyant ces résultats sur les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude, il pourrait être possible de déterminer les conditions de perçage avec d'autres conditions laser.

## 6. Conclusion générale

Le perçage par laser impulsif est utilisé depuis de nombreuses années dans l'industrie aéronautique. Pourtant, il est encore difficile de prédire avec fiabilité l'endommagement d'une pièce ayant subi un perçage. D'ailleurs, aucune interprétation générale n'est définie pour le terme endommagement car celui-ci dépend du système procédé-source laser-matériau. L'évolution rapide des sources et leur nombre élevé ont également empêché les utilisateurs de pouvoir réaliser des caractérisations systématiques. Ces raisons, couplées à l'approche multiphysique des phénomènes mis en jeu lors du perçage par laser, font qu'il n'existe pas de code de calcul capable de prédire l'endommagement d'un matériau irradié par un laser de puissance. De plus, lorsque des études portent sur des applications industrielles comme le perçage des aubes de turbine, celles-ci ne prennent pas en compte l'état du matériau après perçage mais seulement l'influence mécanique des trous.

Les travaux réalisés dans ce chapitre ont ainsi montré que le matériau subissait une fusion puis une resolidification le long des trous. Des observations réalisées grâce à une caméra rapide (100 000 images par seconde) ont permis de mettre en évidence les phénomènes pilotant le perçage par laser, notamment les conditions d'éjection de la matière liquide. Ainsi, des mesures ont été réalisées sur les vitesses d'éjection liquide, les vitesses de perçage et les autres paramètres caractérisant un trou. Les tailles des zones resolidifiées et leurs variations en fonction de la profondeur du trou et des conditions laser, ont également été observées et caractérisées à fort grossissement au microscope électronique à balayage. Une microstructure différente de celle de l'alliage monocristallin initial a ainsi été présentée et détaillée par une étude approfondie au microscope électronique en transmission. Cette perte de microstructure a été expliquée par les conditions de resolidification après la fusion du matériau et engendre une modification des propriétés mécaniques locales. Celles-ci ont été caractérisées par des essais de nanoindentation sur zones resolidifiées en comparaison avec AM1 adjacent. Pour pouvoir prédire la taille des zones resolidifiées en fonction des conditions laser et de perçage, un modèle numérique 2D a été adapté à partir d'un code de calcul initialement développé pour le soudage par laser. Il présente une bonne concordance avec les résultats expérimentaux et, malgré ses limites, a permis de valider les ordres de grandeur des pressions de recul mises en jeu. Il a également confirmé la forte influence de la phase vapeur dans les phénomènes de perçage. En conséquence, sous réserves de quelques améliorations concernant l'absorption de l'énergie par la phase vapeur et la modification des propriétés du matériau (variation en fonction de la température), ce modèle 2D peut tout à fait devenir prédictif.

Dans ce chapitre, l'endommagement subi par l'AM1 après perçage par laser milliseconde a été défini puis caractérisé en fonction des paramètres de la source laser et du procédé. Le chapitre suivant va s'intéresser à l'influence du procédé de perçage sur les propriétés mécaniques des structures percées et notamment lors d'essais de fatigue à haute température. Des essais, de type industriel, montrant l'abatement de durée de vie à rupture entre des éprouvettes percées par laser et par électro-érosion seront détaillés. Ces travaux seront approfondis par une étude fine de la fissuration d'éprouvettes sollicitées en fatigue et percées par deux procédés définis comme endommageant (laser milliseconde) et non endommageant (laser femtoseconde).

---

**Chapitre 4 :**  
**Etude mécanique**

---



## Sommaire

1. Introduction .....	196
2. Etude macroscopique .....	197
2.1. Définition de l'essai d'abattement de durée de vie .....	197
2.1.1. Abattement de durée de vie expérimentale .....	198
2.2. Discussion .....	200
3. Etude microscopique .....	201
3.1. Essai de fissuration en fatigue à 950 °C .....	201
3.1.1. Méthode expérimentale .....	201
3.1.1.1 Essai de fatigue.....	201
3.1.1.2 Laser femtoseconde.....	203
3.1.2. Résultats expérimentaux .....	205
3.1.2.1 Etude de la propagation de fissure .....	205
3.1.2.2 Etude de l'amorçage de fissure .....	210
3.1.3. Etude de l'oxydation .....	223
3.1.3.1 Oxydation des superalliages base nickel.....	223
3.1.3.2 Oxydation statique.....	226
3.1.3.3 Oxydation sous chargement cyclique.....	229
3.1.4. Approche numérique de la fissuration .....	231
3.1.5. Conclusion.....	233
3.2. Rupture à l'ambiante de la zone resolidifiée .....	234
3.2.1. Essai de traction monotone .....	235
3.2.2. Préparation d'éprouvette .....	237
3.2.3. Résultats expérimentaux et numériques .....	238
3.2.3.1 Corrélation d'images .....	238
3.2.3.2 Simulation numérique du champ de contrainte.....	242
3.2.4. Discussion .....	246
3.3. Conclusion de l'étude microscopique .....	247

Au cours de ce chapitre une étude expérimentale puis numérique relativement détaillée de l'effet du perçage laser sur un superalliage monocristallin à base de nickel sera présentée. Afin de pouvoir dégager et interpréter le maximum de phénomènes liés aux mécanismes d'endommagement du perçage laser milliseconde, une grande partie de l'étude porte sur des perçages réalisés perpendiculairement à la surface des éprouvettes. Leur orientation cristalline principale est  $\langle 001 \rangle$ , direction cristallographique de croissance des pièces réelles. Les aubes de turbine sont cependant, compte tenu de leur évolution géométrique, percées par des trous présentant plusieurs inclinaisons modifiant ainsi légèrement l'interaction laser-matière et l'éjection de cette dernière.

## 1. Introduction

Industriellement, le laser et l'électroérosion sont deux procédés concurrents pour le perçage des aubes de turbine. Leurs principaux points de comparaison sont l'endommagement ainsi que la durée d'usinage. Cette dernière est un paramètre typiquement industriel et, même si l'endommagement est un facteur essentiel, il reste, le plus souvent, pour les applications actuelles, à définir en fonction de la technologie utilisée. En effet, peu ou pas d'études visent à relier le procédé d'usinage et l'endommagement correspondant. Il en est de même pour la relation entre cet endommagement et les propriétés finales des pièces percées. Ainsi, la plupart des études mécaniques menées sur des structures percées s'intéressent principalement aux concentrations de contraintes dues à la géométrie de la perforation [CAR 00, KAM 08]. Comme il a été montré dans la partie 3.1.5 « Vitesses d'éjection liquide et profondeur du trou » du chapitre 3, les perçages par électroérosion et par laser milliseconde peuvent engendrer des trous de même dimension mais avec une zone modifiée en bord de trou de taille et de microstructure différentes. Dans cette étude, ces paramètres sont considérés comme l'endommagement et leur influence sur les propriétés mécaniques des pièces trouées sera mise en évidence.

Tout d'abord, une étude, qui est réalisée dans des conditions industrielles d'essai d'abatement de durée de vie en fatigue, a été réalisée sur éprouvettes planes. Les procédés ainsi étudiés sont le perçage par laser milliseconde ainsi que le perçage par électroérosion. La géométrie des trous est représentative de la pièce réelle, c'est-à-dire inclinée par rapport à la surface de l'éprouvette, et ne permet qu'une analyse macroscopique.

Ensuite, une étude focalisée sur le perçage par laser a été mise en place afin de quantifier, à partir de deux endommagements distincts, l'influence des conditions de perçage sur l'amorçage de fissure et leur propagation. Cette étude fine porte sur des perçages effectués par laser milliseconde et femtoseconde engendrant deux endommagements significativement différents. Cette analyse microscopique a été complétée par une étude de l'oxydation des couches resolidifiées ainsi que par l'étude de leur rupture à température ambiante.

## 2. Etude macroscopique

Aujourd'hui, les modèles numériques de durée de vie de pièce percée sollicitée en fatigue ne prennent en compte ni le procédé d'usinage des trous ni la microstructure résultante. Industriellement, l'endommagement est généralement défini, comme dans le chapitre 1 « Bibliographie », par la fissuration de la zone modifiée par le perçage. Actuellement, deux procédés concurrents sont utilisés pour percer les trous sur aubes de turbine. Ces procédés sont ceux de cette étude : le perçage par laser milliseconde et le perçage par électroérosion. Ici, le diamètre des trous donc leur facteur d'intensité de contrainte, est équivalent pour les deux technologies. La durée de vie numériquement prévue devrait ainsi être la même. Cet essai vise à mettre en évidence l'impossibilité des modèles numériques actuels à être déterministes sur la durée de vie d'éprouvettes percées avec des procédés différents. Elle montre que la géométrie du trou n'est pas le seul facteur à prendre en compte.

Tout d'abord, les conditions de l'essai de fatigue seront définies ainsi que la géométrie des éprouvettes percées.

Ensuite, les résultats expérimentaux concernant la durée de vie à rupture des éprouvettes seront présentés. Le caractère nécessaire et suffisant de ces essais pour comprendre les phénomènes menant à la rupture du matériau sera discuté.

### 2.1. Définition de l'essai d'abatement de durée de vie

Les essais de fatigue sont réalisés sur éprouvettes planes percées de 3 trous orientés selon un angle de  $60^\circ$  avec la surface (figure IV.1). Cette géométrie a été définie pour sa représentativité des aubes de turbine. L'orientation cristalline principale de ces éprouvettes correspond à la direction  $\langle 001 \rangle$ . L'orientation secondaire, comme pour les aubes de turbine, n'est pas contrôlée.

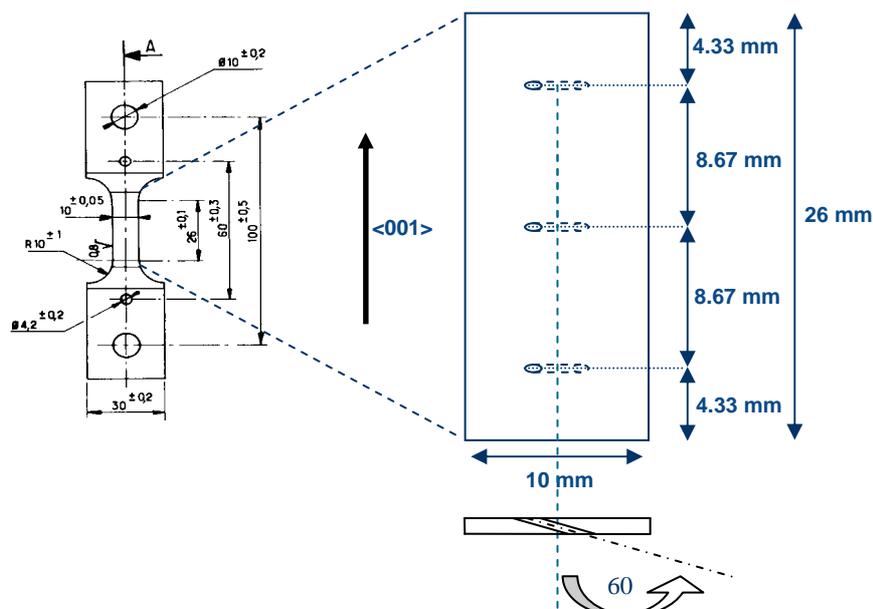


Figure.IV.1.Eprouvette de fatigue plane présentant un motif de trou représentatif de l'aube de turbine

Afin de réaliser cette étude, 18 éprouvettes ont été utilisées : 9 percées par EDM et 9 percées par laser milliseconde percussionnel. Celles-ci sont revêtues de la sous-couche d'accrochage mais pas de la céramique constituant la deuxième couche de la barrière thermique. Le diamètre du trou a été fixé à  $0,35\text{mm} \pm 0,05\text{mm}$ . Les cycles sont définis par une fonction sinusoïdale de fréquence 1Hz avec un rapport des contraintes  $R = \sigma_{\min}/\sigma_{\max}$  nul (figure IV.2). Les éprouvettes sont ainsi sollicitées jusqu'à rupture totale. Trois niveaux de contrainte moyenne ont été étudiés à  $800^\circ\text{C}$  sous air (400, 240, 200MPa). Les essais ont été sous-traités par la société Nantaise METCUT pour le compte de la Snecma.

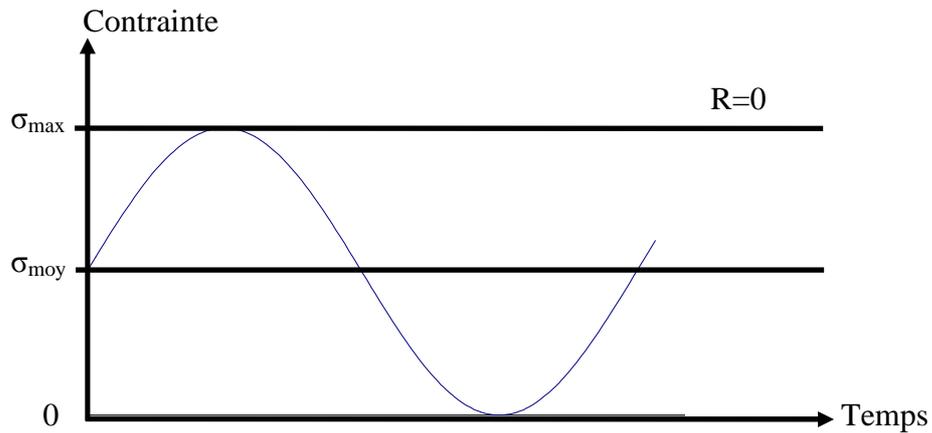
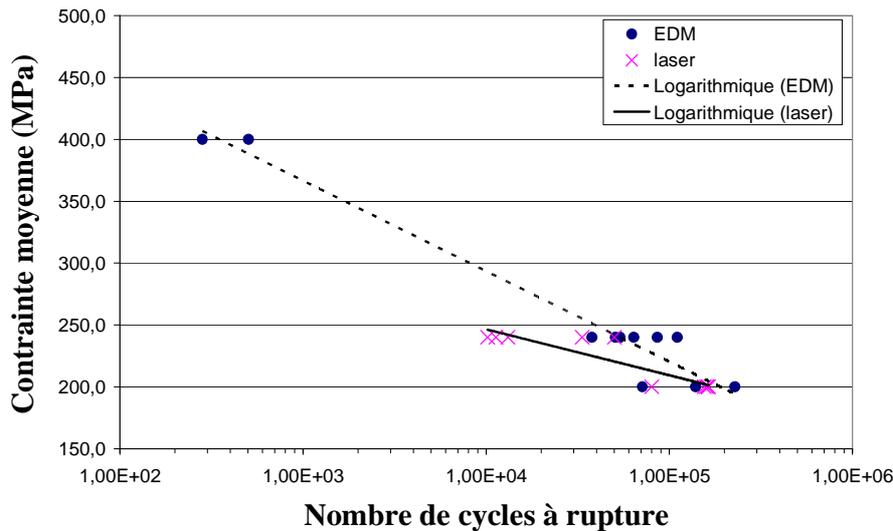


Figure.IV.2.signal mécanique imposé à l'éprouvette plane jusqu'à rupture

### 2.1.1. Abattement de durée de vie expérimentale

Les résultats obtenus montrent une différence de durée de vie plus marquée entre les éprouvettes percées par laser milliseconde et par électroérosion lorsque la contrainte moyenne augmente (figure IV.3).



## 2. Etude macroscopique

par rapport à la surface de l'éprouvette, ne facilitent pas la compréhension des phénomènes mis en jeu dans la rupture de l'éprouvette. En effet, cette inclinaison engendre une concentration de contrainte supplémentaire dans la zone où le trou forme un angle aigu avec la surface. Un calcul numérique par éléments finis simple et réalisé en élasticité montre la différence entre la concentration de contrainte obtenue au bord d'un trou perpendiculaire et incliné (figure IV.4).

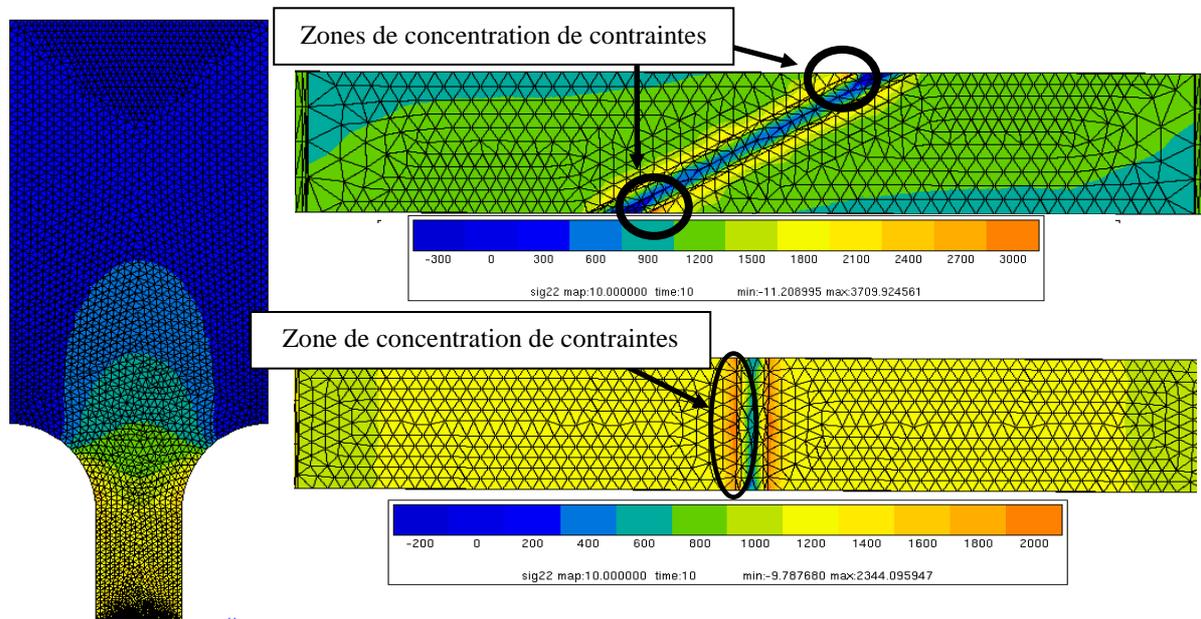


Figure.IV.4.Représentation de la contrainte de Von Mises de deux trous percés perpendiculairement et avec un angle par rapport à la surface de l'éprouvette

Le calcul montre qu'une perforation perpendiculaire entraîne une concentration de contrainte « uniforme » le long du trou. La répartition des contraintes est beaucoup plus localisée dans le cas où le trou est incliné. Les deux zones dans lesquelles le trou forme un angle aigu avec la surface de l'éprouvette montrent une concentration de contrainte supérieure à celle engendrée par un trou perpendiculaire. En localisant ainsi les contraintes, cette géométrie est peu adaptée à une étude approfondie des phénomènes liés à la rupture de l'éprouvette et au procédé utilisé. Les faciès de rupture montrent ainsi que l'amorçage est localisé dans ces zones de concentration de contrainte, que le perçage soit effectué par laser milliseconde ou par électroérosion (figure IV.5). L'éprouvette percée par électroérosion montre un amorçage sur toute la longueur du trou mais la distance de fissuration est bien plus grande dans la zone de concentration de contrainte, preuve d'un amorçage précoce dans cette zone. De la même manière le trou percé par laser milliseconde présente un faciès de rupture où l'amorçage n'apparaît que dans cette zone de concentration de contraintes. La zone opposée est rompue par clivage. Cela signifie qu'il n'y a pas eu d'amorçage et que lorsque la fissure a été assez longue du côté de l'angle aigu, l'éprouvette a alors cédé brutalement.

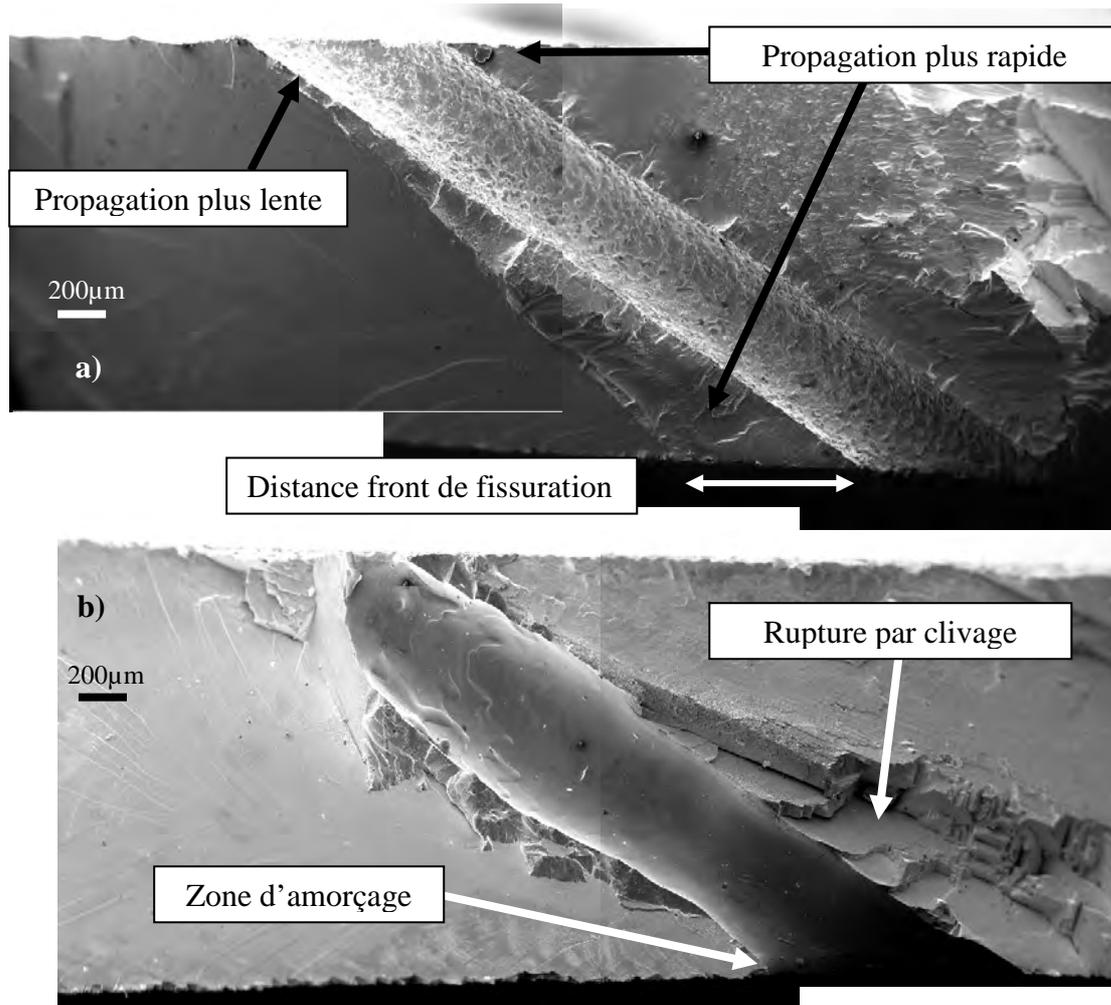


Figure.IV.5.Observations MEB de faciès de rupture sur éprouvettes percées par électroérosion (a) et par laser milliseconde (b)

## 2.2. Discussion

Cette série d'essais a permis de mettre en évidence l'influence d'un procédé de perçage sur la durée de vie à rupture d'une éprouvette sollicitée en fatigue. Cependant, ce résultat macroscopique ne permet pas d'analyser les paramètres influençant cette rupture ni de comprendre les phénomènes menant à l'amorçage de défauts ainsi qu'à leur propagation. De plus, il a été montré que la disposition des trous sur l'éprouvette, bien que représentative de l'aube de turbine, ne permettait pas une analyse fine des faciès de rupture car l'amorçage est obligatoirement localisé dans la zone de concentration de contrainte formée par l'angle aigu entre le trou et la surface de l'échantillon. Ainsi, une seconde étude de fatigue a été mise en place au Centre des Matériaux. Celle-ci a été instrumentée pour suivre la fissuration en fonction de l'avancée de l'essai. De plus, chaque éprouvette n'a été percée que d'un seul trou perpendiculaire à sa surface afin d'homogénéiser la zone de concentration de contrainte. Les essais ont été réalisés à une température de 950°C sous air. Cette étude microscopique a permis l'analyse des phénomènes microstructuraux responsables de l'amorçage des fissures lors des essais de fatigue et a été effectuée en comparant deux procédés de perçage par laser. Le perçage par laser femtoseconde, dit non endommageant (parce que ne conduisant pas à une couche resolidifiée, partie 3.1.1.2. « Laser femtoseconde ») et le perçage endommageant par laser milliseconde.

## 3. Etude microscopique

Le but de cette étude est de mettre en évidence l'influence de la microstructure sur le comportement mécanique d'éprouvettes percées par laser milliseconde. Cet endommagement métallurgique engendré dans la zone resolidifiée et mis en évidence dans le chapitre 3, a été caractérisé par des essais d'amorçage et de propagation de fissure réalisée sur une éprouvette plane pouvant présenter deux microstructures différentes en bord de trou. Celles-ci ont été obtenues par perçage laser milliseconde et femtoseconde.

### 3.1. Essai de fissuration en fatigue à 950 °C

L'AM1, alliage breveté en 1983, a été développé pour le moteur militaire M88 de l'avion Rafale. Aujourd'hui, celui-ci est toujours le matériau utilisé pour fabriquer les aubes mobiles de son successeur, nommé M88-2 avec sa poussée de 75kN. Le rendement global de ces turboréacteurs est intimement lié à leur rendement thermique. Celui-ci est déterminé à partir du rapport des températures d'entrée et de sortie des gaz dans la chambre de combustion. Ces gaz brûlés entraînent alors la turbine haute pression positionnée à la suite. Plus la température de ces gaz est élevée et plus le rendement du moteur est grand. L'application militaire de ce moteur rend les cycles thermiques qu'il subit très variés en fonction du type de vol (mission, décollage, déplacement, ...). Un décollage peut amener la température des gaz d'entrée de la turbine à près de 1500°C. Un vol à allure constante porte le superalliage constituant les aubes à une température moyenne de 950°C pouvant aller localement jusqu'à 1100°C. Afin de reproduire au maximum les conditions de vol des turbines les essais de fatigue seront effectués à 950°C.

Tout d'abord, la méthode expérimentale ainsi que la géométrie de l'éprouvette seront détaillées. Puis, l'étude du procédé de perçage par laser femtoseconde et sa modification de microstructure le long du trou sera développée. Ensuite, les résultats expérimentaux de l'étude de la propagation de fissure mais également leur condition d'amorçage seront présentés. Enfin, une approche numérique par éléments finis de la fissuration sera exposée.

#### 3.1.1. Méthode expérimentale

##### 3.1.1.1 Essai de fatigue

Les essais de fatigue ont été réalisés à 950°C, à l'aide d'un four à lampe (figure IV.6), sur éprouvettes planes en AM1 percées dans différentes conditions laser. Ainsi, l'influence du procédé de perçage, c'est-à-dire de la microstructure en bord de trou, sur la durée de vie d'une pièce trouée pourra être déterminée. Ces essais ont été effectués au Centre des Matériaux sur une machine INSTRON 8502 instrumentée.

Les essais sont pilotés en contrainte à une fréquence de 1Hz. La sollicitation est un signal sinusoïdal avec une contrainte maximale de 300MPa et un rapport de charge  $R=0,1$ . Ainsi, l'éprouvette est sollicitée dans des conditions globalement élastiques. L'amorçage de fissure ainsi que leur propagation sont alors étudiés par suivi électrique par différence de potentiel ainsi que par une observation optique par caméra.

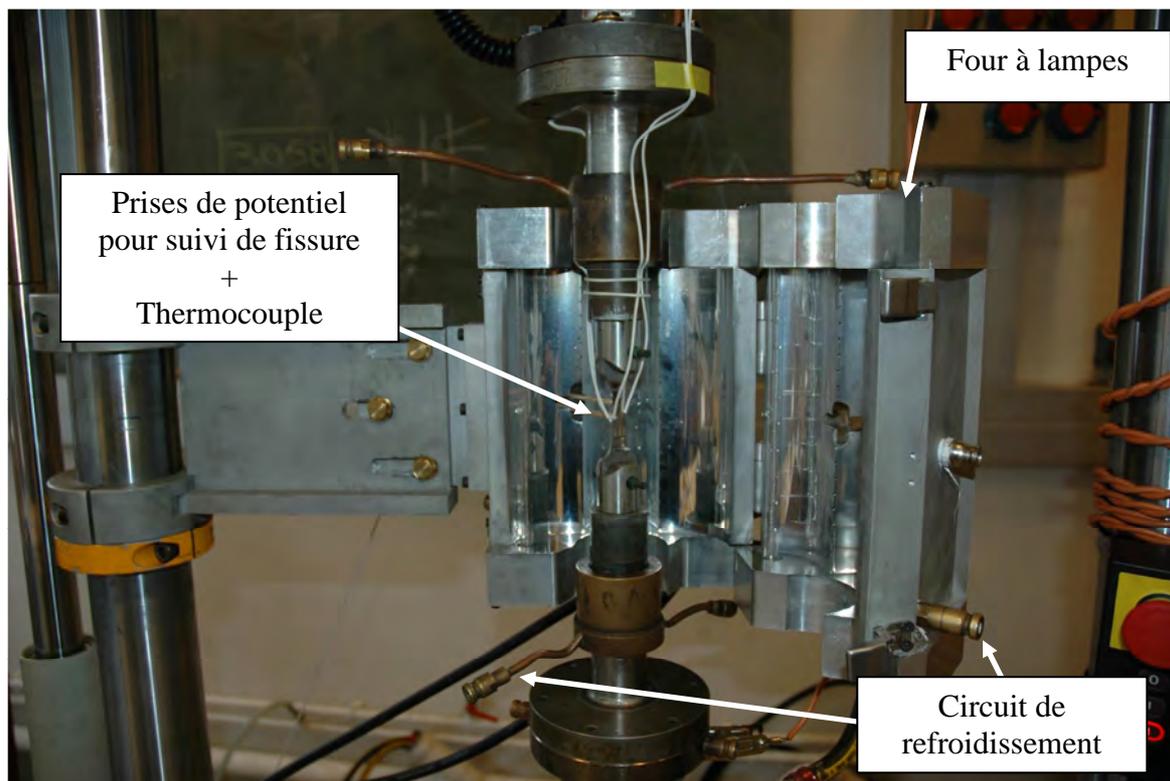


Figure.IV.6.Instrumentation de l'essai de fatigue

Le but de ces essais est de mettre en évidence l'influence de la microstructure en bord de trou sur le micro-amorçage dans cette zone de concentration de contrainte. Huit éprouvettes planes percées d'un trou unique et centré ont été étudiées. Une première série de 4 éprouvettes a été percée par le laser milliseconde de l'étude à 10kW alors que les 4 autres ont été percées par laser femtoseconde au laboratoire LP3, « Laser, Plasmas et Procédés Photoniques », à l'université de Luminy à Marseille. Afin de simplifier la lecture des résultats, les éprouvettes percées par laser milliseconde ont été renommées milli 1, 2, 3 et 4 et celles percées par laser femtoseconde ont été renommées femto 1, 2, 3 et 4 (tableau IV.7). Les éprouvettes sont globalement orientées selon l'axe cristallographique  $\langle 001 \rangle$  mais leur procédé de fabrication induit une légère désorientation avec l'axe géométrique de l'éprouvette. Celles-ci ont été réparties entre les perçages par laser milliseconde et femtoseconde en fonction de cette désorientation afin de pouvoir en limiter l'influence.

Nom de l'éprouvette	X7287J	X7287E	X7287D	X7287B	X7287A	X7275J	X7275F	X7275E
Orientation primaire (°)	5,18	3,55	2,88	8,01	2,71	2,7	7,8	6,1
Percée par laser ms								
Percée par laser fs								
Nom simplifié	femto 1	milli 1	femto 2	femto 3	femto 4	milli 2	milli 3	milli 4

Figure.IV.7.Tableau récapitulatif des éprouvettes percées par laser milliseconde et femtoseconde

Ces essais de fatigue ont pour but de comprendre les phénomènes d'amorçage de fissure et leur propagation à partir de la zone de concentration de contrainte formée par le trou. Pour étudier ces phénomènes, liés à la microstructure du bord du trou, deux procédés de perçage ont été utilisés. Le premier est le perçage par laser milliseconde, étudié dans cette

thèse et dit endommageant alors que le second, le perçage par laser femtoseconde, est dit non endommageant. La microstructure engendrée par le perçage par laser femtoseconde est détaillée dans la partie suivante.

#### 3.1.1.2 Laser femtoseconde

L'interaction laser-matière dépend de la durée d'impulsion et des conditions de dépôt d'énergie (figure IV.8). C'est par ces facteurs essentiels que sont classifiés les procédés laser. Ceux-ci sont généralement choisis pour correspondre au compromis entre l'endommagement du matériau et la rapidité d'usinage. Thermiquement, les effets sont plus significatifs lorsque la durée d'irradiation est grande (soudage, perçage, ...). Il y a, dans ces conditions, liquéfaction d'une grande quantité de matière. Certains procédés comme le durcissement superficiel ou l'essai d'adhérence par choc laser [FAB 10] nécessitent une forte (et rapide) vaporisation afin d'engendrer le gradient de pression entraînant la propagation d'une onde de choc dans le matériau. Dans ces conditions, la quantité de liquide est faible.

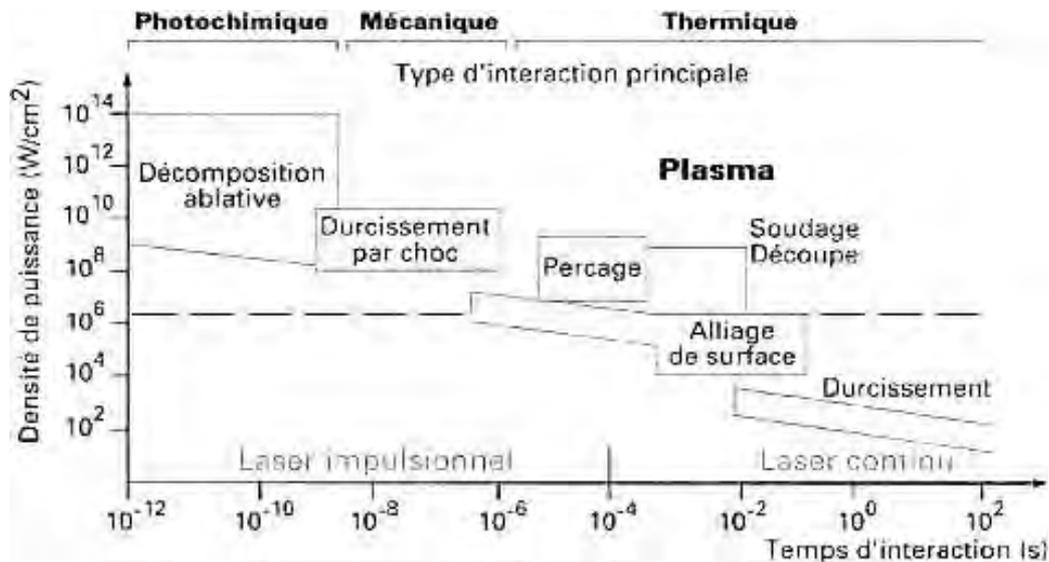


Figure.IV.8. Influence des paramètres de temps et d'énergie sur le type de l'interaction laser-matière [AND 93]

Une source laser femtoseconde est capable, par définition, de délivrer des impulsions de l'ordre de  $10^{-15}$  seconde. Ces sources sont aujourd'hui les seules qui permettent de déposer une très forte énergie dans un intervalle de temps égal au temps de relaxation des électrons du matériau (10-100fs) ayant subi l'interaction. La durée d'impulsion est alors si courte que les phénomènes mis en jeu dans l'ablation de la matière sont complètement différents que ceux observés lorsque la durée d'irradiation est de l'ordre de la milliseconde.

Classiquement, un métal peut être représenté par un réseau tridimensionnel d'ions entourés d'une mer formée par leurs électrons de valence, libres de se déplacer. Lors de l'irradiation, l'énergie apportée par une impulsion laser femtoseconde est absorbée quasiment instantanément par ces électrons dont une partie se retrouve dans un état excité. Lorsque l'énergie d'excitation d'un électron est supérieure à l'énergie d'un photon absorbé alors cette énergie supplémentaire est transmise aux autres électrons par un phénomène de collisions augmentant ainsi le nombre d'électrons excités. Plus celui-ci est élevé et plus la température électronique augmente jusqu'à pouvoir atteindre plusieurs milliers de Kelvin (modèle de Drude). Cette thermalisation est directement reliée à la durée de l'irradiation. Ensuite, l'énergie des électrons est transmise au réseau d'ions par des phonons (quantum d'énergie

associé à la vibration du réseau). La thermalisation complète du matériau est alors atteinte, quelques picosecondes après l'arrêt de l'irradiation, lorsque la température électronique et la température ionique deviennent égales. Ce n'est qu'à partir de ce moment précis que les changements de phases interviennent. A l'heure d'aujourd'hui, le cheminement thermodynamique qui décrit l'ablation n'est pas clairement défini. En effet, lorsque l'irradiation à haut flux est réalisée pendant 1ms (perçage laser), il est établi que le matériau est chauffé, fondu puis vaporisé et même ionisé selon la densité d'énergie utilisée. Dans le cas d'une irradiation femtoseconde, ces transitions de phases, si nettes, sont loin d'être avérées. Cependant, l'irradiation femtoseconde est si courte que ces effets thermiques (ou non) sont extrêmement localisés dans la zone d'interaction (pas de diffusion massive de la chaleur). Ainsi, contrairement à ce qu'il se passe avec l'utilisation d'un laser milliseconde, la matière n'est pas retirée sous phase liquide mais ablatée selon des mécanismes complexes [LEW 08, NED 07]. D'une manière simplifiée, ces mécanismes correspondent à un chauffage ultrarapide du volume de matière irradié quasiment sans diffusion thermique. Cet échauffement combiné à la propagation d'une forte onde de compression engendre des contraintes menant à l'explosion de la matière par un changement de phase ultrabref. Cet enlèvement de matière est appelé « ablation plume » en anglais et est caractérisé par l'éjection successive de composants atomiques, de particules et de nuages de nano-agglomérats [NED 07, AGR 07]. Pendant l'éjection de la matière, ces débris germent, entrent en collision pour finalement coalescer et s'agglomérer [SEM 08, GON 07]. Selon les conditions laser, des nanoparticules peuvent ainsi se former et se déposer sur les surfaces environnant la zone d'interaction.

Les caractéristiques des lasers femtoseconde sont de plus en plus recherchées pour répondre à des demandes industrielles comme la micro/nano-structuration de surface [HAL 08, ROZ 08], la gravure laser [VAL 06], l'usinage [FEN 06], les transformations de phase par irradiation laser [MA 07], le « laser-induced forward transfer process (LIFT) » [THO 47] ou même des techniques de dépôt utilisant l'écaillage par choc laser (CODLIS). Dans cette étude, le laser femtoseconde a été choisi pour les très faibles effets thermiques que subit le matériau irradié dans ces conditions laser. Deux sources ont été étudiées comparativement et les essais de perçage ont été optimisés pour obtenir la plus haute qualité de trou [REV 11]. La source en verre dopée ytterbium ( $\lambda=1025\text{nm}$ ) n'a pas été retenue, le laser utilisé est ainsi une source titane : saphir ( $\lambda=800\text{nm}$ ) ayant une durée d'impulsion de 150 fs pour une densité d'énergie de  $117 \text{ J.cm}^{-2}$ . Le faisceau a été utilisé avec une polarisation rotative afin de supprimer l'effet de la polarisation sur la géométrie du trou [REV 11] et la fréquence de répétition a été fixée à 5kHz.

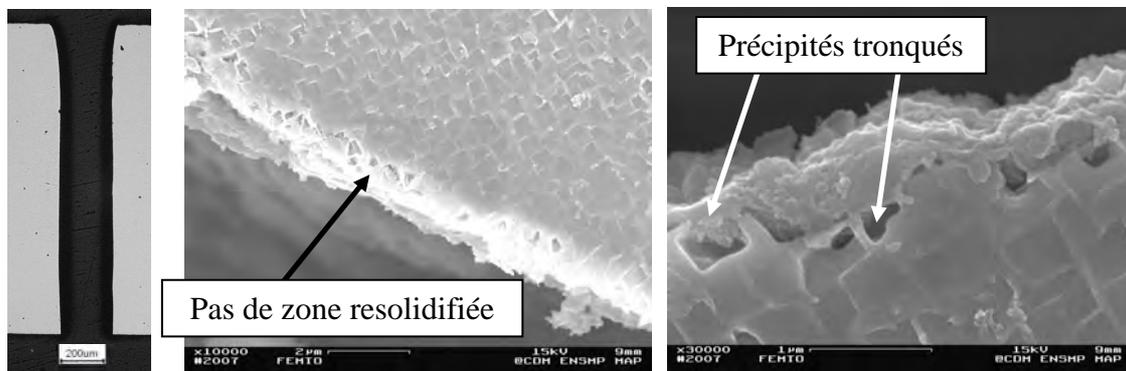


Figure.IV.9.Géométrie d'un trou percé par laser femtoseconde et la modification de la microstructure engendrée au bord des trous

L'étude au microscope électronique à balayage a montré, à très fort grossissement, une microstructure différente de celle observée lors du perçage par laser milliseconde (figure IV.9). En effet, avec le laser femtoseconde, la microstructure biphasée  $\gamma/\gamma'$  de l'AM1 est simplement tronquée sans resolidification d'une couche de matière en surface. Seule est observée, une couche de nanoparticules agglomérées en surface du trou. L'épaisseur de celle-ci est de l'ordre de la dizaine de nanomètres et reste donc très négligeable. Ainsi, un trou tel que les modèles numériques actuels considèrent, c'est-à-dire sans modification de microstructure, a été créé. La comparaison entre ces deux types de trou, endommagé par perçage laser milliseconde et non endommagé par laser femtoseconde, a été effectuée lors d'essais de fatigue détaillés dans la partie suivante.

#### 3.1.2. Résultats expérimentaux

##### 3.1.2.1 Etude de la propagation de fissure

La taille de la fissure a été suivie par une mesure de différence de potentiel combinée à un suivi optique réalisé par caméra. La taille de la fissure,  $2a$ , est déterminée par l'association du diamètre du trou et des longueurs cumulées des deux fissures latérales (figure IV.10).

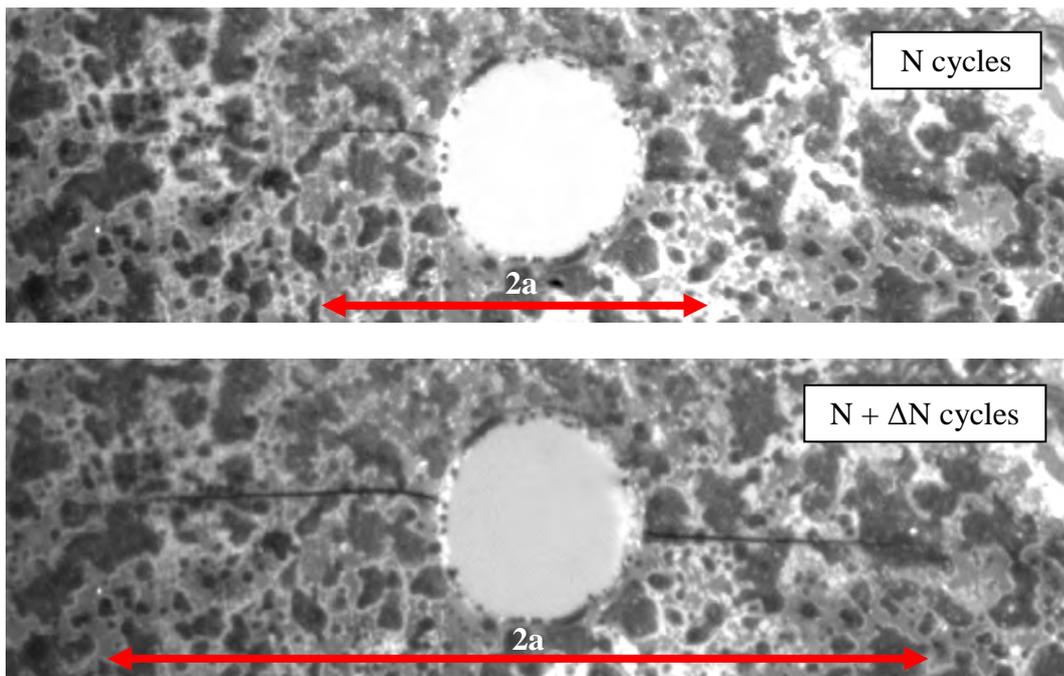


Figure.IV.10.Taille de la fissure prise en compte dans cette étude de fissuration

A la différence des essais réalisés par Snecma, les éprouvettes n'ont pas été sollicitées jusqu'à la rupture totale. La durée de vie à rupture d'une éprouvette soumise à la fatigue est un moyen industriel couramment utilisé afin de caractériser l'abatement des propriétés de tenue mécanique des pièces. Cette méthode macroscopique permet de différencier des populations à partir d'un critère de rupture mais pas l'analyse très fine des phénomènes mis en jeu lors de l'amorçage puis de la propagation de fissure. Dans un premier temps, la taille de la fissure ( $2a$ ) a été déterminée en fonction du nombre de cycle pour les 8 éprouvettes de cette étude (figure IV.11).

