HAL
open science

Influence du soudage laser Nd YAG sur les propriétés métallurgiques et mécaniques de l'alliage de titane TA6V

Benjamin Sarre

To cite this version:

Benjamin Sarre. Influence du soudage laser Nd YAG sur les propriétés métallurgiques et mécaniques de l'alliage de titane TA6V. Matériaux. Université de Technologie de Troyes, 2018. Français. NNT : 2018TROY0019 . tel-02948432

HAL Id: tel-02948432

https://theses.hal.science/tel-02948432v1

Submitted on 24 Sep 2020

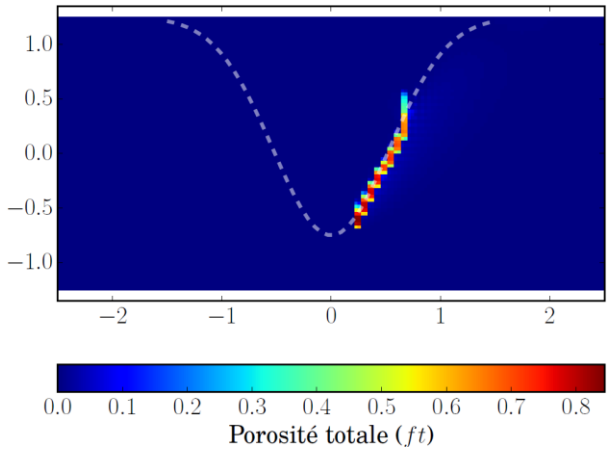
HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

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.

Thèse
de doctorat
de l'UTT

Benjamin SARRE

Influence du soudage laser Nd:YAG sur les propriétés métallurgiques et mécaniques de l'alliage de titane TA6V



Spécialité :
Matériaux, Mécanique, Optique et Nanotechnologie

2018TROY0019

Année 2018

utt
UNIVERSITÉ DE TECHNOLOGIE
TROYES

THESE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE TROYES

Spécialité : MATERIAUX, MECANIQUE, OPTIQUE ET NANOTECHNOLOGIE

présentée et soutenue par

Benjamin SARRE

le 29 juin 2018

Influence du soudage laser Nd:YAG sur les propriétés métallurgiques et mécaniques de l'alliage de titane TA6V

JURY

M. J.-M. BERGHEAU	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Président
M. O. ASSERIN	DOCTEUR	Examinateur
M. J. BESSON	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS	Rapporteur
M. X. FEAUGAS	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Rapporteur
M. S. FLOURIOT	DOCTEUR	Examinateur
M. G. GEANDIER	CHARGE DE RECHERCHE UL	Examinateur
M. B. PANICAUD	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Directeur de thèse
M. P. PILVIN	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Examinateur

Personnalité invitée

M. V. DE RANCOURT	DOCTEUR

Table des matières

Introduction **vii**

1 Étude bibliographique **1**
1.1 Métallurgie du titane et de ses alliages . . . 3
1.1.1 Les éléments d'alliage . . . 3
1.1.2 Transformations de phase du titane et du TA6V . . . 4
1.1.3 Microstructures du TA6V . . . 6
1.2 Influence de l'opération de soudage laser . . . 9
1.2.1 Microstructures et transformations de phase . . . 9
1.2.2 Contraintes résiduelles . . . 12
1.3 Comportement mécanique du TA6V . . . 17
1.3.1 Mécanismes de déformation de la phase α . . . 17
1.3.2 Mécanismes de déformation de la phase β . . . 18
1.3.3 Mécanique des soudures . . . 20
1.4 Mécanismes d'endommagement du TA6V . . . 23
1.4.1 Germination des cavités . . . 24
1.4.2 Croissance des cavités . . . 27
1.4.3 Rupture ductile . . . 29
1.5 Modélisation de la rupture de liaisons soudées . . . 32
1.5.1 Modélisation de la rupture ductile . . . 33
1.5.2 Simulation de la rupture de liaisons soudées . . . 36
1.6 Conclusions . . . 41

2 Caractérisations des matériaux de l'étude **43**
2.1 Caractérisations métallurgiques du métal de base . . . 45
2.1.1 Microstructure du métal de base . . . 45
2.1.2 Répartition des éléments d'alliage . . . 46
2.1.3 Détermination de la texture cristallographique . . . 49
2.2 Caractérisations métallurgiques de la liaison soudée . . . 50
2.2.1 Microstructures de la liaison soudée . . . 50
2.2.2 Répartition des éléments d'alliage . . . 52
2.2.3 Analyses des liaisons soudées par la méthode de Rietveld . . . 59
2.2.4 Analyses des largeurs des pics de diffraction . . . 67
2.2.5 Population de défauts . . . 70
2.3 Élaboration de microstructures . . . 73
2.3.1 Évaluation de la température de transus β . . . 73
2.3.2 Présentation des traitements thermiques . . . 75
2.3.3 Vérification de l'homogénéité chimique des microstructures . . . 78
2.3.4 Évaluation de la taille de grain β . . . 79
2.3.5 Analyses des phases présentes . . . 81

2.4 Conclusions . . . 83

3 Détermination de l'état mécanique post soudage 85
3.1 Analyses expérimentales de l'état mécanique post soudage . . . 87
3.1.1 Principe de la détermination des contraintes par diffraction des rayons X 88
3.1.2 Détermination du champ de contrainte axiale . . . 93
3.1.3 Détermination du champ de contrainte radiale . . . 94
3.1.4 Détermination des contraintes orthoradiales . . . 95
3.1.5 Discussion . . . 96
3.2 Modélisation et simulation de l'état mécanique post-soudage . . . 99
3.2.1 Modèle métallurgique . . . 100
3.2.2 Modèle mécanique . . . 101
3.2.3 Modèle pour la transition d'échelles . . . 104
3.2.4 Identification des paramètres . . . 106
3.2.5 Simulation de l'état mécanique post-soudage . . . 113
3.3 Confrontation expérimental/simulation . . . 115
3.3.1 Discussion . . . 117
3.4 Conclusions . . . 121

4 Études et modélisation des comportements mécaniques 123
4.1 Caractérisations mécaniques macroscopiques . . . 125
4.1.1 Comportement mécanique du métal de base . . . 125
4.1.2 Comportement mécanique des microstructures de trempe . . . 129
4.1.3 Comportement mécanique des liaisons soudées . . . 133
4.2 Caractérisation de la rupture ductile . . . 139
4.2.1 Présentation des essais . . . 139
4.2.2 Rupture du métal de base . . . 141
4.2.3 Rupture des microstructures de trempe . . . 145
4.2.4 Rupture des liaisons soudées . . . 147
4.2.5 Influence de la microstructure . . . 150
4.3 Modélisation du comportement des liaisons soudées . . . 151
4.3.1 Modélisation du comportement élasto-viscoplastique . . . 151
4.3.2 Identification des paramètres du modèle élasto visco-plastique . . . 154
4.3.3 Modélisation de la rupture ductile . . . 159
4.3.4 Identification des paramètres du modèle d'endommagement . . . 161
4.3.5 Simulation de la rupture de la liaison soudée . . . 164
4.3.6 Discussion . . . 174
4.4 Conclusions . . . 177

Conclusions et perspectives 179

A Analyses EDS et par microsonde de Castaing 183

B Analyses par SIMS 185

C Généralités sur l'ESRF et sur la ligne BM02 187

D Simulations de l'état mécanique post-soudage 189
D.1 Influence du champ de température . . . 189
D.2 Influence des conditions mécaniques . . . 191

E Analyse des mécanismes de déformation **195**
E.1 Présentation des essais *in-situ* 195
E.2 Détermination des champs de déformation locaux 198
E.3 Observation de l'endommagement 200

F Champs de déformation locaux déterminés par la méthode des centres **203**

Bibliographie **205**

Introduction

Contexte

Le soudage est une opération consistant à assembler deux ou plusieurs pièces afin d'assurer la continuité d'une structure. L'assemblage ainsi formé peut permettre la transmission d'efforts mécaniques ou bien encore supporter des pressions, *etc.* Avant l'ère industrielle, l'assemblage des métaux était réalisé par forgeage. La révolution industrielle du XIXème siècle marque l'essor de nouveaux moyens d'assemblage dont le soudage. Durant cette période, des méthodes de soudage comme le soudage au chalumeau oxyacétylénique ou encore le soudage à l'arc électrique ont été développées. L'assemblage par soudage s'est répandu à de nombreux secteurs industriels. Aujourd'hui, il est utilisé dans la construction navale, l'aéronautique, l'automobile ou encore l'énergie, *etc.* Quel que soit le procédé, la soudure résulte d'une fusion locale de matière, suivie d'une solidification. Contrairement à d'autres méthodes d'assemblage comme le rivetage, le soudage affecte profondément le matériau. Par ailleurs, une mauvaise maîtrise de ce procédé peut avoir de graves conséquences.

Un exemple classique de conséquence dangereuse est les navires *Liberty Ships* américains qui ont été construits au cours de la seconde guerre mondiale. Dans une situation d'urgence, les méthodes de production ont été modifiées. Les coques qui étaient usuellement rivetées ont été soudées à l'arc électrique. Rapidement des fissures ont été détectées sur certains bateaux. En janvier 1943, le Tanker T2 SS Schenectady retournait au port après des essais en mer. À quai, une fissure a brutalement séparé la coque du bateau en deux (c.f. figure 1). Plus de 200 *Liberty Ships* ont été confrontés à des problèmes de ce type. Une enquête a permis de comprendre les causes de ces incidents. Celle-ci a révélé la présence de défauts au sein des joints soudés : il s'agissait vraisemblablement de bulles d'air. Selon [Hayes and Phaal, 1998], elles étaient liées au fait que les soudures avaient été réalisées par des opérateurs inexpérimentés et pressés par les exigences du programme. En plus de ces défauts, la nuance d'acier utilisée présentait une température de transition ductile/fragile proche de 0°C. Ces différents facteurs ont conduit à la fissuration des coques de certains *Liberty Ships* au niveau des soudures. Ce type d'accident rappelle l'importance de l'étude des mécanismes de rupture des liaisons soudées.

Aujourd'hui, de nombreux efforts sont réalisés afin de comprendre les effets du soudage. Le soudage implique un nombre important de mécanismes physiques (changement d'état, transformation de phases, diffusion, contraintes mécaniques, effets de l'environnement, *etc*). Ceux-ci doivent être compris afin de garantir l'intégrité des structures soudées.

Motivations

L'opération de soudage affecte significativement l'état métallurgique et mécanique du matériau cible. Une liaison soudée se compose en général de trois zones : la zone fondue, la zone affectée thermiquement et le métal de base (c.f. figure 1.10). La désignation de chaque zone fait référence à un chemin thermomécanique spécifique. La zone fondue désigne l'intégralité de la matière passée de l'état solide à l'état liquide au cours de l'opération de soudage. La zone

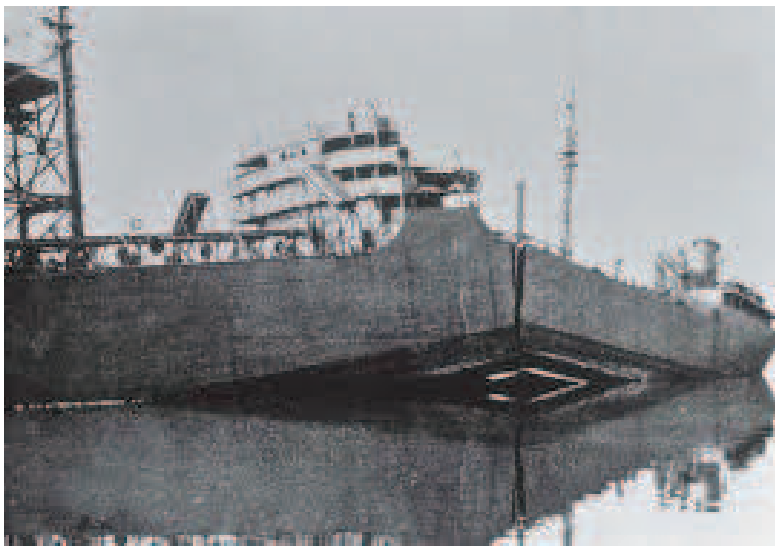


FIGURE 1 – Fissuration de la coque du Tanker T2 SS Schenectady [Hayes and Phaal, 1998]

affectée thermiquement est le siège de modifications métallurgiques se déroulant uniquement à l'état solide. Enfin, le métal de base désigne le matériau cible – aussi appelé matériau parent – n'ayant subi aucune modification significative lors de l'opération de soudage. Les évolutions métallurgiques ne sont pas les seules conséquences induites par le procédé de soudage (c.f. figure 2). En effet, ces dernières s'accompagnent également de contraintes résiduelles mais également de défauts. Ces différents éléments sont susceptibles d'influencer le comportement mécanique de la structure.