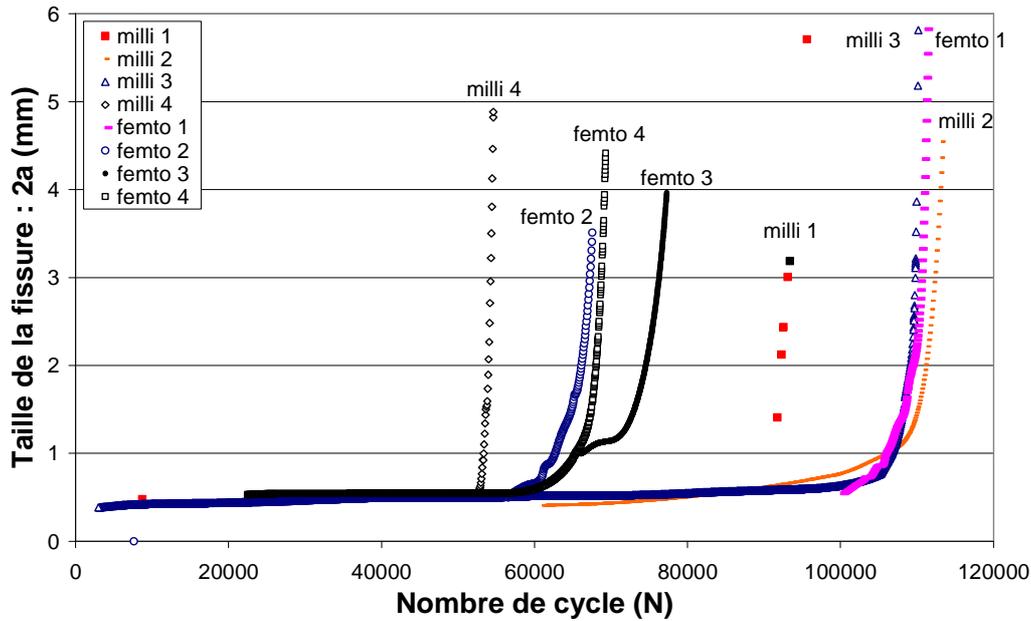


Figure.IV.11.Etude de la taille de fissure en fonction du nombre de cycles à 950°C

A l'exception des éprouvettes MILLI 4 et FEMTO 1, il apparaît alors une différence très nette de durée de vie (pour une taille de fissure considérée de 2 mm) entre les éprouvettes percées par les deux procédés laser. Le comportement différent de ces deux éprouvettes sera expliqué par la suite. Le suivi optique ainsi que le suivi électrique ne permettent pas de déterminer avec exactitude l'amorçage de la fissuration. En effet, la résolution optique est aussi limitée que la mise au point à 950°C est délicate compte tenu de la sollicitation mécanique (déplacement de l'éprouvette). Le suivi électrique est, en revanche, beaucoup plus efficace pour le suivi des fissures plus longues, à partir de la centaine de microns, car la variation du signal électrique pour l'évolution de fissure courte est de la même intensité que celle du bruit mesuré par cette méthode. Ce bruit peut venir de la faible variation de potentiel dû au cyclage et à la température locale ainsi qu'à l'oxydation. Le facteur d'intensité de contrainte, déterminé selon la méthode détaillée dans le chapitre bibliographique, a été calculé pour chaque diamètre d'entrée et sortie des trous (figure IV.12). Son impact sur la durée de vie de l'éprouvette est considéré comme nul. Ce n'est donc pas un critère géométrique qui permettra de déterminer la différence révélée par ces essais de fatigue.

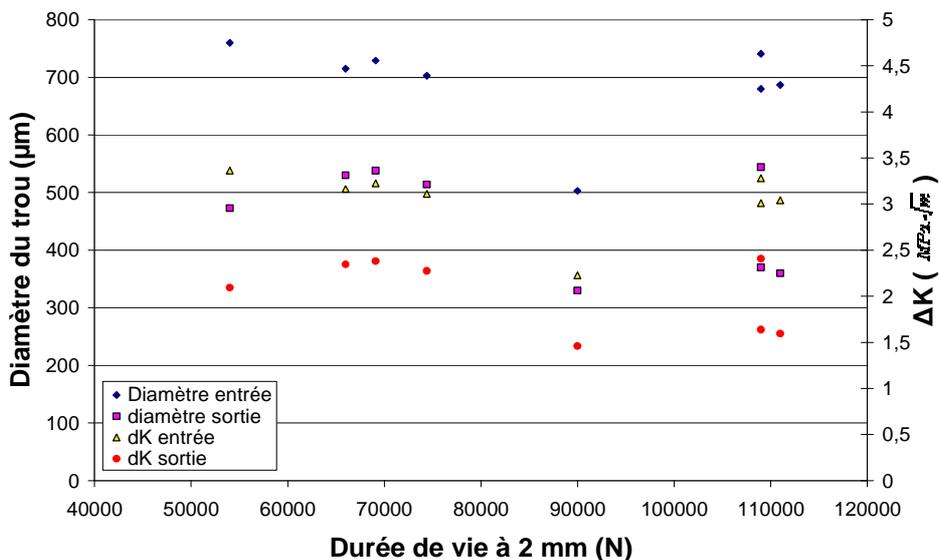


Figure.IV.12.Evolution du facteur d'intensité de contrainte avec la taille initiale des trous

### 3. Etude microscopique

Pour comprendre pourquoi la durée de vie est différente, il faut étudier le trajet de la fissure ainsi que sa vitesse de propagation. Ainsi, la vitesse de fissuration ( $da/dN$ ) en fonction du facteur d'intensité des contraintes  $\Delta K$  a été déterminée (figure IV.13).

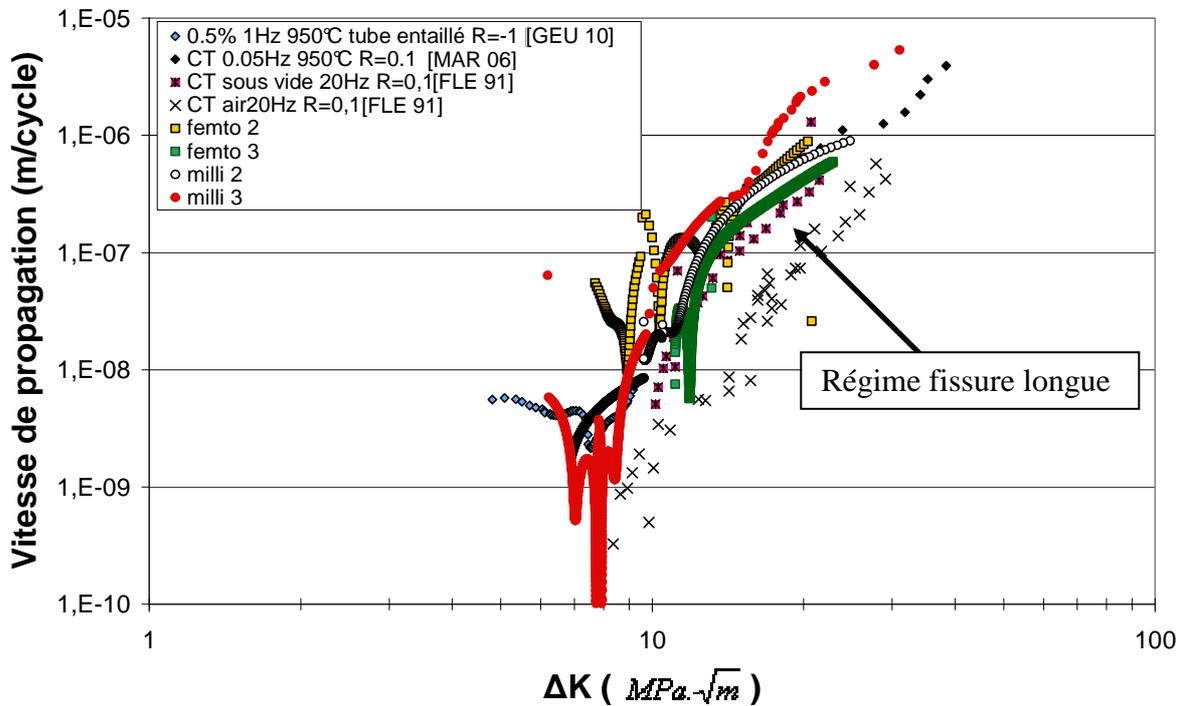
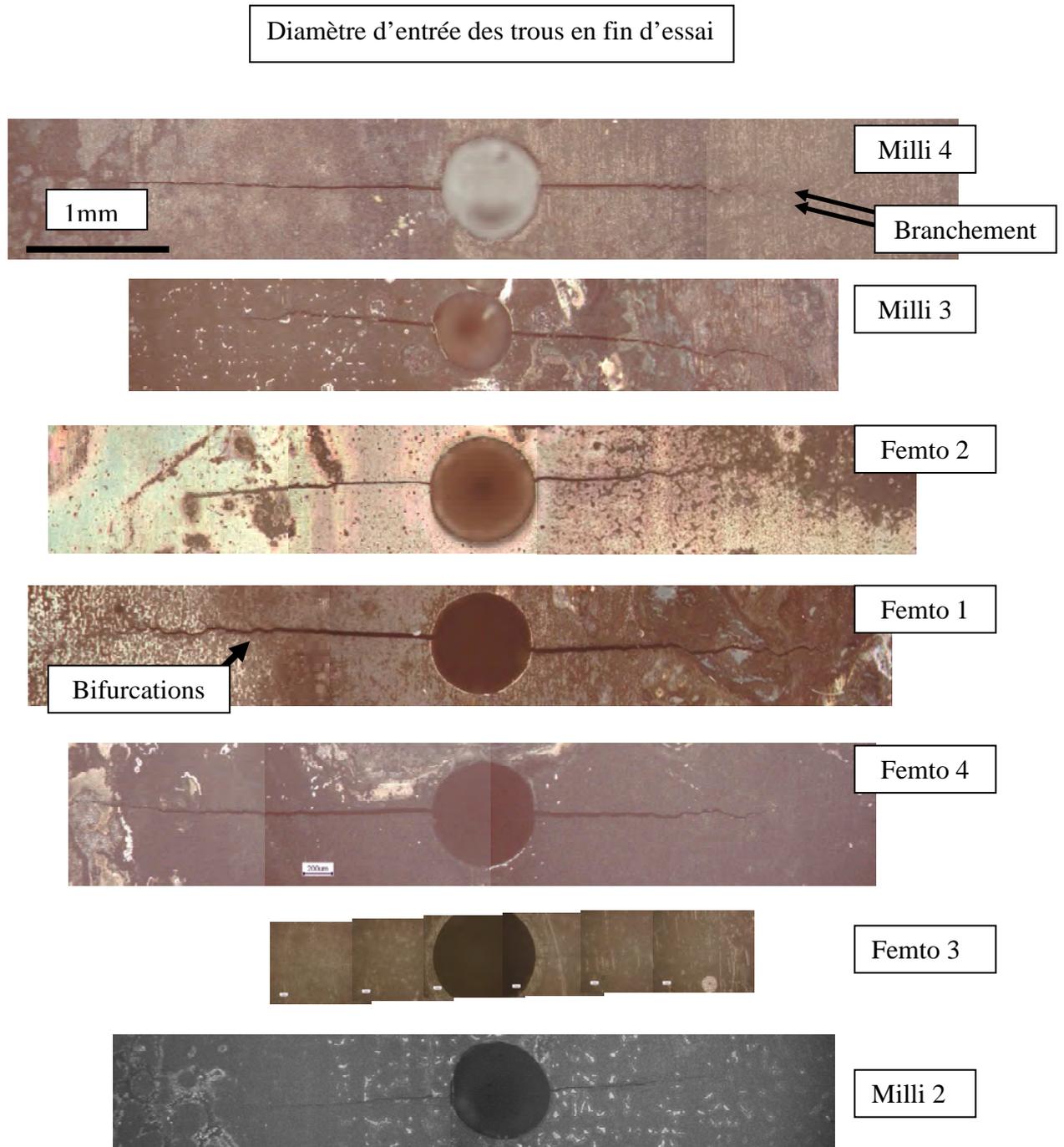


Figure.IV.13.vitesse de fissuration en fonction du facteur d'intensité de contrainte

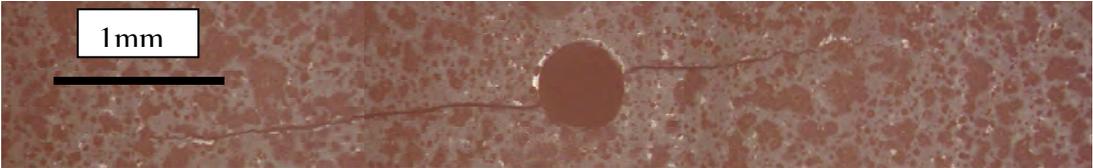
La vitesse de propagation de fissure longue est la même (légère variation pouvant être attribuée à la différence d'orientation secondaire) pour les éprouvettes de cette étude que celle obtenue dans différentes études portant sur la fissuration de l'AM1 [MAR 06, FLE 91]. En effet, les résultats expérimentaux concordent car la propagation de fissure longue n'est pas influencée, comme celle de fissure courte, par la zone de concentration de contrainte créée par le trou ni par la modification de la microstructure locale. La fissure longue est alors sollicitée en ouverture et se propage dans l'AM1 d'une même manière bien définie [FLE 91, BOU 06, MAR 06, GEU 10]. Comme dans ces travaux, la fissure longue présente un trajet de fissuration rectiligne et perpendiculaire à la direction de chargement et présente, pour une taille de fissure élevée, des bifurcations ainsi que quelques branchements (figure IV.13). Ces bifurcations sont le résultat des changements alternés de la direction de propagation de la fissure selon plusieurs systèmes de glissement activés antagonistes. Les branchements sont formés par une bifurcation longue de la fissure principale. D'après les travaux de Marchal à 950°C [MAR 06], ces phénomènes apparaissent à vitesse de propagation de fissure élevée.

Comme la vitesse de propagation de fissure longue est la même pour les éprouvettes percées avec les deux procédés laser, l'étude se concentre donc sur les conditions d'amorçage de ces fissures ainsi que leur propagation en régime de fissure courte. L'étude de la vitesse de propagation de fissure dans ce régime ainsi que les faciès de rupture sont étudiés dans la partie suivante.

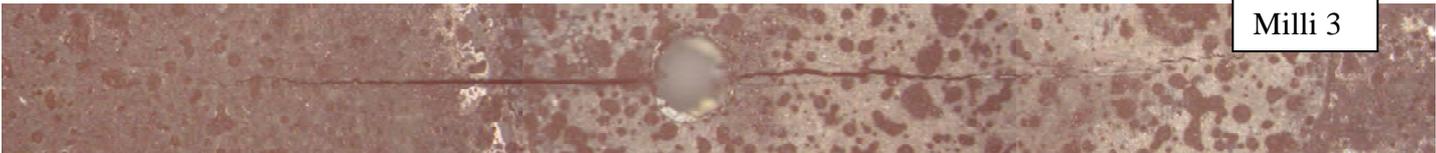


Le profil de fissure est observé à la fin de l'essai. L'éprouvette MILLI 1 a été sollicitée jusqu'à rupture, c'est pourquoi elle n'est pas présentée ici. La vitesse de propagation de fissure ne sera également pas étudiée pour cette éprouvette.

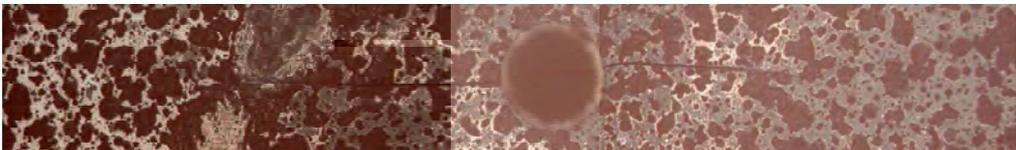
Diamètre de sortie des trous



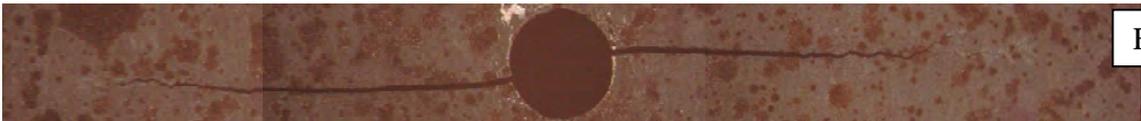
Milli 4



Milli 3



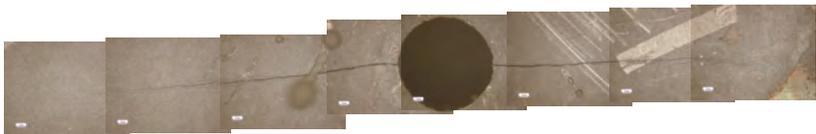
Femto 2



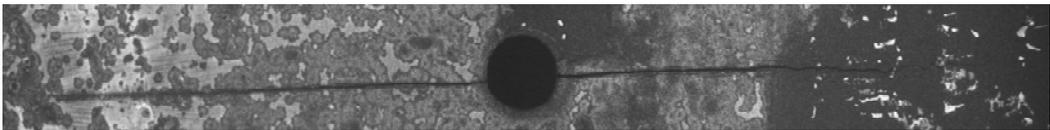
Femto 1



Femto 4



Femto 3



Milli 2

Figure.IV.14.Profils de fissures obtenues en fin d'essai de fatigue réalisé sur éprouvettes en AM1 percées laser milliseconde et femtoseconde

### 3.1.2.2 Etude de l'amorçage de fissure

Les phénomènes d'amorçage et la propagation de fissure courte sont des paramètres essentiels et souvent critiques dans la durée de vie d'une pièce. En effet, pour bon nombre d'applications, un critère de durée de vie de la pièce avant remplacement est fixé pour une fissure courte (durée de vie à amorçage). La définition même de cet amorçage, n'est pas, aujourd'hui, commune à tous les travaux effectués sur la fissuration. Certains auteurs, définissent l'amorçage comme la propagation d'une fissure courte, de taille comparable à un défaut microstructural et préexistant dans le matériau, jusqu'à ce qu'elle atteigne une taille détectable par les moyens de mesure utilisés [GEU 10]. D'autres, ainsi qu'il en sera dans cette étude, considèrent l'amorçage comme la création d'un défaut capable de se propager. Devant l'incapacité physique de détecter ce défaut, il est souvent considéré une taille de fissure pour laquelle est défini arbitrairement l'amorçage. D'un point de vue mécanique, l'apparition de ce défaut est déterminé par des critères d'endommagement définis par l'accumulation de dislocations sur les plans de glissement déterminés par la géométrie de l'essai et la microstructure du matériau. Comme expliqué dans le chapitre bibliographique, l'endommagement des monocristaux à base de nickel est localisé sur les systèmes octaédriques notés  $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle (111)$  puis sur les systèmes cubiques  $\frac{1}{2} \langle 110 \rangle (001)$ . Pour une fissure courte, lorsque le facteur d'intensité de contrainte est faible, la propagation est essentiellement influencée par la microstructure du matériau et son proche environnement.

Divers travaux menés sur l'AM1 montrent que deux régimes de propagation de fissure existent. Un régime instable pour une fissure courte et un régime stable, caractérisé par une loi de Paris pour une fissure plus longue [BOU 06, MAR 06, GEU 10]. Il a également été montré que la transition entre ces deux régimes dépendait de l'orientation cristallographique de l'éprouvette, de la température ainsi que de la vitesse de sollicitation (figure IV.15) [BOU 06, GEU 10].

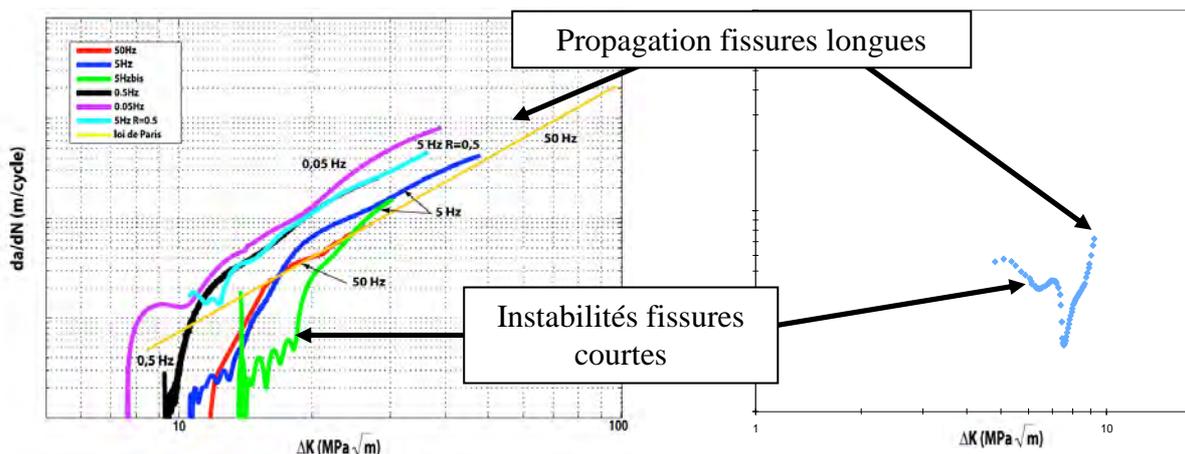


Figure.IV.15.Propagation de fissure de fatigue à 950°C dans l'AM1 a) sur des éprouvettes de traction de type SEN (« Single Edge Notch ») et pour différentes fréquences de sollicitation [BOU 06] et b) à 1Hz sur un tube entaillé [GEU 10]

Dans les polycristaux, la propagation de fissure courte est connue et expliquée par la microstructure du matériau [ROT 10]. En effet, cet effet de ralentissement/accélération s'explique par le franchissement des joints de grains, barrières énergétiques, par la fissure qui ralentit à son approche pour accélérer ensuite. Celui-ci peut également favoriser la bifurcation

de la fissure. En effet, les systèmes de glissement ont des directions différentes en fonction de l'orientation cristalline de chaque grain.

Cet effet de fissure courte est ainsi expliqué par Lerch [LER 90] dans les monocristaux en considérant l'influence de la nature dendritique du matériau sur la vitesse de propagation de la fissure. Une explication complémentaire, fondée sur l'interaction entre la fissure et la zone plastique en fond d'entaille dans laquelle celle-ci se propage, est fournie dans le travail de Geuffrard [GEU 10]. L'auteur y explique, après des études expérimentale et numérique, que le rayon en fond d'entaille joue un rôle important sur la taille de la zone plastique et la valeur du gradient de déformation. Ainsi, la fissure courte voit sa zone plastique entrer en interaction avec celle créée par l'entaille, menant ainsi à la variation de sa vitesse de propagation.

Plusieurs travaux visent à modéliser la propagation de fissure courte avec plus ou moins de succès par des modèles numériques (process zone [POM 05, MAR 06], zone cohésive [BOU 06], cristallographique [GEU 10]). Ces études s'intéressent à la propagation d'une fissure unique où les seuls facteurs influençant sa vitesse sont la cristallographie, l'environnement ou la taille de la zone plastique.

Les trous des aubes de turbine sont percés par laser ou par électroérosion engendrant ainsi des microstructures différentes à leur paroi. Aucune étude ne relie cette microstructure, donc le procédé de perçage considéré, à l'amorçage de fissure. En effet, tous les travaux axés sur la durée de vie des pièces monocristallines percées considèrent le trou comme une singularité géométrique sans prendre en compte la modification métallurgique. Les essais de fatigue réalisés dans cette étude comparent un trou sans modification de microstructure ainsi qu'un trou dont les bords ont été fondus puis resolidifiés dans les conditions particulières du perçage par laser milliseconde. L'analyse des profils de fissures ainsi que les observations réalisées avec le suivi électrique ont permis de déterminer que l'effet de fissure courte était présent sur les éprouvettes percées par les deux procédés étudiés. Ceux-ci montrent également que leur durée de vie (pour que la fissure mesure 2mm) est significativement différente alors que leur vitesse de propagation de fissure longue est équivalente.

Pour un facteur d'intensité de contrainte ( $\Delta K$ ) inférieur à  $10 \text{ MPa.m}^{1/2}$ , la vitesse de propagation de fissure est différente selon la durée de vie de l'éprouvette (figure IV.16). Ainsi, la vitesse de propagation d'une fissure courte est plus faible lorsque le trou a été percé par laser milliseconde, augmentant ainsi la durée de vie. En revanche, cette mesure réalisée électro-optiquement n'est représentative que de l'évolution surfacique de la fissure. Aucune information n'est, en effet, disponible sur la propagation de fissure partant de l'intérieur du trou.

Les études portant sur la fissuration des superalliages dans les zones de concentration de contrainte s'intéressent généralement à la propagation d'une seule fissure. Cependant, l'observation du faciès de rupture des éprouvettes étudiées ici, couplée à la mesure de vitesse de fissuration, montre que le problème doit être considéré comme l'amorçage de plusieurs fissures qui se propagent puis coalescent dans différentes conditions. Afin de comprendre les phénomènes mis en jeu lors de l'amorçage de la fissure et de sa propagation pour de faibles dimensions, l'étude approfondie des faciès de rupture a été réalisée. Seuls deux faciès représentatifs des trous percés par laser femtoseconde (figure IV.16.a) et par laser milliseconde (figure IV.16.b) sont présentés dans cette partie mais tous les faciès sont disponibles dans l'annexe 3.

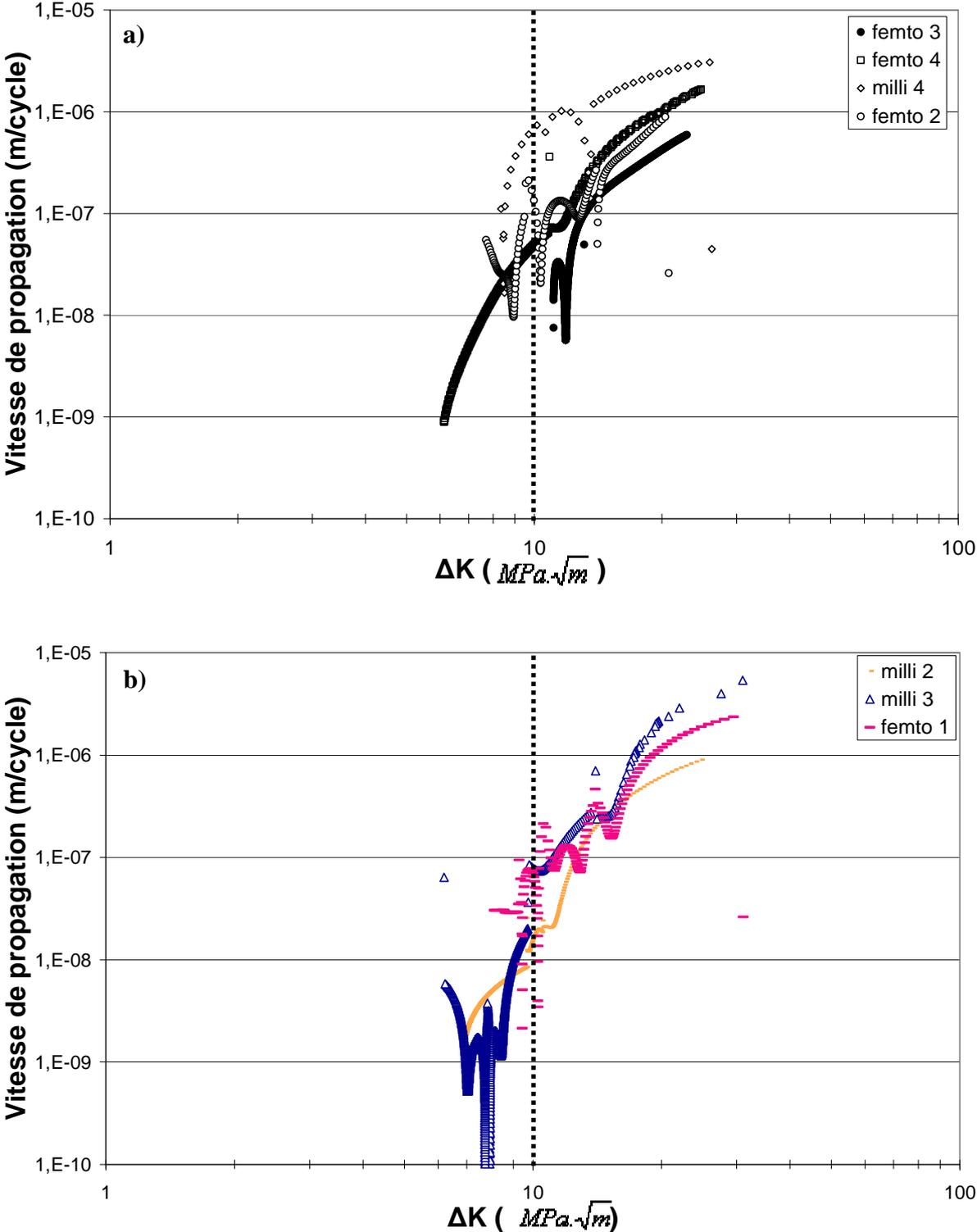
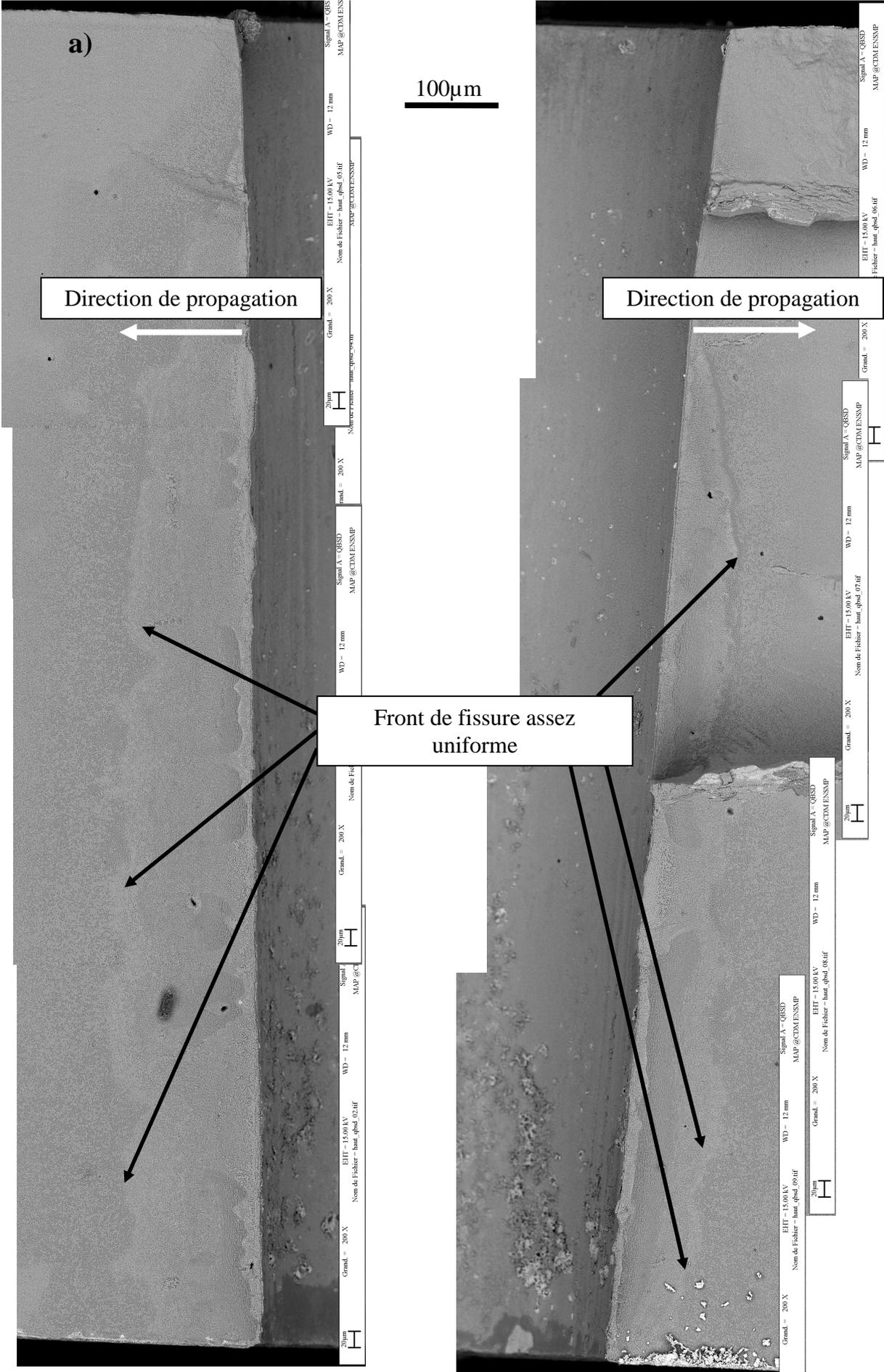


Figure.IV.16.Vitesse de fissuration en fonction du facteur d'intensité de contrainte pour les éprouvettes présentant une durée de vie courte (a) ou longue (b)



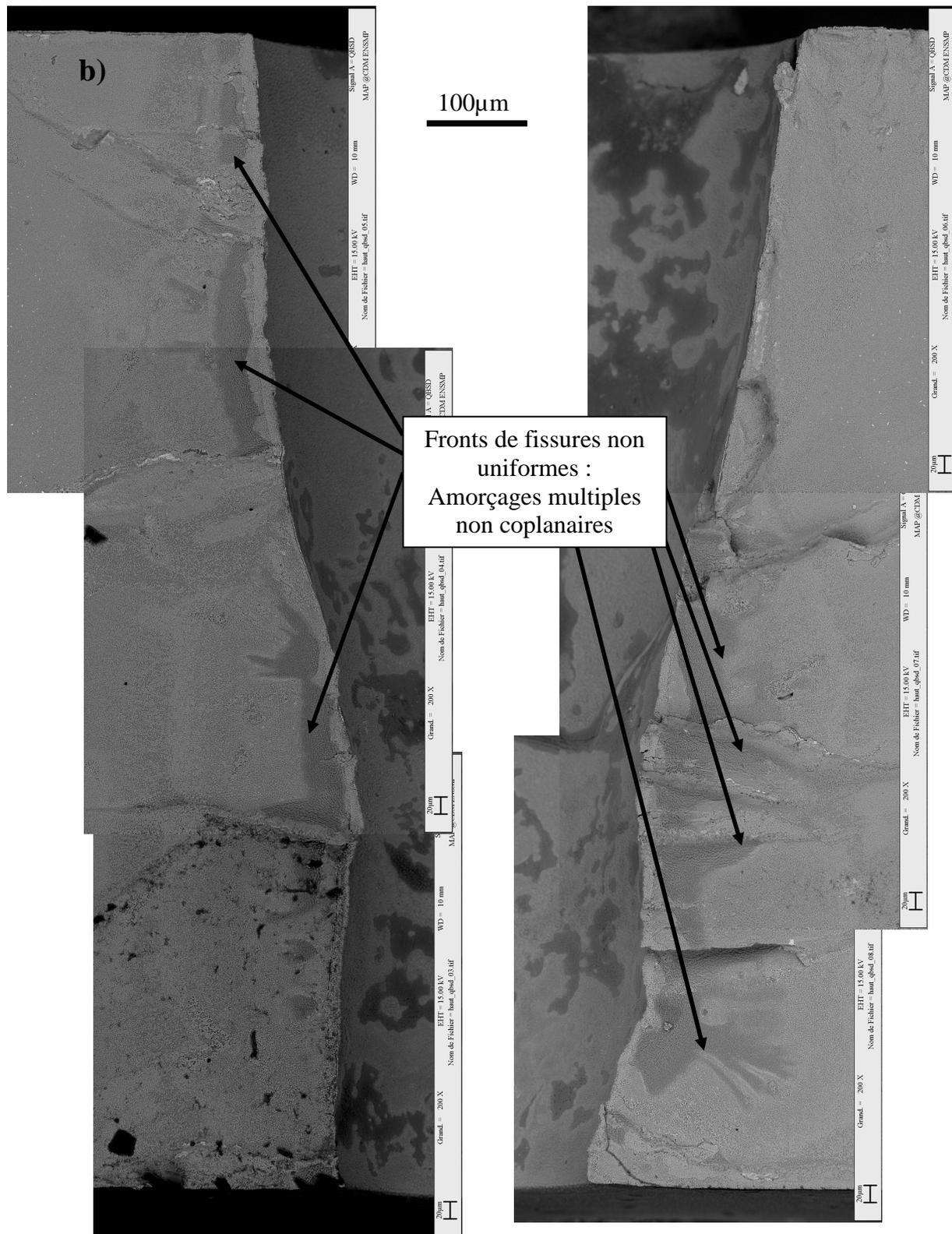


Figure.IV.17. Observation au MEB des faciès de rupture a) de l'éprouvette FEMTO 4 percée par laser femtoseconde (ddv 2mm = 68000 cycles) et b) de l'éprouvette MILLI 2 percée par laser milliseconde (ddv 2mm = 111000 cycles)

L'analyse des faciès de rupture montre beaucoup plus de perturbations au bord d'un trou percé par laser milliseconde qu'au bord d'un trou percé par laser femtoseconde. Comme les essais sont réalisés à une température de 950°C et qu'une fissure ne se propage pas à la

### 3. Etude microscopique

même vitesse selon sa taille, il est possible d'observer le front de fissuration sur les faciès (grâce aux traces laissées par l'oxydation) et selon sa géométrie, de remonter aux sites d'amorçage. Aussi, les éprouvettes percées par laser femtoseconde montrent des fronts de fissurations plus linéaires alors que les éprouvettes percées par laser milliseconde présentent de nombreux sites d'amorçage. Les perturbations observées sur les faciès des éprouvettes percées par laser milliseconde sont, en réalité, des zones dans lesquelles il existe une variation d'altitude (figure IV.18).

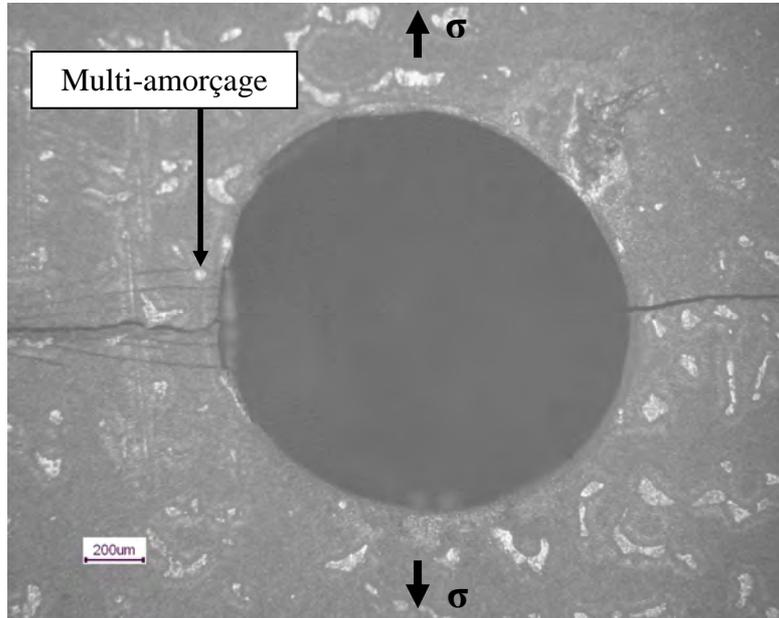


Figure.IV.18. Multiamorçage sur éprouvette percée par laser milliseconde MILLI 2 (ddv à 2mm = 111000 cycles)

Ce relief a également été mis en évidence sur les faciès de rupture en utilisant la capacité du capteur d'électrons rétrodiffusés à sélectionner une ou plusieurs zones de ses 4 quadrants de détection. Une variation d'éclaircissement des zones observées est ainsi simulée et met en exergue la topographie des échantillons (figure IV.19).

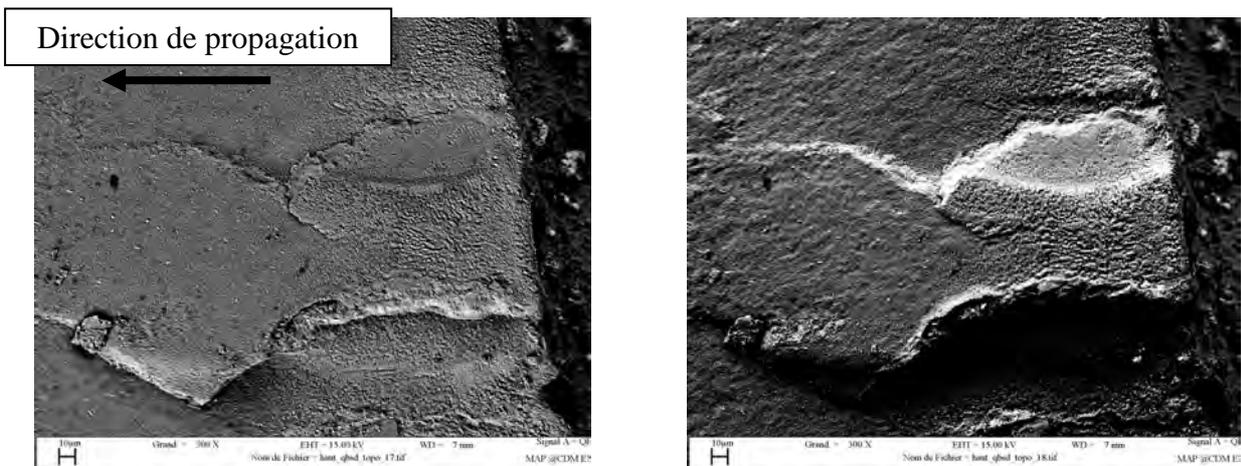


Figure.IV.19. Observation au MEB du bord d'un trou percé par laser milliseconde avec différentes parties du capteur d'électrons rétrodiffusés

Ce relief bien plus présent au bord d'un trou percé par laser milliseconde est le lieu dans lequel les microfissures amorcées dans des zones différentes se rejoignent. Des travaux, réalisés par Hancock [BEZ 04], ont montré que la propagation de deux fissures parallèles

pouvait être influencée par le fait qu'elles sont coplanaires ou pas (figure IV.20). Il montre ainsi les différentes coalescences possibles de deux fissures semi-circulaires de 2 mm de profondeur et de 25 mm de largeur dans un acier au manganèse 50D (BS 4360). Les fissures étaient espacées de 25 mm.

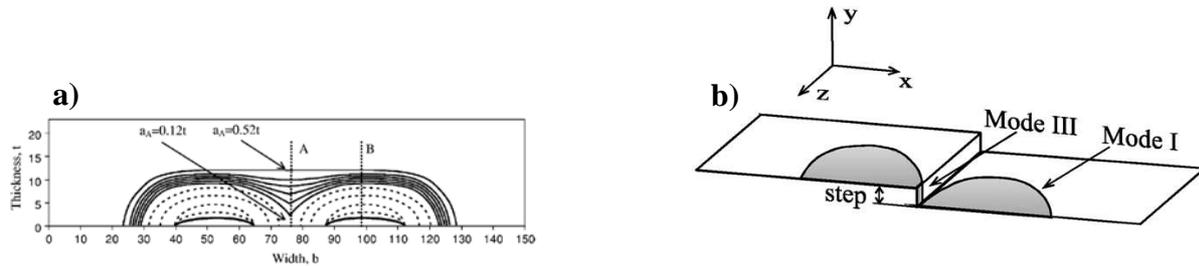


Figure.IV.20.Comparaison entre la coalescence de deux fissures a) coplanaires et b) parallèles mais non coplanaires (créant ainsi une marche ou un recouvrement en fonction de la différence d'altitude) [BEZ 04]

Des travaux numériques par éléments finis effectués sous ABAQUS et corrélés à des essais ont permis à l'auteur de montrer l'évolution de critères énergétique et mécanique (intégrale J et facteur d'intensité de contrainte K) en fonction de la position A (point de coalescence) et B (front de fissure unique) pour les deux configurations (fissures coplanaires et non coplanaires).

Lorsque les deux fissures sont coplanaires, la zone de coalescence voit son facteur d'intensité de contraintes en mode I,  $K_I$ , augmenter (figure IV.21). Cette augmentation locale est expliquée par la répartition des forces locales et des moments de flexion qui tendent à minimiser la singularité créée par le point de coalescence. Ainsi, le front de fissure est linéarisé pour n'obtenir la propagation que d'un unique défaut de plus grande dimension mais présentant un facteur  $K_I$  plus uniforme et de valeur moyenne plus faible.

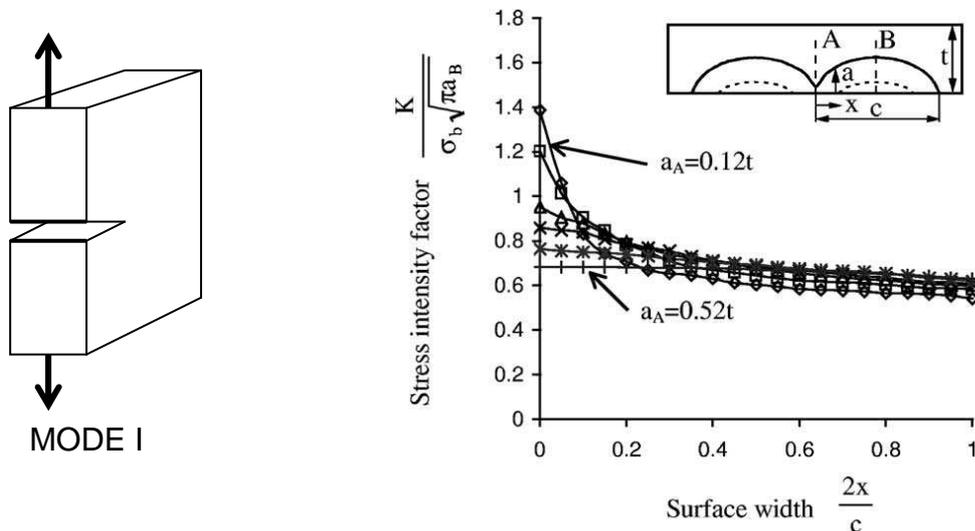


Figure.IV.21.Facteur d'intensité de contrainte entre les positions A et B pour différentes profondeurs de fissure [BEZ 04]

Lorsque les deux fissures ne sont pas coplanaires, l'auteur montre que la zone de coalescence se retrouve fortement sollicitée en cisaillement. Il montre également que le facteur d'intensité de contrainte en mode III,  $K_{III}$ , est fortement dépendant de la hauteur de la marche reliant les deux fissures (figure IV.22).

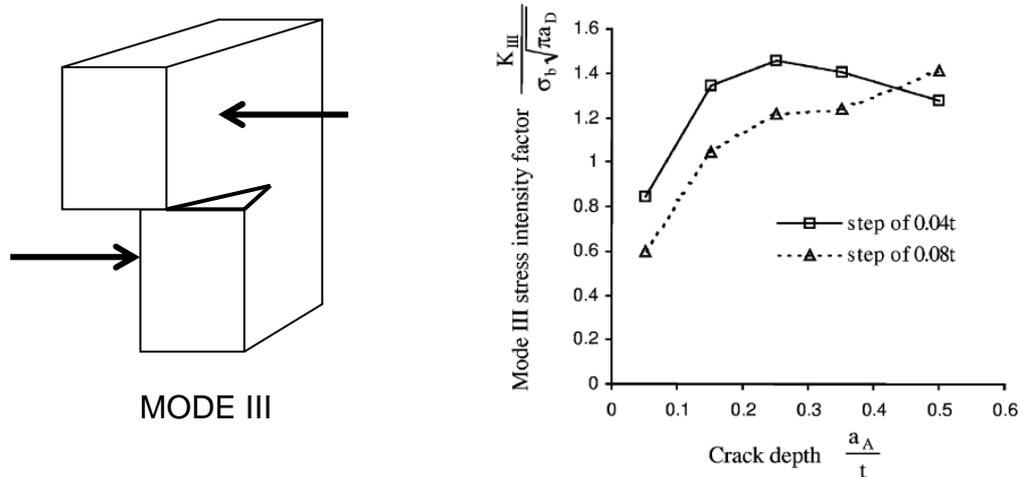


Figure.IV.22.Facteur d'intensité de contrainte  $K_{III}$  dépendant de la hauteur de la marche entre les deux fissures initiale [BEZ 04]

Cette composante de cisaillement induit ainsi une diminution du facteur d'intensité de contrainte  $K_I$  non négligeable dans la zone de coalescence (figure IV.23). Plus la taille de la fissure augmente et plus la coalescence des deux fissures tend à former une fissure unique avec un front se propageant de manière coplanaire diminuant ainsi l'effet de contrainte locale.