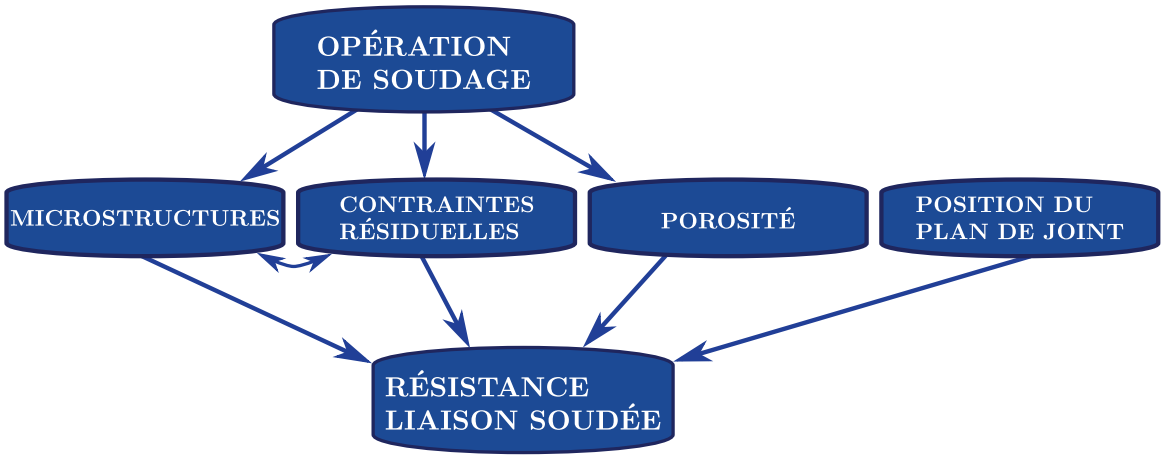
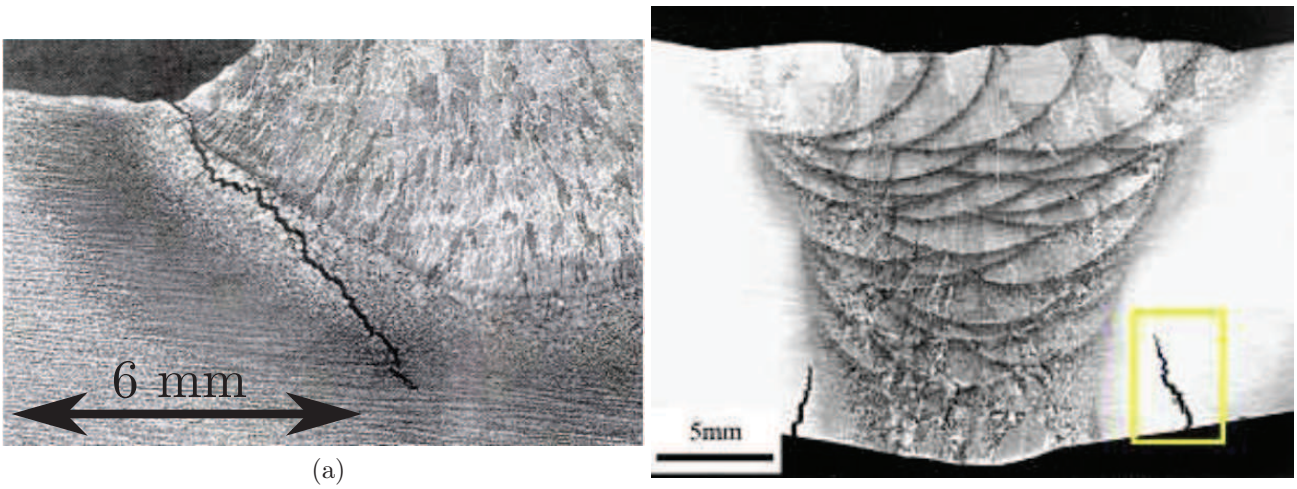


FIGURE 2 – Éléments influençant la résistance mécanique de la liaison soudée

La maîtrise de la fiabilité des composants mécaniques implique une compréhension approfondie du couple procédé de soudage / matériau cible. En effet, l'opération de soudage peut nuire à l'intégrité de la structure (c.f. figures 3).

[Mathers and Abson, 2000] ont observé la présence d'une fissure dans la zone affectée thermiquement. Selon ces auteurs, une phase fragilisante aurait précipitée au cours de l'opération de soudage facilitant ainsi l'amorçage d'une fissure (c.f. figure 3a). Les contraintes résiduelles peuvent également être à l'origine de fissures (c.f. figure 3b).

La garantie de la tenue mécanique des soudures motive le présent travail. Afin de proposer une démarche la plus générale possible, le travail repose sur la compréhension des interactions



(a) (b)

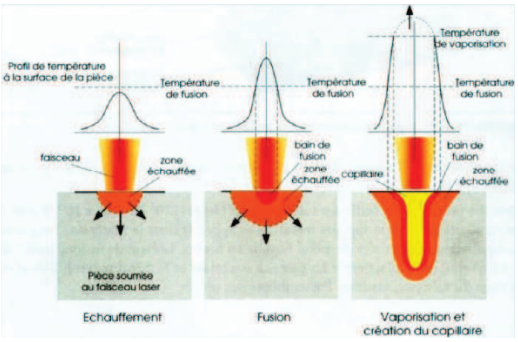
FIGURE 3 – Développement d'une fissure dans le voisinage d'une liaison soudée, a) soudure TIG constituée d'un acier inoxydable [Mathers and Abson, 2000] et b) soudure TIG constituée d'un alliage de titane [Kostrivas et al., 2003]

entre les phénomènes métallurgiques et mécaniques. Cette compréhension passe notamment par une démarche de modélisation multiphysique faisant intervenir des couplages. Les résultats de ces modélisations sont confrontés à des caractérisations expérimentales.

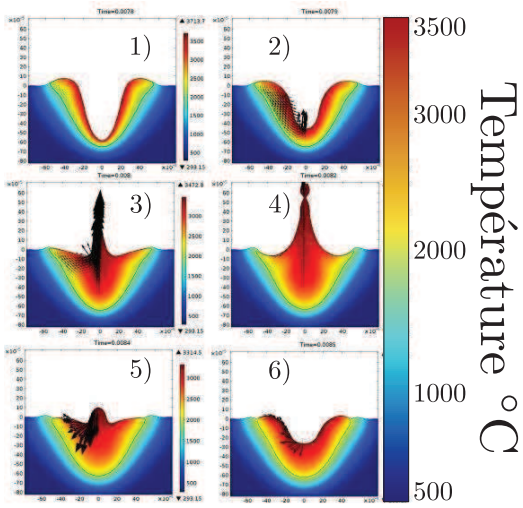
Démarche de l'étude

Dans le cadre de ce travail, la technologie de soudage laser Nd :YAG a été employée pour assembler des composants mécaniques constitués d'un alliage de titane TA6V. La désignation Nd :YAG est issue du nom du milieu optique d'où est émis le faisceau de photons. Ce milieu optique est constitué d'un cristal de grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme [Foster and Osterink, 1970]. L'opération de soudage est réalisée sous atmosphère protectrice. La projection d'un gaz neutre (azote) permet de protéger la liaison soudée des pollutions de l'atmosphère. Le soudage laser permet d'atteindre une forte densité d'énergie, typiquement d'environ 10^3 W/mm^2, entraînant le dépassement du point de fusion du matériau. Bien que la densité d'énergie soit forte, la profondeur de pénétration est limitée à quelques millimètres. Dans le cadre de cette étude, ce dernier est utilisé dans sa configuration impulsionnelle. Cela signifie que le joint soudé est formé par une succession d'impacts. Usuellement, le dépôt d'énergie s'effectue sous la forme d'un cycle temporel en créneau. L'énergie déposée est absorbée par la surface de la pièce engendrant ainsi une élévation de la température (c.f. figure 4 a)). Cette dernière continue ensuite de croître jusqu'au point de fusion, puis de vaporisation du matériau cible. Des effets hydrodynamiques sont à l'origine de la formation d'un capillaire (c.f. figure 4 a) 1)) [Touvrey et al., 2014] et [Zhou and Tsai, 2006]. Ce dernier peut être assimilé à un trou. À la fin de l'impulsion, la puissance chute entraînant l'effondrement du capillaire (c.f. figure 4 a) 2) à 5)). Lors de cette étape, des défauts – i.e. bulles de gaz – peuvent être piégés. Finalement, la solidification intervient formant ainsi la liaison soudée (c.f. figure 5b).