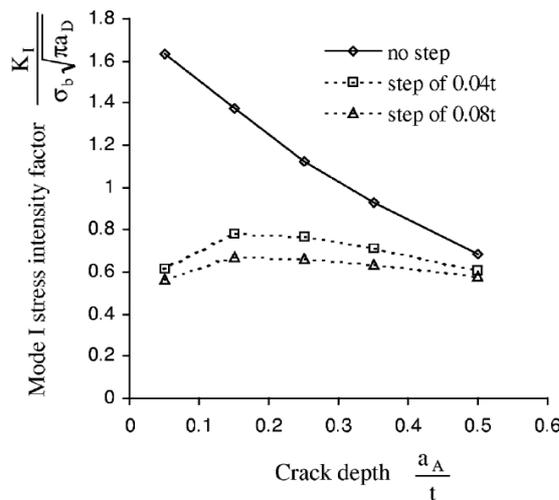


Figure.IV.23.Comparaison du facteur d'intensité  $K_I$  dans les zones de coalescence pour des configurations initiales de fissures coplanaire et non coplanaire [BEZ]

La dimension de la marche a également un impact sur le faciès de la zone de coalescence qui peut, soit correspondre à un recouvrement (figure IV.24.b) soit à une marche de cisaillement (figure IV.24.a). Ces phénomènes ont également été observés sur les faciès de rupture des éprouvettes percées par laser milliseconde dans les zones présentant la coalescence des fissures non coplanaire (figure IV.24 c et d). Lorsque la marche est petite, la contrainte de cisaillement, plus élevée, mène au clivage de cette zone. L'observation montre une surface très lisse (au grandissement considéré) dans cette zone. En revanche, quand la taille de la marche devient plus grande la contrainte de cisaillement crée une déformation entraînant le recouvrement d'une fissure par rapport à l'autre dans la zone de coalescence.

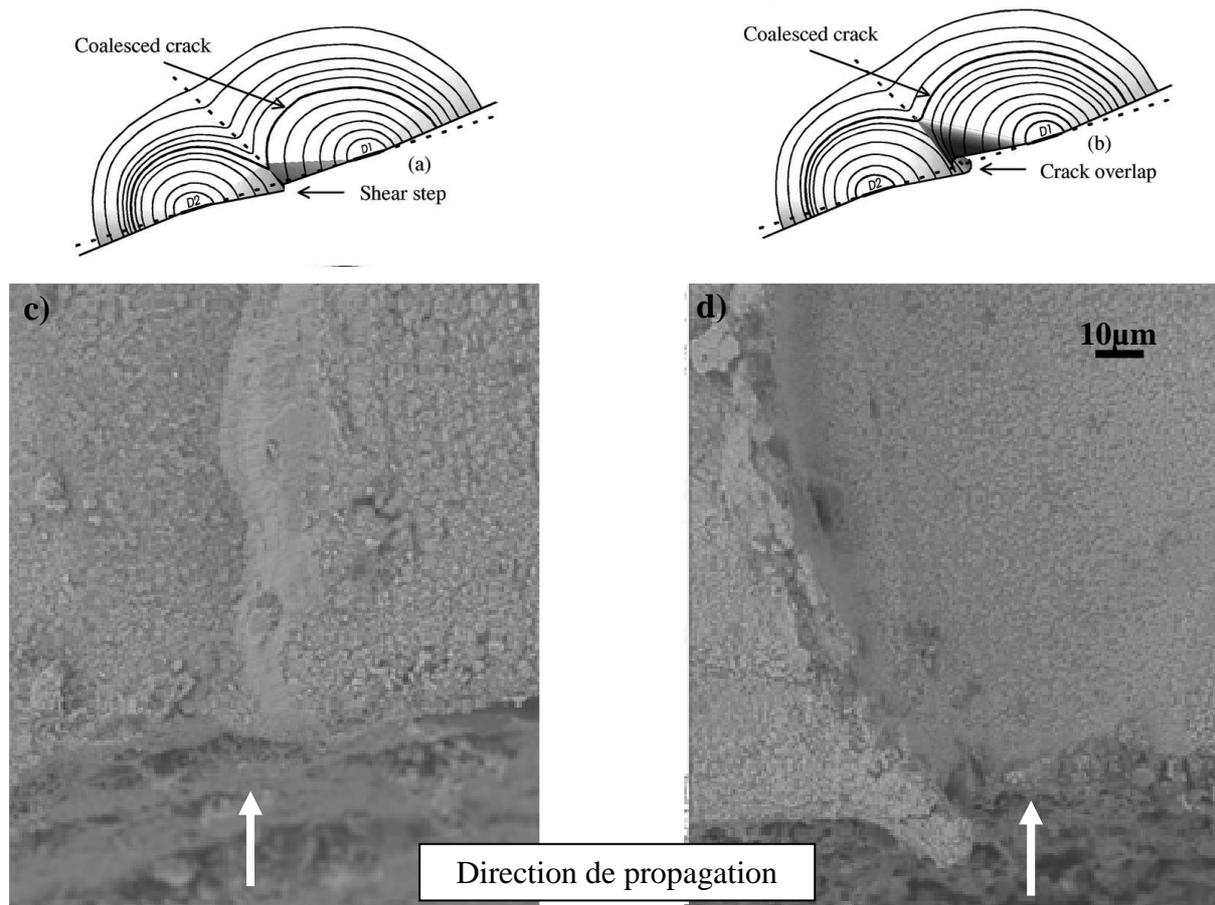


Figure.IV.24. Influence de la taille de la marche sur le mode de déformation de la zone de coalescence de deux fissures non coplanaires (faciès de l'éprouvette MILLI 2)

Hancock [BEZ 04] n'observe pas de variation de vitesse de propagation alors que les facteurs d'intensité de contrainte varient.

La variation de la vitesse de propagation observée lors des essais de fatigue menés dans cette étude pourrait s'expliquer par l'anisotropie du monocristal. En effet, l'amorçage mais également la propagation de fissure sont des phénomènes influencés par les orientations cristallographiques locales [COM 84]. Lorsque la fissure est courte, celle-ci est très influencée par la microstructure et elle se propage selon les plans de glissement privilégiés par l'orientation locale. Lorsqu'il y a coalescence de deux fissures non coplanaires, la fissure, dans la zone de coalescence, est sollicitée selon un nouveau mode : le cisaillement. Celui-ci peut faire se propager la fissure coalescée selon un nouveau plan de glissement qui n'est pas obligatoirement favorable pouvant ainsi la ralentir. Compte tenu des symétries existant dans le matériau, cette théorie doit être vérifiée en réalisant des clichés de diffraction électronique (analyse EBSD) dans les zones considérées afin de mettre en évidence les plans cristallographiques mis en jeu.

Une autre différence avec les travaux de Hancock porte sur la taille de la fissure. En effet, les fissures de Hancock ont un diamètre de 25 mm et une profondeur de 2 mm alors que les essais de fatigue réalisés dans cette étude montrent des fissures de l'ordre de la centaine de microns de largeur pour des profondeurs de 50µm avant coalescence. Ces dimensions concernent les éprouvettes percées par laser milliseconde mais elles sont soupçonnées d'être encore plus faibles pour les éprouvettes percées par laser femtoseconde. Ainsi, la taille de la zone de coalescence par rapport à la taille globale de la fissure n'est pas négligeable augmentant ainsi l'influence de la variation locale du facteur d'intensité de contrainte.

### 3. Etude microscopique

La multiplicité des sites d'amorçage observés dans les trous percés par laser milliseconde, par rapport aux trous percés par laser femtoseconde, peut aussi expliquer l'influence de la variation du facteur d'intensité de contrainte dans la zone de coalescence sur la vitesse de propagation. En effet, plus le nombre de sites d'amorçage est élevé, plus la proportion de zones de coalescence augmente et avec elle la contribution du facteur d'intensité de contrainte de cisaillement  $K_{III}$  par rapport au facteur d'intensité de contrainte  $K_I$  (figure IV.25).

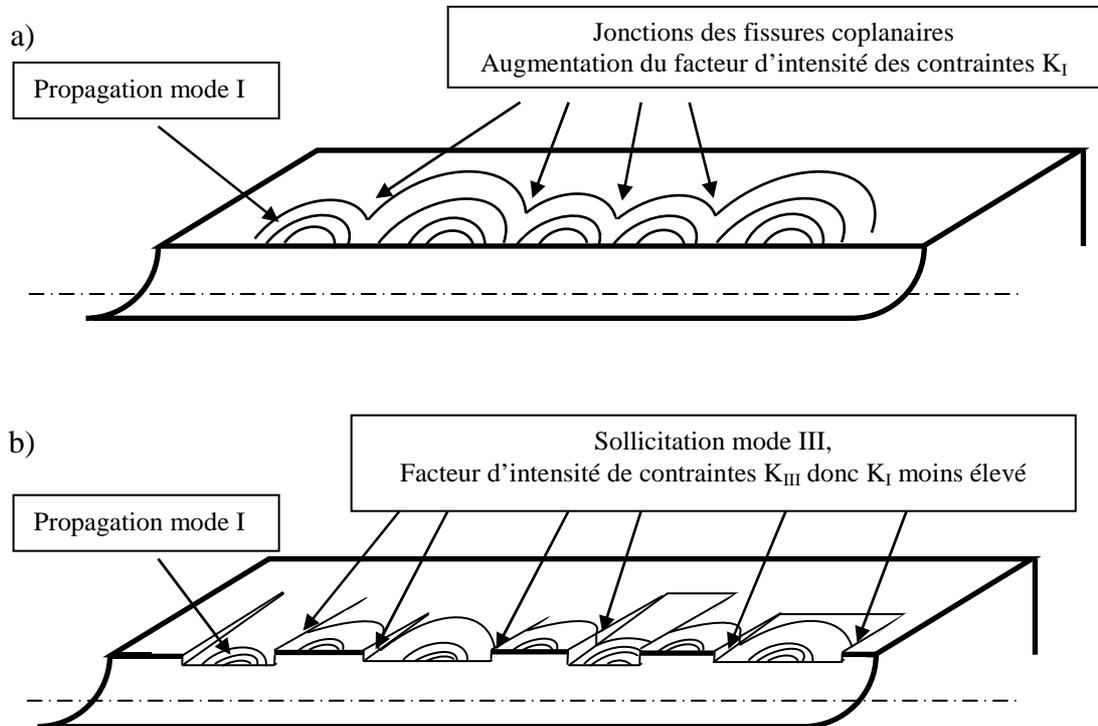


Figure.IV.25. Influence de la multiplication des sites d'amorçage sur la vitesse de propagation des fissures courtes en bord de trous percés par a) laser femtoseconde et b) laser milliseconde

La vitesse de propagation d'une fissure courte est donc très fortement liée au nombre de sites d'amorçage mais aussi à leur localisation afin que la fissure se propage coplanairement ou non. Les observations réalisées sur les faciès de rupture des éprouvettes percées par laser femtoseconde montrent une propagation majoritairement coplanaire alors que les éprouvettes percées par laser milliseconde montrent une propagation majoritairement non coplanaire, en conséquence une grande quantité de zones de coalescence sollicitées en cisaillement. La multiplication des sites d'amorçage lorsque le trou est percé par laser milliseconde s'explique par la différence de microstructure engendrée par la fusion puis la resolidification de la matière au bord des trous. Effectivement, lorsque le trou est percé par laser femtoseconde, la faible thermalisation de la matière irradiée permet d'obtenir une microstructure initiale du superalliage non modifiée mais seulement tronquée (cf. 3.1.1.2 « Laser femtoseconde »). Ainsi, les propriétés mécaniques de l'AM1 sont conservées. L'amorçage est donc régi par la mécanique pure (concentration de contrainte due au trou) et est localisé sur les plans de glissement activés. Globalement, la fissuration multiple se produit coplanairement. Des amorçages particuliers peuvent aussi s'expliquer par la présence de pores proches des trous (figure IV.26). La multiplication de ces pores dans la zone de concentration de contrainte peut favoriser l'amorçage de nombreuses fissures non coplanaires comme en bord du trou sur l'éprouvette FEMTO 1. Bien que cette éprouvette ait été percée par laser femtoseconde, sa durée de vie est équivalente à celles obtenues par perçage laser milliseconde

car les nombreuses fissures non coplanaires interagissent entre elles de la même manière bien qu'elles ne soient pas d'origine microstructurale.

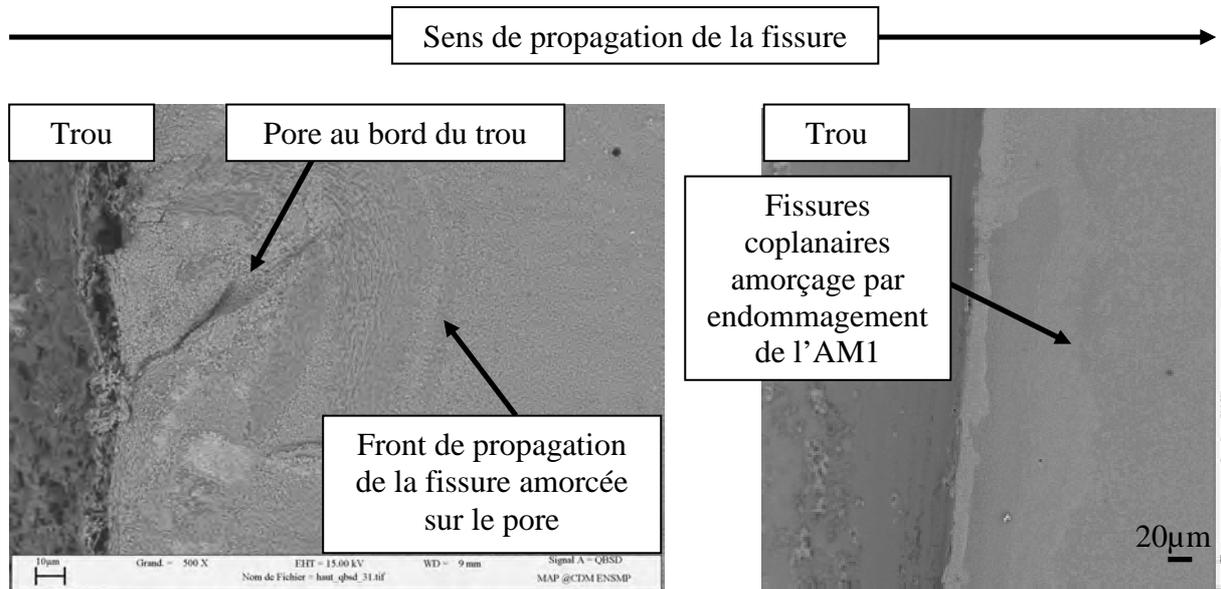


Figure.IV.26. Différents amorçage sur un trou percé par laser femtoseconde. Amorçage sur un défaut ponctuel de type pore (à gauche) et amorçage dû à l'endommagement mécanique (à droite)

A l'opposé, les observations réalisées sur les faciès de rupture des éprouvettes percées par laser milliseconde montrent un amorçage dans la zone resolidifiée (figure IV.27). En effet, celle-ci présente une oxydation plus significative que le reste des zones observées du faciès de rupture. L'étude de l'oxydation a été réalisée sur les zones resolidifiées et est détaillée dans la prochaine partie. Ces zones resolidifiées ne présentent pas une oxydation préférentielle due à leur microstructure car la cinétique d'oxydation correspond à celle observée par Fleury [FLE 91]. Le temps est donc bien le seul facteur influençant cette oxydation. Il révèle ainsi que la zone resolidifiée est bien le lieu d'amorçage des multiples fissures lorsque le trou est percé par laser milliseconde.

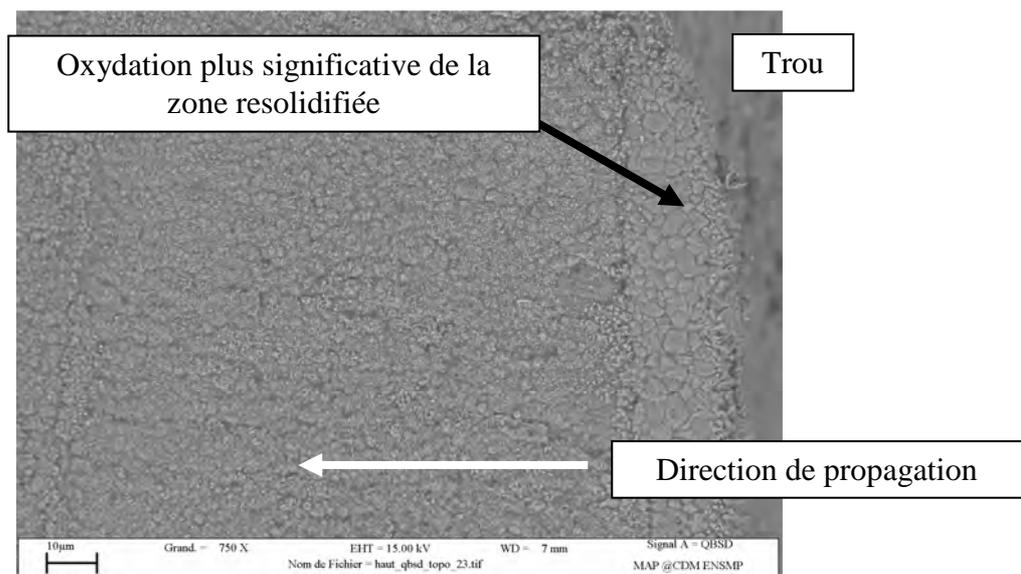


Figure.IV.27. Amorçage de la fissure dans la zone resolidifiée

### 3. Etude microscopique

Cet amorçage peut s'expliquer par la modification de la microstructure et notamment la disparition des précipités de taille 400-500 nm. En effet, la proportion de phase  $\gamma'$  ainsi que leur taille et leur répartition ont été spécialement adaptées pour pouvoir limiter l'amorçage et la propagation de fissure [DUR 97, RAT 07, KHA 85] (figure IV.28). Comme expliqué dans le chapitre 3, la microstructure de la zone resolidifiée présente une phase  $\gamma$  sous forme de cellules dans lesquelles précipite nanométriquement la phase  $\gamma'$ . Les zones intercellulaires sont elles aussi très riches en phase  $\gamma'$ . Comme l'essai est effectué à 950°C, les précipités  $\gamma'$  commencent à grossir et ainsi avoir une taille de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Cette taille reste néanmoins très faible en regard de la taille initiale des précipités  $\gamma'$  et favorise leur cisaillement plutôt que leur contournement. Ainsi, les zones de précipitation sont les sites d'apparition de défauts qui permettent l'amorçage de multiples microfissures. De plus, il existe une interface de grande dimension entre la zone intercellulaire (phase  $\gamma'$ ) et l'intérieur de la cellule (phase à matrice  $\gamma$ ). Cette configuration peut être comparée à la mise en radeau, coalescence des précipités  $\gamma'$  dans une direction principale, formant ainsi des couloirs de phases  $\gamma$  et  $\gamma'$  (cf. chapitre 1 « Bibliographie »). La mise en radeau est un endommagement microstructural car les contraintes locales engendrées par la précipitation initialement cuboïdale de la phase  $\gamma'$  sont diminuées. Ainsi, il est possible que dans les zones intercellulaires formées lors de la solidification après perçage laser milliseconde, les contraintes locales soient diminuées et favorisent la propagation de dislocations menant à la création de fissures.

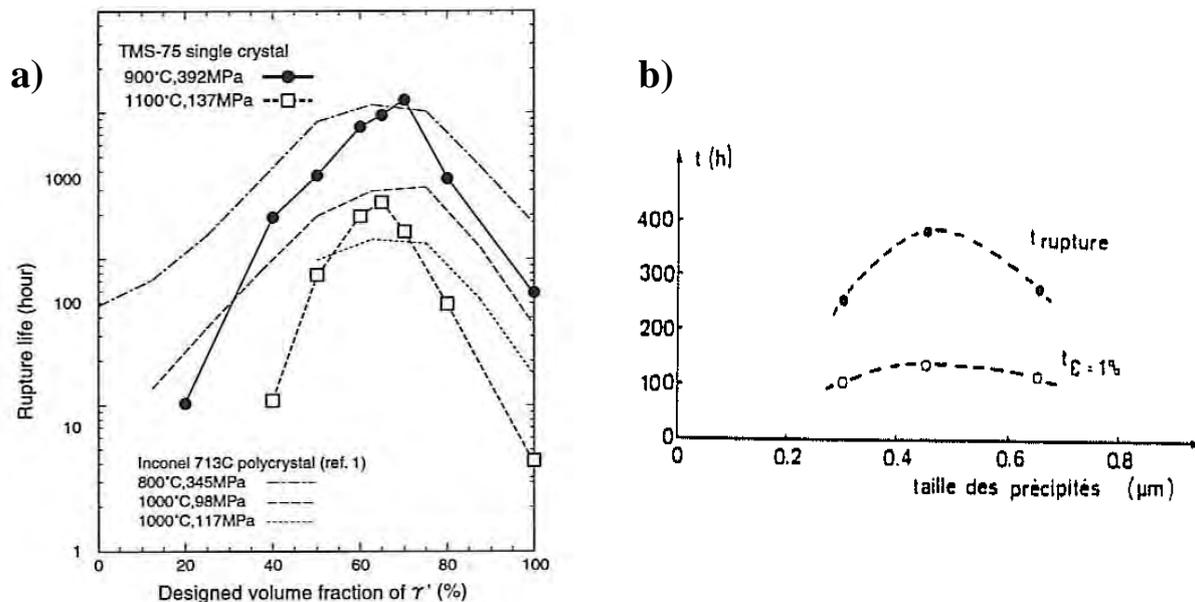


Figure.IV.28.a)Influence de la fraction volumique de la phase gamma prime sur la durée de vie à rupture d'alliages à base de nickel [MUR 04] b) Influence de la taille des précipités sur la durée de vie en fluage à 950°C de monocristaux CMSX-2 [KHA 85]

Ces zones d'amorçage sont alors circonscrites dans la zone localisée de concentration de contrainte, c'est-à-dire au bord du trou, mais apparaissent à diverses altitudes (figure IV.18) du fait des aléas de la microstructure (taille locale des cellules, taille de la zone resolidifiée, ...). Ainsi, tous les faciès de rupture observés sur les éprouvettes percées par laser milliseconde présentent ce type de site d'amorçage. En revanche, l'éprouvette MILLI 4 montre la plus faible durée de vie observée lors de ces essais de fatigue ainsi qu'une oxydation surfacique différente de celles observées sur les autres éprouvettes percées par laser milliseconde (figure IV.29). En effet, la vitesse de propagation de fissure courte de cette

éprouvette a été mesurée comme la plus élevée modifiant ainsi le temps d'exposition des lèvres de la fissure à l'environnement oxydant.

L'origine de cette rupture prématurée et de cette vitesse de propagation de fissure est supposée être le résultat des multiples essais de cyclage effectués à température ambiante, dans le cadre de l'étude des champs de contrainte en bord de trou détaillée annexe 4. Le chapitre 3, présente l'évolution des propriétés mécaniques de la zone resolidifiée et caractérisées par des essais de nanoindentation. Celle-ci possède un module d'élasticité ainsi qu'une dureté plus élevés. Il est alors possible que les essais réalisés à température ambiante aient modifié l'état de contrainte local dans lequel se trouvait le bord du trou.

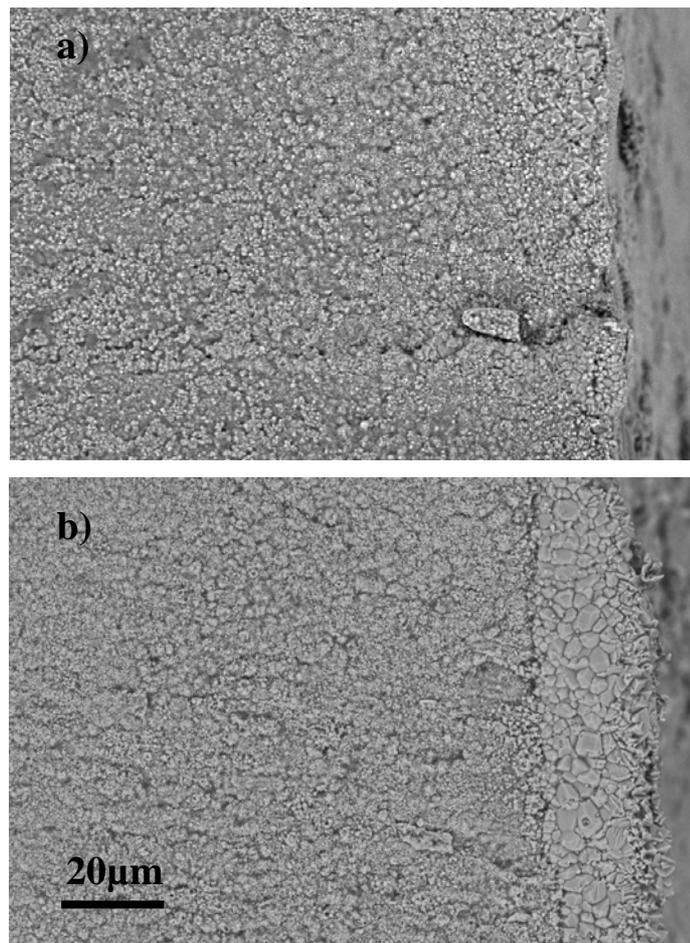


Figure.IV.29.Faciès de rupture d'éprouvettes percées par laser milliseconde et sollicitées en fatigue : a) MILLI 4 et b) MILLI 3

L'observation des faciès de rupture a mis en évidence l'influence de l'amorçage sur la fissuration, notamment sur la propagation de micro-défauts. L'origine de l'amorçage a été déterminée par comparaison de deux microstructures différentes en bord de trou. Il a ainsi été montré que la microstructure engendrée par le perçage par laser milliseconde favorisait la multiplication non coplanaire des sites d'amorçage. Les essais de fatigue étant réalisés à 950°C sous air, des phénomènes d'oxydation sont mis en jeu. Ceux-ci, étudiés lors de divers travaux [FLE 91, GEU 10], sont connus pour influencer le comportement de propagation des fissures et notamment des fissures courtes. Ainsi, une étude sur l'oxydation à l'intérieur des trous a été menée pour des perçages réalisés par laser milliseconde et femtoseconde. Cette étude est détaillée dans la partie suivante.

### 3.1.3. Etude de l'oxydation

#### 3.1.3.1 Oxydation des superalliages base nickel

##### A. Principes généraux

En aéronautique, les superalliages à base de nickel sont exposés à des environnements rudes. Ils doivent résister à l'oxydation à haute température créée par les gaz de combustion mais aussi à la corrosion à chaud causée par les sels présents dans l'air. Pour y résister, les superalliages contiennent du chrome ainsi que de l'aluminium. En effet, ces deux éléments ont une très forte affinité avec l'oxygène et forment des oxydes stables en surface de l'alliage permettant sa protection. En fonction de la composition souvent complexe de ce type d'alliage, de nombreux oxydes sont également susceptibles de se former. Les réactions chimiques ainsi que les vitesses de diffusion interagissent donc pour définir les morphologies et les compositions des couches d'oxydes, qui évoluent également en fonction du temps d'exposition. La modélisation prédictive de la corrosion est rendue difficile par d'autres phénomènes tels que la formation de pores ou l'écaillage des couches d'oxydes. D'une manière générale, dans les superalliages à base de nickel, l'oxydation est décrite par l'équation suivante et dite parabolique :

$$\left(\frac{\Delta m}{S}\right)^2 = K_p t \quad (\text{IV.1})$$

Où  $\left(\frac{\Delta m}{S}\right)$  est l'augmentation de masse de l'échantillon considéré rapporté à la surface exposée à l'oxydation

$K_p$  est la constante d'oxydation ( $\text{kg}^2 \cdot \text{m}^{-4} \cdot \text{s}^{-1}$ )

$t$  est le temps d'exposition (s)

Lorsqu'il est impossible de peser l'échantillon ou alors lorsqu'il faut caractériser l'oxydation dans une zone bien définie dont les propriétés sont différentes du reste de l'échantillon, il est utile de définir la cinétique d'oxydation par rapport à une épaisseur d'oxyde en fonction du temps d'exposition :

$$e_{ox}^2 = K_c t \quad (\text{IV.2})$$

Où  $K_c$  est la constante d'oxydation ( $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ )

Les deux constantes d'oxydation exprimées dans les deux équations ci-dessus sont reliées par les propriétés physiques des couches d'oxydes considérés :

$$K_c = \left(\frac{M_{ox}}{b\rho_{ox}M_O}\right)^2 K_p \quad (\text{IV.3})$$

Où  $M_{ox}$  est la masse volumique de l'oxyde ( $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ ),

$\rho_{ox}$  est la masse molaire de l'oxyde ( $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$ ),

$M_O$  est la masse molaire de l'oxygène ( $\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$ )

D'après la théorie de Wagner, dans ce modèle d'oxydation parabolique, la croissance de l'oxyde est régie par la diffusion [WAG 52]. Ainsi, la couche d'oxyde formée en surface de l'échantillon métallique joue le rôle d'une barrière de diffusion pour les ions.

Cette cinétique d'oxydation est acceptée pour divers alliages tels que l'alliage polycristallin IN100 (en l'absence de contrainte) d'après les travaux de Régé [REG 84], la matrice de l'alliage Astroloy d'après les travaux de Bernède [BER 94] ainsi que pour l'AM1 d'après les travaux de Fleury et Marchal [FLE 91, MAR 06]. Evidemment, cette cinétique d'oxydation est valide si la couche d'oxyde ne subit aucune détérioration susceptible d'exposer le métal à l'environnement oxydant, rendant ainsi la cinétique linéaire.

Selon les microstructures des différents alliages, de l'oxydation préférentielle a été observée par de nombreux auteurs. En effet, le front d'oxydation n'est pas homogène et pénètre plus rapidement dans le métal au niveau des espaces interdendritiques (MarM509, à base de cobalt [FRA 89] et IN100, à base de nickel [REG 84]) ou des joints de grains (alliages nickel-chrome [WOO 83] et Astroloy, base nickel [BER 94]). Ces sites sont privilégiés pour l'oxydation car ils sont généralement plus riches en éléments ayant une grande affinité avec l'oxygène.

## B. Oxydation de l'AM1

L'AM1 est un superalliage avec de nombreux éléments d'alliage dont certains sont susceptibles de former des oxydes divers et variés. Lors de sa thèse sur l'endommagement, Fleury [FLE 91] a étudié l'oxydation de l'AM1 sans chargement à une température de 950°C sous air pour des temps d'exposition de 10, 27 et 100h (figure IV.30). Il a ainsi déterminé une constante d'oxydation  $\alpha_m = 2,02 \cdot 10^{-8} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1/2}$  (figure IV.30.b) et mis en évidence une cinétique parabolique. Des analyses à la microsonde ont montré une oxydation en 3 couches dont les compositions sont :

- une couche externe constituée principalement d'oxyde de nickel NiO avec la présence de cobalt et de chrome sous la forme de (Ni, Co)O et NiCr<sub>2</sub>O<sub>4</sub> ;
- une deuxième couche composée de deux sous-couches : une première composée majoritairement de nickel et une deuxième comportant cobalt, titane, tantale et aluminium ;
- une couche d'oxydation interne discontinue dont la finesse rend difficile l'analyse précise. Cette couche est riche en aluminium et contient du chrome et du titane.

Il existe également une zone appauvrie en précipités sous ces couches d'oxyde.

Les pièces et les matériaux utilisés à haute température sont généralement, surtout en aéronautique, sollicités mécaniquement autant que thermiquement. Ainsi, il est important d'étudier l'évolution de l'oxydation des matériaux dans ces conditions.

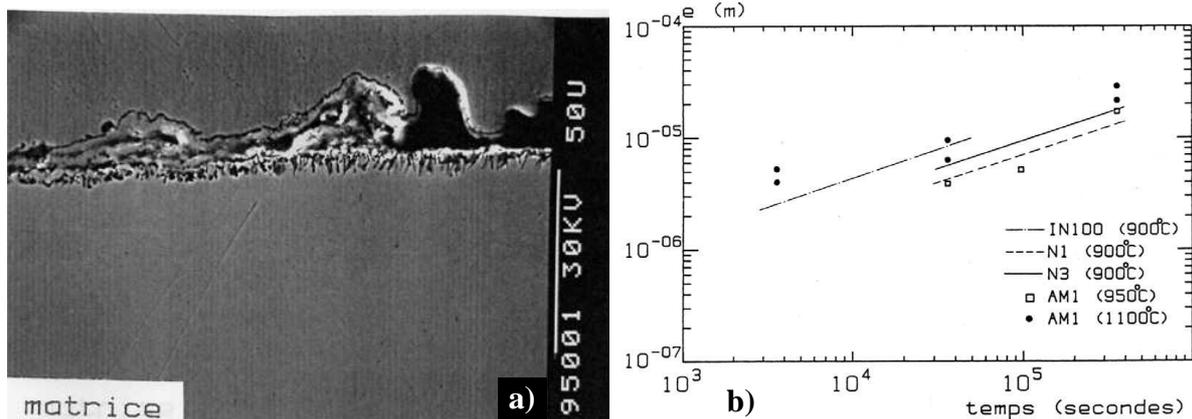


Figure.IV.30.a) Micrographie MEB illustrant l'oxydation de l'AM1 à 950°C sous air après 100h, b) Résultats de l'étude sur la cinétique d'oxydation sans chargement de l'AM1 et d'autres superalliages à base de nickel [FLE 91]

De nombreux auteurs ont constaté une accélération de la cinétique d'oxydation lors d'un cyclage en fatigue. Lorsqu'une fissure est présente dans le matériau, ce phénomène d'accélération de cinétique d'oxydation doit être particulièrement pris en considération puisque les niveaux de déformation à la pointe de la fissure sont généralement élevés. Comme sur les acier bas carbone [WAR 74], les superalliages polycristallins à base de nickel [Régé, 1984 ; Régé et Rémy, 1988] forment à la surface du matériau une couche d'oxyde plus épaisse lorsqu'une contrainte est appliquée. Le cyclage de fatigue accélère aussi bien l'oxydation superficielle que celle préférentielle dans le matériau.

C'est la déformation plastique qui accélère l'oxydation surfacique. La cinétique en  $t^{1/2}$  est conservée mais la constante d'oxydation varie : Reuchet et Rémy [REU 83] ont proposé le modèle suivant :

$$\alpha_m = \alpha_m^0 (1 + K_m \Delta \varepsilon_{in}) \quad (IV.4)$$

Où  $\alpha_m^0$  est la constante d'oxydation de la matrice sans charge,

$K_m$  est une constante égale à  $1,67 \cdot 10^3$ ,

$\Delta \varepsilon_{in}$  est la déformation inélastique.

Les études de Fleury et Marchal [FLE 91, MAR 06], entre autres, ont permis de mettre en évidence la fragilisation du matériau par l'oxydation sous contrainte. Même si cette fragilisation n'a pas été complètement interprétée, il est supposé que des mécanismes nanométriques régissent cette oxydation. La déstabilisation des précipités  $\gamma'$  (dissolution, coalescence) pourrait également être une des causes de cette fragilisation du matériau à haute température.

Cette partie s'intéressera ainsi à l'oxydation statique et sous contrainte des bords de trou percés par laser milliseconde et par laser femtoseconde.

## 3.1.3.2 Oxydation statique

## A. Oxydation d'un trou laser ms

L'oxydation de trous percés par laser milliseconde a été étudiée pour des temps d'exposition de 2, 4 et 10h afin de pouvoir être comparée aux résultats obtenus sur l'oxydation de l'AM1 par Fleury [FLE 91] et ceux obtenus sur l'oxydation de trous, dans l'AM1 toujours, percés par électroérosion [KAM 07].

Kaminski a étudié l'oxydation statique de trous percés par électroérosion dans le cadre de son étude sur la modélisation de l'endommagement en fatigue des superalliages monocristallins pour aubes de turbine en zone de concentration de contrainte. Comme Fleury lors de son étude sur l'oxydation de l'AM1, Kaminski a mis en évidence une couche extérieure principalement constituée d'oxyde de nickel ainsi qu'une couche sous-jacente constituée principalement d'alumine. Une zone d'appauvrissement en  $\gamma'$  est également observée sous cette couche d'alumine (figure IV.31).

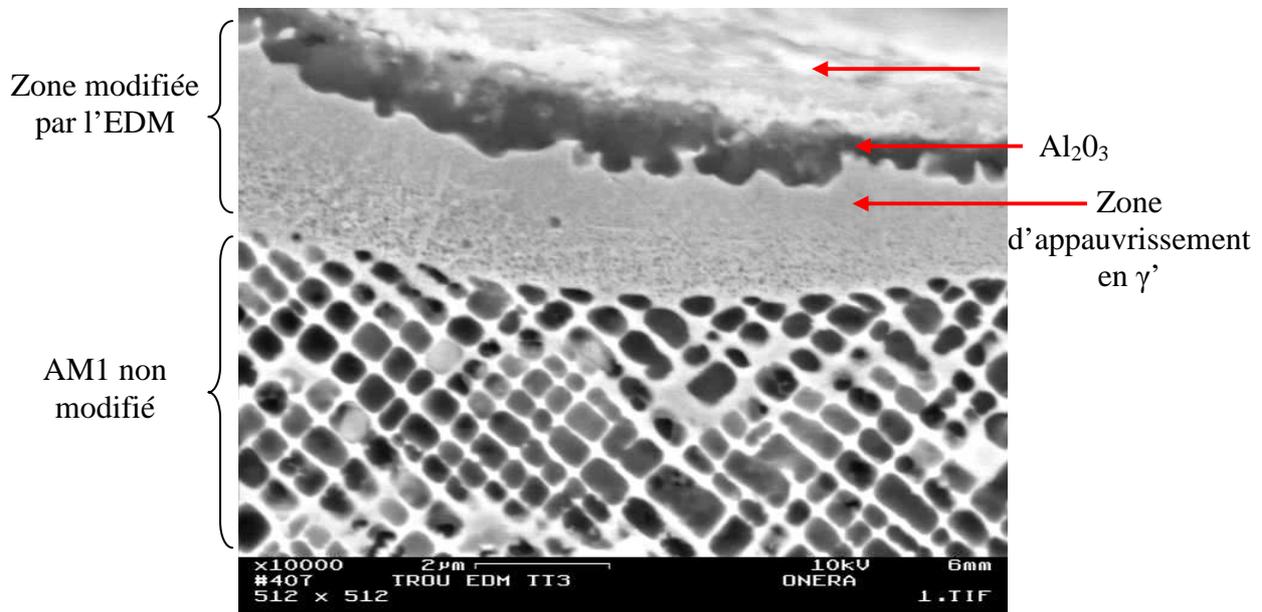


Figure.IV.31.Observation micrographique du bord d'un trou percé par EDM oxydé à 950°C sous air après 10h [KAM 07]

L'oxydation statique des perçages laser milliseconde de cette étude a été étudiée dans les conditions définies précédemment (figure IV.32). Plusieurs mesures ont ainsi été réalisées sur l'épaisseur de la couche d'oxydes créée permettant ainsi de comparer ces données aux résultats de Fleury concernant l'oxydation de l'AM1 (figure IV.33).

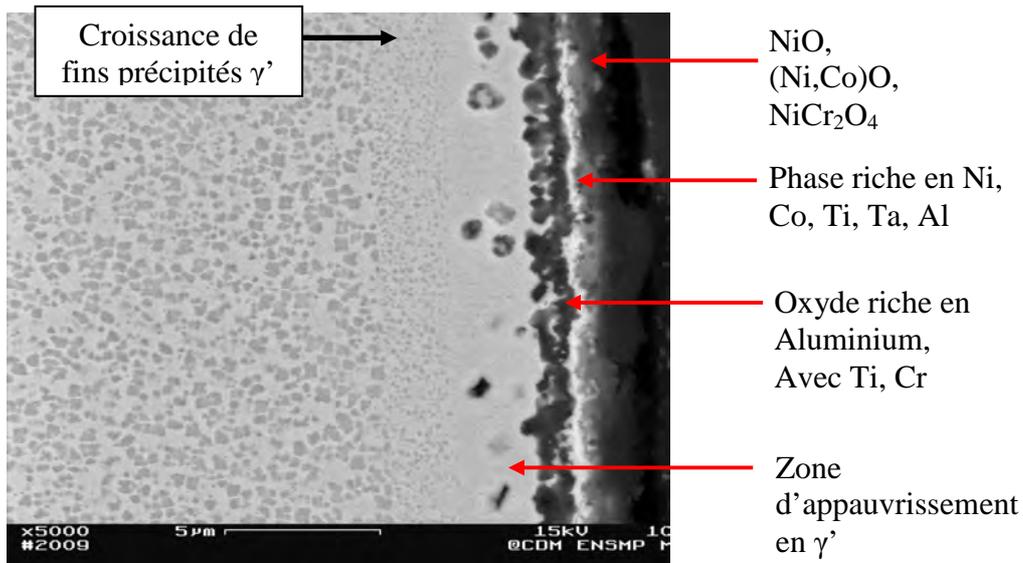


Figure.IV.32.Observation MEB réalisée sur une zone resolidifiée créée par perçage laser milliseconde et soumise à l'oxydation sous air à 950°C pendant 10h

Les essais réalisés à 2, 4 et 10h montrent une évolution de la taille des oxydes et de la zone d'appauvrissement en précipités  $\gamma'$ . Compte tenu de la forme non linéaire de l'interface matériau/oxydes, les mesures d'épaisseur sont réalisées périodiquement le long de la zone resolidifiée et sont ainsi moyennées sur un grand nombre de points. Ces mesures ont ensuite été reportées sur la courbe de cinétique obtenue par Fleury [FLE 91] (figure IV.33). Ces observations montrent que l'oxydation sans chargement de la zone resolidifiée présente la même cinétique que celle de l'AM1.

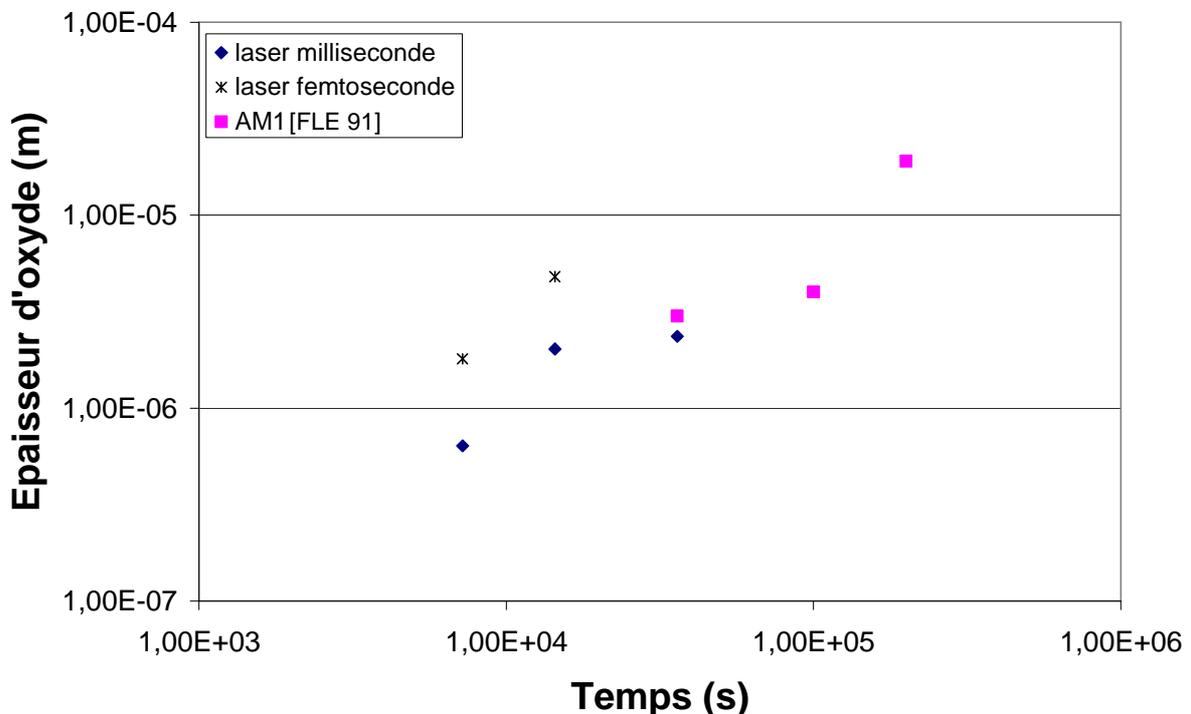


Figure.IV.33.Comparaison des épaisseurs de la couche d'oxyde pour l'AM1 et la zone resolidifiée après perçage laser milliseconde

Outre l'oxydation de surface, une évolution de la microstructure de la zone resolidifiée a été relevée. La taille des précipités  $\gamma'$  augmente. En effet, ce traitement thermique permet la

coalescence de cette phase nanométriquement précipitée lors de la resolidification. Ainsi, leur taille augmente pendant que leur nombre diminue. Leur position est localisée en fonction de la microstructure définie dans le chapitre 3. Ces observations sont détaillées en annexe 5.

Les mêmes traitements thermiques ont été appliqués aux trous obtenus par perçage laser femtoseconde et les résultats sont présentés dans la partie suivante.

### B. Oxydation d'un trou laser fs

L'oxydation d'un trou percé par laser femtoseconde a été étudiée après traitement thermique réalisé sous air à 950°C pendant 2, 4 et 10h. Les oxydes formés sur la paroi du trou sont les mêmes que ceux observés sur la zone resolidifiée du perçage laser milliseconde (figure IV.34). Une zone de déplétion des précipités  $\gamma'$  est également observée. Après cette dernière, le matériau présente une microstructure modifiée. En effet, dans un domaine micronique, la phase  $\gamma'$  est en cours de dissolution et sa morphologie, initialement cuboïdale, devient « arrondie » et plus fine (migration des éléments Al, Ti pour former les oxydes de surface).