La figure 5a présente la géométrie du plan de joint étudié dans le cadre de ce travail. Cette même figure met en évidence un embrèvement. Ce terme désigne le décalage du plan de joint par rapport au plan de symétrie du cordon de soudure. L'embrèvement remplit plusieurs fonctions. La première est d'assurer la mise en position des pièces à assembler. La deuxième fonction vise à protéger l'intérieur des pièces assemblées d'éventuelles projections de matière fondue. La troisième et dernière fonction de cet embrèvement est de réduire le niveau des contraintes



(a)



(b)

FIGURE 4 – Description de la formation d'une liaison soudée, a) représentation schématique de la formation du capillaire et b) simulation numérique du soudage laser (effondrement du capillaire) [Bruyere et al., 2014]

résiduelles. Il agit néanmoins comme une entaille dans la structure affectant ainsi la résistance mécanique de la liaison soudée.

La liaison soudée présentée sur la figure 5b est constituée de l'alliage de titane TA6V. Cette désignation fait référence à sa composition chimique nominale Ti-6Al-4V (6 % en masse d'aluminium et 4 % en masse de vanadium) [ASTM B348, 2013]. La liaison soudée résultante est qualifiée d'autogène. Ce terme signifie que les composants soudés sont constitués du même matériau.

La démarche de la thèse s'articule autour des conséquences de l'opération de soudage. Elle est résumée sur la figure 6. Cette thèse s'est déroulée au sein du LRC Cosinus (laboratoire commun de recherche entre le CEA de Valduc et l'UTT).

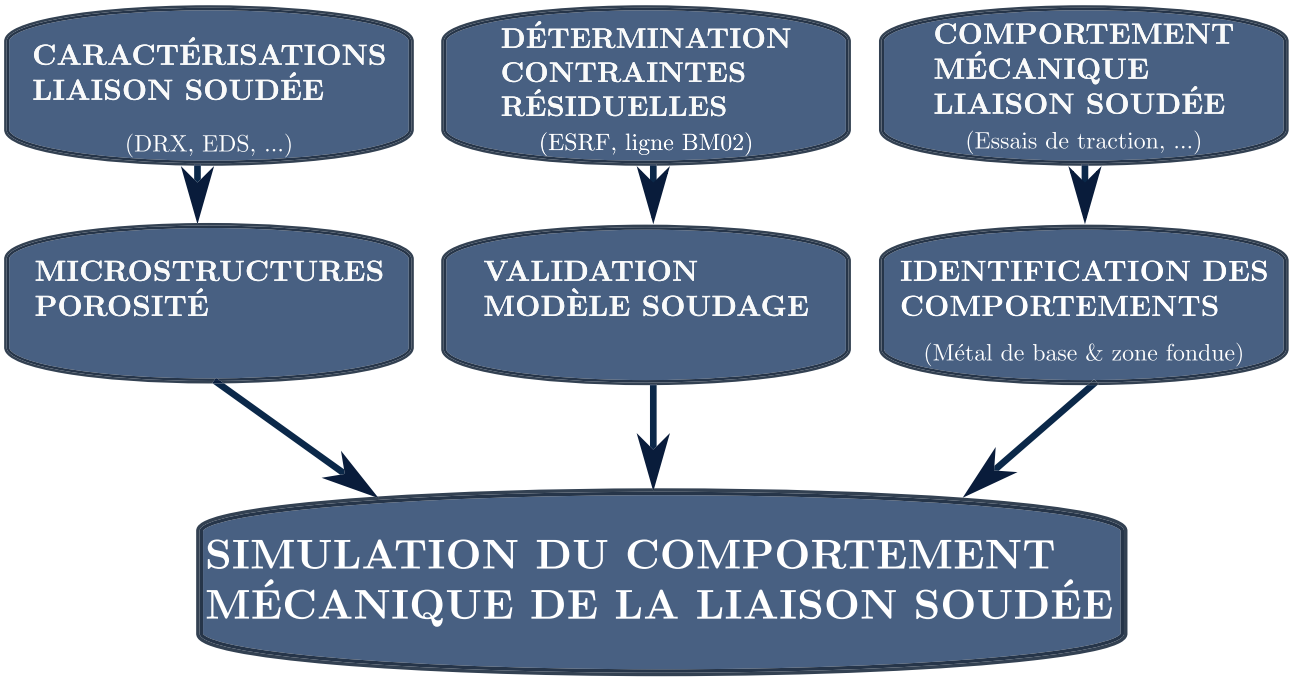
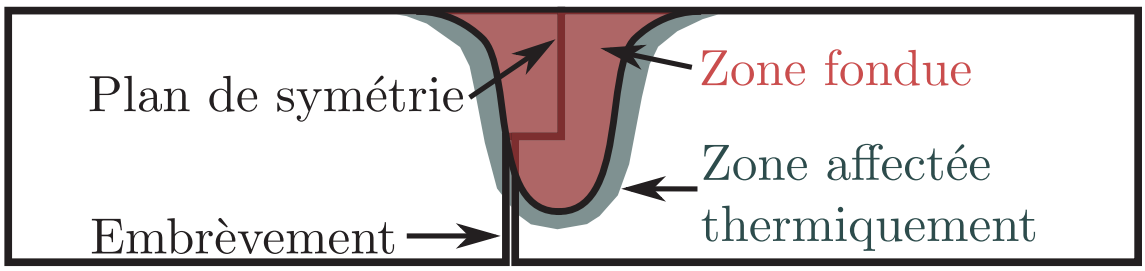
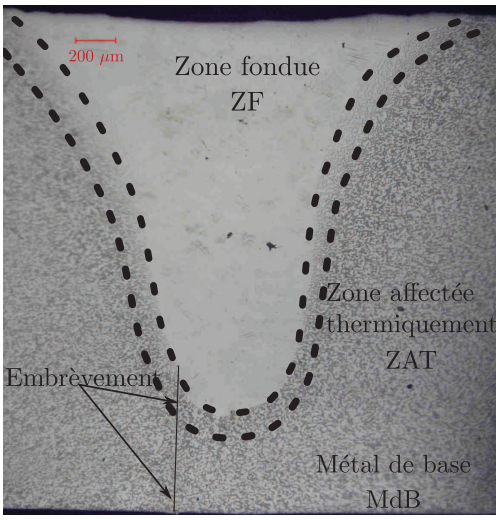


FIGURE 6 – Présentation de la démarche de la thèse



(a)



(b)

FIGURE 5 – Présentation et définition de la liaison soudée, a) représentation schématique de la géométrie du plan de joint et b) coupe métallographique

En premier lieu, différentes caractérisations de la liaison soudée ont été réalisées. Il s'agit de l'axe de travail représenté par la première colonne de la figure 6. Dans un deuxième temps, les contraintes résiduelles présentes au sein de l'assemblage soudé ont été estimées. Les résultats ont été comparés à des simulations numériques. Cette étape de simulation représente le deuxième axe de travail du projet de thèse (c.f. figure 6). Enfin, l'étude du comportement mécanique a été entreprise. Les résultats ont également été comparés aux prédictions d'un modèle de comportement mécanique. Il s'agit du troisième et dernier axe de travail de cette étude.

Plan de l'étude

Le manuscrit de thèse est divisé en quatre chapitres.

Le premier chapitre présente une étude bibliographique. Un état de l'art est réalisé concernant les trois axes d'étude de la thèse (c.f. figure 6). Le premier axe consiste en une description de la métallurgie des alliages de titane (c.f. section 1.1). Cela consiste notamment en une revue des évolutions microstructurales observées au cours d'opérations de soudage du TA6V (c.f. section 1.2). Le deuxième axe présente des résultats d'évaluation de champs de contraintes résiduelles dans les liaisons soudées associées aux alliages de titane (c.f. section 1.2.2). Finalement, le troisième axe présente le comportement mécanique des soudures en TA6V (c.f. section 1.3). L'influence des propriétés microstructurales sur le comportement mécanique est discutée. Le chapitre se termine par une présentation de modèles d'endommagement appliqués à la

simulation numérique de la rupture des soudures.

Le second chapitre présente les caractérisations métallurgiques des liaisons soudées en TA6V de l'étude. Il consiste en deux axes : métal de base et liaisons soudées. Ces caractérisations couvrent un large spectre de techniques de laboratoire et vont jusqu'à la description d'une population de défauts dans la soudure par tomographie X.

Le troisième chapitre est consacré à l'évaluation des contraintes résiduelles dans les liaisons soudées en TA6V. Deux approches sont présentées, l'une expérimentale et l'autre numérique. L'objectif principal est d'évaluer la capacité de prédiction du modèle formulé.

Enfin, le dernier chapitre présente une étude du comportement mécanique de liaisons soudées en TA6V. À l'instar du chapitre précédent, une approche expérimentale et une approche numérique sont mises en œuvre. En particulier, un modèle de comportement mécanique basé sur une approche locale de la rupture est identifié à la fois pour le métal de base ainsi que pour la zone fondue. D'une part, l'intérêt de ce modèle est d'estimer les marges de sécurité. D'autre part, ce modèle permet d'étudier le rôle de la porosité de la zone fondue et la position de l'embrèvement sur la résistance mécanique de la liaison soudée.

Chapitre 1

Étude bibliographique

Sommaire

1.1 Métallurgie du titane et de ses alliages 3
1.1.1 Les éléments d'alliage 3
1.1.2 Transformations de phase du titane et du TA6V 4
1.1.3 Microstructures du TA6V 6
1.2 Influence de l'opération de soudage laser 9
1.2.1 Microstructures et transformations de phase 9
1.2.2 Contraintes résiduelles 12
1.3 Comportement mécanique du TA6V 17
1.3.1 Mécanismes de déformation de la phase α 17
1.3.2 Mécanismes de déformation de la phase β 18
1.3.3 Mécanique des soudures 20
1.4 Mécanismes d'endommagement du TA6V 23
1.4.1 Germination des cavités 24
1.4.2 Croissance des cavités 27
1.4.3 Rupture ductile 29
1.5 Modélisation de la rupture de liaisons soudées 32
1.5.1 Modélisation de la rupture ductile 33
1.5.2 Simulation de la rupture de liaisons soudées 36
1.6 Conclusions 41

Ce chapitre s'articule autour de deux thématiques que sont la métallurgie et la mécanique. En premier lieu, des généralités à propos de la métallurgie des alliages de titane sont présentées (c.f. section 1.1). Puis, les évolutions microstructurales du TA6V engendrées par l'opération de soudage sont détaillées (c.f. section 1.2). L'opération de soudage est également responsable de l'introduction d'un champ de contraintes résiduelles (c.f. section 1.2.2). Enfin, le comportement mécanique des liaisons soudées autogènes en TA6V est présenté (c.f. section 1.3). Un intérêt particulier est porté à la relation entre la microstructure et le comportement mécanique.

1.1 Métallurgie du titane et de ses alliages

L'essor du titane date des années 1940 et 1950. Ses excellentes propriétés font de ce métal un choix privilégié pour des applications à hautes performances. L'essentiel de sa production est destiné à l'industrie aéronautique. Il se retrouve également dans d'autres domaines tels que le médical ou l'énergie. Le titane est généralement employé sous forme d'alliage, permettant ainsi une amélioration significative de ses propriétés mécaniques. La métallurgie des alliages de titane est l'objet de cette première partie.

1.1.1 Les éléments d'alliage

Usuellement, les alliages de titane sont regroupés en trois classes en fonction des phases présentes : α, $\alpha+\beta$ et β [Combres and Champin, 1995, Lutjering and Williams, 2007]. L'ajout d'éléments α-gènes (c.f. tableau 1.1) conduit à l'augmentation du domaine de stabilité de la phase α. Le transus β est alors repoussé vers les plus hautes températures. À contrario, les éléments β-gènes (c.f. tableau 1.1) augmentent la stabilité de la phase β. Dans ce cas, la température de transus β est abaissée. Enfin, il existe une dernière catégorie d'éléments d'alliage, les éléments neutres (c.f. tableau 1.1). Ces derniers ne présentent pas de solubilité préférentielle dans l'une ou l'autre des phases.

Éléments α-gènes	**Éléments β-gènes**		**Éléments neutres**
	isomorphes	**eutectoïdes**	
Aluminium	Vanadium	Fer	Étain
Oxygène	Molybdène	Hydrogène	Zirconium
Azote	Niobium	Nickel	Hafnium
Carbone	Tantale	Manganèse	
Bore		Chrome	
		Cuivre	

Tableau 1.1 – Éléments d'alliage du titane

Le tableau 1.1 regroupe les principaux éléments utilisés dans les alliages de titane.