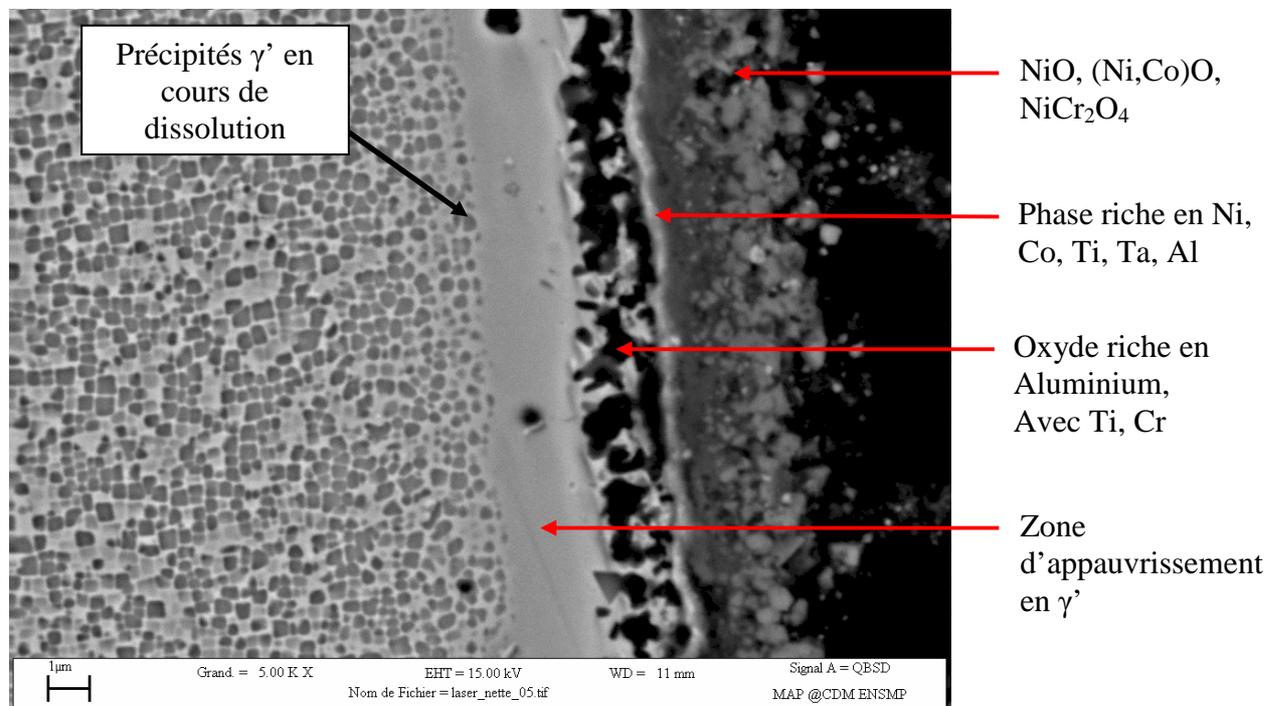


Figure.IV.34.Observation MEB réalisée sur un trou créée par perçage laser femtoseconde et soumis à l'oxydation sous air à 950°C pendant 4h

L'épaisseur d'oxyde déterminée après chaque traitement thermique montre une cinétique d'oxydation plus rapide que celle observée lors de l'oxydation de trou percé par laser milliseconde (figure IV.33).

Comme expliqué précédemment, l'oxydation est influencée par le chargement mécanique et surtout par la déformation plastique [REU 83]. L'oxydation de la paroi des trous percés par laser milliseconde et femtoseconde a été observée après fissuration.

### 3.1.3.3 Oxydation sous chargement cyclique

L'oxydation de la paroi des trous percés par laser femtoseconde et milliseconde a été observée au MEB sur les éprouvettes FEMTO 4 et MILLI 2 dans la zone de concentration de contrainte et dans une zone moins sollicitée du trou (figure IV.35). Ces éprouvettes sont représentatives du comportement après perçage fs et ms respectivement. Les deux zones d'observation ont été choisies pour leur caractère antagoniste vis-à-vis de la contrainte locale durant le cyclage.

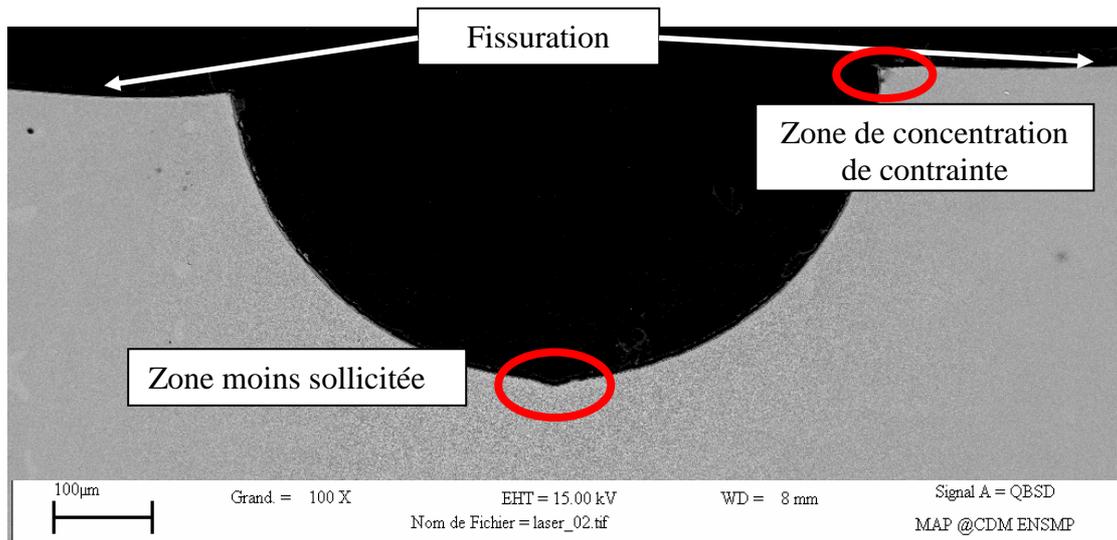


Figure.IV.35.Zones d'observation de la couche d'oxydes pour les trous percés par laser femtoseconde ou milliseconde puis sollicités en fatigue

Lorsque le trou est sollicité mécaniquement, il est difficile d'observer une forte épaisseur d'oxyde car celui-ci, étant fragile, peut être détruit en surface. Comme lors d'essais sans chargement, la zone de concentration de contrainte, où les fissures s'amorcent, présente une oxydation plus grande pour un perçage par laser femtoseconde (figure IV.36).

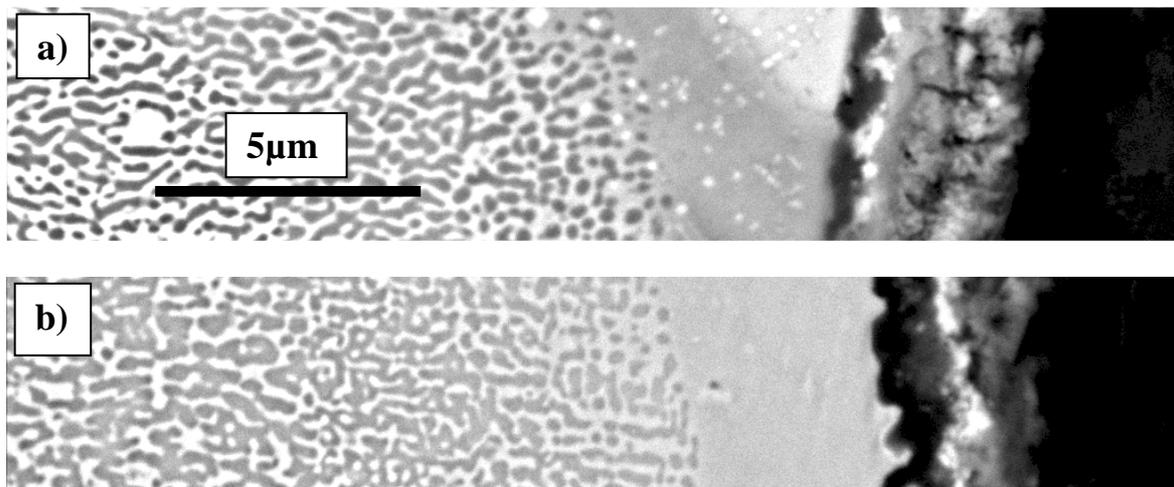


Figure.IV.36.Oxydation dans la zone de concentration de contrainte pour un trou percé laser a) femtoseconde et b) milliseconde

L'oxydation dans les zones définies ci-dessus est ainsi comparée aux valeurs obtenues lors d'essais sans chargement. La couche d'oxyde pouvant être détériorée lors des essais de fatigue, l'accélération de la cinétique n'a pas été observée (figure IV.37). Néanmoins, la plus forte oxydation au bord de trou femtoseconde peut s'ajouter à l'effet de coalescence

coplanaire de fissures courtes accélérant ainsi leur propagation par fragilisation [FLE 91, MAR 06]. Cet effet de concentration de contrainte dans la zone de coalescence mis en évidence par les travaux de Bezensek et Hancock [BEZ 04] sera étudié par une modélisation par élément finis et discuté dans la partie suivante.

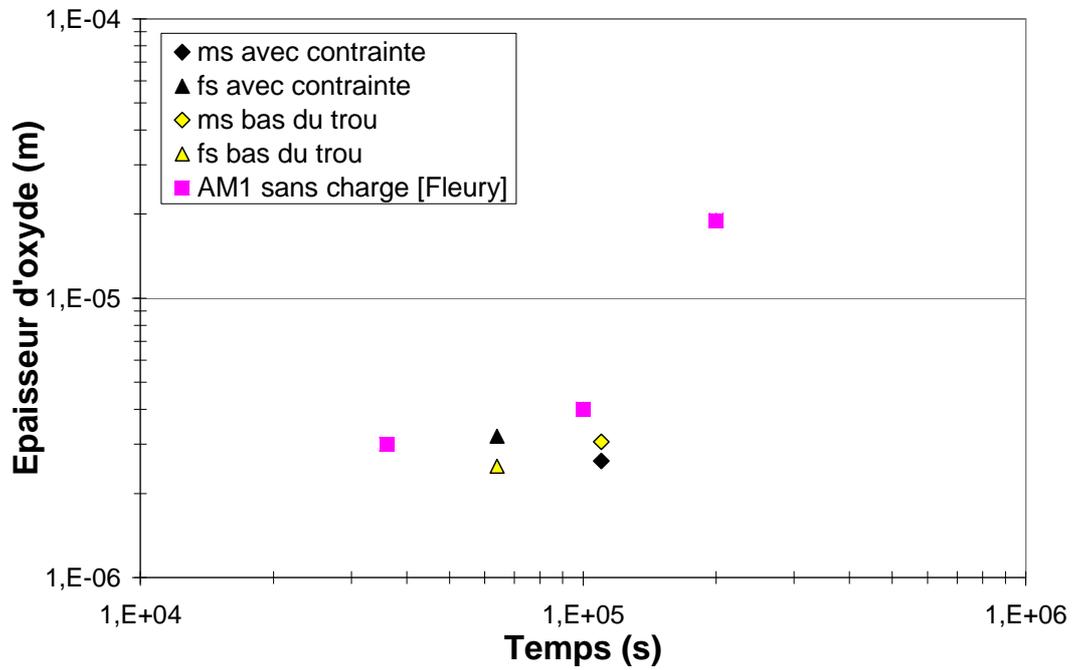


Figure.IV.37.Oxydation de trou percé laser femtoseconde ou milliseconde après sollicitation en fatigue

## 3.1.4. Approche numérique de la fissuration

Les modèles numériques actuels s'intéressent à la durée de vie d'une structure percée, c'est-à-dire à sa perte de résistance mécanique ou à la propagation de fissure courte ou longue. Ces modèles ne prennent en compte que la géométrie du trou, et non pas la microstructure engendrée par le procédé de perçage et ne considèrent la propagation que d'un seul front de fissure coplanaire. Cette étude a montré que la propagation de fissure courte était influencée par la coalescence coplanaire ou non de nombreuses micro-fissures. Les modèles doivent donc appréhender ce phénomène en modélisant l'interaction entre plusieurs défauts. Ainsi, des travaux modélisant la concentration de contrainte sur le front de deux fissures coalescées coplanaiement et non coplanaiement ont été amorcés.

Pour simplifier le calcul, deux défauts formés de deux fissures circulaires de rayon  $50\mu\text{m}$  et coalescées coplanaiement et non-coplanaiement ont été maillés dans un cube de  $1\text{mm}$  de côté. Le décalage entre les deux plans pour le défaut non-coplanaiement est de  $10\mu\text{m}$  et correspond à l'ordre de grandeur du décalage observé au microscope à balayage électronique sur les faciès de rupture. Le maillage est réalisé avec la fonction Zcracks du code ZéBuLoN et consiste à intersecter une géométrie d'un défaut et un volume 3D (figure IV.38) ce qui peut engendrer une modification de la forme initiale du défaut. En effet, si le maillage initial de la fissure est trop fin par rapport au maillage du cube alors le nombre de nœud sera plus faible et la forme du défaut sera approximée.

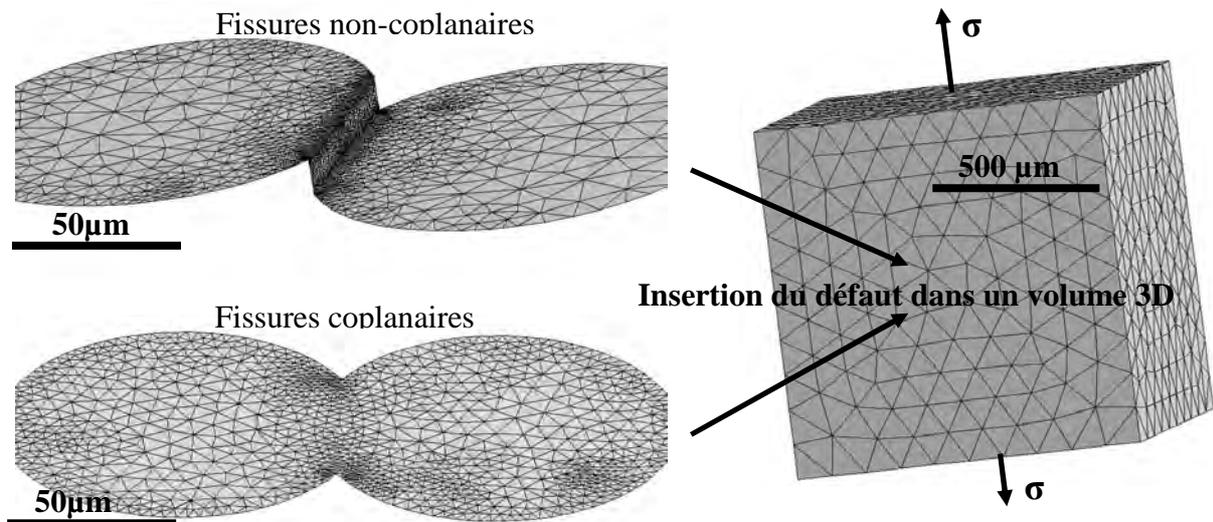


Figure.IV.38.Maillage d'un défaut formé de deux fissures circulaires coalescées coplanaiement ou non

Un calcul élastique ainsi qu'un calcul utilisant la loi de comportement élasto-viscoplastique de l'AM1 ont été effectués dans ces conditions mais les maillages réalisés n'ont pas permis de mettre en évidence de différence notable dans les deux zones de coalescence (coplanaiement et non-coplanaiement). Le défaut non-coplanaiement voit sa géométrie légèrement modifiée lors de son insertion dans le volume du cube et modifier la géométrie de la zone de coalescence. Cela peut donc entraîner une modification de son comportement. En revanche, le calcul a permis de déterminer que les zones de coalescence étaient bien des zones de concentration de contrainte privilégiées par rapport à l'ensemble du front de fissure (figure IV.39).

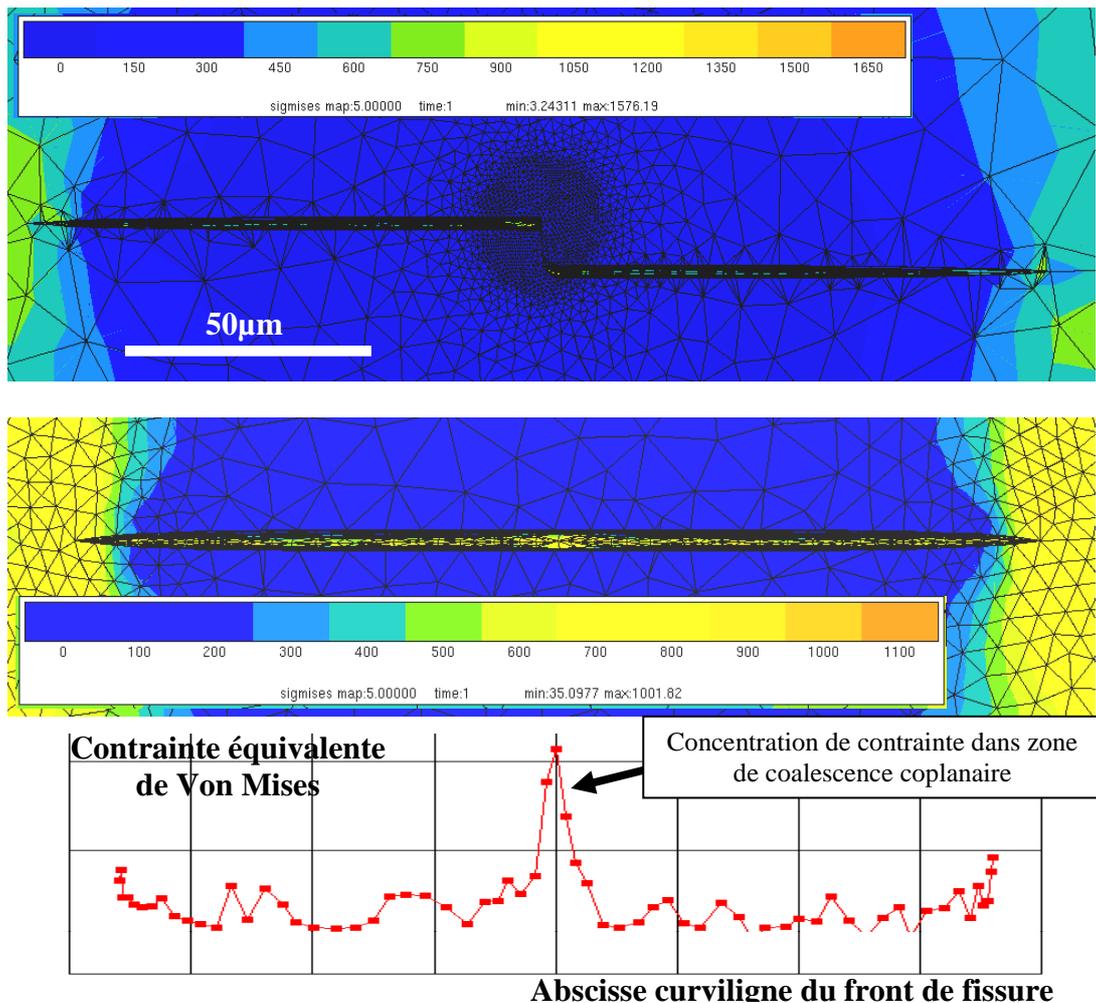


Figure.IV.39.Représentation de la contrainte équivalente de Von Misès sur les deux géométries de défaut

Les calculs ont montré que, phénoménologiquement, les zones de coalescences étaient bien des zones de concentration de contrainte par rapport au reste du front de fissure. Cependant, aucune différence notable de concentration de contrainte n'a été observée entre les défauts plan et non plan et cela peut s'expliquer par la difficulté de mailler le défaut non plan. Cette étude n'a été réalisée que par la comparaison de la contrainte équivalente de Von Mises mais doit être effectuée avec des maillages plus fins et une loi de comportement décrivant l'endommagement comme celle développée à l'ONERA par M. Kaminski [KAM 07]. L'endommagement dans les zones de coalescence pourra alors être un critère beaucoup plus discriminant entre ces deux types de défaut.

#### 3.1.5. Conclusion

Des essais de fatigue ont été effectués sur des éprouvettes planes percées par deux procédés laser engendrant deux microstructures significativement différentes au bord des trous. Le perçage par laser femtoseconde, par sa très faible durée d'impulsion, permet d'obtenir un trou sans modification de microstructure de l'alliage initial. Cette absence d'endommagement a permis de mettre en évidence un amorçage régi par la mécanique, plus particulièrement par la concentration de contrainte engendrée par le trou. Une propagation coplanaire des microfissures a été observée. A l'opposé, une propagation non coplanaire des microfissures a été identifiée pour les éprouvettes percées par laser milliseconde. Cette différence de propagation est due à une différence entre les phénomènes d'amorçage. En effet, la microstructure engendrée par le perçage laser milliseconde forme des cellules de phase matricielle  $\gamma$  dans laquelle précipite de la phase  $\gamma'$  nanométrique. Les zones intercellulaires sont riches en phase  $\gamma'$ . Cette microstructure différente favorise l'amorçage de micro-défauts par une diminution des propriétés mécaniques locales et notamment par la diminution des contraintes locales entre la matrice  $\gamma$  et les précipités  $\gamma'$ . La propagation de fissures a été étudiée à l'aide d'un suivi électrique par mesure de différence de potentiel combiné avec un suivi optique par caméra. Il a ainsi été déterminé que la vitesse de propagation des fissures longues était équivalente pour les deux procédés de perçage alors qu'une différence est observée pour la propagation des fissures courtes. Cette différence de vitesse de propagation a été expliquée par analogie avec des travaux antérieurs menés par Hancock [BEZ 04] mettant en évidence les différences entre une propagation coplanaire et non coplanaire de deux fissures. Comme les essais sont réalisés à 950°C, une étude de l'oxydation des trous percés a été réalisée et a montré qu'elle était plus forte pour les perçages femtoseconde. En revanche, les observations ont montré la même cinétique d'oxydation dans les trous percés par laser milliseconde que celle définie par Fleury pour l'AM1 [FLE 91]. Il a été expliqué que la vitesse de propagation des fissures courtes était diminuée avec le perçage par laser milliseconde par la multiplication des sites d'amorçage à différentes altitudes dans le trou mais toujours localisés dans la zone de concentration de contrainte. Cette diminution de la vitesse de propagation vient de l'interaction entre les différentes fissures dont le mode de propagation est modifié dans les zones de coalescence. Cependant, l'AM1 est un matériau dont l'élaboration engendre une quantité non négligeable de pores dont la présence en bord de trou est régulièrement observée. Ces pores sont des lieux de concentration de contrainte où se localise l'amorçage (figure IV.26). En effet, la propagation de fissure ne se fait plus à partir de la zone resolidifiée mais à partir de ces pores. La propagation de fissure dans les zones resolidifiées a ainsi été étudiée grâce au développement d'un essai de traction monotone spécialement adapté. La partie suivante le détaillera pour des conditions d'application à température ambiante.

### 3.2. Rupture à l'ambiante de la zone resolidifiée

La présence d'un pore dans la zone de concentration de contrainte qui se forme au bord d'un trou peut mener à la formation d'une fissure qui se propage de celui-ci vers la paroi du trou donc la zone resolidifiée (figure IV.40). Il a été montré précédemment que la durée de vie est assurée par une multiplication des sites d'amorçage due à la microstructure de la zone resolidifiée. Ainsi, l'amorçage d'une fissure sur cette singularité, peut mener à favoriser la propagation d'une seule fissure donc réduire la durée de vie de la pièce.

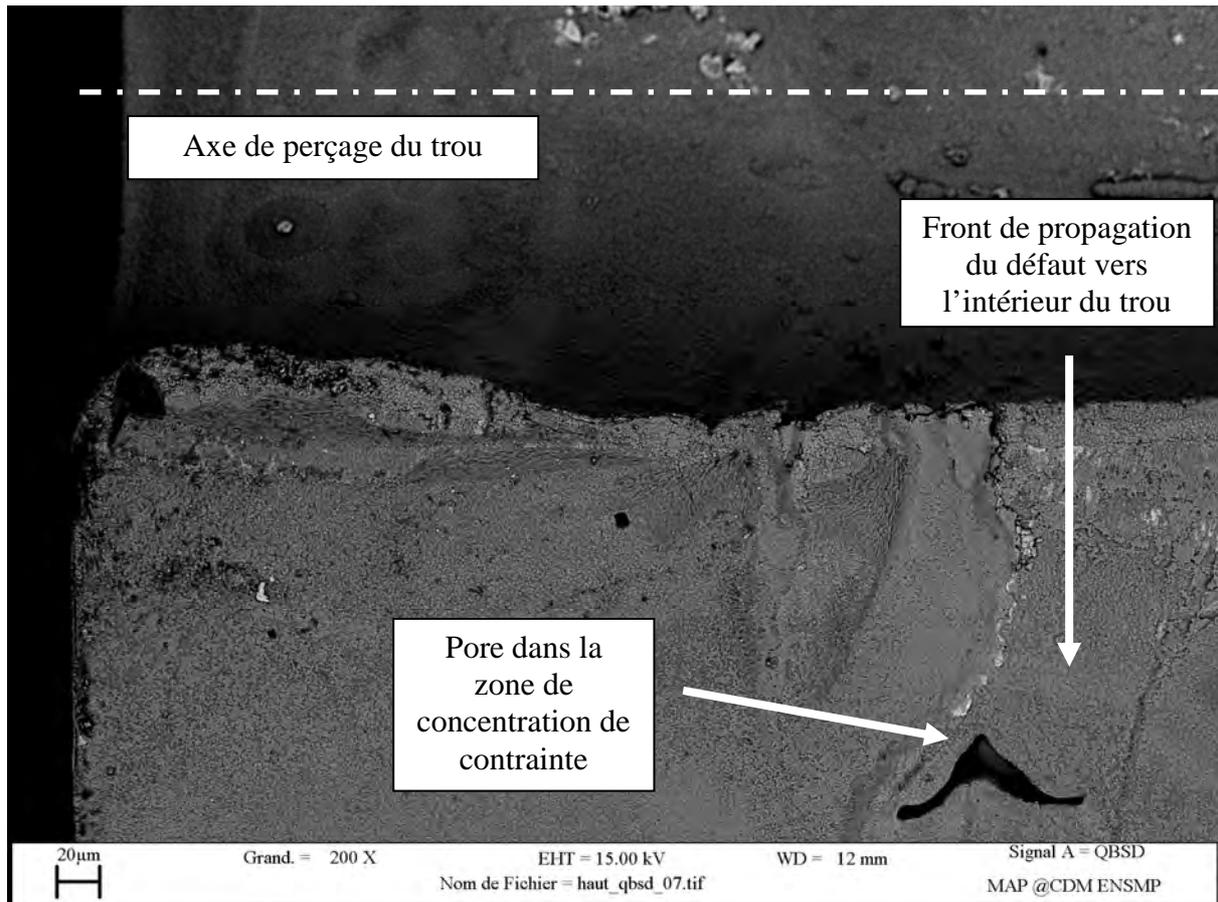


Figure.IV.40.Propagation d'une fissure de fatigue à partir d'un pore présent au bord du trou

Afin de déterminer le comportement de la zone resolidifiée face à la propagation d'une fissure non amorcée à partir de celle-ci, un essai de traction monotone a été mis en place. La configuration de cet essai permet d'obtenir l'influence de la microstructure sur la propagation d'un défaut plan mais également de caractériser la rupture de la zone resolidifiée après déformation plastique. C'est donc deux types de rupture qui seront étudiés ici. La fragilité des éprouvettes conçues pour cet essai n'a pas permis d'étudier ces phénomènes à haute température et ainsi les essais ont été effectués à l'ambiante.

### 3.2.1. Essai de traction monotone

Afin de propager les fissures dans la zone resolidifiée des éprouvettes ont spécialement été développées pour cet essai de traction. Celles-ci sont composées de deux parties indépendantes et « soudées » par laser (figure IV.41). Ainsi, la zone resolidifiée formée par le perçage se trouve être la seule quantité de matière à être responsable de la tenue de l'éprouvette. La géométrie de l'éprouvette fait que des fissures peuvent être assimilées de part et d'autre du trou percé et que celles-ci, sollicitées en mode I (ouverture), tendront à se propager dans la zone resolidifiée (figure IV.41).

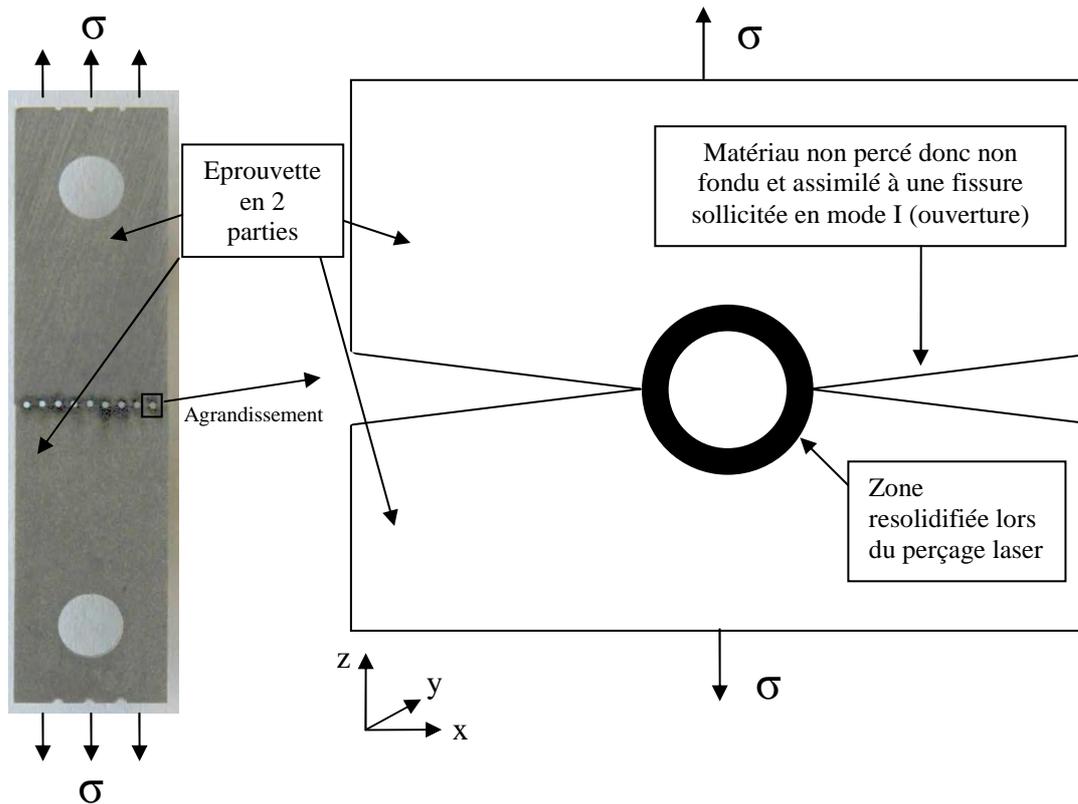


Figure.IV.41.Eprouvette de traction percée (gauche) par laser et schéma de la propagation de fissure dans la zone resolidifiée (droite)

La géométrie de cette éprouvette la rend très sensible à la flexion et afin de rendre celle-ci plus résistante aux différents transports, manipulations, préchargement sur la machine, 9 trous ont été percés (1 centré et 4 de part et d'autre).

D'après la partie 3. « Etude de la modification de la matière » du chapitre 3, la taille des zones resolidifiées le long d'un trou percé par laser, avec une seule impulsion, est inférieure à  $10\mu\text{m}$ . D'après [KAM 07], la limite d'élasticité dans la direction  $\langle 100 \rangle$  est d'environ 1200MPa. En maximisant la taille de la zone fondue à  $10\mu\text{m}$ , la surface effective, c'est-à-dire la surface totale des zones resolidifiées dans le plan perpendiculaire à l'axe de sollicitation, peut être approchée par  $10 \cdot 10^{-3} \times 2 \times 9 = 0,18\text{mm}^2$  (figure IV.42).

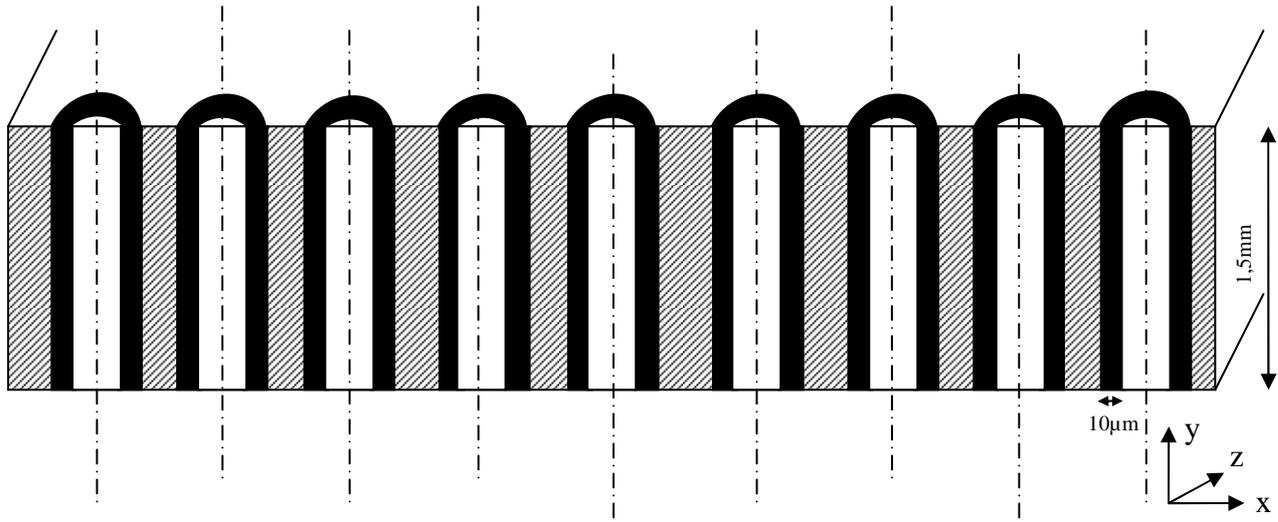


Figure.IV.42.Représentation schématique de la surface sollicitée lors de l'essai de traction

Ainsi, pour atteindre la limite d'élasticité, la force nécessaire serait donc de  $1200 \times 0,18 = 216 \text{ N}$ . L'essai de traction est ainsi réalisé sur une machine MTS avec une cellule de charge de 500N. La vitesse de déformation est fixée à  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  et la force résultante mesurée en Newton.

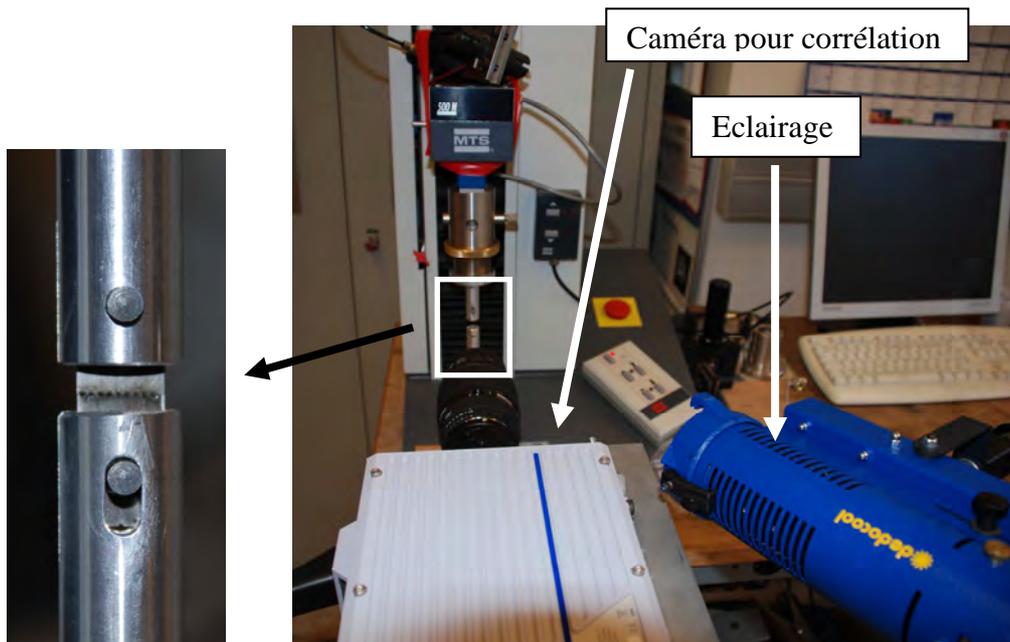


Figure.IV.43.Machine de traction MTS utilisée pour un essai de traction sur des éprouvettes percées par laser milliseconde

Afin de connaître la déformation engendrée par le déplacement des deux parties de l'éprouvette, des essais de corrélation d'images seront effectués sur les images obtenues par une caméra filmant l'essai. Celles-ci seront traitées à l'aide du logiciel Corréli® (développé au LMT de l'ENS Cachan), pour obtenir les champs de déformation, et avec le logiciel Agnès®, pour réaliser le suivi nécessaire du déplacement des deux parties de l'éprouvette l'une par rapport à l'autre. Pour assurer ce suivi, un mouchetis de la surface de l'éprouvette, pour bien la visualiser, est réalisé à la bombe de peinture : bombe blanche, pour un fond uniforme, puis bombe noire pour créer un contraste traitable en corrélation d'images.

Les éprouvettes sont un élément essentiel dans le bon déroulement de l'essai. Elles doivent être soigneusement préparées comme le détaille la partie suivante.

#### 3.2.2. Préparation d'éprouvette

Le principe de cet essai est de solliciter la zone fondue engendrée par le perçage par laser. Pour ce faire, une éprouvette a été spécialement conçue à partir de plaquettes rectangulaires prélevées dans des pieds d'aube (ou pieds de sapin). Ces plaquettes de dimensions initiales  $10 \times 40 \times 1,5 \text{ mm}^3$  sont ensuite découpées à mi-longueur par EDM fil (figure IV.44).

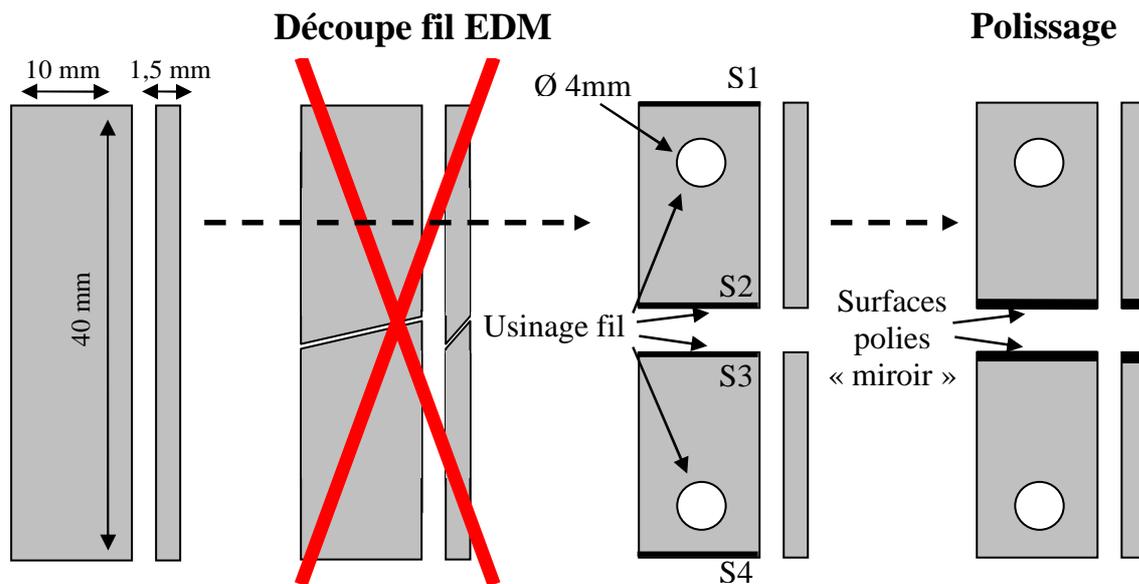


Figure.IV.44. Usinage et polissage de l'éprouvette de traction avant perçage laser

La géométrie de l'éprouvette et de l'essai oblige cette découpe à être parfaitement perpendiculaire (tolérance usinage EDM : 0,01 mm) afin d'obtenir la coplanarité (tolérance usinage EDM  $< 0,1^\circ$ ) des sections S1, S2, S3 et S4 de l'éprouvette ( $1,5 \times 10 \text{ mm}^2$ ). Cette coplanarité est critique pour la réalisation de l'essai et la validité des résultats obtenus. Deux trous de 4 mm sont ensuite réalisés par la même méthode d'usinage à 10 mm d'un bord pour chaque partie de l'éprouvette. Puis, les deux sections opposées aux trous sont polies mécaniquement afin d'obtenir un état de surface « miroir ». Ces deux facettes sont ensuite accolées à l'aide d'un étau spécialement développé lors du projet PERLE (figure IV.45). Le serrage de l'étau doit être suffisant pour évacuer au maximum l'air entre ces deux faces polies « miroir ». Finalement, un tir laser est effectué à l'interface des deux parties de l'éprouvette. Le centrage laser sur l'interface est effectué grâce à une caméra optique coaxiale (chapitre 2 « Matériaux et Procédés »). Chaque trou est alors réalisé par une impulsion laser de puissance crête 10 kW et de durée 1,1 ms.

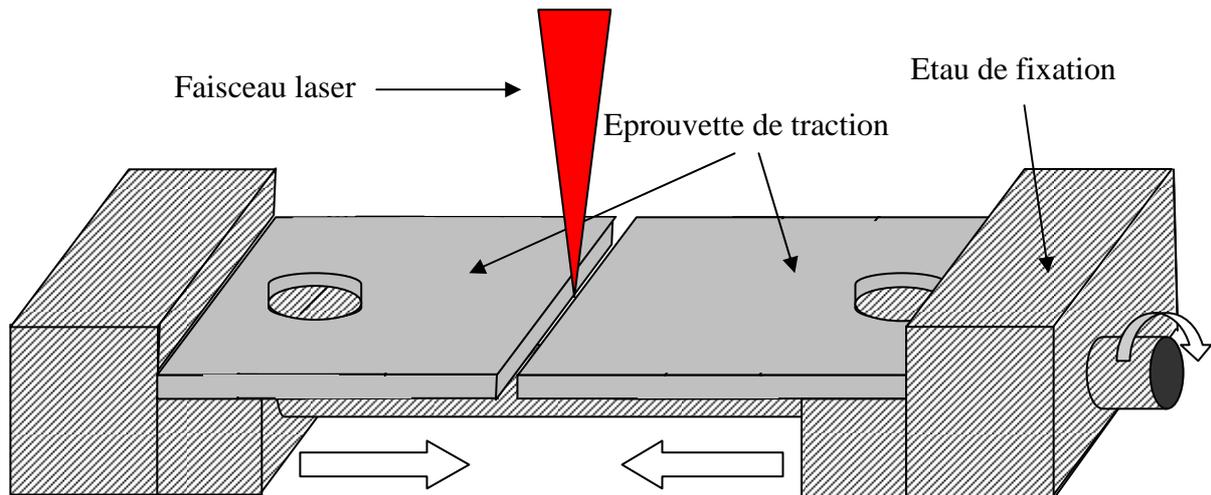


Figure.IV.45.Tir laser sur éprouvette positionnée à l'aide d'un étau de fixation spécial

Une face des éprouvettes ainsi percées, est alors couverte d'une fine couche de peinture blanche pour réaliser la corrélation d'images. Puis, pour créer un contraste facilement identifiable, un mouchetis est obtenu en pulvérisant, à la bombe, des gouttelettes de peinture noire. La justesse de la corrélation d'images est liée à la finesse du mouchetis.

### 3.2.3. Résultats expérimentaux et numériques

Les résultats présentés dans cette partie sont les résultats expérimentaux obtenus sur 4 essais, la dizaine d'autres éprouvettes ayant rompu accidentellement lors du transport ou de leur mise en place sur la machine de traction. Cette faiblesse est due à la fragilité intrinsèque de l'éprouvette mais également au fait que les surfaces S2 et S3 présentaient des défauts de parallélisme laissant du métal liquide s'infiltrer à l'interface la rendant ainsi plus fragile.

Les résultats obtenus grâce à la corrélation d'images et à l'observation des faciès de rupture seront présentés et détaillés grâce à une simulation numérique de l'essai réalisée avec le code élément finis ZéBuLoN.

#### 3.2.3.1 Corrélation d'images

La force appliquée à l'éprouvette est mesurée par la cellule de charge et la déformation macroscopique de l'éprouvette a été déterminée optiquement à l'aide du logiciel Agnès®, par corrélation d'image de type « suivi de marqueur ». Cela signifie qu'il est possible de mesurer la déformation entre deux points ou deux zones localisées (figure IV.46). Le traitement est effectué sur une série d'images obtenues grâce à la caméra placée de manière à filmer l'interface percée de l'éprouvette. Une telle corrélation d'images permet d'obtenir une mesure de la déformation comme avec un extensomètre classique mais sans manipulation de l'éprouvette donc sans risque de la rompre.