Le caractère α-gène d'un alliage peut être estimé via la notion d'aluminium équivalent [Molinier et al., 1974]. Il s'agit d'une expression empirique. Celle-ci est donnée par l'équation 1.1.

$$\mathrm{Al_{eq}}(\%\ \mathrm{pds}) = \mathrm{Al} + \frac{\mathrm{Sn}}{3} + \frac{\mathrm{Zr}}{6} + 10\mathrm{O_2} \tag{1.1}$$

Deux formes d'éléments β-gènes sont distinguées, les éléments isomorphes d'une part et les éléments eutectoïdes d'autre part (c.f. tableau 1.1). Les premiers éléments nommés abaissent la température de transus β et augmentent le domaine de stabilité de cette phase. Les éléments eutectoïdes conduisent à la formation de phases intermétalliques [Lutjering and Williams, 2007].

[Molchanova, 1965] a introduit la notion de molybdène équivalent. Il s'agit, là encore, d'une relation empirique indiquant le caractère β d'un alliage de titane. Cette relation est établie à partir du pouvoir β-gène d'éléments isomorphes et eutectoïdes (c.f. équation 1.2).

$$\mathrm{Mo_{eq}}(\%\ \mathrm{pds}) = \mathrm{Mo} + \frac{\mathrm{V}}{1,5} + \frac{\mathrm{Cr}}{0,6} + \frac{\mathrm{Fe}}{0,35} + \frac{\mathrm{Cu}}{1,3} + \frac{\mathrm{Nb}}{3,6} \tag{1.2}$$

Le zirconium, l'étain ou l'hafnium ne montrent pas de solubilité préférentielle dans l'une ou l'autre des phases à température ambiante. Selon [Lutjering and Williams, 2007], ces éléments n'influencent pas la température de transformation $\beta \rightarrow \alpha$. Ils sont alors considérés comme neutres. Néanmoins, l'étain et le zirconium sont présents dans l'expression de l'aluminium équivalent (c.f. équation 1.1).

L'ensemble des éléments d'alliage ont été identifiés sur la table périodique des éléments (c.f. figure 1.1). Les éléments α-gènes se situent dans la même zone du tableau périodique. Il en va de même pour les éléments β-gènes isomorphes.

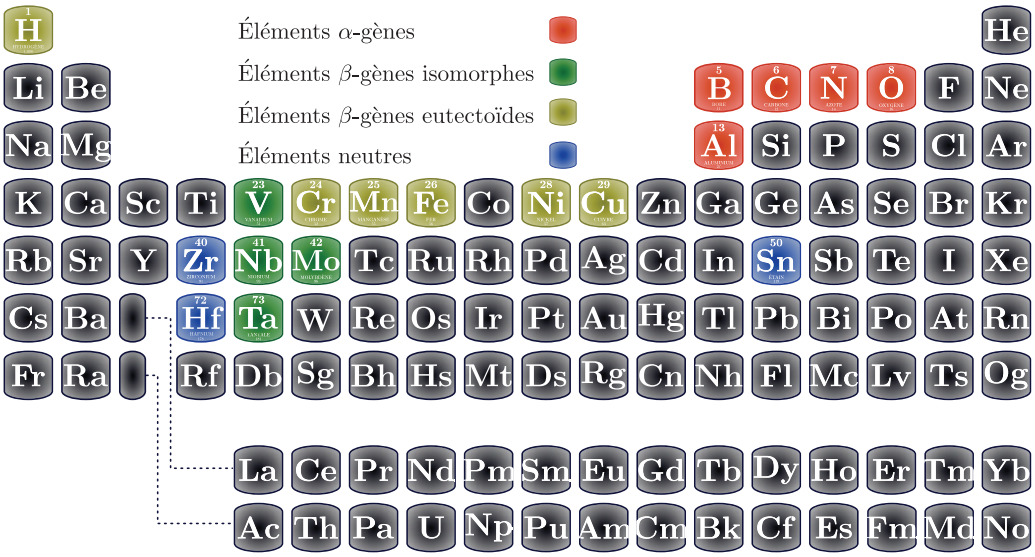


FIGURE 1.1 – Identification des éléments d'alliage du titane dans la table périodique des éléments

Comme indiqué dans l'introduction, l'alliage d'intérêt est le TA6V. Cette désignation fait référence à sa composition chimique nominale. Celle-ci correspond à 6% en masse d'aluminium et 4% en masse de vanadium. L'écart autour de la composition chimique nominale est précisé par la norme [ASTM B348, 2013]. Il s'agit d'un alliage majoritairement constitué par la phase α.

1.1.2 Transformations de phase du titane et du TA6V

Au cours d'une chauffe, la fraction de phase α diminue jusqu'à devenir nulle lorsque la température atteint le transus T_β (c.f. point B sur la figure 1.2). Lors du refroidissement, les premiers germes de phase α apparaissent sous le transus β. La fraction de phase β décroît jusqu'à atteindre approximativement 10 % en masse à température ambiante (point A sur la figure 1.2). L'ajout des 4% de vanadium permet de retenir jusqu'à température ambiante cette fraction de phase β [Lutjering and Williams, 2007].

La transformation $\alpha \rightarrow \beta$ du TA6V a été étudiée en DRX *in-situ* pour des conditions proches de l'équilibre thermodynamique [Bruneseaux, 2008]. La vitesse de chauffe a été imposée

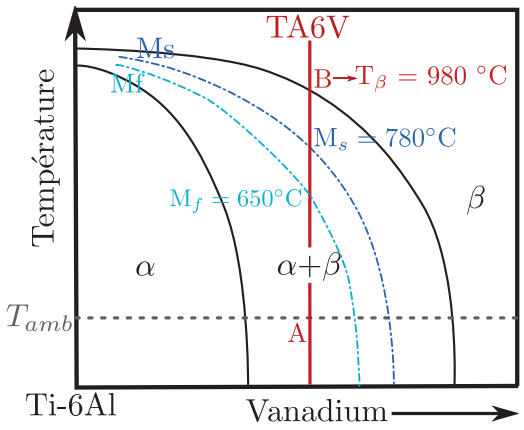


FIGURE 1.2 – Représentation schématique du diagramme pseudo binaire Ti-6Al-V d'après [Robert, 2007]

à 0,08°C/s. À partir de ces données, [Robert, 2007] a déterminé la fraction volumique de phase α en fonction de la température (c.f. figure 1.3).