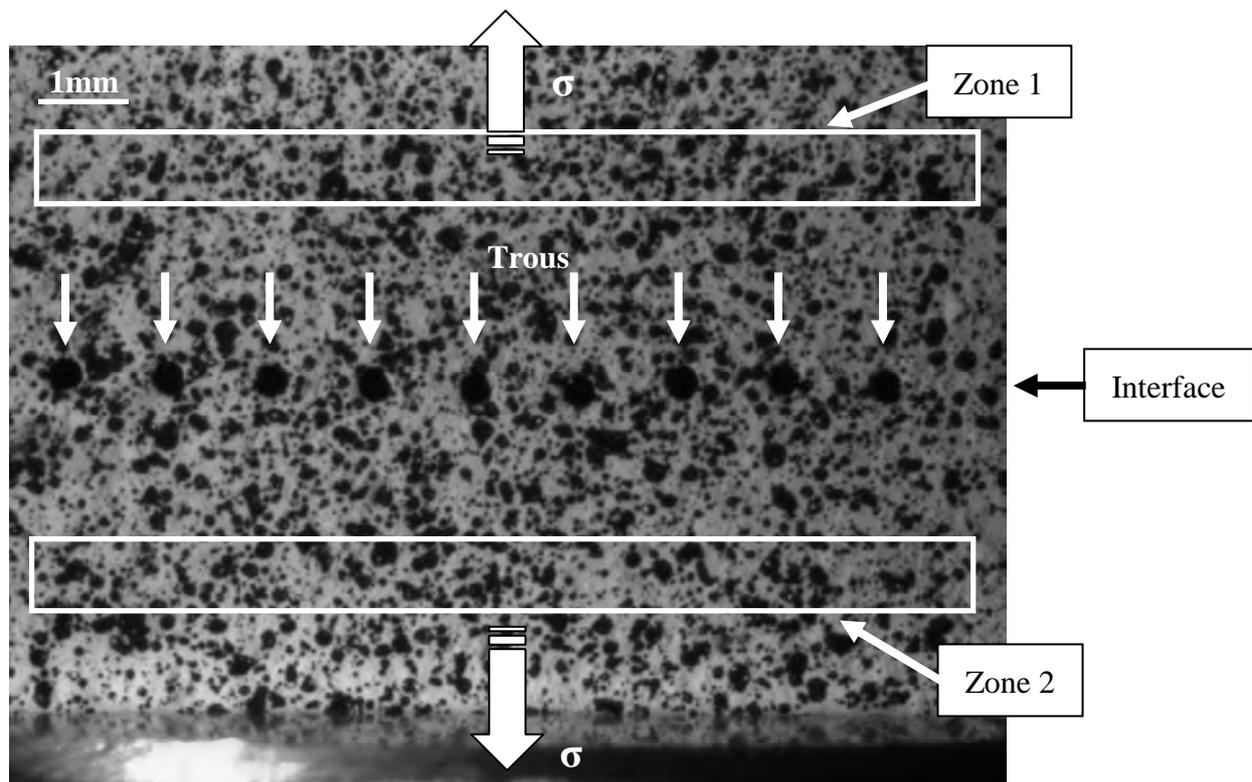


Figure.IV.46.Corrélation d'image de type « suivi de marqueurs » sur une éprouvette plane percée de 9 trous par laser milliseconde

Pour les 4 essais réalisés, les marqueurs (zones 1 et 2) ont été positionnés, dans la mesure du possible, dans les mêmes conditions. En effet, les déformations étant très faibles, la réussite de la corrélation d'images est intimement liée à la taille des zones et à leur position. Les caractéristiques mécaniques de l'AM1, avec un module d'Young de 135GPa dans la direction  $\langle 001 \rangle$ , permettent d'attendre une déformation élastique de l'ordre de  $10^{-3} \%$ . Il a été montré dans la partie 3 du chapitre 3 « Etude de la modification de la matière », que la zone resolidifiée était plus dure et présentait un module d'Young plus élevé. Il est, alors, probable que le taux de déformation attendu soit plus faible.

Il devient possible d'exprimer la force appliquée à l'éprouvette en fonction de sa déformation déterminée par la corrélation d'images (figure IV.47). Les résultats se répartissent en deux familles. La première est représentée par les essais 4 et 5 qui présentent une déformation plus importante que lors des autres essais ainsi qu'une rupture pour une force appliquée bien moins élevée. La seconde famille de résultats présente, avec les essais 3 et 6, une faible déformation pour une force appliquée plus élevée que précédemment. Ces disparités peuvent s'expliquer par la différence entre les zones resolidifiées créées lors du perçage par laser. Le perçage étant effectué dans une zone sensible qu'est l'interface entre les deux parties de l'éprouvette, les dimensions et les propriétés des zones resolidifiées sont susceptibles de plus varier d'un perçage à l'autre par rapport à celles étudiées en pleine matière.

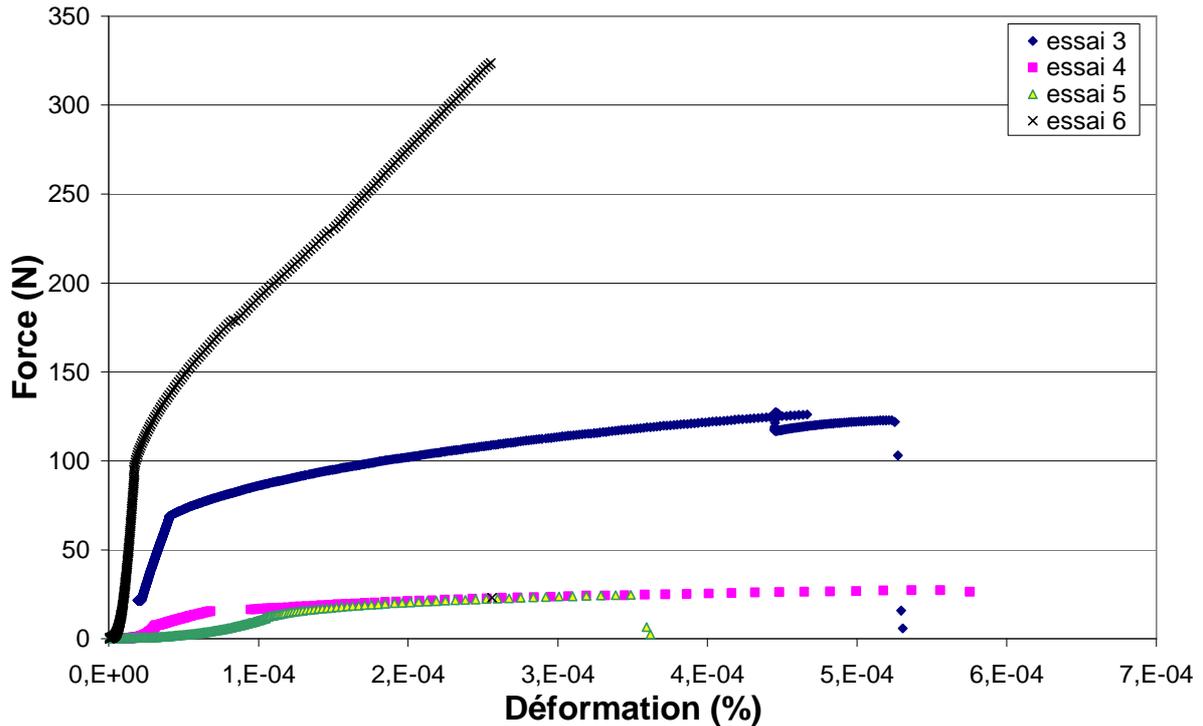


Figure.IV.47.Représentation de la force appliquée à l'éprouvette en fonction de la déformation mesurée par corrélation d'images

Après étude des faciès de rupture il apparaît que la disparité observée est surtout due au mode de rupture majoritaire des zones resolidifiées. En effet, la zone resolidifiée par laser présente une rupture de type intercellulaire (figure IV.48) sur la majorité des zones observées sur les échantillons étudiés lors des essais 4 et 5 (visualisation de colonnes). Cela signifie que la majorité des zones resolidifiées des 9 trous sont rompues par propagation de la fissure initialement induite par la nature de l'éprouvette (i.e. au bord des trous donc des zones resolidifiées, l'interface entre les deux parties de l'éprouvette « soudée » est assimilée à une fissure sollicitée en mode I). Ainsi, la déformation plastique est assurée par une quantité de matière plus faible, d'où les faibles forces appliquées mises en jeu.

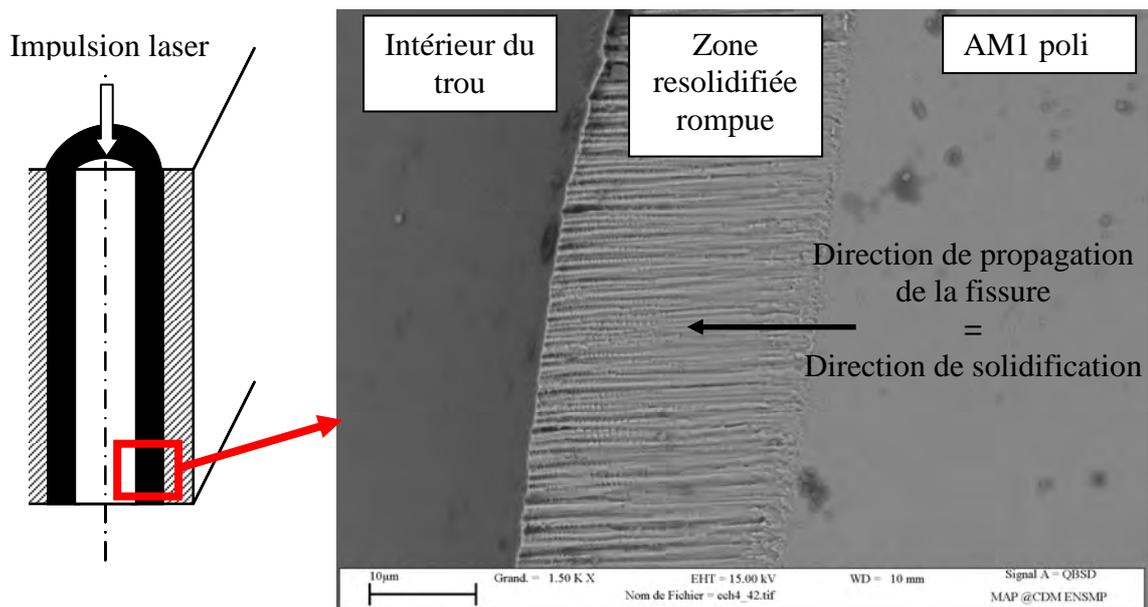


Figure.IV.48.Faciès de rupture intercellulaire de la zone resolidifiée lors d'un essai de traction

Cette rupture, de type fragile, indique que la zone resolidifiée présente une faible résistance à la propagation de fissure. De plus, il a été démontré dans la partie 4 « Etude de la modification de la matière » du chapitre 3, que la zone resolidifiée engendrée par un perçage laser mono-impulsionnel gardait son caractère monocristallin (pas de désorientation cristalline macroscopique entre les cellules). Le contraste observé au MEB et formant les cellules est ainsi dû à des gradients de composition chimique (zone intercellulaire riche en phase  $\gamma'$ ). Cette rupture intercellulaire montre à quel point la microstructure de la zone resolidifiée influence le comportement mécanique du matériau. En effet, dans l'AM1, le durcissement microstructural est assuré par la précipitation cuboïdale de la phase  $\gamma'$  dans une matrice de phase  $\gamma$ . La taille, la proportion et la répartition de la phase  $\gamma'$  ont été étudiées durant de nombreuses années afin d'optimiser les propriétés mécaniques du superalliage. Le durcissement apparaît par la création de contraintes locales engendrées par la différence des paramètres de maille des phases  $\gamma$  et  $\gamma'$ . Dans ces conditions, le déplacement des dislocations est gêné par ces barrières énergétiques que sont ces contraintes locales et franchissent les précipités par contournement plutôt que de les cisailer [ZHA 05, REP 82, NAZ 10]. Dans la zone resolidifiée, cette microstructure est très fortement modifiée et composée de cellules orientées cristallographiquement comme le monocristal et présentant une phase de nickel  $\gamma$  avec des précipités  $\gamma'$  nanométriques et des zones intercellulaires fortement enrichies en phase  $\gamma'$  (partie 4.3.2 « Solidification » du chapitre 3). Ainsi, d'après les observations réalisées jusqu'à ce jour, la fissure semble se propager, soit dans les zones intercellulaires soit à l'interface entre cette zone et la phase  $\gamma$  de la cellule. Ce phénomène peut être expliqué par le fait que les zones intercellulaires, malgré leur composition enrichie en phase  $\gamma'$ , sont homogènes alors que la phase  $\gamma$  (intérieur de la cellule), est plutôt hétérogène. En effet, la taille des précipités  $\gamma'$ , peut engendrer un durcissement structural nécessaire au blocage des dislocations. Cette explication est également cohérente avec le durcissement observé dans la zone resolidifiée lors des essais de nanoindentation (partie 4.3.4 « Propriétés mécaniques des zones resolidifiées » du chapitre 3).

Le second mode de rupture est de type ductile. En effet, les essais 3 et 6 montrent une contrainte plus élevée car le mode de rupture explicité précédemment n'est pas le mode de rupture prioritaire des zones resolidifiées. Pour ces deux essais, celles-ci sont soumises à une plus grande déformation plastique avant rupture. Cependant, comme la plupart des zones resolidifiées subissent cette déformation, la déformation globale est plus faible mais la force appliquée à l'éprouvette est beaucoup plus marquée. La zone resolidifiée n'a pas une épaisseur constante le long du trou et lorsque celle-ci est grande (fond du trou en mono-impulsionnel), le faciès de rupture présente de multiples cupules de très petite taille (figure IV.49.b). Dans les zones où la zone resolidifiée est plus petite, de plus grosses cavités, certainement dues à la coalescence des cupules, sont observées (figure IV.49.a). Ce phénomène de coalescence plus poussé dans ces zones peut être expliqué par le fait que la finesse de la couche resolidifiée favorise la mobilité des dislocations par la proximité de la surface. La formation des cupules est certainement due au cisaillement des précipités  $\gamma'$  par l'accumulation des nombreuses dislocations créées par la forte déformation plastique.

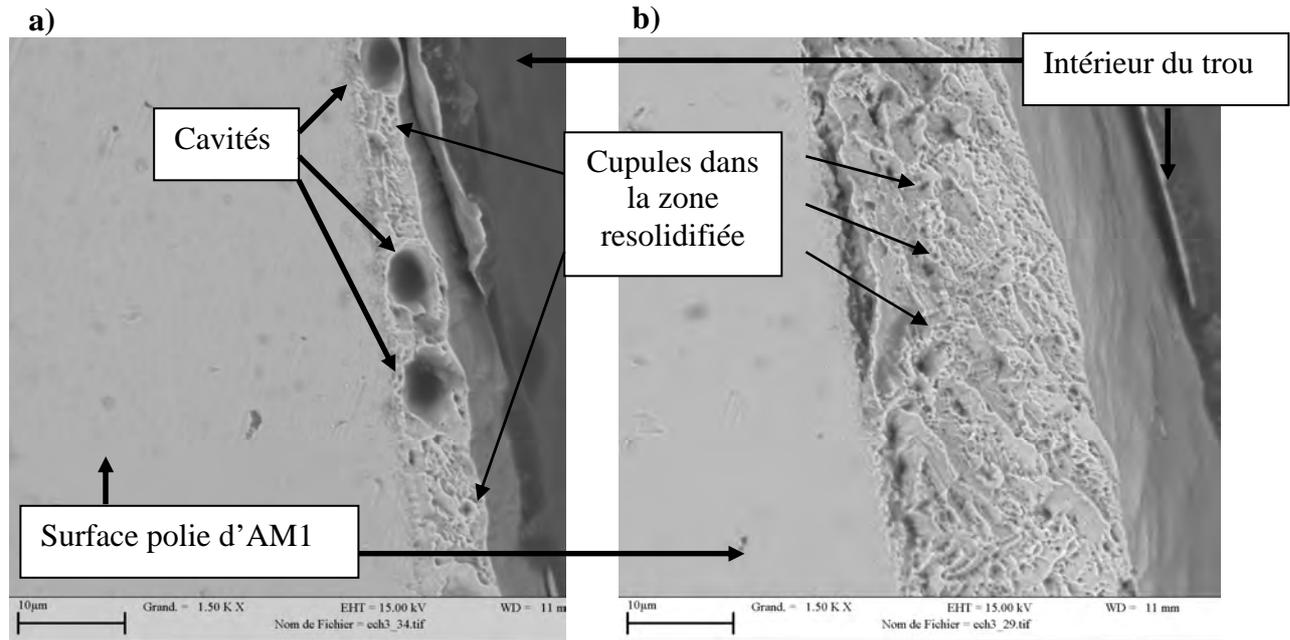


Figure.IV.49.Faciès de rupture ductile des zones resolidifiées après perçage par laser milliseconde d'une plaquette d'AM1

Les zones resolidifiées sont localisées entre un trou et un défaut géométrique assimilable à une fissure ce qui rend l'analyse du champ de contrainte local assez complexe. Afin de mieux comprendre les deux types de rupture observés une modélisation numérique par élément finis de ce champ de contrainte en bord de trou a été réalisée avec le code de calcul ZéBuLoN dans des conditions élastiques.

### 3.2.3.2 Simulation numérique du champ de contrainte

La modélisation effectuée dans cette partie n'est en aucun cas une modélisation prédictive des concentrations de contrainte ou des déformations obtenues expérimentalement. Elle demeure, néanmoins, nécessaire à la compréhension des phénomènes et à la localisation des contraintes dans plusieurs conditions de sollicitation. En effet, la zone resolidifiée se trouve située entre un trou qui génère une concentration de contrainte et une fissure dont la pointe est le siège d'un fort gradient de contrainte. Cette localisation ne facilite pas le traitement des informations expérimentales. La modélisation a été effectuée uniquement dans le domaine élastique avec un module d'Young de 135GPa pour l'AM1 et un module d'Young de 15% supérieur pour la zone resolidifiée en accord avec les résultats obtenus en nanoindentation.

Dans un premier temps, le calcul sert à déterminer la localisation de contrainte la plus forte afin de prédire si la fissure va se propager ou si la zone resolidifiée va être sollicitée de manière homogène et se déformer plastiquement. Pour réaliser ce calcul, un quart de trou a été modélisé et les nœuds formant la base de la zone fondue ont été fixés afin de simuler la « soudure » des deux parties de l'éprouvette. Un maillage très fin a été réalisé en pointe de fissure et dans la zone resolidifiée (figure IV.50). La taille de la zone resolidifiée est fixée à 8µm. Un déplacement constant est appliqué uniformément en haut de l'éprouvette. Les résultats sont exposés par la représentation de la contrainte équivalente de Von Mises.

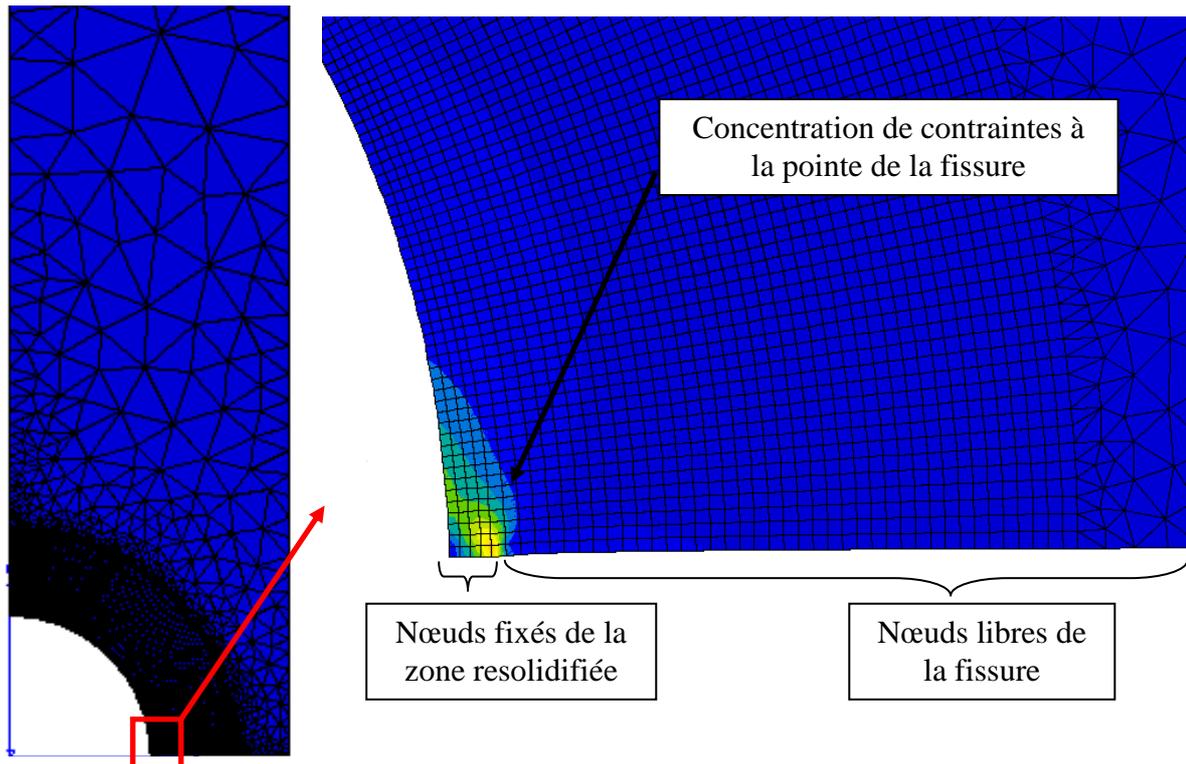


Figure.IV.50. Modélisation de la zone resolidifiée d'une éprouvette de traction « soudée » par laser : contrainte équivalente de Von Mises

Ce résultat tend à démontrer que lorsque le déplacement est uniforme en haut de l'éprouvette alors la concentration de contraintes est localisée à la pointe de la fissure dont la propagation est alors favorisée. C'est donc ce mode de sollicitation qui est appliqué aux essais 4 et 5. Un autre type de corrélation d'images a été effectué selon la méthode de mesure des champs de déformation par le logiciel Corréli® (figure IV.51). La déformation est ainsi localisée à l'interface entre les deux parties de l'éprouvette et uniforme dans le reste de la zone observée.

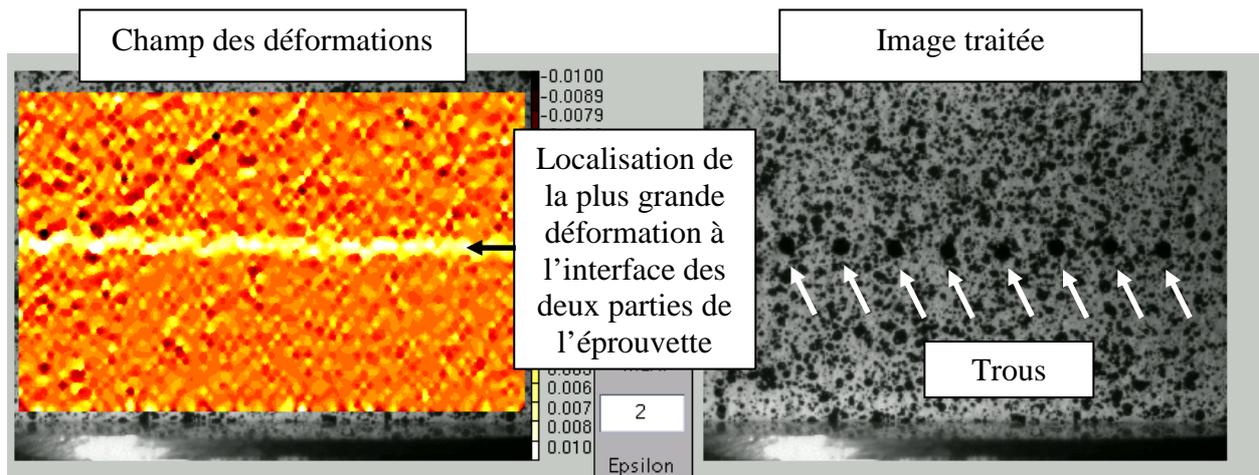


Figure.IV.51. Corrélation d'images pour déterminer le champ de déformation de l'éprouvette sollicitée de manière uniforme

Cette simulation est correcte lorsque le chargement (ou le déplacement) est uniforme en haut de l'éprouvette. Cependant, la fabrication des éprouvettes et notamment la coplanarité des 4 surfaces utiles de l'éprouvette peut être légèrement faussée lors de la préparation. Cette

légère modification de l'alignement revient à modéliser un trou dont le déplacement en haut de l'éprouvette n'est plus uniforme (figure IV.52).

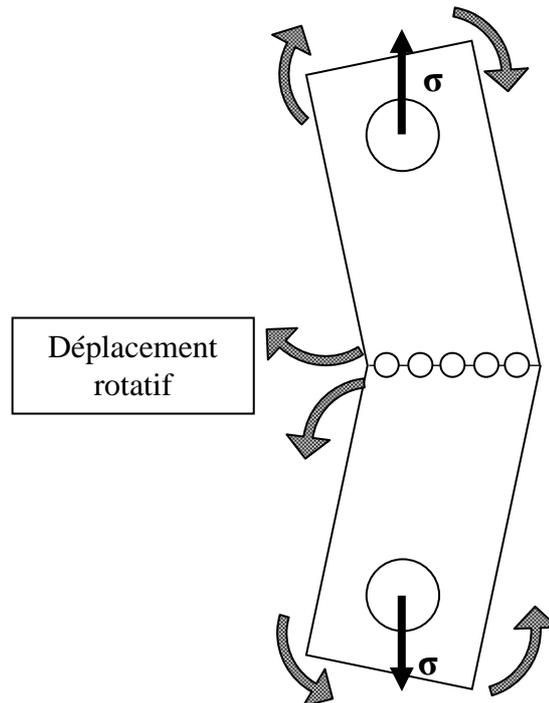


Figure.IV.52.Schéma explicatif du désalignement du chargement dû à la géométrie de l'éprouvette

Ainsi, malgré une vitesse de déplacement uniforme imposée à l'éprouvette, le champ de déformation n'est pas uniforme à cause des rotations engendrées par la géométrie de l'éprouvette. Cette désorientation a été observée par corrélation d'images (figure IV.53).

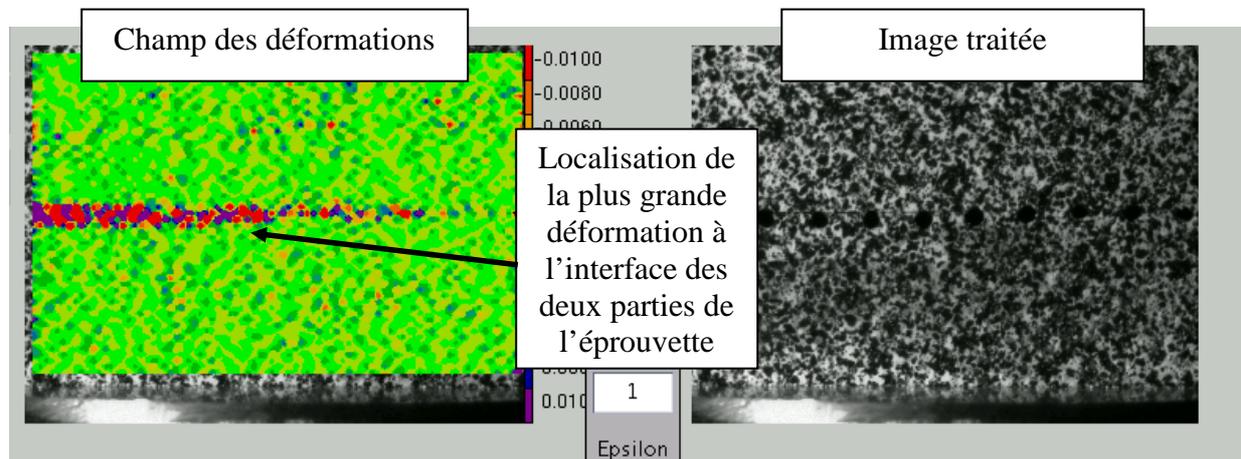


Figure.IV.53.Désorientation des champs de déformation obtenus par corrélation d'images

La simulation a donc été effectuée non plus sur un quart de trou mais sur un demi-trou afin de comprendre l'influence de cette nouvelle géométrie sur la localisation des contraintes dans les zones resolidifiées. Une dissymétrie existe donc entre les deux cotés du trou et notamment à l'endroit de la sollicitation des fissures car, d'un côté, celle-ci est sollicitée en ouverture (mode I) et, de l'autre, en fermeture (figure IV.54). La fissure sollicitée en ouverture se propage comme dans le cas présenté plus haut et une rupture intercellulaire est obtenue alors que pour la fissure sollicitée en fermeture, la concentration de contrainte est

### 3. Etude microscopique

moins localisée en pointe de fissure et permet une grande déformation plastique de la zone resolidifiée.

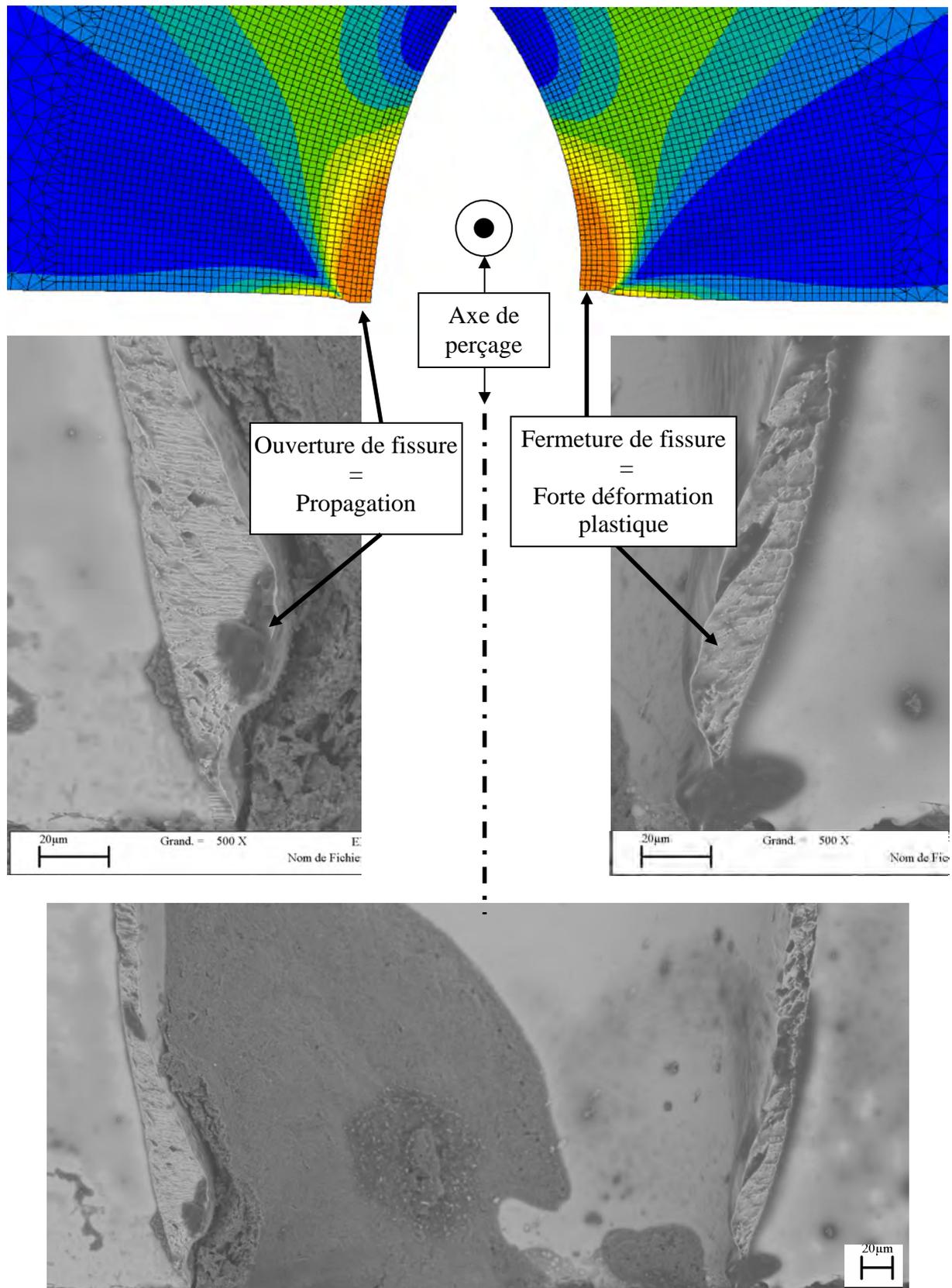


Figure.IV.54. Images montrant les deux types de rupture (fragile à gauche et ductile à droite)

### 3.2.4. Discussion

L'essai de traction monotone sur éprouvette « soudée » par perçage laser milliseconde a dû être réalisé à température ambiante pour des raisons de fragilité des éprouvettes spécialement conçues. Cette étude de la propagation de fissure a permis de mettre en évidence la forte influence de la microstructure obtenue après perçage par laser milliseconde sur le comportement mécanique des zones resolidifiées. En effet, la rupture fragile observée sur le faciès de certaines éprouvettes montre que la fissure se propage selon la microstructure cellulaire de la couche resolidifiée. Cette propagation a été expliquée ici par la réorganisation des contraintes locales existant initialement entre les précipités  $\gamma'$  et la matrice  $\gamma$  après la fusion et la resolidification de la matière. La rupture ductile après forte déformation plastique a également été observée et l'apparition des cavités, soupçonnées d'être engendrées par la coalescence de cupules formées aux interfaces  $\gamma/\gamma'$  et menant à la rupture du matériau, ont été mises en évidence.

Cet essai peut également être approfondi afin de déterminer certaines propriétés mécaniques élastiques et viscoplastiques des zones resolidifiées. Pour ce faire, il faut obtenir les déformations locales dans la zone resolidifiée en augmentant le grandissement de la caméra pour ne filmer qu'un seul trou et son proche environnement. Ensuite, avec la force et le champ de déplacement mesurés respectivement par la cellule de charge et par corrélation d'images, il faut réaliser une modélisation numérique par méthode inverse afin d'optimiser (fonction optimisation du code ZéBuLoN) les paramètres de la loi de comportement supposée de la zone resolidifiée. L'état de contrainte local devra également être déterminé après rupture en mesurant la surface sollicitée et le mode de rupture obtenu.

## 3.3. Conclusion de l'étude microscopique

L'étude microscopique du comportement mécanique d'éprouvettes percées a permis de mettre en évidence l'influence de la microstructure des zones resolidifiées après perçage par laser milliseconde.

Des essais de traction monotone à température ambiante ont montré que la propagation de fissure dans les zones resolidifiées suivait la microstructure cellulaire (interfaces  $\gamma/\gamma'$ , c'est-à-dire entre la cellule et la zone intercellulaire ou alors directement dans cette zone intercellulaire). Ils ont également mis en exergue qu'une forte déformation plastique formait un faciès de rupture présentant des cupules, probablement localisées dans les zones de précipitation. Leur coalescence, dépendant de la taille de la zone resolidifiée donc de la profondeur du trou, mène à la ruine du matériau.

Des essais de fatigue à 950°C sous air ont été réalisés sur des éprouvettes planes et percées par laser milliseconde et femtoseconde. Ce dernier, par sa faible durée d'impulsion engendre une microstructure en bord de trou non modifiée mais seulement tronquée (pas de couche resolidifiée, cf. partie 3.1.1.2 « Laser femtoseconde » de ce chapitre) par rapport à la microstructure initiale de l'AM1. Les travaux réalisés par [FEN 06] expliquent qu'une concentration élevée de dislocations peut apparaître au bord du trou à cause de la déformation plastique locale (micronique) engendrée par l'onde de choc créée par la subite vaporisation de la matière dans ces conditions d'irradiation ultracourte. Cette concentration de contrainte ne pourrait intervenir dans les phénomènes de propagation de fissures même courtes car celle-ci est trop locale. Elle pourrait influencer la vitesse de formation de ces microfissures, cependant, aucun amorçage précoce des éprouvettes percées par laser femtoseconde n'a été observé. Les mesures de potentiel électrique combinées à des observations optiques ainsi qu'à l'étude des faciès de rupture, ont montré que les phénomènes d'amorçage favorisaient la propagation coplanaire de microfissures dans les zones de concentration de contrainte. A l'opposé, ces observations réalisées sur les éprouvettes percées par laser milliseconde, et dont la microstructure en bord de trou est modifiée, ont montré une multiplication des zones d'amorçage et une propagation non coplanaire de microfissures. Par analogie avec les travaux menés par Hancock [BEZ 04], cette différence de propagation des fissures courtes est à l'origine des différences de durée de vie observées dans cette étude entre les deux familles d'éprouvettes percées par ces deux procédés laser.

L'effet de l'oxydation étant connu pour modifier le comportement des fissures courtes a également été étudié. La même cinétique d'oxydation a été observée à l'intérieur des trous percés par laser milliseconde que celle présentée par Fleury et Marchal [FLE 91, MAR 06] pour l'AM1. En revanche, la cinétique d'oxydation des trous percés par laser femtoseconde est plus rapide.

Cette étude expérimentale a donc permis de mettre en évidence l'influence de la microstructure sur la durée de vie d'éprouvettes percées par différents procédés laser. Une approche numérique par élément finis a été mise en place afin d'appréhender l'influence de la coalescence, coplanaire ou non, de deux micro-fissures avec le code de calcul ZéBuLoN. Cette modélisation a montré la singularité représentée par ces zones de coalescence. Elle doit être développée, notamment avec l'utilisation de la loi d'endommagement développée par Kaminski [KAM 07], pour pouvoir différencier les deux modes de coalescence par un critère d'endommagement et le relier ainsi à une vitesse de propagation.



---

## **Conclusion générale**

---



Les travaux présentés dans cette thèse avaient pour objectif d'étudier l'endommagement de l'AM1 après perçage par laser milliseconde. La démarche scientifique a ainsi été guidée par l'étude approfondie du procédé de perçage et de son influence sur la modification locale de la matière. Le laser milliseconde engendre une couche resolidifiée dont la microstructure, observée à échelle fine, a été étudiée et reliée aux conditions d'éjection de la matière (vitesse du liquide, pression de recul, vitesse de perçage, ...) et aux paramètres du laser (durée d'impulsion, puissance, ...). Cette étude a permis le développement d'un outil de modélisation numérique par éléments finis du perçage par laser milliseconde fondé sur un modèle de soudage laser. L'influence de la nouvelle microstructure sur le comportement du matériau a été mise en évidence lors d'essais cycliques à haute température. Ainsi, il a été montré que les pièces percées par laser milliseconde avaient une durée de vie supérieure à celles percées par laser femtoseconde, procédé laser qui, en comparaison, engendre peu ou pas d'endommagement. Aujourd'hui, pourtant, le développement du laser se dirige vers des sources impulsionnelles capables de réaliser des tirs de plus en plus courts (picoseconde, femtoseconde). Cette étude, a permis d'évaluer selon des critères microstructuraux et mécaniques le perçage par laser d'un superalliage monocristallin. Elle montre ainsi que, pour cette application, de nouvelles sources laser, dont la durée d'impulsion est celle utilisée aujourd'hui dans l'industrie, peuvent et doivent être développées en fonction de l'endommagement du matériau.

## 1. Synthèse des résultats

### 1.1. Phénomène de perçage

Le perçage par laser milliseconde a été étudié selon deux approches distinctes. La première, classique, a été d'étudier la géométrie de trou obtenue en fonction des paramètres du procédé, c'est-à-dire la puissance crête et la durée d'impulsion. Cette étude a impliqué une analyse « post-mortem » des échantillons et a permis de déterminer l'influence des paramètres du procédé. Il est ainsi apparu que le diamètre du trou était proportionnel à l'énergie laser déposée et que la vitesse de perçage atteignait une valeur de saturation à partir d'une puissance crête de 10-12kW.

La deuxième approche, temporelle, a pu être réalisée grâce à l'utilisation d'une caméra rapide (100 000 images par seconde). Il a ainsi été mis en évidence que le perçage par laser milliseconde devait être étudié pendant toute la durée de l'impulsion. La vitesse d'éjection de la matière liquide a ainsi pu être déterminée pour des tirs laser mono- et bi-impulsionnels. Celle-ci a montré une décroissance lors de l'impulsion laser ainsi qu'une valeur plus faible lors du second tir. Cela a été expliqué par l'influence de la profondeur du trou sur les conditions d'éjection du métal liquide. En effet, plus le trou est profond et plus le liquide doit parcourir de trajet pour être évacué. Un essai utilisant une cible mi-verre mi-métal a permis de montrer que le liquide s'écoulait le long de la paroi du trou et s'y resolidifiait lorsque l'impulsion laser s'arrêtait. La vitesse de perçage a également été montrée comme présentant deux régimes lors du perçage d'une plaque épaisse. En effet, pour les faibles épaisseurs, la vitesse de perçage est constante mais plus élevée que lorsque la profondeur du trou à percer augmente. La transition entre ces deux régimes est due au confinement de la zone d'interaction laser-matière et à la fin de l'évolution du profil de fond de trou (évolution temporelle du diamètre). Il a été déterminé que l'énergie déposée par le laser était le principal facteur influençant la géométrie en fond de trou. En effet, pour une faible puissance crête, le

fond du trou présente une forme en « V ». Cette forme est due à la multi-réflexion des rayons laser incidents qui se focalisent au fond du trou sur l'axe de perçage. C'est donc l'optique géométrique qui dicte la forme du trou car l'absorption est faible. Lorsque la puissance devient plus grande, la vapeur métallique est fortement ionisée et crée un plasma lumineux qui absorbe une partie de l'énergie laser pour la répartir de manière isotrope, par désexcitation (émission de photons), élargissant le trou et limitant la vitesse de perçage.

L'endommagement a été déterminé comme résultant de la solidification d'une couche de matière liquide le long de la paroi du trou. La pression de recul, force motrice de l'éjection de cette matière, a été mesurée expérimentalement car les modèles théoriques font montre d'un désaccord lorsque la densité énergétique laser devient trop élevée. Cet essai a été effectué grâce à une éprouvette cylindrique spécialement définie et un capteur piézo-électrique particulier. Il a permis d'obtenir des mesures de pression de recul pouvant être utilisées dans un code de calcul modélisant le perçage par laser milliseconde et développé à partir d'un code initialement conçu pour le soudage laser.

## 1.2. Couche resolidifiée

Une étude métallographique a été réalisée sur la coupe diamétrale du trou. L'observation à l'échelle fine au microscope à balayage électronique a permis de révéler une modification de la microstructure du superalliage au bord du trou.

Lorsque celui-ci est percé par une seule impulsion laser, le liquide éjecté se resolidifie et forme une couche dont l'épaisseur varie en fonction de la profondeur. Cette couche resolidifiée a perdu sa microstructure biphasée  $\gamma/\gamma'$  issue des divers traitements thermiques industriels appliqués au matériau. Une microstructure cellulaire a été mise en évidence. Des analyses à la microsonde de Castaing ainsi que de diffraction au microscope électronique en transmission ont montré la présence d'une phase intercellulaire riche en phase  $\gamma'$  et d'une cellule de phase  $\gamma$  dans laquelle précipite de la phase  $\gamma'$  nanométrique. Des analyses par diffraction électronique au MEB de cette couche resolidifiée formée dans ces conditions ont montré qu'elle gardait son caractère monocristallin et que la microstructure révélée résultait d'un contraste de phase.

L'étude du perçage bi-impulsion, qui a permis d'obtenir une profondeur plus grande, a montré que les conditions de solidification de la matière liquide dépendaient de la profondeur finale du trou donc de sa vitesse d'éjection. Effectivement, l'épaisseur de la zone resolidifiée augmentait d'autant plus en haut du trou que celui-ci était profond. Lorsque la profondeur à percer devenait grande, un décollement de matière a été mis en évidence entre les deux couches resolidifiées après la première et la seconde impulsion laser. Ce décollement a été expliqué par l'oxydation superficielle de la première couche resolidifiée et par la modification de la viscosité, plus élevée, et la température, plus basse, du liquide engendrant la seconde couche resolidifiée. Cette dernière n'avait, en haut du trou, plus assez de chaleur pour refondre la surface de la première couche resolidifiée donc y adhérer. Sa microstructure était alors engendrée par une solidification plus lente et correspondait à une structure polycristalline.

Ces couches resolidifiées après perçage mono- ou bi-impulsion ont été caractérisées par des essais de nanoindentation. Ces essais ont montré une augmentation du module d'élasticité et de la dureté dans les zones resolidifiées. Cette variation de propriétés mécaniques a été attribuée à la variation de leur microstructure et notamment à la modification des contraintes locales aux interfaces  $\gamma/\gamma'$  présentes dans l'AM1.

### 1.3. Modélisation du perçage par laser milliseconde

Le modèle étudié avait initialement été développé pour simuler une impulsion laser dans des conditions de soudage ( $\sim 0,1 \text{ MW/cm}^2$ ,  $\sim 10 \text{ ms}$ ). Pour modéliser le perçage par laser pour lequel l'intensité laser est beaucoup plus élevée et le temps d'interaction plus court ( $\sim 10 \text{ MW/cm}^2$ ,  $1 \text{ ms}$ ), une nouvelle géométrie a été maillée. La principale différence entre les deux conditions d'irradiation est l'épaisseur de la couche liquide mise en jeu et l'éjection de matière hors du trou. Pour simuler cette dernière, des conditions limites adaptées ont été attribuées dans les zones d'éjection pour limiter la distorsion du maillage lors de l'éjection de la matière (pour l'interface liquide-vapeur : intérieur du trou = méthode ALE, surface échantillon percé = méthode eulérienne). Un découplage entre la mobilité du maillage et le déplacement du liquide est ainsi introduit.

La phase vapeur n'est pas modélisée mais son influence est simulée par l'application d'une force à la surface du métal liquide. L'introduction de valeurs expérimentales de pression de recul a permis de les valider par corrélation des résultats numériques avec les valeurs expérimentales de vitesse d'éjection liquide et de perçage.

Il a été montré, qu'à basse densité d'énergie ( $< 7-9 \text{ MW/cm}^2$ ), le perçage était tributaire de l'optique géométrique (trajet des rayons) alors qu'avec une densité énergétique supérieure, le profil du trou était influencé par l'énergie répartie par le plasma formé. Comme la phase vapeur n'est pas modélisée, celle-ci n'absorbe pas l'énergie du faisceau incident et ne la redistribue pas de manière isotrope au fond du trou. Le modèle prédit donc une vitesse de perçage supérieure à celle constatée expérimentalement et un diamètre plus faible montrant ainsi la nécessité de prendre en compte cette phase vapeur pour qu'il puisse devenir prédictif. Néanmoins, l'effet du plasma a pu être limité expérimentalement par l'utilisation d'une cible mi-verre mi-métal. Le modèle est alors en accord avec les résultats obtenus dans ces conditions.

### 1.4. Fissuration par essai de fatigue

Une modification métallurgique a été mise en évidence par l'étude du bord de trou. Il a été montré, par un essai de traction à température ambiante, que la microstructure engendrée par le perçage par laser milliseconde influençait fortement la rupture de la zone resolidifiée. En effet, le faciès de rupture des éprouvettes a montré que la propagation de fissure dans cette zone était influencée par la microstructure cellulaire. Le trajet du défaut semblait suivre l'interface  $\gamma/\gamma'$ , c'est-à-dire entre la zone intercellulaire et la cellule, ou se propageait dans la zone intercellulaire.