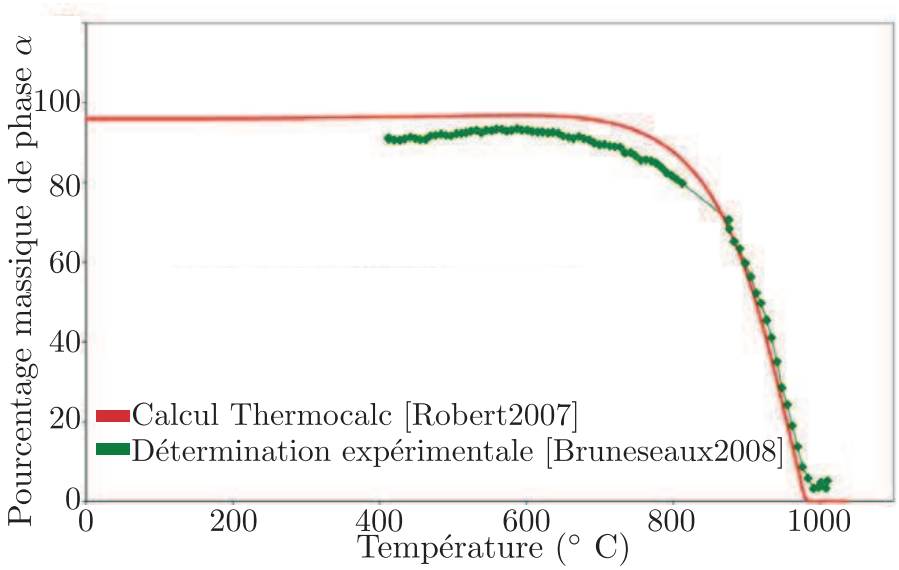


FIGURE 1.3 – Évolution du pourcentage massique de phase α en fonction de la température [Bruneseaux, 2008], comparaison au calcul Thermocalc [Robert, 2007]

D'après la figure 1.3, la dissolution de la phase α débute aux environs de 650°C et se termine à la température de transus β. Cette dernière a été évaluée à 980°C pour cet approvisionnement de TA6V.

[Elmer et al., 2005] ont étudié la cinétique de dissolution de la phase β pour trois vitesses de refroidissement (2°C/s, 10°C/s et 30°C/s). La transformation $\alpha + \beta \rightarrow \beta$ a été étudiée par le biais du rayonnement synchrotron. Lorsque la vitesse de chauffe augmente, le début de la transformation $\alpha+\beta \rightarrow \beta$ est décalé vers les hautes températures (c.f. figure 1.4). Celle-ci passe de 500°C à 625°C pour des vitesses de chauffe valant respectivement 2°C/s et 30°C/s. La vitesse de chauffe augmente également la transformation de phase $(\alpha + \beta) \rightarrow \beta$ [Bruneseaux, 2008] et [Elmer et al., 2005].

La vitesse de refroidissement modifie également la nature de la transformation $\beta \rightarrow \alpha$. En effet, le caractère diffusif de la transformation $\beta \rightarrow \alpha$ devient displacif dès lors que la vitesse de refroidissement, $|\dot{T}| \geq 60$°C/s [Gil et al., 2001], [Castro and Seraphin, 1966], [Mur et al., 1996]

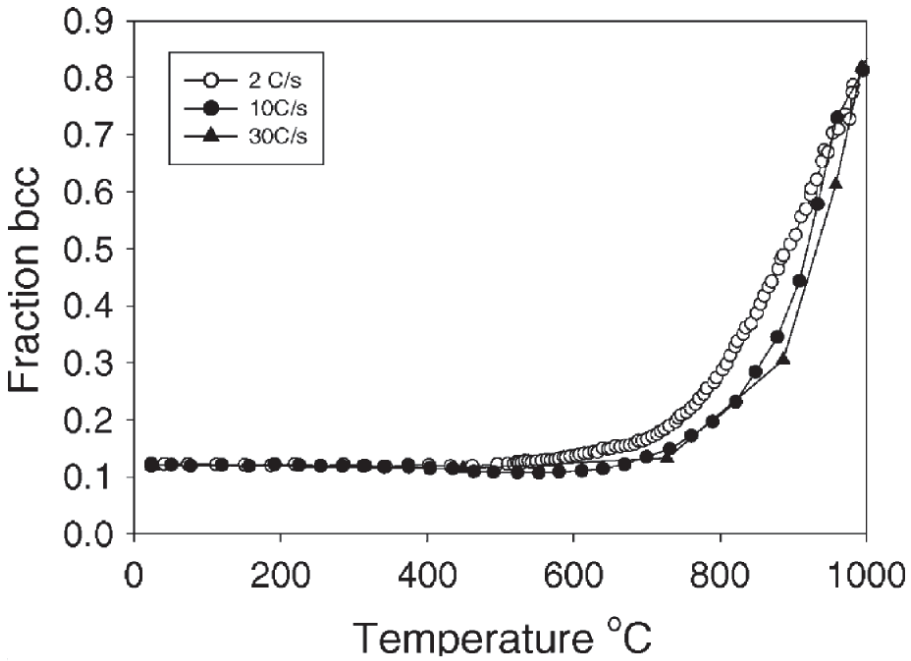


FIGURE 1.4 – Cinétique de formation de la phase β pour 2°C/s, 10°C/s et 30°C/s [Elmer et al., 2005]

et [Lee, 2004]. La transformation $\beta \rightarrow \alpha$ devient $\beta \rightarrow \alpha'$. Cette dernière consiste en une transformation martensitique du TA6V. Selon [Ahmed and Rack, 1998], la transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ n'est complète que si la vitesse de refroidissement est supérieure ou égale à 410°C/s. En conséquence, la microstructure diffère significativement selon la vitesse de refroidissement ainsi que l'histoire thermomécanique de l'alliage.

1.1.3 Microstructures du TA6V

Le TA6V présente une grande variété de microstructures. Il est d'usage de placer ces dernières dans deux grandes familles : les microstructures dites lamellaires et celles dites nodulaires (c.f. figure 1.5 et figure 1.9).

Microstructures lamellaires - aciculaires

Ces microstructures sont obtenues à partir de traitements thermiques depuis le domaine β. La figure 1.5 présente ces deux cas de microstructures.

La différence entre ces microstructures est liée à la vitesse de refroidissement imposée lors de l'étape III (c.f. figure 1.5 c)). Un refroidissement rapide engendre une microstructure aciculaire tandis qu'un refroidissement lent permet d'obtenir une microstructure lamellaire [Lütjering, 1998]. Cet auteur a fait varier la vitesse refroidissement depuis le domaine β. Les microstructures résultantes sont présentées sur la figure 1.6.