Les essais de fatigue réalisés à  $950^\circ\text{C}$  sur des éprouvettes planes percées par laser milliseconde et femtoseconde ont montré l'influence de la microstructure au bord du trou sur la durée de vie. Cette dernière s'est montrée supérieure pour les éprouvettes percées par laser milliseconde. Cette différence de durée de vie a été reliée à la vitesse de propagation de fissure courte qui est plus petite lorsqu'il existe une zone resolidifiée au bord du trou. L'étude des faciès de rupture a permis de mettre en évidence que cette différence de propagation était engendrée par la coalescence de micro-fissures à l'intérieur du trou. Lorsque le trou était percé par laser femtoseconde, l'amorçage résultait de l'endommagement mécanique de l'AM1, puisqu'aucune modification de microstructure n'existait au bord du trou. Les micro-défauts étaient ainsi créés sur le même plan et leur propagation majoritairement coplanaire. La zone resolidifiée créée lors du perçage par laser milliseconde favorisait la création de sites d'amorçage dans la zone de concentration de contrainte mais à des altitudes différentes. La

propagation des fissures courtes était donc majoritairement non coplanaire. Leur coalescence avait ainsi formé une modification du mode de propagation de fissure dans ces zones passant du mode I au mode III. Les travaux menés par B. Bezensek et J.W. Hancock ont montré que ce changement de mode diminuait localement le facteur d'intensité de contrainte dans les zones de coalescence et influençait donc potentiellement la vitesse de propagation de fissure. La formation de ces multiples sites d'amorçage a été attribuée à la présence de la phase  $\gamma'$  sous différentes formes (précipités nanométriques dans la cellule de matrice  $\gamma$  et dans la zone intercellulaire). La forme et la proportion de cette phase  $\gamma'$  étaient différentes de celles étudiées dans l'AM1 de base. Ainsi, une taille de précipité plus faible ou une géométrie différente (type « mise en radeau » pour la zone intercellulaire) a modifié l'état de contrainte locale à l'interface entre les phases  $\gamma$  et  $\gamma'$  et favorisé l'amorçage et la propagation de nombreux micro-défauts à différentes positions dans le bord du trou.

## 2. Perspectives

### 2.1. Simulation numérique du perçage laser

Le modèle présenté dans ce document permet de résoudre le problème thermo-hydraulique du perçage par laser en simulant les échanges thermiques entre les phases et l'écoulement de la matière liquide. Cependant, celui-ci pourrait être amélioré en travaillant sur la répartition temporelle et spatiale de la pression de recul soit, pour un modèle simplifié, en imposant sa variation soit, pour un modèle plus complet, en modélisant la phase vapeur. Néanmoins, établir un modèle prenant en compte l'écoulement supersonique d'un fluide gazeux comporterait de nombreuses difficultés et ne pourrait pas être réalisé simplement avec le code utilisé dans ces travaux. Pour des puissances élevées, cette phase vapeur absorbe une partie de l'énergie pour former un plasma et la répartit uniformément sur le fond du trou. Cela engendre alors un élargissement du diamètre du trou et la saturation de la vitesse de perçage. Sans modéliser la phase vapeur, ce phénomène pourrait être simulé en diminuant le flux incident sur la cible et en imposant un autre flux énergétique isotrope au fond du trou. Le perçage serait donc effectué par une irradiation laser d'intensité réduite (absorption par la vapeur ionisée) et l'élargissement serait obtenu par un second flux énergétique égal à la diminution du premier et déposé de manière homogène au fond du trou (désexcitation de la vapeur).

Un autre axe de développement serait l'étude de la variation des propriétés du matériau en fonction de l'environnement (pression, température, ...), notamment la viscosité du liquide et sa tension de surface qui influencent fortement l'éjection de la matière donc la physionomie de perçage.

### 2.2. Propagation de fissure

Deux axes de recherche pourraient être approfondis : l'un expérimental, détaillé en premier puis l'autre, numérique.

Aujourd'hui, les essais de fissuration de l'AM1 sont réalisés par suivi optique et mesure de différence de potentiel. Ces techniques ont leurs limites (résolution minimum de détection de taille de fissure, bruit sur le signal, ...) mais sont surtout bornées par l'aspect

surfactive du défaut alors que les phénomènes de coalescence sont internes (le long du trou). Une autre technique consisterait à filmer l'intérieur de la fissure en utilisant une éprouvette type CT réalisée dans les conditions de la méthode mi-verre mi-métal (figure 1.a).

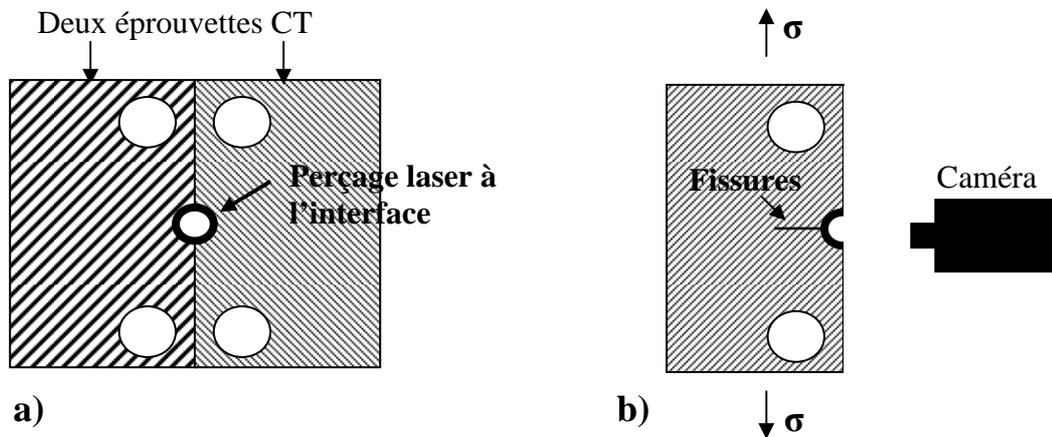


Figure 1.a) Fabrication d'éprouvette «CT» particulière pour obtenir un demi trou percé par laser milliseconde, b) suivi de fissure optique par mises au point successives lors d'essai de fatigue

Une mise au point périodique de l'optique de la caméra (ou MEB sur micro-éprouvettes) pourrait permettre de connaître l'évolution de la profondeur de la fissure à l'intérieur du trou (figure 1.b) donc sa vitesse de progression. Ces résultats pourraient ainsi permettre de développer l'approche numérique de la fissuration mise en place dans cette étude et notamment en y introduisant la simulation de la propagation de fissures courtes car les modèles numériques actuels qui s'intéressent à la durée de vie d'une structure percée, se focalisent sur la perte de résistance mécanique ou la propagation d'une seule fissure courte ou longue. Ces modèles ne prennent en compte que la géométrie du trou et non la microstructure engendrée par le procédé de perçage. Ils ne considèrent, de plus, la propagation que d'un seul front de fissure coplanaire. Cette étude a montré que la propagation de fissure courte était influencée par la coalescence (coplanaire ou non) de nombreuses micro-fissures. Les modèles devraient donc appréhender ce phénomène en modélisant l'interaction entre plusieurs défauts et répondre à des questions sur le ralentissement de la fissuration, y a-t-il :

- un nombre de fissures optimal ?
- une taille de fissure optimale avant coalescence ?
- une taille de « marche » optimale entre deux fissures successives ?

Dans cette perspective, des travaux de modélisation de deux fissures circulaires coalescées ont été amorcés mais sans pouvoir être menés à terme dans le cadre de cette thèse. Pour comprendre l'interaction entre les fissures plusieurs approches seraient envisageables :

- La vitesse de propagation ne serait pas connue et on modéliserait l'endommagement en pointe de fissure le long du front sans propagation,
- La vitesse serait connue et on modéliserait la propagation des fissures jusqu'à un instant proche de la coalescence car celle-ci n'est pas prise en compte par le code ZéBuLoN,
- La vitesse serait connue et on modéliserait la propagation du défaut coalescé pour connaître les différences entre le point de coalescence et le front de fissure.

Dans ces travaux, deux défauts formés de deux fissures circulaires de rayon  $50\mu\text{m}$  et coalescées coplanairement et non coplanairement ont été maillés. La propagation du défaut

n'a pas été étudiée. Les calculs devraient donc être réalisés avec des maillages plus fins et une loi de comportement décrivant l'endommagement comme celle développée à l'ONERA par M. Kaminski [KAM 06].

### 2.3. Comportement de la zone resolidifiée

Une loi de comportement de la zone resolidifiée pourrait être obtenue à partir de l'essai de traction mis au point dans cette étude. Pour cela, il faudrait réaliser l'essai en mesurant précisément le champ de déformation au bord du trou. La corrélation d'images couplée à un système optique fortement résolu serait un moyen d'y parvenir. Il faudrait ensuite utiliser une modélisation comme celle décrite dans ce mémoire et parvenir par méthode inverse aux propriétés mécaniques de la zone resolidifiée.

### 2.4. Mesure de pression de recul

Une mesure complémentaire de la pression de recul pourrait être effectuée en utilisant des éprouvettes parfaitement cylindriques sans les défauts de surface résultant de l'usinage observés dans cette thèse. L'alignement entre l'axe du faisceau laser et l'axe des éprouvettes pourrait être amélioré en utilisant une table numérique permettant des déplacements et des rotations dans les 3 directions de l'espace.

### 2.5. Microstructure de la zone resolidifiée

La difficulté principale dans cette étude pour obtenir une analyse de la microstructure au MET a été de réaliser des lames minces dans les zones resolidifiées. Des essais complémentaires au MET doivent être réalisés dans ces zones. Pour pouvoir prélever des lames minces au bord des trous il faudrait utiliser la technique de découpe et d'amincissement dite « FIB » (Focused Ion Beam). Avec de telles lames il serait possible de réaliser des traitements thermiques de différentes durées (10 min, 30 min, 1h, 1h30) sur des éprouvettes percées par laser milliseconde et d'observer la taille et la répartition des précipités  $\gamma'$  de la zone resolidifiée.

### 2.6. Perçage des barrières thermiques

Le perçage d'un superalliage revêtu d'une barrière thermique (sous-couche métallique et dépôt céramique) avec un laser milliseconde engendre généralement une délamination à l'interface céramique-métal (ou en son voisinage). Des problèmes de fissuration dans la couche resolidifiée dans le trou sont également constatés. C'est la différence des propriétés des 3 matériaux mis en jeu qui expliquent ces défauts. Ces problèmes peuvent être limités en utilisant des conditions différentes pour percer la barrière thermique et le superalliage. Ces conditions laser peuvent être déterminées à l'aide du modèle mis en place dans cette thèse et les perçages ainsi réalisés étudiés mécaniquement dans les conditions de l'étude.

### En résumé :

Les travaux réalisés durant cette thèse ont ainsi permis de mettre en place un moyen d'évaluation du perçage par laser en considérant l'endommagement selon ses aspects microstructuraux et mécaniques résultant des paramètres du procédé. Un modèle numérique par éléments finis a été développé pour le perçage par laser et peut être utilisé pour appréhender le problème du perçage multicouche comme le perçage des systèmes revêtus de barrière thermique. L'approche mécanique par essai cyclique à haute température a permis de montrer la forte influence de la microstructure engendrée par le perçage par laser milliseconde sur la vitesse de fissuration d'une pièce percée. Le perçage par laser milliseconde a été comparé avec une source laser non endommageante en plein essor, le laser femtoseconde. Cela a mis en exergue, que la couche resolidifiée formée jouait un rôle mécanique bénéfique sur la durée de vie des éprouvettes. Cette couche, créée par le perçage par laser milliseconde, permet la formation de nombreuses micro-fissures au bord du trou. C'est leur interaction qui diminue leur vitesse de propagation et augmente ainsi la durée de vie. Cette étude a ainsi montré que l'endommagement du matériau devait être le critère permettant d'utiliser les sources laser voire d'en développer de nouvelles mais sans obligatoirement se diriger vers les impulsions d'ultra courte durée.



---

## **Références Bibliographiques**

---



- [ABD 04] Abdul-Latif A., A Comparison of two self-consistent models to predict the cyclic behavior of polycrystals. Journal of Engineering Materials and Technology, 126, 2004, 62-69.
- [ABE 07] Abed S., Laser welding of thermoplastic polymer composites, in : Proc. LASERAP'6, ed. B. Vannes, vol. 2, 1-5 octobre 2007, 219, ISBN: 978 973 625 485 7.
- [AGR 07] Agranat M.B., Anisimov S.I., Dynamics of plume and crater formation after action of femtosecond laser pulse, Applied Surface Science, 253, 2007, 6276-6282.
- [ALI 08] Ali M., Review of laser nanomachining, Journal of Laser Applications, 20, 2008, 169-184.
- [ALL 76] Von Allmen M., Laser drilling velocity in metals, Journal of Applied Physics, 47, 1976, 5460-5463.
- [ALL 87] Von Allmen M., Laser beam interactions with materials, Springer Verlag, 1987.
- [AMS 08] Amsellem O., Simulations 2D et 3D de microstructure d'alumine projetée plasma pour l'étude de ses propriétés mécaniques et électriques, Thèse de doctorat, Mines ParisTech, 2008.
- [AND 93] André J.C., Technique d'utilisation des photons, Collection Electra, 1993.
- [ANI 68] Anisimov S.I., Vaporization of metal absorbing laser radiation, Soviet Physics JETP, 27, 1968, 182-183.
- [ANI 95] Anisimov S.I., Khokhlov V.A., Instabilities in laser-matter interaction, CRC Press, 1995
- [ARU 86] Arutyunian R.V., Mechanism of melt removal by short laser pulses, Soviet Physics Doklady, 31, 1986, 662-664.
- [AST 09] Asta M., Beckermann C., Karma A. et al, Solidification microstructures and solid-state parallels : recent developments, future directions, Acta Materialia, 57, 2009, 941-971.
- [AUB 07] Aubry P., Progress in laser direct manufacturing by laser metal deposition and selective laser melting, in : Proc. LASERAP'6, ed. B. Vannes, vol. 2, 1-5 octobre 2007, 7-21, ISBN: 978 973 625 485 7.
- [BAN 01] Banvillet A. Prévion de durée de vie en fatigue multiaxiale sous chargements réels : vers des essais accélérés, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 2001.
- [BAR 06] Barber J.L., Kadau K., Germann T.C. et al, Atomistic simulation of the Rayleigh-Taylor instability, Journal of Physics : conference series, 46, 2006, 58-62.

- [BAS 83] Basinski Z.S., Pascual R., Basinski S.J., Low amplitude fatigue of copper single crystals - I. The role of the surface in fatigue failure, Acta Metallurgica, 31, 1983, 591-602.
- [BAT 90] Batoz J. L., Dhatt G., Modélisation des structures par éléments finis, Vol I, Vol II, Vol III, Editions Hermès, 1990.
- [BEN 87] Bennon W.D., Incropera F.P., A continuum model for momentum, heat and species transport in binary solid-liquid phase change systems - 1. Model formulation, 2. Application to solidification in a rectangular cavity, International Journal of Heat and Mass Transfer, 30, 1987, 2161- 2187.
- [BER 94] Bernède P., Effet de l'oxydation sur la fissuration en fatigue-fluage d'un superalliage pour disque de turbines, l'Astroloy, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1994.
- [BES 06] Besnard G., Hild F., Roux S., "Finite-element" displacement fields analysis from digital images: application to Portevin–le Chatelier bands, Experimental Mechanics, 46, 2006, 789-803.
- [BET 99] Bettge D., Osterle W., "Cube slip" in near-[111] oriented specimens of a single-crystal nickel-base superalloy, Scripta Materialia, 40, 1999, 389-395.
- [BEZ 04] Bezensek B., Hancock J.W., The re-characterisation of complex defects, Part I : Fatigue and ductile tearing, Engineering Fracture Mechanics, 71, 2004, 981-1000.
- [BIA 09] Bian Q., Chen Z., Lei S., Femtosecond laser pulse ablation of polyurea aerogel, in : International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2009), Orlando (USA), 2-5 novembre 2009, Laser Institute of America, CD-ROM ISBN : 978 0 912035 59 8.
- [BON 06] Bonnard V., Etude de l'endommagement d'un superalliage monocristallin en fatigue thermo-mécanique multiaxiale, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2006.
- [BOU 06] Bouvard J.L., Etude et modélisation de la propagation des fissures courtes dans les aubes de turbines monocristallines, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2006.
- [BUL 92] Bulgakova N.M., Kuznetsov, L.I., Gas dynamics of impulsive jets and pressure oscillations of a laser-irradiated target, Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 33, 1992, 780-786.
- [CAI 87] Cailletaud G., Une approche micromécanique phénoménologique du comportement inélastique des métaux, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1987.
- [CAR 00] Cardona J.M., Comportement et durées de vie des pièces multiperforées : application aux aubes de turbines. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2000.

- [CAR 79] Carry C., Dermarkar S., Strudel J.L., Wonsiewicz, Internal stresses due to dislocation walls around second phase particles, Metallurgical Transactions, 10A, 1979, 855-860.
- [CHA 06] Chaboche J.L., Boudifa M., Saanouni K., A CDM approach of ductile damage with plastic compressibility, International Journal of Fracture, 137, 2006, 51-75.
- [CHA 60] Chadwick P., Progress in solid mechanics, thermo-elasticity theory, vol. 1, North Holland, 1960, 263-328.
- [CHA 74] Chaboche J.L., Une loi différentielle d'endommagement de fatigue avec cumulation non linéaire, Revue Française de Mécanique, 50-51, 1974, 71-82.
- [CHA 87] Chan C., Mazumder J., One-dimensional steady-state model for damage by vaporization and liquid expulsion due to laser-material interaction, Journal of Applied Physics, 62, 1987, 4579-4586.
- [CHA 93] Chaudonneret M., A simple and efficient multiaxial fatigue damage model for engineering applications of macro-crack initiation, Journal of Engineering Materials and Technology, 115, 1993, 373-379.
- [CHA 99] Chan C.L., Transient 1D Laser drilling model with variable properties, in : International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'1999), San Diego (USA), novembre 1999, Laser Institute of America, 87C, 1999, 21-30.
- [CHE 01] Chen X., Wang H.X., A calculation model for the evaporation recoil pressure in laser material processing, Journal of physics D: Applied physics, 34, 2001, 2637-2642.
- [CHE 81] Cheng A.S., Laird C., Fatigue life behavior of copper single crystals. Part I : Observations of crack nucleation, Fatigue of Engineering Materials and Structures, 4, 1981, 331-341.
- [CHE 99] Cheong M.S., Identification and control for micro-drilling productivity enhancement, International Journal of Machine Tools and Manufacture, 39, 1999, 1539-1561.
- [CHI 87] Chieragatti R., Influence de l'orientation cristallographique sur le comportement en fatigue oligocyclique du Mar-M200 monocristallin. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1987.
- [CHO 02] Chouf K., Etude du comportement du capillaire en régime de soudage forte pénétration, Thèse de Doctorat, Université Paris VI, 2002.
- [CHO 08] Choudhury A.R., Ezz T., Chatterjee S., Li L., Microstructure and tribological behaviour of nano-structured metal matrix composite boride coatings synthesized by combined laser and sol-gel technology, Surface and Coatings Technology, 202, 2008, 2817-2829.
- [CHR 10] Christoulis D. et al., Cold-Spraying Coupled to Nano-Pulsed Nd-YaG Laser Surface Pre-treatment, Journal of Thermal Spray Technology, 19, 5, 2010, 1062-1073.

- [CHR 91] Chryssolouris G., Laser machining: theory and practice, Springer-Verlag, 1991.
- [CLA 75] Clark G., Knott J.F., Measurement of fatigue cracks in notched specimens by means of theoretical electrical potential calibrations, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 23, 1975, 265-276.
- [COM 84] Compton J.S., Martin J.W., Crack growth in a single crystal superalloy at elevated temperature, Metallurgical Transactions A, 15, 1984, 1711-1719.
- [COR 02] Corcoran A., Sexton L., Seaman B. et al., The laser drilling of multi-layer aerospace material systems, Journal of Materials Processing Technology, 123, 2002, 100-106.
- [COS 10] Costil S., Irissou E., Legoux J.G., et al., The Protal® process applied on cold spraying to improve interface adherence and coating cohesion –case of titanium and nickel based alloys, submitted for oral presentation at ITSC2010 Thermal Spray : Global Solutions for Future Applications, May 3-5, 2010, Raffles City Convention Centre, Singapore.
- [COT 91] Cottingham W.N., Greenwood D.A., Electricity and Magnetism, Cambridge university press, 1991.
- [DAU 93] Dausinger F., Shen J., Energy coupling efficiency in laser surface treatment, ISIJ International, 33, 9, 1993, 925-933.
- [DIE 09] Dietrich J., Enhancing the quality and productivity of laser drilling by changing process gas parameters while processing, in : International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2009), Orlando (USA), 2-5 novembre 2009, Laser Institute of America, CD-ROM ISBN : 978 0 912035 59 8.
- [DIO 02] Diologent F., Comportement en fluage et en traction de superalliages monocristallins à base de nickel, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 2002.
- [DRU 09] Druffner C., Picosecond laser machining of shaped holes in thermal barrier coated turbine blades, in : International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2009), Orlando (USA), 2-5 novembre 2009, Laser Institute of America, CD-ROM ISBN : 978 0 912035 59 8.
- [DUR 97] Durand-Charre M., The microstructure of superalloys, Gordon and Breach Science Publishers, Crc Press Llc, 1997, ISBN: 9056990977.
- [DUT 08] Dutta Majumdar J., Ramesh Chandra B., Nath A.K., et al., Studies on compositionally graded silicon carbide dispersed composite surface on mild steel developed by laser surface cladding, Journal of Materials Processing Technology, 203, 2008, 505-512.
- [FAB 07] Fabbro R., Dynamic approach of keyhole behaviour, in : Conférence invitée Workshop M4PL20/IGLS/Innsbruck, Autriche, 2007.
- [FAB 10] Fabre G., LASer Shock Adhesion Test (LASAT) of Electron Beam Physical Vapor-Deposited Thermal Barrier Coatings (EB PVD TBC's), in : Euro Superalloys 2010, Freiburg, Germany, 25-28 May 2010.

- [FEN 06] Feng Q., Picard Y.N., McDonald J.P., et al., Femtosecond laser machining of single-crystal superalloys through thermal barrier coatings, Material Science and Engineering A, 430, 2006, 203-207.
- [FIN 75] Finney J.M., Laird C., Strain localization in cyclic deformation of copper single crystals, Philosophical Magazine, 31, 1975, 339-366.
- [FLE 91] Fleury E., Endommagement du superalliage monocristallin AM1 en fatigue isotherme et anisotherme, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1991.
- [FLO 04] Flouriot S., Détermination expérimentale et simulation numérique des phénomènes de localisation de la déformation en pointe de fissure dans un monocristal CFC, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2004.
- [FOR 67] Forman R.G., Kearney V.E., Engle R.M., Numerical analysis of crack propagation in cyclic-loaded structures, Journal of Basic Engineering, 89, 1967, 459-464.
- [FRA 89] François M., Rôle de l'oxydation dans l'endommagement en fatigue thermique de l'alliage MarM509 pour aubes fines de turbomachines, Mémoire CNAM, Conservatoire National des Arts et Métiers, 1989.
- [FRE 46] Frenkel J., Kinetic theory of liquids, Oxford University Press, 1946.
- [FUH 73] Führung H., Approximation functions for K-factors of cracks in notches, International Journal of Fracture, 9, 1973, 328-331.
- [GAL 95] Gallerneau F., Etude et modélisation de l'endommagement d'un superalliage monocristallin revêtu pour aube de turbine, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1995.
- [GAN 97] Ganesh R.K., Gaghri A., Hahn Y., A generalized thermal modeling for laser drilling process, 1. Mathematical modeling and numerical methodology, International Journal of Heat and Mass Transfer, 40, 1997, 3351-3360.
- [GAN 97] Ganesh R.K., Gaghri A., Hahn Y., A generalized thermal modeling for laser drilling process, 2. Numerical simulation and results, International Journal of Heat and Mass Transfer, 40, 1997, 3361-3373.
- [GAU 06] Gaubert A., Modélisation des effets de gradient de contrainte en fatigue multiaxiale dans les superalliages monocristallins, Rapport technique, 2006.
- [GEU 10] Geuffrard M, Amorçage et micro-propagation de fissure en fatigue à haute température à partir de défauts dans un superalliage monocristallin, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2010.
- [GON 07] Gonzalez J.J., Liu C., Metal particles produced by laser ablation for ICP-MS measurements, Talanta, 73, 2007, 567-576.
- [GRE 66] Gregg D.W., Thomas S.J., Momentum transfer produced by focused laser giant pulses, Journal of Applied Physics, 37, 1966, 2787-2789.

- [GRE 72] Green A.E., Lindsay K.A., Thermo-elasticity, Journal of Elasticity, 2, 1972, 1-7.
- [GUS 07] Gusarov A.V., Smurov I., Direct laser manufacturing with coaxial powder injection : modelling of structure of deposited layers, Applied Surface Science, 253, 2007, 8316-8321.
- [HAF 09] Hafsaoui J., Membrane duale de reformage et filtration pour la production d'hydrogène par réaction de craquage, Thèse de doctorat, Mines ParisTech, 2009.
- [HAL 08] Halbwx M., Sarnet T., Micro and nano-structuration of silicon by femtosecond laser: Application to silicon photovoltaic cells fabrication, Thin Solid Films, 513, 2008, 6791-6795.
- [HAN 93] Hanriot F., Comportement du superalliage monocristallin AM1 sous sollicitations cycliques, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1993.
- [HAZ 87] Hazotte A., Simon A., Kinetics and morphology of gamma prime precipitation in single crystal nickel base superalloys, in: Advanced Materials and Processing, Technique for structural Applications, Paris, 7-9 Septembre, Pub. Onera Paris, 1987, 83-90.
- [HIL 06] Hild F., Roux S., Digital image correlation : from displacement measurement to identification of elastic properties – a review, Strain, 42, 2006, 69-80.
- [JEA 10] Jeandin M., Christoulis D., Borit F. et al., Lasers and thermal spray, Materials Science Forum, 638-642, 2010, 174-181.
- [JIA 00] Jiang Y., A fatigue criterion for general multiaxial loading, Fatigue and Fracture of Engineering Materials and Structures, 23, 1, 2000, 19-32.
- [JOH 65] Johnson H.H., Calibrating the electric potential method for studying slow crack growth, Material Research and Standards, 5, 9, 1965, 442-445.
- [KAM 02] Kamalu J., Byrd P., Pitman A., Variable angle laser drilling of thermal barrier coated nimonic, Journal of Materials Processing Technology, 122, 2002, 355-362.
- [KAM 07] Kaminski M., Modélisation de l'endommagement en fatigue des superalliages monocristallins pour aubes de turbines en zone de concentration de contrainte, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2007.
- [KAR 90] Kar A., Mazumder J., Two-dimensional model for material damage due to melting and vaporization during laser irradiation, Journal of Applied Physics, 68, 1990, 3884-3891.
- [KHA 85] Khan T., Caron P., Fournier D., Harris K., Single crystal superalloys for turbine blades : characterization and optimization of CMSX 2 alloy, Matériaux et Techniques, 73, 1985, 567-578.

- [KNI 79] Knight C.J., Theoretical modelling of rapid surface vaporization with back pressure, AAIA Journal, 17, 5, 1979, 519-523.
- [KOS 02] Koster A., Alam A.M., Rémy L., A physical-base model for life prediction of single crystal turbine blades under creep-fatigue loading and thermal transient conditions, in : International Conference on Temperature-Fatigue Interaction, Ninth International Spring Meeting, SF2M, 2002, 203-212.
- [KRE 00] Kremer D., Usinage par électro-érosion, Techniques de l'Ingénieur, 2000, BM 7 251.
- [KRU 04] Krüger J, Kautek W., Ultrashort Pulse Laser interaction with Dielectrics and Polymers, in : Advances in Polymer Science, Ed. Thomas Lippert, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 168, 2004, 247-289.
- [KUR 98] Kurz W., Fundamentals of Solidification, Trans Tech Publications Ltd, 1998, ISBN : 0 87849 522 3.
- [KUZ 93] Kuznetsov L.I, Recoil momentum at a solid surface during developed laser ablation, Quantum Electronics, 23, 1993, 1035-1038.
- [KWO 08] Kwoka M., Ottaviano L., Passacantando M., et al., XPS study of the surface chemistry of Ag-covered L-CVD SnO<sub>2</sub> thin films, Applied Surface Science, 254, 2008, 8089-8092.
- [LAN 98] Langlade C., Vannes A.B., Krafft J.M. et al., Surface modification and tribological behaviour of titanium and titanium alloys after YAG-laser treatments, Surface and Coatings Technology, 100-101, 1998, 383-387.
- [LAS 05] Lasserre S., Contribution à l'étude mathématique et numérique des solutions à support compact pour les modèles de turbulence compressible, Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 2005.
- [LEC 93] Lecomte O., Jeandin M., Frainais M., « Surface modification of a conventional steel by electro-discharge machining », in: Advances in Materials and Processes, ed. P.Ramakrishnan, IBH Publishing Co., 1993, 525-536, ISBN: 81-204-0780-6.
- [LEI 09] Leigh S., Oxide formation in acute laser percussion drilled holes in single crystal nickel superalloy, in : International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO'2009), Orlando (USA), 2-5 novembre 2009, Laser Institute of America, CD-ROM ISBN : 978 0 912035 59 8.
- [LEM 85] Lemaitre J., A continuous damage mechanics model for ductile fracture, Journal of Engineering Materials and Technology, 107, 1985, 83-89.
- [LEM 90] Lemaitre J., Chaboche J.L., Mechanics of solid materials, Cambridge University Press, 1990, ISBN: 0 521 32853 5.
- [LEM 92] Lemaitre J., A course on damage mechanics, Springer-Verlag edition, 1992.

- [LER 90] Lerch B.A., Antolovitch S.D., Fatigue crack propagation behaviour of a single crystalline superalloy, Metallurgical Transactions A, 21, 1990, 2169-2177.
- [LEV 03] Levkovitch V., Sievert R., Svendsen B., Life analysis of a fcc single crystal and simulation of crack propagation by blunting and resharping, Herrera, C. A., 2003.
- [LEV 05] Levkovitch V., Sievert R., Svendsen B., Simulation of fatigue crack propagation in ductile metals by blunting and re-sharping, in : International Conference of Fracture, ICF 11, 20-25 Mars 2005, Turin (Italie), ISBN : 978 88 903188 3 2.
- [LOR 67] Lord H.W., Shulman Y., A generalized dynamical theory of thermo-elasticity, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 15, 1967, 299-309.
- [LOW 02] Low D.K.I, Li L., Byrd P.J., Hydrodynamic physical modeling of laser drilling, Journal of Manufacturing Science and Engineering, 124, 2002, 852-862.
- [LOW 01] Low D. K. Y., Spatter and Taper Control in Laser Percussion Drilling, Ph.D. Thesis, University of Manchester Institute of Science and Technology (UMIST), Manchester, UK, 2001.
- [MA 89a] Ma B.T., Laird C., Overview of fatigue behaviour in copper single crystals - I. Surface morphology and stage I crack initiation sites for tests at constant strain amplitude. Acta Metallurgica, 37, 1989, 325-336.
- [MA 89b] Ma B.T., Laird C., Overview of fatigue behaviour in copper single crystals - II. Population, size, distribution and growth kinetics of stage I cracks for tests at constant strain amplitude, Acta Metallurgica, 37, 1989, 337-348.
- [MA 07] Ma H., Guo G., Femtosecond laser irradiation-induced phase transformation on titanium dioxide crystal surface, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 264, 2007, 61-65.
- [MAC 07] Machi F., Etat de l'art du rechargement et fabrication rapide par faisceau laser, in: Proc. LASERAP'6, ed. B. Vannes, vol. 1, 1-5 octobre 2007, 7-21, ISBN: 978 973 625 484 3.
- [MAR 00] Marquis G.B., Socie D.F., Multiaxial Fatigue, Society of Automotive Engineers, Warrendale, 2000.
- [MAR 06] Marchal N., Propagation de fissure en fatigue-fluage à haute température de superalliages monocristallins à base de nickel, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2006.
- [MAS 02] Massaoudi M., Contribution à la modélisation du comportement mécanique des matériaux biphasés  $\gamma/\gamma'$ , Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2002.
- [MAS 03] Mas C., Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2003.

- [MED 08] Medale M., Xhaard C., Fabbro R., An axi-symmetric thermo-hydraulic numerical model to better understand spot laser welding, European Journal of Computational Mechanics, 17, 2008, 795-806.
- [MEN 07] Mendonca C.R., Orlando S., Cosendey G. et al., Femtosecond laser micromachining in the conjugated polymer MEH-PPV, Applied Surface Science, 254, 2007, 1135-1139.
- [MIL 06] Mills K. C., Youssef Y. M., Li Z. and Su Y., Calculation of Thermophysical Properties of Ni-based Superalloys, ISIJ International, Vol. 46, No. 5, 2006, pp. 623–632.
- [MIL 68] Milne-Thomson L.M., Theoretical hydrodynamics, 5ème ed., Macmillan & Co. Ltd, 1968, ISBN: 0 486 68970 0.
- [MIR 08] Miranda R.M., Lopes G., Quintino L., et al., Rapid prototyping with high power fiber lasers, Materials and Design, 29, 2008, 2072-2075.
- [MUG 78] Mughrabi H., The cyclic hardening and saturation behaviour of copper single crystals, Materials Science and Engineering, 33, 1978, 207-223.
- [MUK 90] Mukherji D., Jiao F., Chen W. et al., Deformation behavior and microstructural evolution in IN738LC under creep and tensile loading, in : High Temperature Materials for Power Engineering, vol. 2, ed. E. Bachelet, R. Brunetaud et al., 1990, 1067-1076, Liège, Belgium, Kluwer.
- [MUR 04] Murakamo T., Kobayashi T., Koizumi Y. et al., Creep behaviour of Ni-base single-crystal superalloys with various  $\gamma'$  volume fraction, Acta Materialia, 52, 2004, 3737-3744.
- [NAK 07] Nakamachi E., Tam N.N., Morimoto H., Multi-scale finite element analyses of sheet metals by using SEM-EBSD measured crystallographic RVE models, International Journal of Plasticity, 23, 2007, 450–489.
- [NAL 04] McNally C.A., Folkes J., Pashby I.R., Laser drilling of cooling holes in aeroengines : state of the art and future challenges, Materials Science and Technology, 20, 2004, 805-813.
- [NAZ 10] Naze L., Strudel J.L., Strain rate effects and hardening mechanisms in Ni base superalloys, Materials Science Forum, 638-642, 2010, 53-60.
- [NED 07] Nedialkov N.N., Atanasov P.A., laser ablation of metals by femtosecond pulses : theoretical and experimental study, Applied Surface Science, 253, 2007, 7761–7766.
- [NG 01] Ng G.K.L, Li L., The effect of laser peak power and pulse width on the hole geometry repeatability in laser percussion drilling, Optics and Laser Technology, 33, 2001, 393-402.
- [NI 95] Ni J., Incropera F.P., Extension of the continuum model for transport phenomena occurring during metal alloy solidification - 1. The conservation equations, 2.

Microscopic considerations, International Journal of Heat and Mass Transfer, 38, 1995, 1271-1296.

[NON 88] Nonhof C.J., Material processing with Nd-lasers, Electrochemical Pub., 1988.

[OKA 10] Okasha M.M., Mativenga P.T., Driver N., Li L., Sequential laser and mechanical micro-drilling of Ni superalloy for aerospace application, CIRP Annals - Manufacturing Technology, 59, Issue 1, 2010, 199-202.

[OLI 92] Oliver W.C., Pharr G.M., An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments, Journal of Materials Research, 7, 1992, 1564-1583.

[PAL 04] Palin-Luc T., Approche énergétique et volumique de la fatigue multiaxiale des métaux, Habilitation à diriger des recherches, 2004.

[PAL 98] Palin-Luc T., Lasserre S., An energy based criterion for high cycle multiaxial fatigue, European Journal of Mechanics A/solids, 17, 1998, 237-251.

[PAN 96] Pantelis D., Psyllaki P., Excimer laser micromachining of CMSX2 and TA6V alloys, Materials and Manufacturing Processes, Volume 11, Issue 2, 1996, 271-282.

[PAT 91] Patel R.S., Brewster M.Q., Gas assisted laser metal drilling : theoretical model, Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 5, 1991, 32-39.

[PER 00] Perret O., Contribution à l'étude des transferts énergétiques durant l'interaction laser-matière, Thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2000.

[POL 94] Pollock T.M., Argon A.S., Directional coarsening in nickel-base single crystals with high volume fractions of coherent precipitates, Acta Metallurgica et Materialia, 42, 1994, 1859-1874.

[POM 03] Pommier S., Cyclic plasticity and variable amplitude fatigue, International Journal of Fatigue, 25, 2003, 983-997.

[POM 05] Pommier S., Risbet M., Time derivative equations for mode I fatigue crack growth in metals, International Journal of Fatigue, 27, 2005, 1297-1306.

[POU 89] Poubanne P., Etude et modélisation du comportement mécanique d'un superalliage monocristallin pour aube de turbine, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris, 1989.

[PRO 90] Prokhorov A.M., Konov V.I., Ursu I., et al., Laser heating of metals, Taylor & Francis, 1990.

[RAB 03] Rabier S., Développement d'un modèle éléments finis pour la simulation d'écoulements à surface libre : application au soudage, Thèse de doctorat, Université de Provence (Aix-Marseille I), 2003.

- [RAT 07] Ratel N., Etude de la mise en radeaux des précipités  $\gamma'$  plastiquement induite dans les superalliages monocristallins à base de nickel, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier Grenoble I, 2007.
- [REG 84] Reger M., Amorçage et propagation des fissures à haute température dans un alliage à base de nickel, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1984.
- [REG 88] Reger M., Rémy L., Fatigue oxidation interaction in IN-100 superalloy. Metallurgical Transactions A, 19A, 1988, 2259-2267.
- [REM 83] Rémy L., Reuchet J., Fatigue-oxydation interaction in a superalloy - Application to life prediction in high temperature low cycle fatigue, Metallurgical Transactions, 14 A, 1983, 141-149.
- [REP 82] Reppich B., Some new aspects concerning particle hardening mechanisms in  $\gamma'$  precipitating Ni-base alloys—I. Theoretical concept, Acta Metallurgica, 30, 1982, 87-94.
- [REU 83] Reuchet J., Rémy L., Fatigue oxidation interaction in a superalloy – application to life prediction in high temperature low cycle fatigue, Metallurgical Transactions A, 14A, 1983, 141-149.
- [REV 07] Revuz N., Jeandin M., Sanner N., Sentis M., Microperçage d'un superalliage à base de nickel pour application aéronautique, in : Proc. LASERAP'06, ed. B. Vannes, vol. 2, 1-5 octobre 2007, 237, ISBN: 978 973 625 485 7.
- [REV 11] Revuz N., Jeandin M., Study of nano-coating obtained by femtosecond laser micro drilling of monocrystalline nickel-based superalloy, en preparation.
- [RHE 07] Réthoré J., Hild F., Roux S., Shear-band capturing using a multiscale extended digital, image correlation technique, Computer Methods Applied Mechanics Engineering, 196, 2007, 5016–5030.
- [ROD 00] W.SO. Rodden, SS Kudesia, Correlations between hole properties and pulse parameters in single pulse Nd: YAG laser drilling of aluminium and titanium, in : International Conference on the Applications of Lasers and Electro Optics (ICALEO'2000), Dearborn (USA), 2-6 octobre 2000, Laser Institute of America.
- [ROL 10] Rolland G., Elaboration et étude de l'endommagement de dépôts composites obtenus par projection cold spray : applications aux contacts électriques, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2010.
- [ROT 10] Roters F., Eisenlohr P., Overview of constitutive laws, kinematics, homogenization and multiscale methods in crystal plasticity finite-element modeling: Theory, experiments, applications, Acta Materialia, 58, 2010, 1152–1211.
- [ROU 08] Roux S., Réthoré J., Hild F., Recent Progress in Digital Image Correlation: From Measurement to Mechanical Identification, in: 6th International Conference on Inverse Problems in Engineering: Theory and Practice (ICIPE 2008), 2008.

- [ROY 07] Roychoudhuri S.K., Interactions due to body forces in generalized thermo-elasticity III, Computers and Mathematics with Applications, 54, 2007, 1341-1352.
- [ROZ 08] Rozman R., Kmetec B., Optimisation of direct laser structuring of printed circuit boards, Applied Surface Science, 254, 2008, 5524-5529.
- [SAA 96] Saanouni K., Abdul-Latif A., Micromechanical modeling of low cycle fatigue under complex loadings. I. Theoretical formulation, International Journal of Plasticity, 12, 1996, 1111-1121.
- [SCH 06] Schneider M., Perçage profond par laser : analyse des processus physiques, Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2006.
- [SCH 08] Schneider M., Fabbro R., Muller M., Measurement of laser absorptivity for operating parameters characteristic of laser drilling regime, in : International Conference on the Applications of Lasers and Electro Optics (ICALEO'2008), Miami (USA), 20-23 Octobre 2008, Laser Institute of America.
- [SEM 08] Semaltianos N.G., Perrie W., Nanoparticle formation by the debris produced by femtosecond laser ablation of silicon in ambient air, Materials Letters, 62, 2008, 2165-2170.
- [SEM 94] Semak V.V., Hopkins J.A., McCay M.H., et al., A concept for hydrodynamic model of keyhole formation and support during laser welding, in : International Conference on the Applications of Lasers and Electro Optics (ICALEO'94), Orlando (USA), Laser Institute of America, 1994, 641-650.
- [SEM 97] Semak V.V., Matsunawa A., The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing, Journal of Physics D, Applied Physics, 30, 1997, 2541-2552.
- [SON 89] Soniak F., Fissuration en fatigue d'un superalliage de la métallurgie des poudres, l'Astroloy : influence de la longueur de fissure et de la température, Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 1989.
- [STE 91] Steen W., Laser Material Processing, Springer-Verlag, London, 1991.
- [SUH 75] Suhubi E.S., Continuum physics, vol. II, Academic Press, New York, pt II, ed. by A.C. Eringen, 1975.
- [SUR 98] Suresh S., Fatigue of materials, Cambridge university press, 2nd edition, 1998.
- [THO 47] Thomas B., A.P. Alloncle, Experimental investigations of laser-induced forward transfer process of organic thin films, Applied Surface Science, 254, 2007, 1206-1210.
- [THO 56] Thompson N., Wadsworth N., Louat N., The origin of fatigue fracture in copper, Philosophical Magazine, 1, 1956, 113-126.
- [TOB 08] Tobar M.J., Amado J.M., Alvarez C., et al., Characteristics of Tribaloy T-800 and T-900 coatings on steel substrates by laser cladding, Surface and Coatings Technology, 202, 2008, 2297-2301.

- [VAL 05] Valette S., Audouard E., Le Harzic R. et al., Heat affected zone in aluminium single crystals submitted to femtosecond laser irradiations, Applied Surface Science, 239, 2005, 381-386.
- [VAL 06] Valette S., Steyer P., Influence of femtosecond laser marking on the corrosion resistance of stainless steels, Applied Surface Science, 252, 2006, 4696-4701.
- [VEN 10] Ventrella V.A., Berretta J.R., Rossi W. de, Pulsed Nd:YAG laser seam welding of AISI 316L stainless steel thin foils, Journal of Materials Processing Technology, 210, 2010, 1838-1843.
- [VER 60] Versnyder F.L., Guard R.W., Directional grain structure for high temperature strength, Transactions of the American Society for Metals, 52, 1960, 485-492.
- [VER 70] Versnyder F.L., Shank M.E., The development of columnar grain and single crystal high temperature materials through directional solidification, Materials Science and Engineering, 6, 1970, 213-247.
- [VIL 10] Vilaro T., As-fabricated and heat treated microstructures of the Ti-6Al-4V alloy processed by Selective Laser Melting, Metallurgical and Materials Transactions A, 2010.
- [VOI 01] Voisey K.T., Damage caused during laser drilling of thermal spray TBCs on superalloy substrates, in : International Conference on the Applications of Lasers and Electro Optics (ICALEO'01), Jacksonville (USA), Laser Institute of America, 2001, 1802.
- [VOI 03] Voisey K.T., Kudesia S.S., Rodden W.S.O. et al., Melt ejection during laser drilling of metals, Materials Science and Engineering A, 356, 2003, 414-424.
- [VOI 04] Voisey K.T., Clyne T.W., Laser drilling of cooling holes through plasma sprayed thermal barrier coatings, Surface and Coatings Technology, 176, 2004, 296-306.
- [VOS 07] Vosniakos G-C, Maroulis T., Pantelis D., A method for optimizing process parameters in layer-based rapid prototyping, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture, Volume 221, Issue 8, 2007, 1329-1340.
- [WAG 52] Wagner C., Theoretical analysis of the diffusion processes determining the oxidation rate of alloys, Journal of the Electrochemical Society, 99, 1952, 369-380.
- [WAN 08] Wang X.H, Zhang M., Liu X.M., et al., Microstructure and wear properties of TiC/FeCrBSi surface composite coating prepared by laser cladding, Surface and Coatings Technology, 202, 2008, 3600-3606.
- [WAR 74] Ward G., Hockenhull B.S., Hancock P., The effect of cyclic stressing on the oxidation of a low carbon steel, Metallurgical Transactions, 5, 1974, 1451-1455.
- [WIC 05] Wicker P., Effet du gradient de contrainte en bord de trou sur la durée de vie à amorçage d'un superalliage monocristallin, Rapport technique, INSA Toulouse, 2005.

- [WOO 83] Wood G.C., Stott F.H., Whittle D.P., et al., The high temperature internal oxidation and intergranular oxidation of nickel chromium alloys, Corrosion Science, 23, 1983, 9-25.
- [XHA 06] Touvrey-Xharrd C., Etude thermohydraulique du soudage impulsif de l'alliage TA6V, Thèse de doctorat, Université de Provence, 2006.
- [YEO 94] Yeo C.Y., Tam S.C., Jana S., et al., A technical review of the laser drilling of aerospace materials, Journal of Materials Processing Technology, 42, 1994, 15-49.
- [YIL 95] Yilbas B.S., Study of liquid and vapour ejection processes during laser drilling of metals, Journal of Laser Applications, 7, 1995, 147-152.
- [YIL 97] Yilbas B.S., Parametric study to improve laser hole drilling process, Journal of Materials Processing Technology, 70, 1997, 264-273.
- [YIL 97] B. Yilbas, M. Sami, Liquid ejection and possible nucleate boiling mechanisms in relation to the laser drilling process, Journal of Physics D: Applied Physics, 30, 1997, 1996-2005.
- [ZHA 05] Zhang J.X., Wang J.C., Harada H., Koizumi Y., The effect of lattice misfit on the dislocation motion in superalloys during high-temperature low-stress creep, Acta Materialia, 53, 2005, 4623-4633.
- [ZHA 08] Zhang S., Li M., Yoon J.H., et al., The comparative study on microstructure and properties of nano-CeO<sub>2</sub> and Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> particulate reinforced nickel-based composites by laser deposition, Applied Surface Science, 254, 2008, 7446-7452.
- [ZHA 08] Zhang S., Li M., Yoon J.H., et al., Characterization on the coatings of Ni-base alloy with nano- and micron-size Sm<sub>2</sub>O<sub>3</sub> addition prepared by laser deposition, Materials Chemistry and Physics, 112, 2008, 668-674.
- [ZHA 08] Zhang Y-Z., Tu Y., Xi M-Z., et al., Characterisation on laser clad nickel based alloy coating on pure copper, Surface and Coatings Technology, 202, 2008, 5924-5928.
- [ZWE 91] Zweig A.D., A thermo-mechanical model for laser ablation, Journal of Applied Physics, 70, 1991, 1684-1691.

---

# **ANNEXES**

---



---

**Annexe 1 :**  
**Caractéristiques de la caméra rapide**

---



Cette annexe présente les caractéristiques techniques de la caméra rapide Photron de cette thèse. Celle-ci a été utilisée dans nos travaux avec une résolution de 164x56 px<sup>2</sup> avec une vitesse de 50 000 ou 100 000 images par seconde.



## SPECIFICATIONS

Frame Rate (fps)	Max. Resolution		Record Time (seconds)			Record Time (frames)		
	Horizontal	Vertical	2GB	8GB	16GB	2GB	8GB	16GB
60	1,024	1,024	34.1	102.4	204.8	2,048	6,144	12,288
125	1,024	1,024	16.4	49.2	98.3	2,048	6,144	12,288
250	1,024	1,024	8.2	24.6	49.2	2,048	6,144	12,288
500	1,024	1,024	4.1	12.3	24.6	2,048	6,144	12,288
1,000	1,024	1,024	2.0	6.1	12.3	2,048	6,144	12,288
2,000	1,024	1,024	1.0	3.1	6.1	2,048	6,144	12,288
3,000	1,024	1,024	0.7	2.0	4.1	2,048	6,144	12,288
5,000	768	768	0.7	2.2	4.4	3,641	10,923	21,845
9,000	640	480	0.8	2.3	4.7	6,991	20,972	41,943
10,000	512	512	0.8	2.5	4.9	8,192	24,576	49,152
10,000	512	528	0.8	2.4	4.8	7,944	23,831	47,663
15,000	384	384	1.0	2.9	5.8	14,564	43,691	87,381
30,000	256	256	1.1	3.3	6.6	32,768	98,304	196,608
50,000	256	144	1.2	3.5	7.0	58,254	174,763	349,525
70,000	128	128	1.9	5.6	11.2	131,072	393,216	786,432
100,000	384	48	1.2	3.5	7.0	116,508	349,525	699,051
150,000	128	48	2.3	7.0	14.0	349,525	1,048,576	2,097,152
210,000	256	16	2.5	7.5	15.0	524,288	1,572,864	3,145,728
250,000	128	16	4.2	12.6	25.2	1,048,576	3,145,728	6,291,456

<b>Sensor</b>	10-bit CMOS (Bayer system color, single sensor) with 17µm pixels, 16.7ms to 2µs global electronic shutter independent of frame rate and overexposure protection
<b>Saved Image Formats</b>	AVI, JPEG, PNG (10-bit), TIFF, FTIF (10-bit), BMP, and Bayer and RS-170 Video output. Images can be saved with or without image or comment data
<b>Extended Dynamic Range</b>	Selectable from 4 presets to prevent over exposure
<b>Phase Lock</b>	Enables cameras to be synchronized precisely together to a master camera or external source
<b>Triggering</b>	Selectable positive or negative TTL 5Vp-p, switch closure
<b>Lens Mount</b>	Interchangeable F-mount and C-mount supplied standard. Optional High-G block mount
<b>Data Display</b>	Frame Rate, Shutter Speed, Trigger Mode, Date or Time (can be switched), Status (Playback/Record), Real Time, Frame Count, Resolution System or IRIG time, and user-edited comments can be displayed beside or in the saved image area for all formats NTSC or PAL. Live video during recording. Ability to zoom and pan within image via keypad
<b>Video Output</b>	
<b>Dual Speed Recording™</b>	Enables the recording speed to be changed, up or down, by a factor of 2, 4 or 8 during a recording
<b>Timing</b>	Internal clock or external source such as IRIG or GPS. Indicators show current status of timing source
<b>Event Markers</b>	Ten user-entered event markers mark specific events within the image sequence in real time. Immediately accessible through software
<b>Recording Modes</b>	Start, End, Center, Manual, Random, Random Reset, Random Center, Random Manual, and Dual Speed Recording™
<b>Partitioning</b>	Up to 64 memory segments for multiple recordings in memory
<b>Camera Control</b>	Through supplied keypad and RS-422A. And either via the Photron Gigabit Optical Network, Gigabit Ethernet or FireWire
<b>Software</b>	Includes image rotation and ability to save images with or without time codes or comment data
<b>Shock</b>	100G @ 10ms any axis
<b>Dimensions (no lens mount)</b>	H 6.24" (158.6mm) (add 2.13" [54mm for handle and feet] x W 5.17" (131.4mm) x L 11.39" (289.2mm)
<b>Weight</b>	10.8lb (4.9kg)

Specifications subject to change without notice

**PHOTRON USA, INC.**  
9520 Padgett Street, Suite 110  
San Diego, CA 92126-4446  
858.684.3555  
800.585.2129  
f 858.684.3558  
email: image@photron.com  
www.photron.com

**PHOTRON (EUROPE) LIMITED**  
Willowbank House  
84 Station Road  
Marlow  
Bucks, SL7 1NX  
United Kingdom  
+44 (0) 1628 894353 f +44 (0) 1628 894354  
email: image@photron.com  
www.photron.com

**PHOTRON LIMITED**  
Fujimi-Cho 1-1-8  
Chiyoda-Ku, Tokyo 102-0071  
Japan  
+81 3-3238-2106  
f +81 3-3238-2109  
email: image@photron.co.jp  
www.photron.co.jp



---

## **Annexe 2 : Traitement d'image**

---



Cette annexe présente les différents traitements d'images étudiés afin de réaliser un seuillage correct de la zone resolidifiée. Le traitement d'images est directement relié à la microstructure des deux couches de matière resolidifiées lors du perçage par laser mono- ou bi-impulsionnel.

Les observations des parois des trous sont réalisées au microscope électronique à balayage afin de mettre en évidence les différences de microstructure entre l'AM1 et les zones resolidifiées. Ces différentes microstructures formées par l'histoire du matériau sont identifiables par un traitement d'images spécifiquement mis en place. Ainsi, les dimensions de ces couches en fonction de la profondeur du trou ont été déterminées.

## 1.1. Détermination de l'épaisseur de la couche

Les microstructures des couches resolidifiées et celle de l'AM1 sont très différentes (figure Annexe.1.a). L'AM1 présente une microstructure qui, après attaque chimique, présente une matrice de couleur gris clair représentant la phase  $\gamma$  et des carrés noirs et gris foncés disposés périodiquement et représentant les précipités cuboïdaux de phase  $\gamma'$ .

La première zone resolidifiée est, plus claire, de la couleur de la matrice, mais sans carrés sombres. La microstructure est orientée horizontalement dans les photos présentées et l'interface entre ces deux microstructures est une ligne qui semble très nette et très régulière.

Les caractéristiques visuelles de la seconde zone resolidifiée correspondent quasiment à celles de la première mais la microstructure y est plus grossière. L'interface entre ces deux couches resolidifiées est également très nette car il s'agit d'une zone complètement noire due au décollement.

Afin de pouvoir réaliser des mesures systématiques des épaisseurs des couches resolidifiées lors de la première et de la seconde impulsion, il est nécessaire de pouvoir séparer numériquement les zones dont les microstructures sont différentes (zones resolidifiées et microstructure de base de l'AM1).

En traitement d'image, lorsqu'une image en niveau de gris est traitée (comme les images MEB), la plus simple caractérisation possible est la détermination de son histogramme (figure Annexe.1.b). Cet histogramme représente la répartition en niveaux de gris de l'image, c'est-à-dire la quantité de pixels pour chaque niveau de gris compris entre 0 (blanc) et 255 (noir).

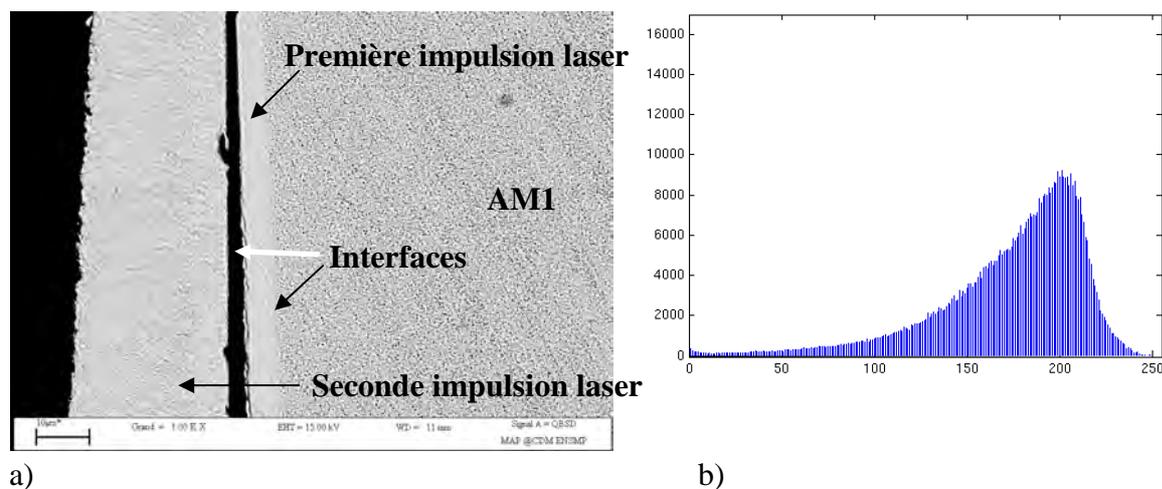


Figure Annexe.1.a) Micrographie MEB d'un trou dans une plaque d'AM1 percée par laser b) histogramme de l'image MEB

Ensuite, le principe de l'analyse est fondé sur la binarisation de l'image, c'est-à-dire la détermination d'un seuil de niveau de gris à partir duquel les pixels sont définis, non plus en

niveaux de gris mais simplement en 2 populations, noirs et blancs. Lorsque l'image présente un histogramme continu et quasi gaussien comme l'image présentée, alors le seuillage nécessaire pour obtenir les mesures voulues est impossible (figure Annexe.2). En effet, il existe des pixels avec les mêmes niveaux de gris dans les zones de microstructures différentes. Ainsi, faire passer ces pixels de blanc à noir n'aide pas à différencier ces zones. Ici, le niveau de gris n'a aucune répartition spatiale en rapport avec la microstructure.

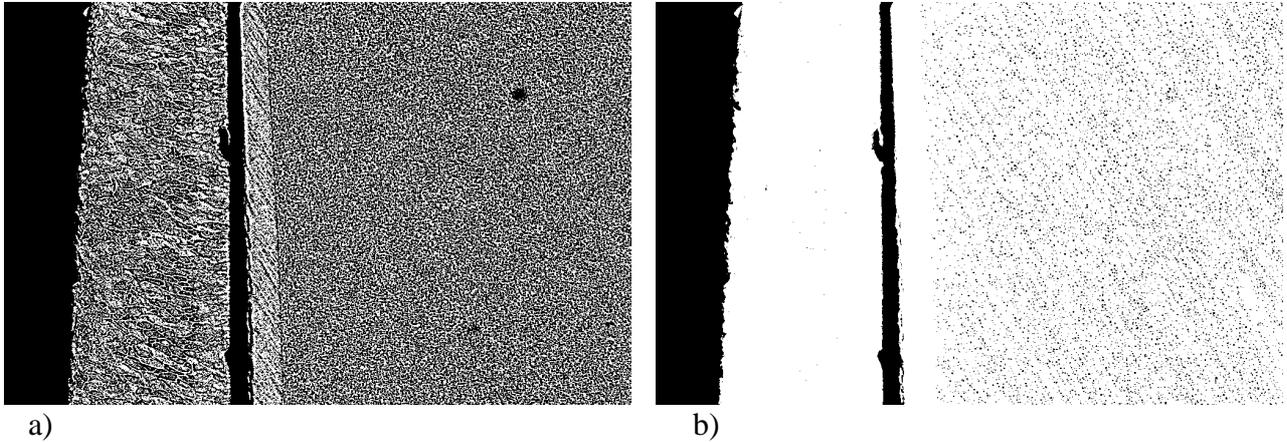


Figure Annexe.2. Binarisation manuelle d'une image MEB à partir de l'histogramme initial brut a) seuil trop élevé, b) seuil trop bas

L'image binaire obtenue (figure Annexe.2.b) contient indifféremment les niveaux de gris de la partie AM1 et les zones resolidifiées que l'on cherche à extraire ne sont pas encore bien définies. En augmentant le niveau de seuillage (figure Annexe.2.a), les couches resolidifiées sont bien définies mais le bruit a beaucoup trop fusionné avec elles et d'un point de vue morphologique elles deviennent insécables avec celui-ci.

Une autre approche statistique, classique en analyse d'image, consiste à binariser l'image en maximisant la variance interclasse de l'histogramme. Pour utiliser cette méthode, il faut que les pixels de l'image appartiennent à 2 catégories majeures, basiquement l'arrière et le premier plan, correspondant à 2 pics distincts dans l'histogramme. Compte tenu de la répartition initiale des niveaux de gris dans l'image à traiter, cette méthode ne peut pas aboutir à la dissociation des zones de différentes microstructures (figure Annexe.3).

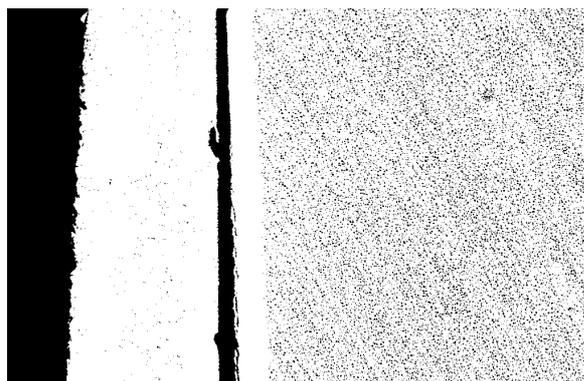


Figure Annexe.3. Seuillage par maximisation de la variance interclasse : méthode Otsu

Les méthodes de seuillage, dites directes, échouent pour ce genre de mesure lorsque l'histogramme est tel que celui présenté précédemment (figure Annexe.1.b). L'observation attentive de l'image permet de déterminer qu'il ne faut pas travailler en niveau de gris mais en prenant en compte le bruit numérique. Celui-ci est différent dans les couches resolidifiées et l'AM1 de microstructure initiale.

Afin de réaliser cette analyse du bruit, il est nécessaire d'observer l'image dans un repère non plus spatio-temporel mais fréquentiel. La méthode la plus courante pour réaliser ce

changement de repère est d'effectuer une FFT (Fast Fourier Transform) de l'image à traiter (figure Annexe.4.a). La FFT est un algorithme permettant l'analyse fréquentielle d'un signal discret du domaine temporel. Cette technique est généralement associée à des techniques de filtrage (passe-bande, coupe-bande, passe-bas, passe-haut, etc.) permettant la suppression de certaines fréquences du signal. Pour une image, ces filtres peuvent être assimilés à des masques ne laissant visualiser que les fréquences retenues (figure Annexe.4.b).

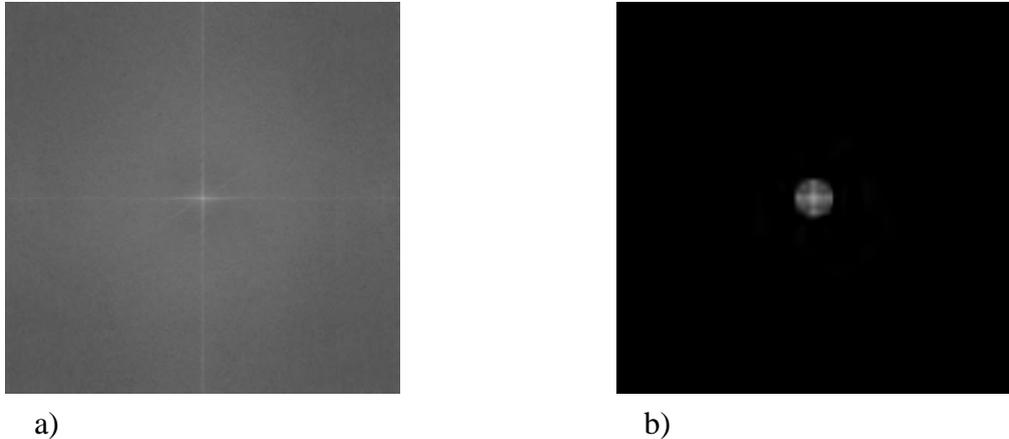


Figure Annexe.4.a) FFT d'une micrographie MEB : espace réciproque b) FFT avec masque binaire des fréquences de coupure

Après filtrage, l'image est recomposée par FFT inverse pour donner naissance à une nouvelle image dont le bruit a été atténué (figure Annexe.5). Lors de cette opération, le filtrage est isotrope et il est ainsi impossible de focaliser le filtrage en fonction de la morphologie du bruit donc de la microstructure.

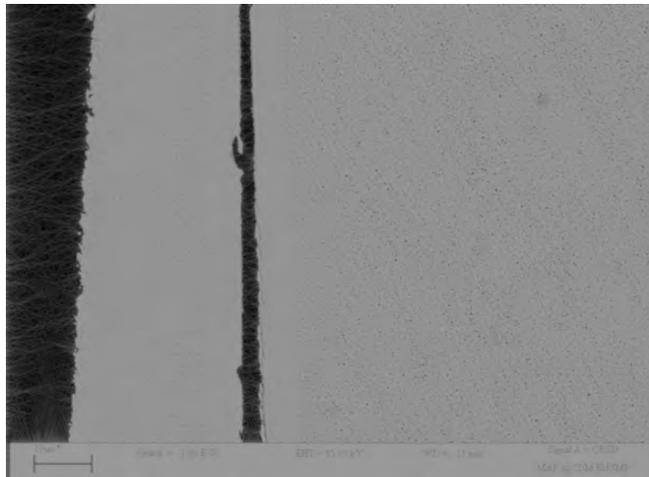


Figure Annexe.5.Recomposition de l'image par FFT inverse

L'information à extraire est la dimension des couches resolidifiées. Pour pouvoir réaliser ces mesures il faut obtenir une image binaire sans bruit dans ces zones et des interfaces numériquement nettes. Pour séparer le bruit de cette information à extraire, une méthode consiste à appliquer sur l'image, non pas des filtres isotropes, comme expliqué lors de la FFT, mais des filtres directionnels suivant le principe de l'érosion linéaire (figure Annexe.6). La direction de propagation est donnée par la morphologie de l'image et la microstructure des couches resolidifiées. Une image est une énorme matrice de côtés le nombre de pixels sur sa largeur et sa hauteur. La base du traitement d'images est un ensemble d'opérations réalisées sur des matrices, généralement 3x3. L'érosion linéaire est le résultat du produit matriciel entre la matrice représentant une portion de l'image et un masque vecteur.

La direction de ce vecteur dépend de la morphologie étudiée, ici il est vertical. Du point de vue de l'histogramme d'une image, une érosion consiste à conserver les minimums locaux, dans des zones de dimensions déterminées par la taille du masque (figure Annexe.6).

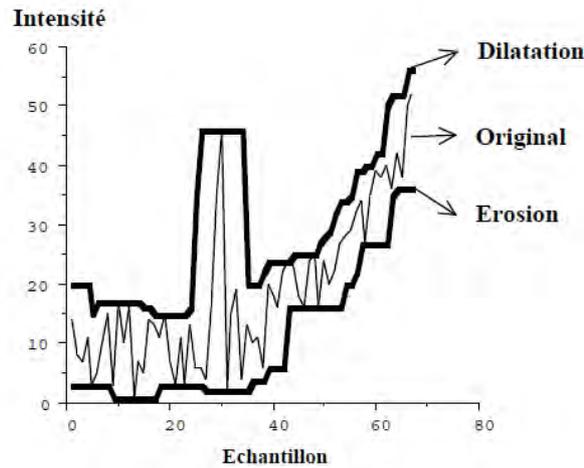


Figure Annexe.6. Représentation graphique de la dilatation ou l'érosion d'un histogramme d'une image

L'image obtenue de cette manière ne présente plus de bruit gaussien isotrope et les zones apparaissent plus clairement (figure Annexe.7.a). En effet, la zone où la microstructure de l'AMI était présente devient plus sombre et uniforme que le reste de l'image. L'interface entre les zones est plus nette. L'histogramme n'est plus monomodal avec une seule population de pixels uniformément grisés mais devient bimodal (figure Annexe.7.b). Ainsi, la population de pixels est répartie de manière idéale pour permettre un seuillage sans confusion par maximisation de la variance interclasse (distinction entre les pics de l'histogramme).

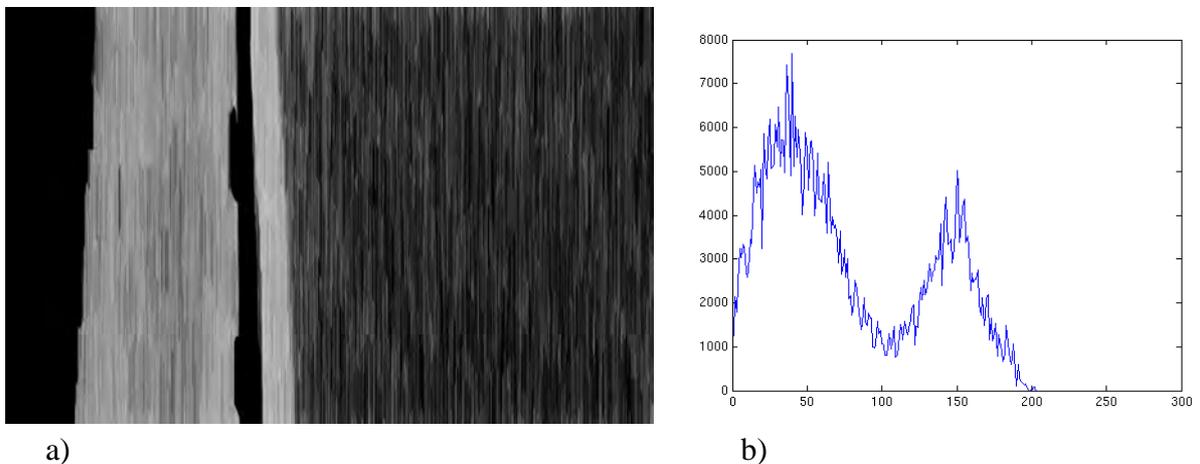


Figure Annexe.7.a) Image après érosion linéaire verticale b) histogramme bimodal

L'image initiale représente la partie du trou où les deux zones resolidifiées sont distinctes à cause du décollement. Par le traitement décrit, un histogramme bimodal avec deux pics bien distincts est obtenu. Le seuillage (le minima séparant ces deux pics) devient évident malgré le bruit existant toujours sur l'histogramme (figure Annexe.8).

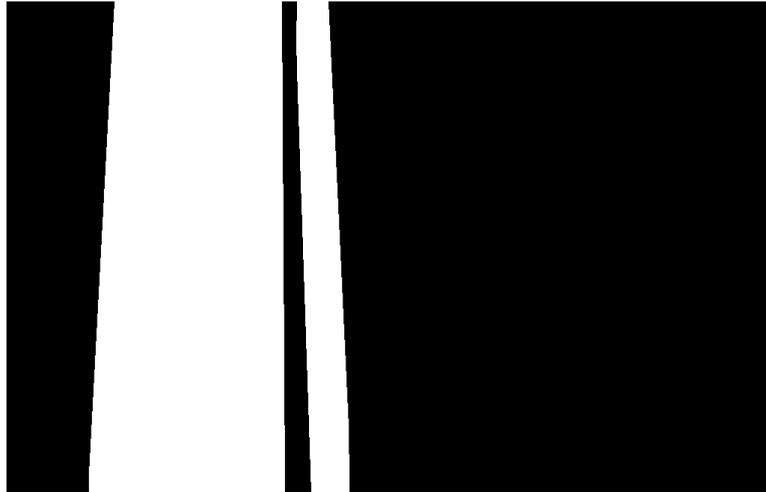


Figure Annexe.8. Image binarisée de manière à pouvoir réaliser les mesures d'épaisseurs des couches resolidifiées

L'influence du bruit est négligeable lorsque la quantité de pixels est importante et permet d'avoir des pics dont la taille est très supérieure à l'amplitude du bruit. Le même processus de traitement numérique peut être rendu beaucoup plus délicat lorsque la quantité de pixels dans chaque pic est plus faible. Ce cas doit être considéré lorsque l'image ne montre qu'une seule zone resolidifiée (sans décollement: milieu et fond du trou) et quand celle-ci est fine (figure Annexe.9.a).

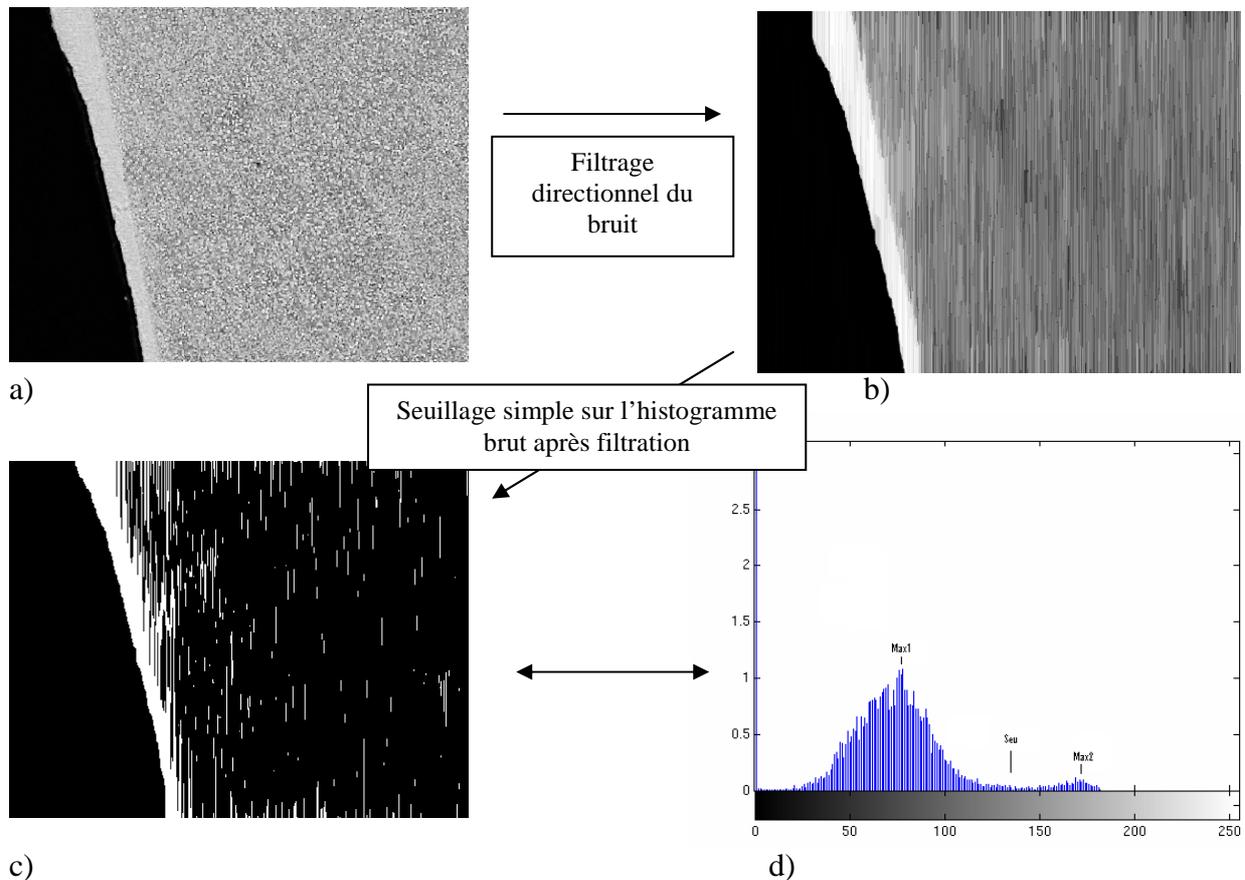


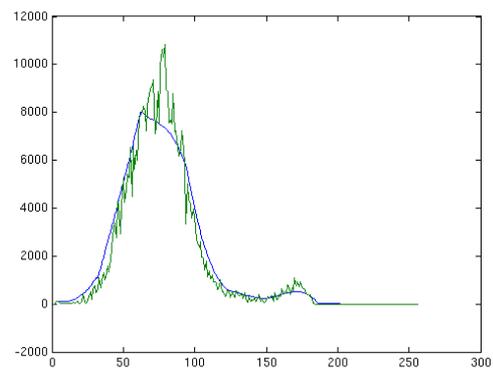
Figure Annexe.9. Traitement d'une micrographie MEB a) image initiale b) réduction du bruit par érosion linéaire puis c) et d) seuillage incorrect de l'image à partir de son histogramme

Le seuillage par maximisation de la variance interclasse est donc incapable de donner une approximation correcte de la dimension de la zone resolidifiée (figure Annexe.9.c) et le seuil doit ainsi être déterminé par une autre méthode.

En fait, c'est le bruit sur l'histogramme qui rend difficile le seuillage car même si intuitivement il semble que le seuil semble se trouver aux alentours de 140 (niveaux de gris), numériquement le résultat n'est pas satisfaisant. Il faut donc lisser l'histogramme afin de ne détecter que deux pics distincts pour pouvoir en réaliser la déconvolution. Ce lissage est effectué grâce à l'utilisation d'une courbe de Bézier. Ces courbes polynomiales ont l'avantage, par rapport aux approximations habituelles, de pouvoir ajuster le paramètre de lissage pour que la courbe passe réellement par le plus grand nombre de points sans s'éloigner du profil initial (figure Annexe.10.b). Ce lissage permet d'obtenir un histogramme avec deux pics beaucoup plus distincts, permettant un seuillage beaucoup plus trivial (figure Annexe.10.a).



a)



b)

Figure Annexe.10.a) Image binarisée de manière à pouvoir réaliser les mesures d'épaisseurs de couche resolidifiée, b) histogramme lissé par une courbe de Bézier

Grâce à ce traitement d'image, il est possible de déterminer l'épaisseur des zones resolidifiées et d'échantillonner une mesure périodique sur chaque image. Ces mesures peuvent ainsi être rapportées à la profondeur du trou.

---

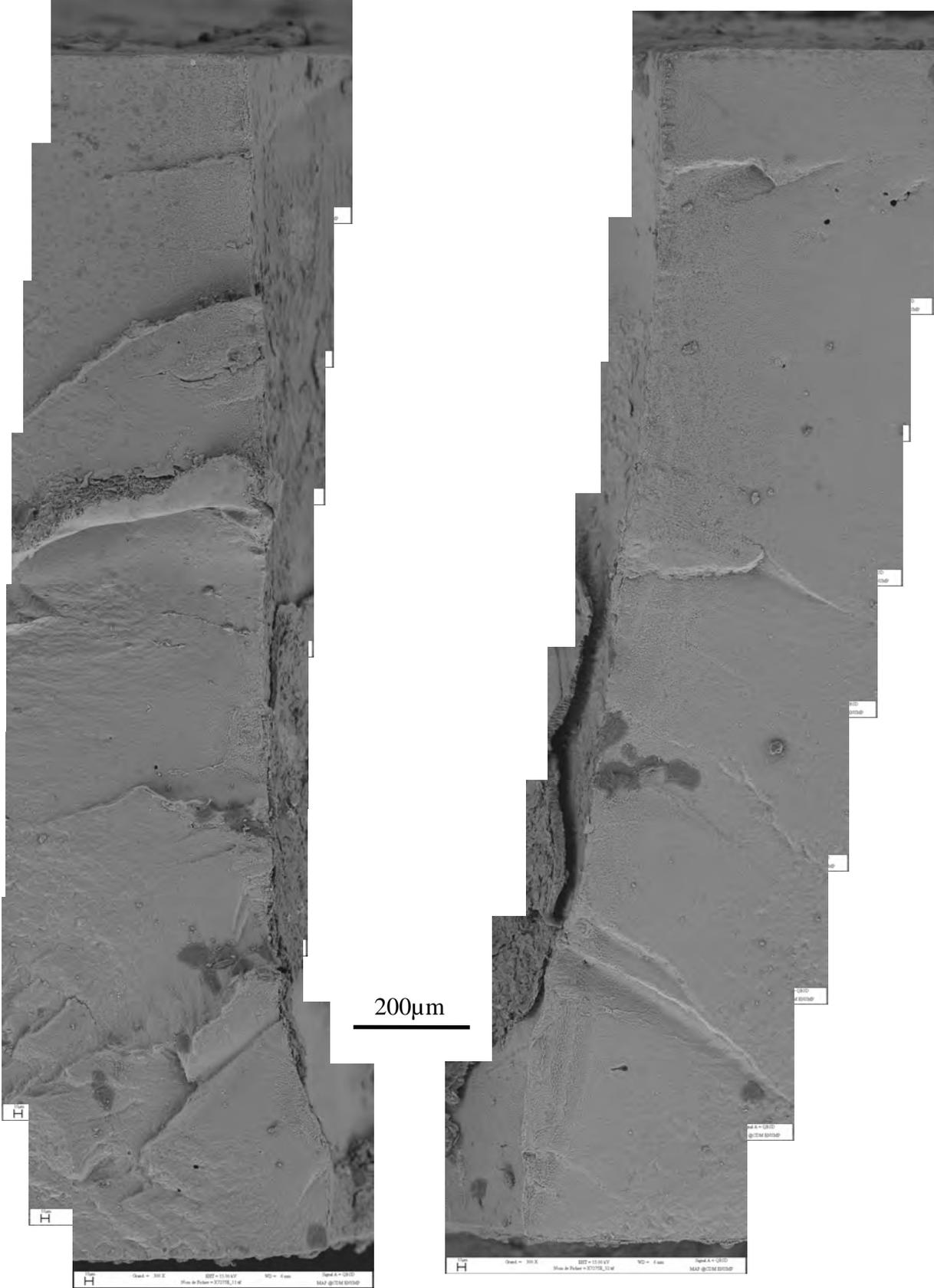
**ANNEXE 3 :**  
**Faciès de rupture des éprouvettes de fatigue**



Cette annexe donne les faciès de rupture des éprouvettes rompues par fatigue ainsi que leur nombre de cycle pour atteindre une longueur de fissure de 2mm (trou + fissuration).

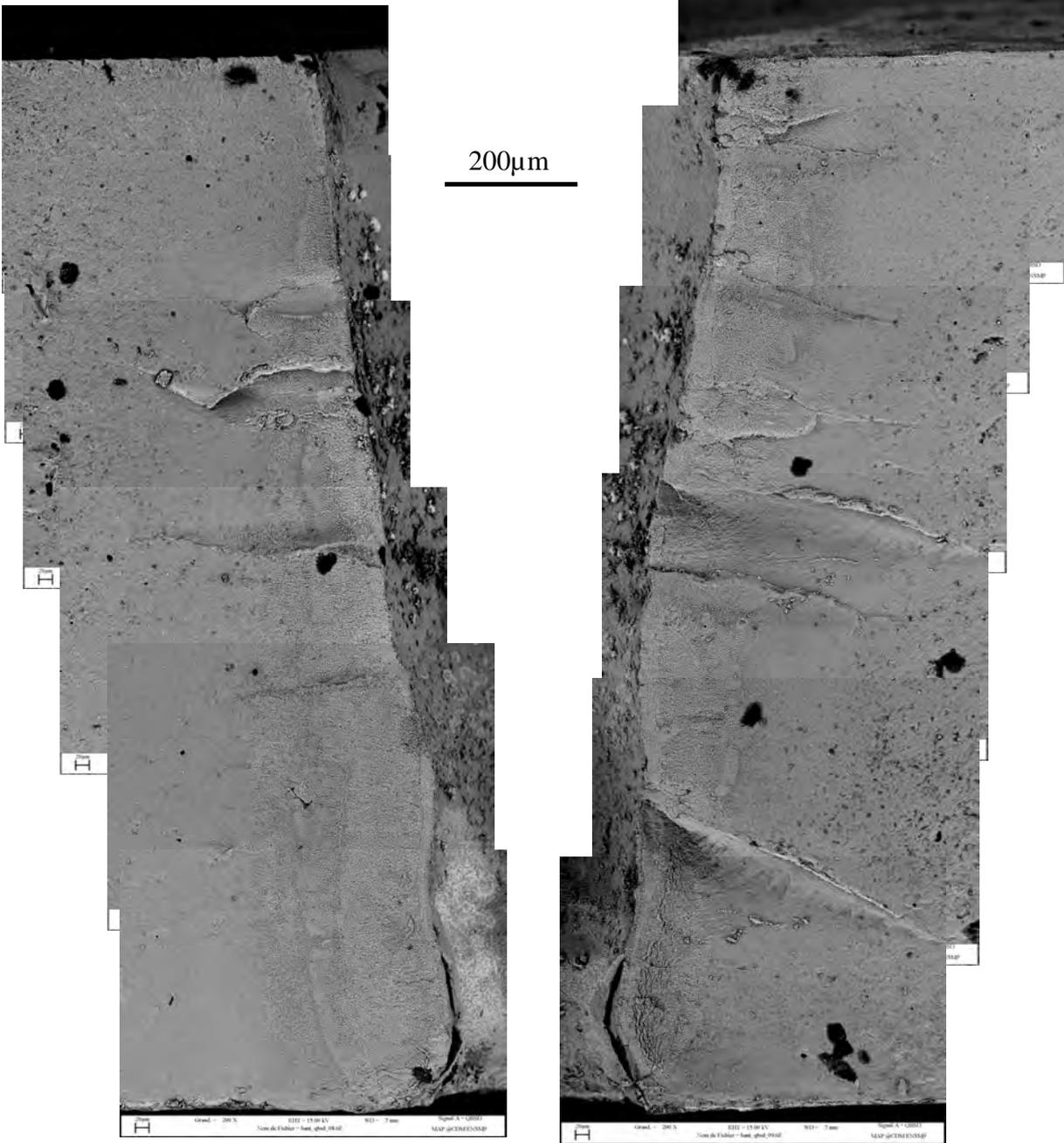
# MILLI 4

ddv 2mm (trou + fissures latérales) = 54000cycles



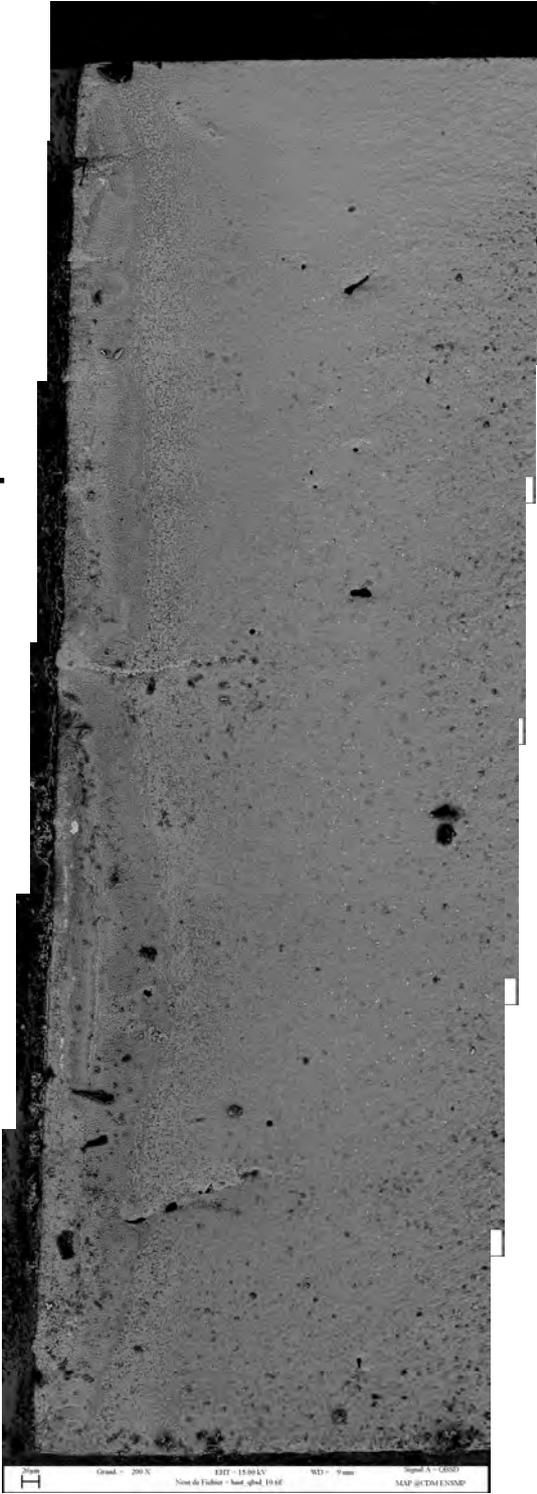
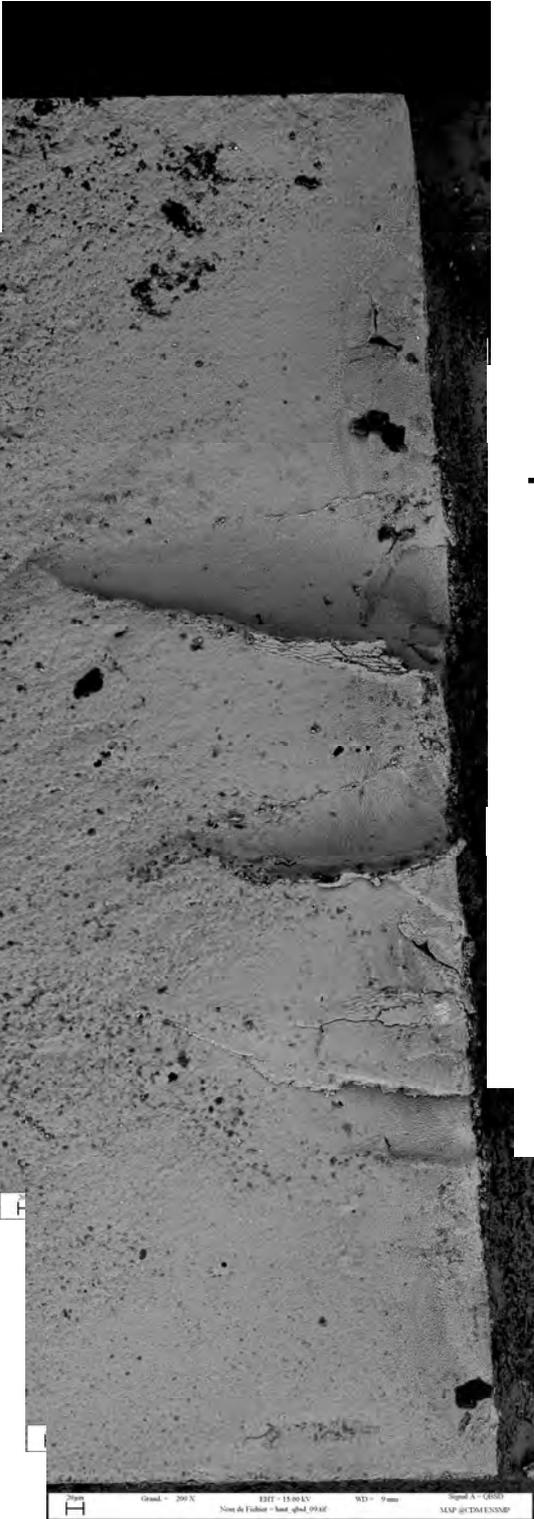
# MILLI 3

ddv 2mm (trou + fissures latérales) = 109000cycles



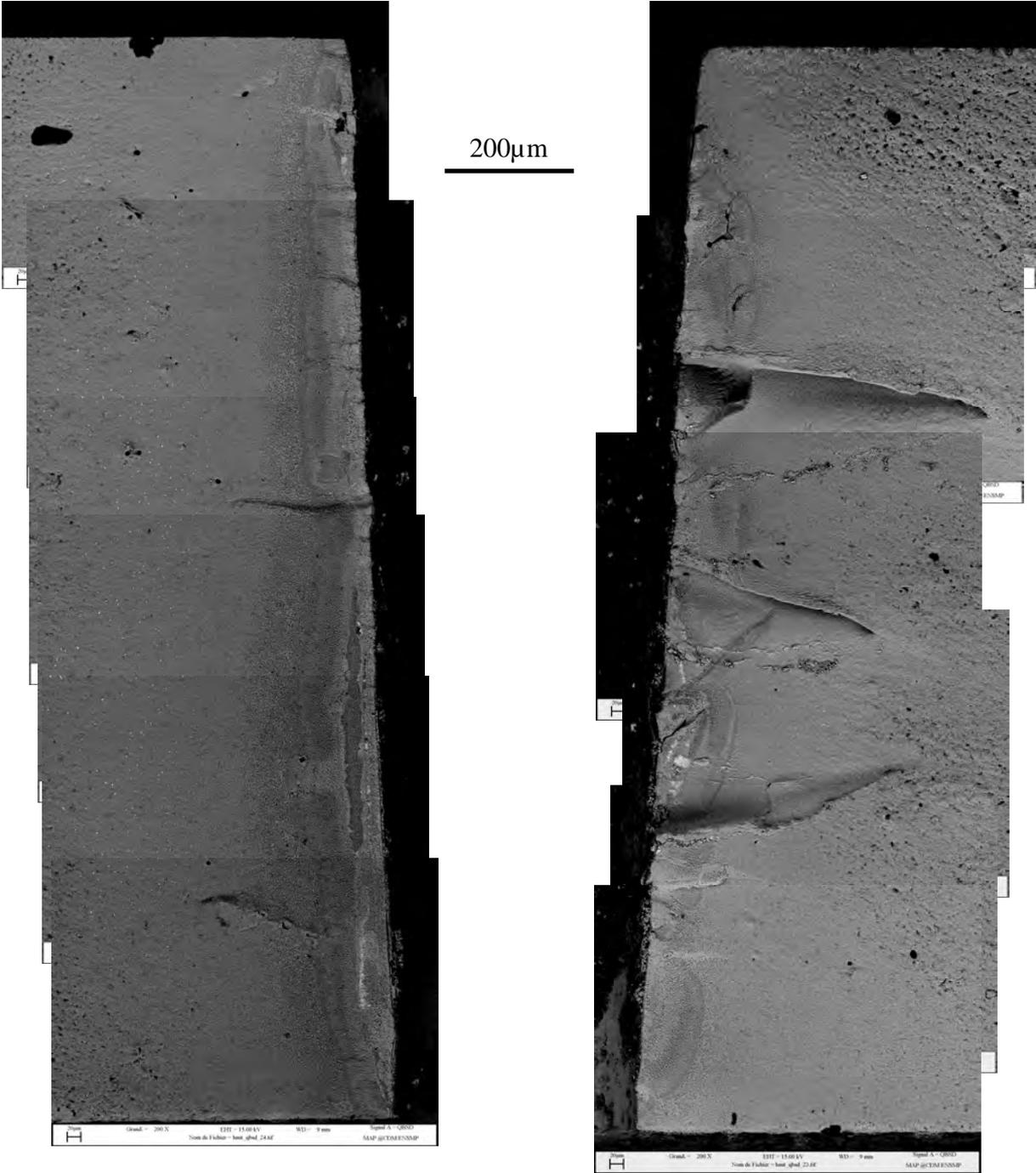
# FEMTO 2

ddv 2mm (trou + fissures latérales) = 66000cycles



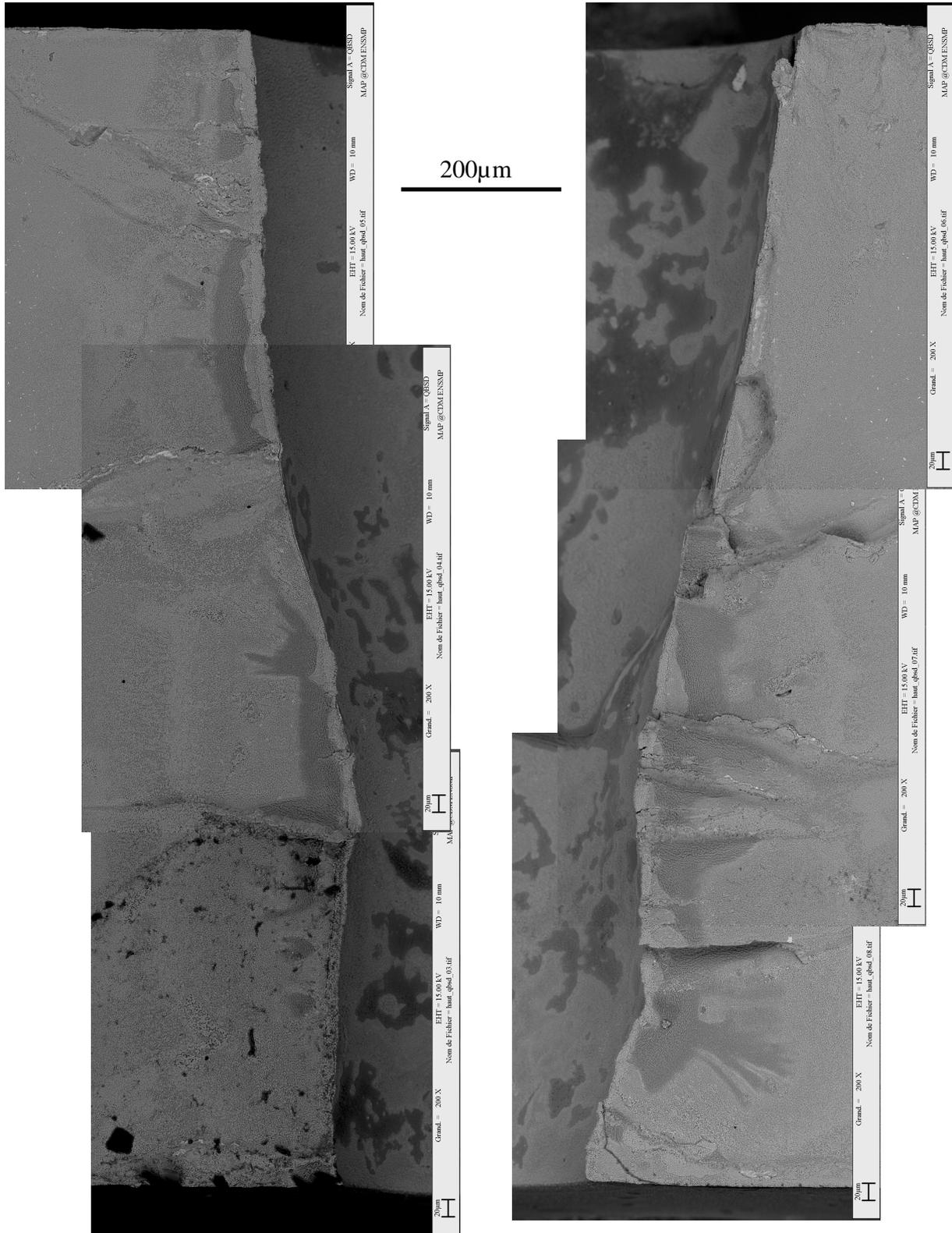
# FEMTO 1

ddv 2mm (trou + fissures latérales) = 109000cycles

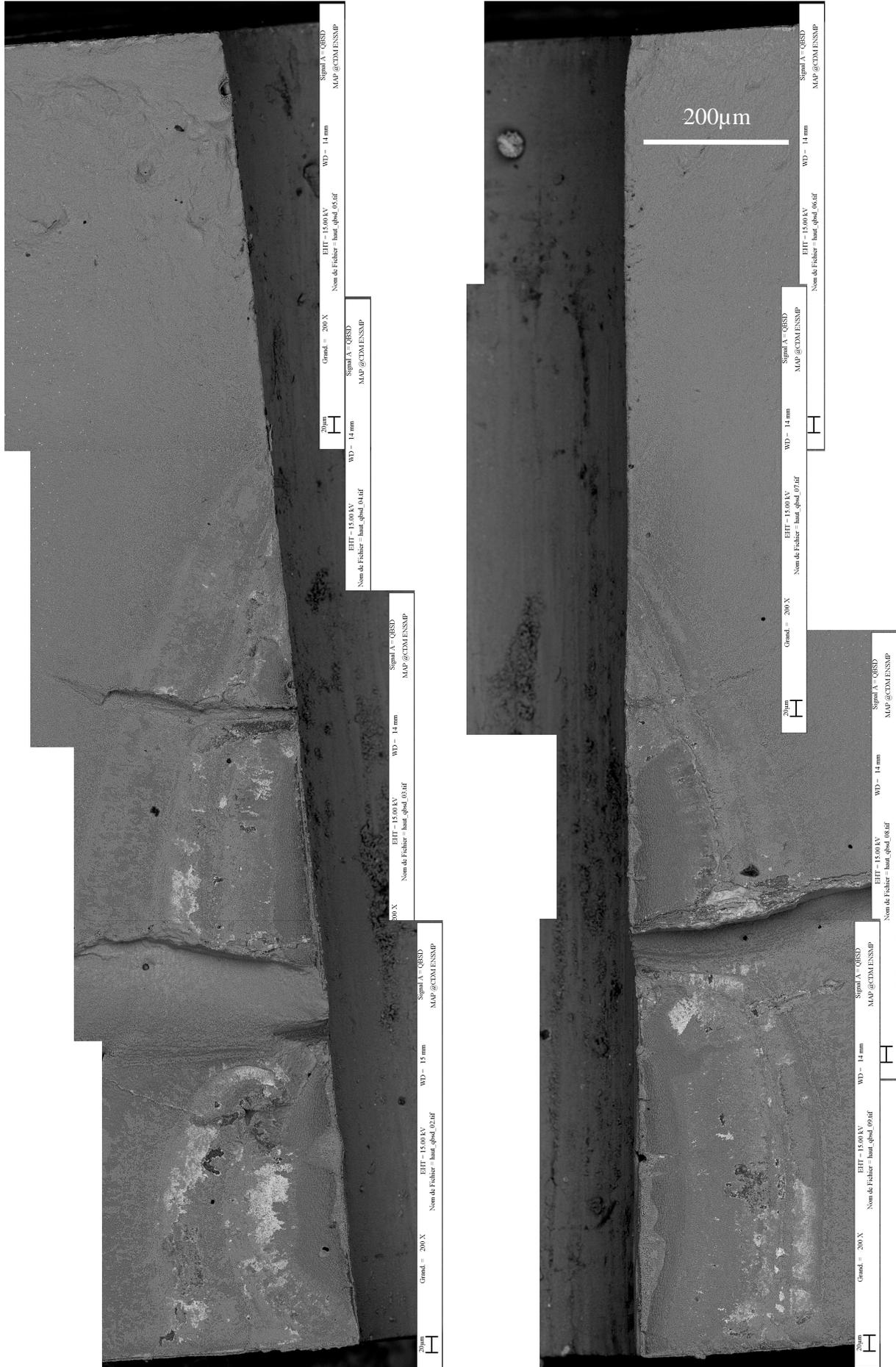


# MILLI 2

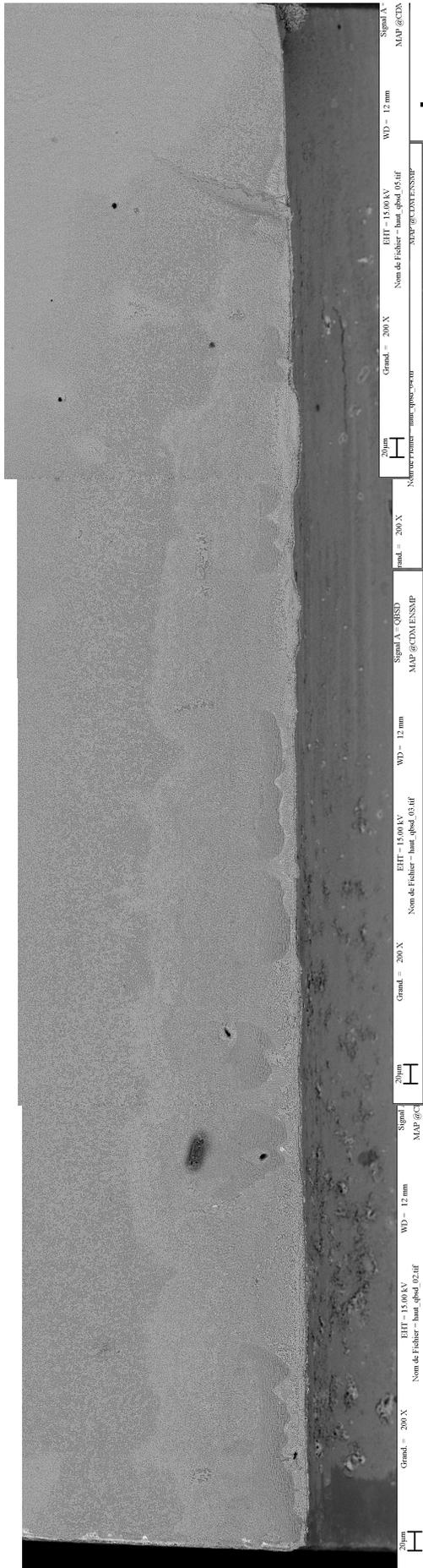
ddv 2mm (trou+fissures latérales) = 111000 cycles



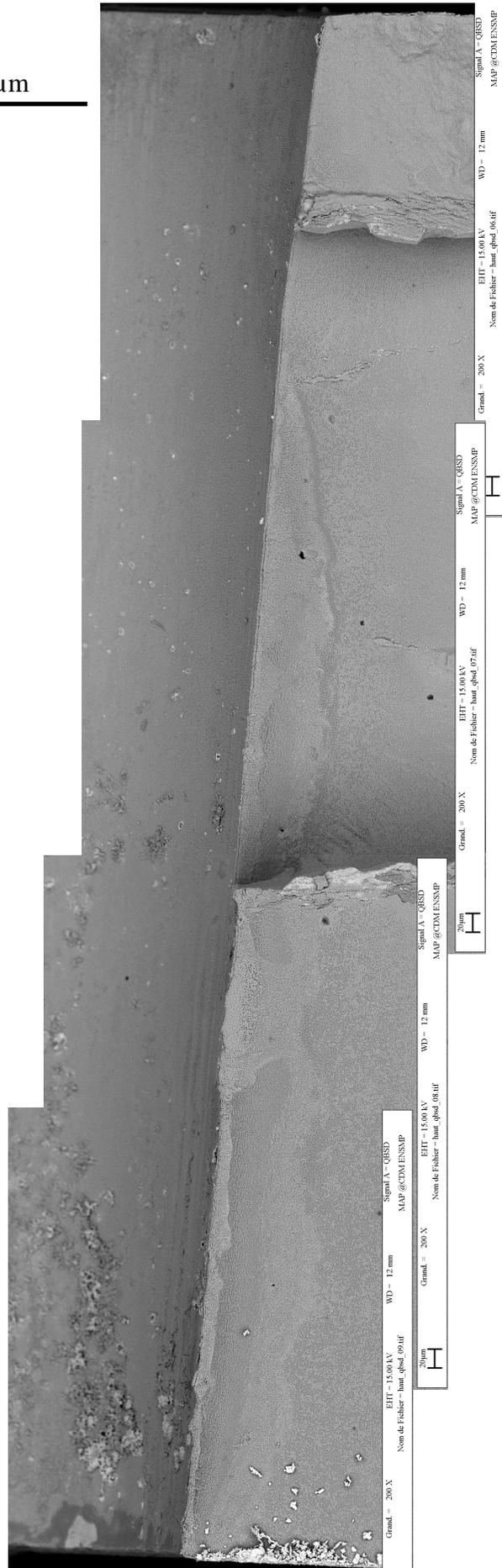
# FEMTO 3 ddv 2mm (trou+fissures latérales) = 74400 cycles



# FEMTO 4 ddv 2mm (trou+fissures latérales) = 68000 cycles

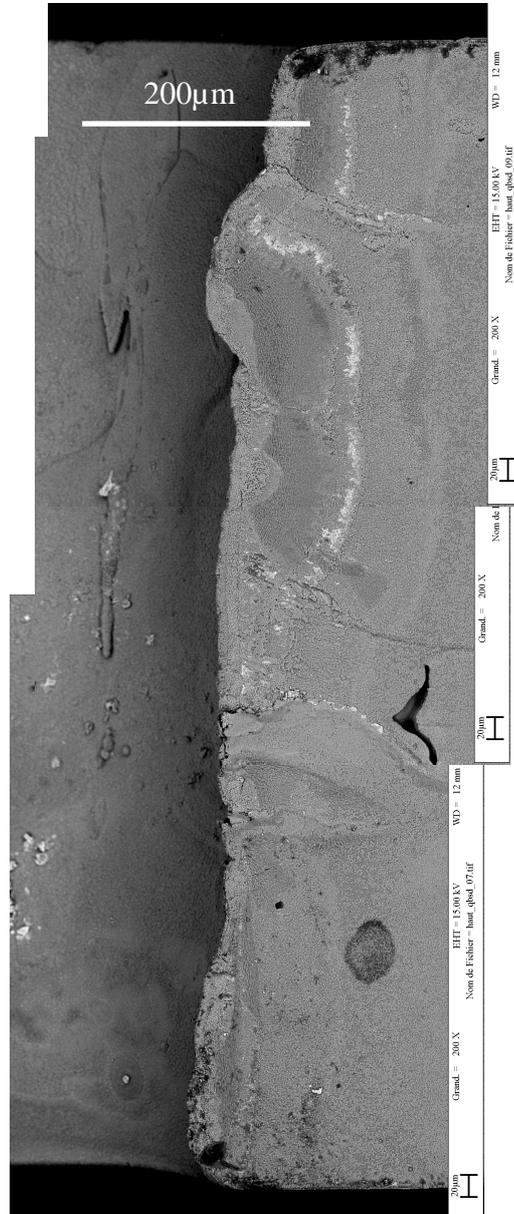
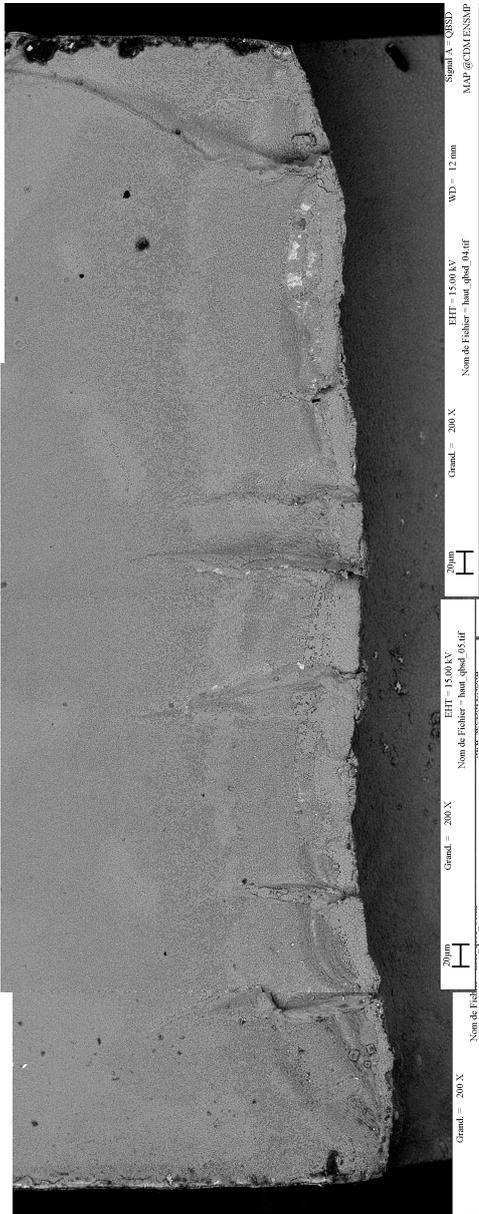


200µm



# MILLI 1

ddv 2mm (trou+fissures latérales) = 90000 cycles



---

**ANNEXE 4 :**  
**Mesure de champ de contrainte par thermoélasticité**

---



Cette annexe présente les résultats de mesures de contraintes par thermoélasticité au bord des trous des éprouvettes MILLI 4 et FEMTO 3.

## 1. Principe de la thermoélasticité

L'effet thermoélastique est déterminé à partir d'une relation thermodynamique reliant la variation de la contrainte dans une pièce sous chargement élastique et la variation de la température correspondante.

La théorie conventionnelle du couplage thermoélastique est fondée sur la relation parabolique du transport de chaleur [CHA 60] et prédit une vitesse de propagation de la chaleur infinie. Durant les 30 dernières années, la théorie de la thermoélasticité a évolué jusqu'à considérer des vitesses de signaux thermiques finies. On parle alors de thermoélasticité généralisée. A partir de cette nouvelle théorie et de la relation hyperbolique du transport de la chaleur, différents modèles tels que la théorie de la thermoélasticité étendue (ETE) développée par Lord et Schulman [LOR 67], ou la théorie de la thermoélasticité thermo dépendante (TRDTE) proposée par Green et Lindsay [GRE 72] ainsi que par Suhubi [SUH 75], ont fait l'objet de nombreuses études. Ainsi, grâce aux preuves expérimentales indiquant le caractère fini des vitesses de propagation des signaux thermiques, cette théorie de la thermoélasticité généralisée est considérée comme plus réaliste que la théorie conventionnelle, notamment lorsque des problèmes dont les flux thermiques élevés évoluent à hautes fréquences sont étudiés. Aujourd'hui, de nombreux modèles numériques s'intéressent aux interactions thermoélastiques engendrées par les forces internes, continues et instantanées, dans des matériaux isotropes et homogènes [ROY 06].

Sous chargement cyclique, il existe la relation (A.1) entre la température, la contrainte et la déformation dans un élément de matière isotrope et sollicité élastiquement :

$$\Delta\varepsilon = \frac{(1-2\nu) \cdot \Delta\sigma}{E} + 3\alpha\Delta T \quad (\text{A.1})$$

Où  $\Delta\varepsilon$  est la variation dans la somme des principales déformations,  
 $\Delta\sigma$  est la variation dans la somme des principales contraintes (Pa),  
 $E$  est le module d'Young du matériau (Pa),  
 $\nu$  est le coefficient de poisson du matériau,  
 $\alpha$  est le coefficient de dilatation thermique ( $\text{K}^{-1}$ ),  
 $\Delta T$  est la variation de la température (K)

Dans des conditions considérées adiabatiques et réversibles, il est possible d'écrire, par la thermodynamique, la relation suivante :

$$\Delta T = \frac{-3 \cdot T \alpha K \Delta\varepsilon}{\rho C_v} \quad (\text{A.2})$$

Où  $T$  est la température absolue (K),  
 $K$  est le module d'élasticité isostatique (Pa),  
 $\rho$  est la densité ( $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ),  
 $C_v$  est la chaleur spécifique à volume constant ( $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ),

Ici,  $\Delta\varepsilon$  représente la dilatation volumique, c'est-à-dire que s'il n'y a aucune variation de volume dans l'élément de matière, comme lors d'un cisaillement pur par exemple, il n'y aura aucune variation de température dans des conditions de sollicitations élastiques.

L'utilisation de la relation de Mayer, reliant les capacités calorifiques à pression constante  $C_p$  et à volume constant  $C_v$ , permet en combinant les deux équations précédente d'établir la relation suivante, décrivant l'effet thermoélastique :

$$\Delta T = -\frac{\alpha}{\rho C_p} \cdot T \cdot \Delta \sigma \quad (\text{A.3})$$

Cette relation est valide dans le cas de conditions adiabatiques. Pour les applications nécessitant une analyse des contraintes thermoélastiques, les conditions adiabatiques sont obtenues dans des conditions de sollicitation cycliques dont la fréquence doit être supérieure à 3Hz. Ainsi, il se créera un équilibre dynamique entre les énergies thermique et mécanique. Le signe négatif dans l'équation précédente indique que la température diminue lorsque le matériau est en traction ( $\Delta\sigma$  positive) et que la température augmente lorsque celui-ci est en compression.

Dans les conditions adiabatiques précédemment détaillées, l'élévation de la température est proportionnelle à la somme des principales contraintes présentes dans le matériau. Ce coefficient de proportionnalité nommé coefficient thermoélastique est donné par la relation suivante :

$$K_m = \frac{\alpha}{\rho C_p} \quad (\text{A.4})$$

Les valeurs typiques de  $K_m$  pour quelques matériaux bien connus sont données tableau suivant (figure Annexe.11). Ce tableau contient également les données utilisées pour étudier l'AM1.

Matériau	$\alpha$ (K-1)	$\rho$ (kg.m-3)	$C_p$ (j.kg-1.K-1)	$K_m$ (MPa-1)
Acier	1,20E-05	7800	490	3,14E-06
Fonte	1,00E-05	7800	500	2,56E-06
Titane	8,505E-06	4428	545	3,54E-06
Inox	1,20E-05	7800	500	3,08E-06
Al 42100	6,70E-05	2735	918	2,67E-05
Fer	1,21E-05	7870	441	3,49E-06
Epoxy	3,50E-05	1170	1040	2,88E-05
Polyester	8,00E-05	1140	1700	4,13E-05
Alumine	7,70E-05	3900	990	1,99E-06
AM1	E-05			E-05

Figure Annexe.11.Propriétés thermoélastiques de divers matériaux

## 2. Protocole et dispositif expérimental

Le but de cette étude est de comparer les champs de contrainte existant au bord de trous percés par laser milli- et femtoseconde afin de déterminer si les trous dont les dimensions sont les mêmes engendrent un champ de contrainte différent donc lié au mode de perçage.

Une éprouvette plane est montée sur une machine de traction et subit un chargement cyclique sinusoïdal d'une fréquence de 10Hz. Cette éprouvette plane a préalablement été polie et peinte en noir avec une peinture mat à fort taux de recouvrement. Ainsi, le coefficient d'émission thermique de sa surface est le plus uniforme possible. L'éprouvette est alors filmée grâce à une caméra infrarouge qui peut réaliser des mesures thermiques avec une précision de 4mK dans la gamme de température 5-2000°C. Cette gamme de température est définie par les filtres utilisés avec les différents objectifs de la caméra.

Comme expliqué plus tôt, la thermoélasticité est un phénomène qui relie la contrainte et la température d'un matériau, mais il faut pouvoir relier temporellement le chargement et la température mesurée lors de l'essai. C'est pourquoi l'essai est réalisé grâce à un équipement complet de mesure nommé ALTAIR-LI. Cet équipement contient la caméra radiométrique Titanium 520SB qui mesure les radiations infrarouges produites par la surface de l'éprouvette soumise au chargement cyclique, ainsi qu'un module, appelé « lock-in module ». Il permet l'observation en temps réel des plus légères variations de température extraites du bruit thermique. Ce dernier est déterminé par la résolution thermique de la caméra infrarouge. Il est ainsi possible d'obtenir une représentation de l'éprouvette montrant la distribution de la somme des contraintes principales.

Afin d'améliorer la résolution thermique de la caméra infrarouge, le signal mesuré est traité directement en échantillonnant en fonction du signal de chargement. La mesure thermique est alors effectuée en plusieurs points sur le signal de chargement et ainsi, celui-ci peut être entièrement reconstitué avec une meilleure précision (figure Annexe.12).

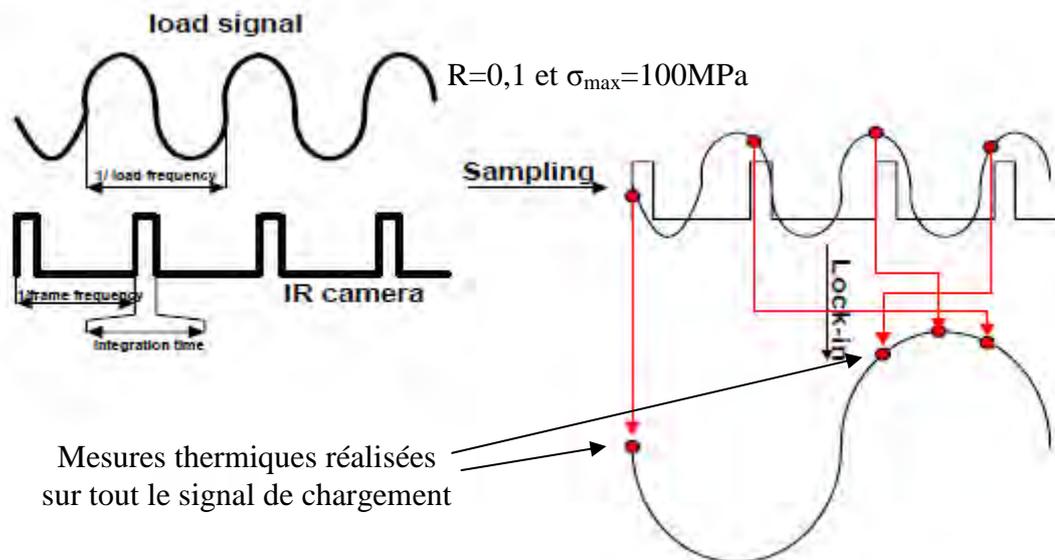


Figure Annexe.12.Echantillonnage du signal thermique en fonction du chargement

La résolution thermique est augmentée en réalisant une moyenne temporelle. En effet, pour un bruit gaussien aléatoire, les mesures effectuées sur  $N$  images d'une séquence permettent de réduire ce bruit par un facteur  $\sqrt{N}$ . La synchronisation des signaux thermique et de chargement mécanique est effectuée par l'équation suivante :

$$\text{signaux}(x, y) = c \sum_{i=0}^N F_i \cdot T_i(x, y) \quad (\text{A.5})$$

Où  $c$  est un coefficient,

$F_i$  est un facteur de pondération calculé par le lock-in en temps réel,

$T_i(x, y)$  Est la température d'un pixel positionné aux coordonnées  $(x, y)$ .

Afin de rester dans le domaine élastique et aussi pour ne pas endommager les éprouvettes, la contrainte maximale utilisée pour le chargement est de 100MPa. En prenant l'hypothèse du calcul d'une contrainte équivalente de Von Misès, la contrainte au bord du trou serait alors de 300MPa. D'après la relation de la thermoélasticité, une contrainte de 300MPa correspond à une baisse de température d'environ 0,1K au bord du trou. La température dans la salle où l'essai est effectué est régulée par une climatisation qui assure une température au degré. La présence d'une personne aux alentours de l'essai (reflet dans l'éprouvette) ainsi que la modification de la luminosité extérieure (lumière du soleil, couche nuageuse, pluie, ...) sont des paramètres pouvant modifier en quelques secondes la température de surface de l'éprouvette et ainsi fausser les mesures. Afin de limiter ces phénomènes, une enceinte en carton a été fabriquée et placée de manière à protéger l'éprouvette et l'objectif de la caméra (figure Annexe.13). Pour stopper un maximum de rayons infrarouges pouvant influencer les mesures, l'intérieur de l'enceinte en carton a été peint en noir avec la même peinture que celle utilisée sur les éprouvettes.



Figure Annexe.13. Montage de l'essai de mesure de champ de contrainte par thermoélasticité

### 3. Résultats et discussion

Les champs de contrainte formés par les trous obtenus par perçage par laser milliseconde et femtoseconde ont été déterminés (figure Annexe.14). Les mesures montrent qu'il existe un champ de contrainte différent pour chaque type de trou donc de procédé de perçage. La ligne rouge représente la contrainte moyenne appliquée à l'éprouvette. Les lignes bleue (gauche du trou) et verte (droite du trou) représente la concentration de contrainte de chaque côté du trou. Les valeurs absolues des contraintes déterminées lors de cet essai sont à prendre avec une extrême précaution car les mesures réalisées par thermoélasticité nécessitent des étalonnages et des conditions d'essai très contrôlés ainsi seule la comparaison entre les formes des champs de contrainte sera considérée ici. Lors de cet essai, plusieurs mesures ont été réalisées et les résultats présentent une bonne cohérence entre chacune d'entre elles.

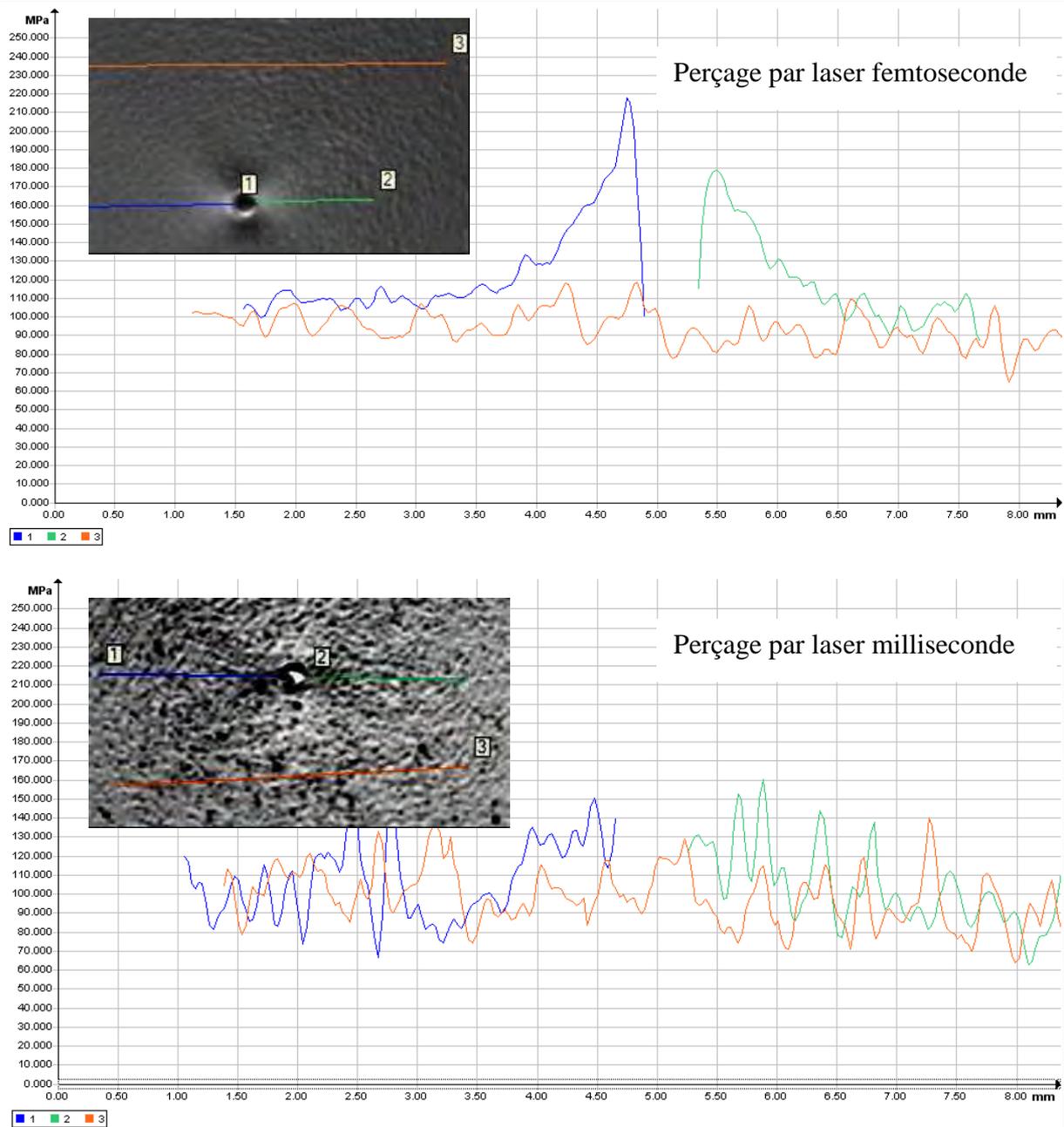


Figure Annexe.14. Analyse des champs de contrainte au bord des trous par thermoélasticité

Les résultats montrent une concentration de contrainte plus significative au bord du trou percé par laser femtoseconde par rapport au trou percé par laser milliseconde. Dans le chapitre 3 de cette thèse, il est expliqué que le perçage par laser milliseconde engendre une modification des propriétés mécaniques de la couche resolidifiée. Le perçage par laser femtoseconde présente, lui, un durcissement dû à la création de nombreuses dislocations au bord du trou (cf. partie 3.1.1.2 « Laser femtoseconde » du chapitre 4). Il est possible que cette différence de concentration de contrainte soit le résultat de ces deux observations. Cependant, outre l'explication métallurgique, il faut considérer le paramètre géométrique des surfaces analysées. Les trous percés par laser femtoseconde et milliseconde ne présentent pas le même aspect après polissage (figure Annexe.15). En effet, le perçage par laser femtoseconde forme une arrête franche avec la surface de l'éprouvette alors que les effets thermiques du perçage laser milliseconde créent une arrête arrondie. Cette dernière géométrie peut également expliquer une partie des différents champs de contrainte observés en diffusant les rayons selon un angle solide supérieur à celui créé par le perçage par laser femtoseconde diminuant ainsi l'intensité observée par la caméra.

Une mesure complémentaire de champ de déformation devrait être réalisée par corrélation d'image pour pouvoir confirmer ou infirmer les présents résultats.

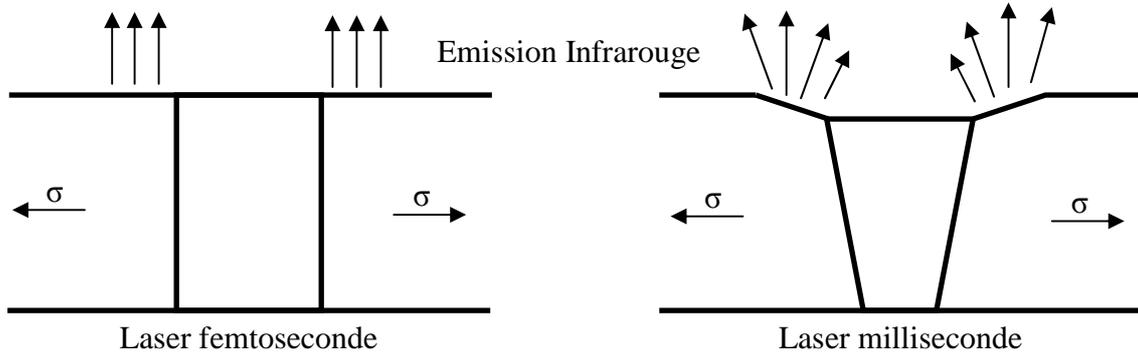


Figure Annexe.15. Schéma représentant une coupe des trous percés par laser femtoseconde (gauche) et milliseconde (droite)

---

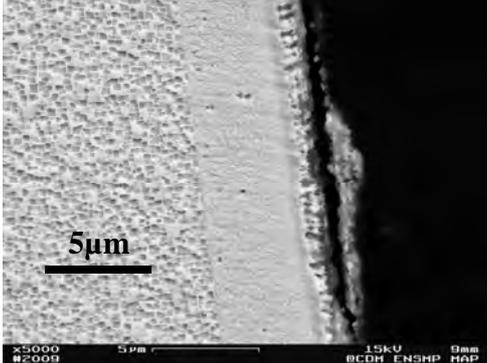
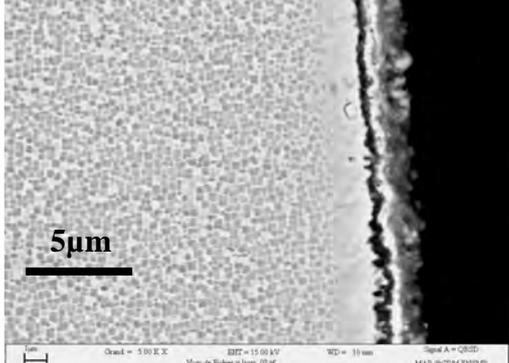
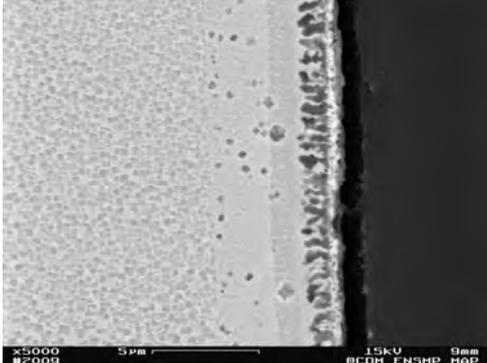
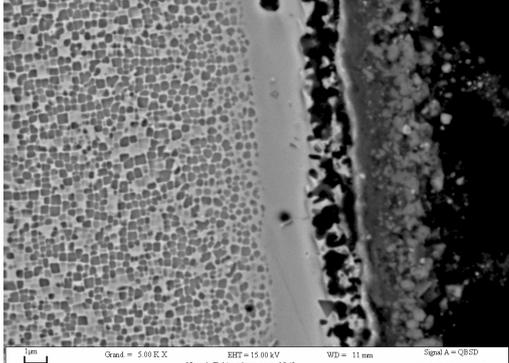
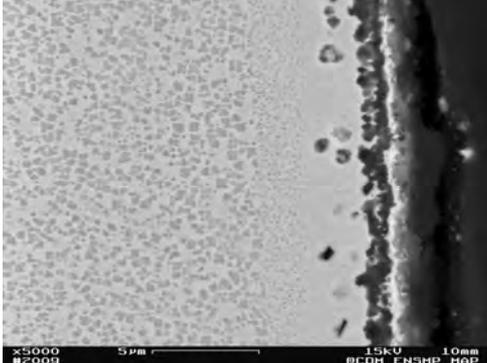
**ANNEXE 5 :**  
**Micrographie des trous oxydés**

---

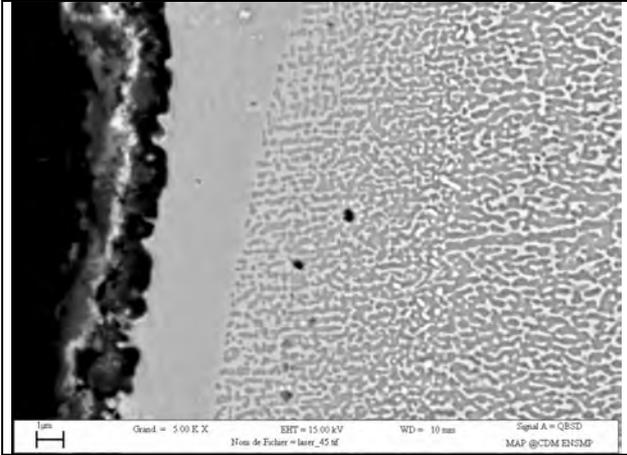
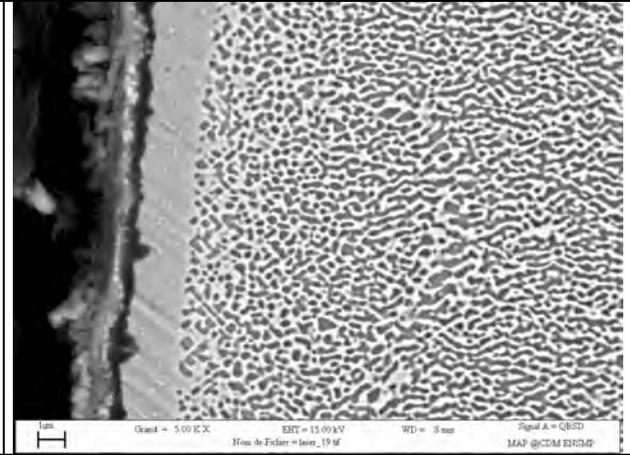


Cette annexe présente quelques micrographies obtenues au MEB après oxydation à 950°C sous air de trous percés par laser femtoseconde et milliseconde avant et après sollicitation en fatigue.

## 1. Sans chargement

Procédé Durée du traitement thermique (h)	Milliseconde	Femtoseconde
2		
4		
10		

## 2. Sous chargement cyclique

MILLI 2	FEMTO 4
	
Durée d'exposition : ~31h	Durée d'exposition : ~19h

---

## **Liste des Publications**

---



## Liste des publications

N. Revuz, M. Jeandin, N. Sanner et al., « Microperçage d'un superalliage à base de nickel pour application aéronautique », in: Proc. LASERAP'6, B. Vannes ed., vol. 2, 1-5 octobre 2007, 237, ISBN: 978 973 625 485 7.

N. Revuz, M. Jeandin, N. Sanner et al., "Study of nano-coating obtained by femtosecond laser micro drilling of monocrystalline nickel-based superalloy", En preparation. A soumettre à **Surface and Coatings Technology**, (2010).

N. Revuz, M. Jeandin et al., "Influence of microstructure induced by laser drilling of nickel based single crystal on fatigue multiple site damage", en préparation., (2011).

N. Revuz, M. Jeandin et al., "Recoil pressure and melt ejection during laser drilling of single crystal", en préparation, (2011).









## **RESUME : Etude de l'endommagement d'un superalliage monocristallin à base de nickel induit par microperçage laser milliseconde**

L'amélioration du rendement d'un moteur d'avion est reliée à l'élévation de la température de combustion. Les progrès de l'industrie aéronautique de ces 30 dernières années ont permis l'augmentation de cette température. Les aubes de turbine qui en subissent directement les effets ont vu leur métallurgie et leur géométrie évoluer avec le temps. Aujourd'hui, elles sont en superalliage monocristallin à base de nickel. Les barrières thermiques, constituées d'une sous-couche métallique et d'un dépôt céramique ont été développées pour protéger la surface de l'aube de la température et de l'environnement agressif (oxydation, corrosion à chaud). Parallèlement à l'évolution des matériaux, la géométrie de l'aube a également été adaptée. Un circuit de refroidissement interne permet la circulation puis l'éjection d'air par des micro-trous créant ainsi une fine couche protectrice à la surface de l'aube. Depuis des années, ces trous (diamètre de 0,45mm pour une profondeur comprise entre 1,5 et 3 mm) sont percés par laser impulsif ou par électroérosion favorisant ainsi le temps d'usinage.

Ce travail porte sur l'étude du perçage laser impulsif milliseconde qui chauffe le matériau irradié, le fond puis vaporise une couche superficielle de liquide. La pression résultant, dite pression de recul, est la force motrice du perçage. L'objectif de cette étude est de définir et caractériser l'endommagement subi par le matériau après perçage laser. Les phénomènes d'éjection de la matière sont modélisés par éléments finis par l'adaptation d'un code initialement développé pour le soudage laser. Ce modèle est comparé à des mesures expérimentales de vitesse d'éjection liquide, de pression de recul ainsi qu'à des observations micrographiques fines qui montrent une couche de matière resolidifiée dont la microstructure est différente de celle du superalliage. Aujourd'hui, les modèles numériques utilisés pour prédire la durée de vie des pièces perforées ne prennent en compte que la dimension des trous donc le gradient de contrainte résultant. Les essais de fatigue à haute température réalisés dans cette étude avec deux types de perçage laser (une source femtoseconde et une source milliseconde) permettent de mettre en évidence l'influence de la modification de la matière induite par le procédé de perçage sur le comportement mécanique d'éprouvettes percées. Une étude de la vitesse de fissuration combinée à l'étude des faciès de rupture permet de comprendre les phénomènes d'amorçage et de propagation de fissure courte. Elle montre que l'engouement actuel pour les sources lasers ultrarapides (c'est-à-dire pico/femtoseconde), qui ne modifie pas la microstructure du perçage de la même façon qu'un laser classique (milliseconde) n'est pas obligatoirement justifié pour ce type d'application.

**Mots clés:** microstructure, solidification, endommagement, perçage laser, fatigue, amorçage

### **ABSTRACT : Damage study of a laser-drilled Ni-based single crystal**

Improving the performance of an aircraft engine can be related to the rise in the combustion temperature. Progress in the aircraft industry over the past 30 years has led to this temperature increase. Turbine blades have seen their metallurgy and geometry evolve with time. They are currently made of a monocrystalline nickel-based superalloy. Thermal Barrier Coatings (TBC's), consist of a metallic bond-coat topped with a ceramic layer to protect the blade surface from temperature and aggressive environment (oxidation, high-temperature corrosion). In parallel to this material evolution, the geometry of the blade also changed. A cooling system allows heat evacuation due to internal circulation of air in a cooling network which is expelled through micro-holes drilled at the blade surface. For many years, these holes (of 0,45mm in diameter and of between 1,5 and 3 mm in depth) were drilled by pulsed laser or electro-discharge machining.

This work focuses on millisecond laser drilling which heats the irradiated material, melt it till vaporization of the very surface of the molten layer. The resulting pressure, called recoil pressure, is the driving force for drilling. The objective of this study is to define and characterize the material damage induced by laser drilling. Finite element modelling of material ejection phenomena was studied using a code which had been developed formerly for laser welding. This model is compared with experimental measurements of liquid ejection speed and of recoil pressure. Additional micrographic observations showed a resolidified layer of material with a typical microstructure. Current numerical models which are used to predict lifetime of drilled components involve only the stress gradient due to holes. High-temperature fatigue tests of specimens which were laser-drilled either using a millisecond laser or a femtosecond laser, allow to highlight the influence of the material modification induced by drilling on the mechanical behaviour. The study of the crack velocity combined to fractography leads to the understanding of short crack initiation and propagation mechanisms. It shows that the current craze for ultra-short pulsed laser sources (i.e. pico/femtosecond sources), which does not modify the microstructure of the hole as a conventional laser (millisecond) can do, is not justified for this type of application.

**Keywords :** microstructure, solidification, damage, laser drilling, fatigue test, crack initiation