La microstructure présentée sur les figures 1.5 b) et 1.6 a) est obtenue pour des conditions proches de l'équilibre thermodynamique. Dans ces conditions, plusieurs phases α et β sont distinguées dans la littérature principalement selon leur concentration en vanadium [Ahmed and Rack, 1998], [Gil et al., 2001] :

- β_{HT} : phase présente à hautes températures ;
- β_s : phase thermodynamiquement stable dans le cas où la teneur en vanadium à température ambiante est supérieure à 15% [Hocheid et al., 1970]. Elle est obtenue pour un

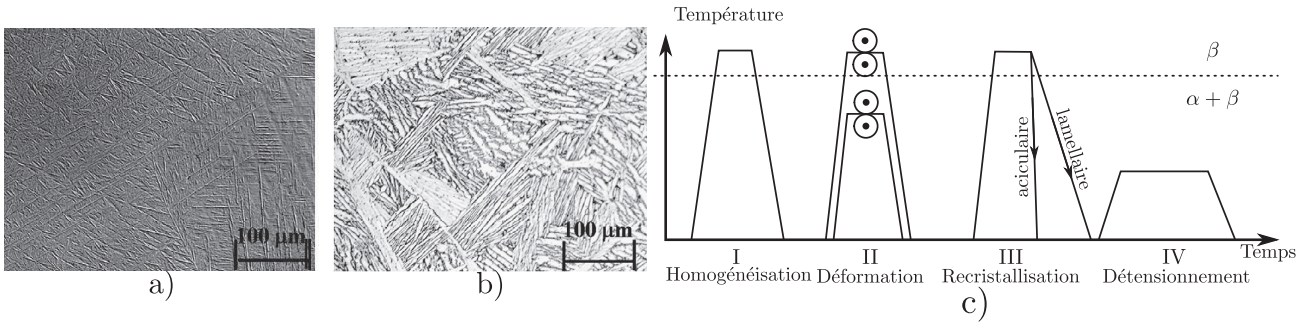


FIGURE 1.5 – Microstructures du TA6V, a) aciculaire ou en vannerie (refroidissement rapide depuis β, trempe à l'eau) [Matsumoto et al., 2011], b) Widmanstätten (refroidissement lent depuis β) [Matsumoto et al., 2011] et c) chemins thermomécaniques associés à ces deux microstructures [Lutjering and Williams, 2007]

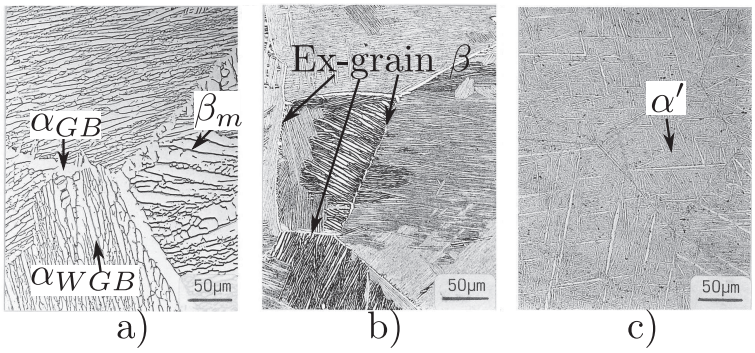


FIGURE 1.6 – Influence de la vitesse de refroidissement sur la microstructure et les phases en présence, a) 1°C/min, b) 100°C/min et c) 8000°C/min [Lütjering, 1998]

refroidissement lent. Elle ne peut être dissoute que par traitement en dessous du transus β ;

- β_m : phase pouvant être retenue à température ambiante si la concentration en éléments β-gènes est suffisante. Elle possède la composition chimique de la phase β_{HT}. Elle est susceptible de se transformer en phase ω (c.f. phase ω_{ath}) ;
- α_{GB} : phase présente aux joints de grains (GB : *grain boundary*) ;
- α_{WGB} : phase présente au sein des grains β dont la croissance s'effectue à partir du joint de grain (*Widmansttäten grain boundary*).

Ces phases apparaissent à différents instants lors du refroidissement. Pour des conditions hors équilibre, d'autres phases sont susceptibles d'apparaître :

- α' : phase issue d'une transformation martensitique. Elle présente une structure hexagonale compacte similaire à la phase α. Cependant, elle possède la composition chimique de la phase β_{HT}. D'après [Williams, 1972], cette phase ne précipite que si la concentration en éléments β-gènes est inférieure à une concentration critique. [Hickman, 1969] précise que l'ajout de vanadium, élément β-gène, abaisse la température de début de transformation martensitique Ms. Cette dernière peut être déplacée sous la température ambiante supprimant ainsi la transformation martensitique $\beta \rightarrow \alpha'$.
- α'' : phase également issue d'une transformation martensitique. Elle présente une structure orthorhombique. Selon [Malinov et al., 2002], cette phase n'apparaît que si la concentration de la phase β est voisine de 10 %. L'auteur précise également que cette phase ne se forme que pour des trempes depuis des températures comprises entre 750 et 900°C ;

- ω_{ath} : phase issue d'un refroidissement rapide depuis le domaine β. Elle se forme à partir de la phase β_m [Settefrati, 2012].

La microstructure aciculaire exposée sur les figures 1.5 b) et 1.6 c) est obtenue par refroidissement rapide depuis le domaine β. Elle est composée de fines aiguilles α' comprises au sein des *ex*-grains β. Cette dernière est représentée schématiquement sur la figure 2.9.

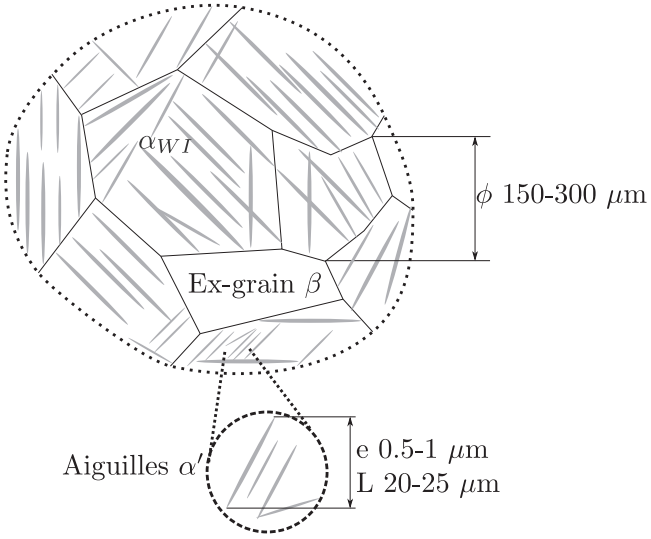


FIGURE 1.7 – Représentation schématique d'une microstructure aciculaire d'après [Martin, 2013]

Cette microstructure (c.f. figure 2.9 et 1.6) résulte d'une transformation de phase martensitique ($\beta \rightarrow \alpha'$) depuis le domaine β [Castro and Seraphin, 1966], [Ahmed and Rack, 1998]. Ainsi, la phase α' se forme au sein des grains β, à partir de défauts cristallins comme les dislocations [Settefrati, 2012]. D'après les analyses Rietveld menées par [Robert, 2007], cette microstructure est monophasée α'. Cette observation est cependant contredite par [Matsumoto et al., 2011]. En effet, des observations MET, réalisées par cet auteur, montrent qu'il subsiste de la phase β entre les aiguilles α'. La figure 1.8 est un cliché en champ clair d'une microstructure α' illustrant la présence de la phase β entre les aiguilles α'.

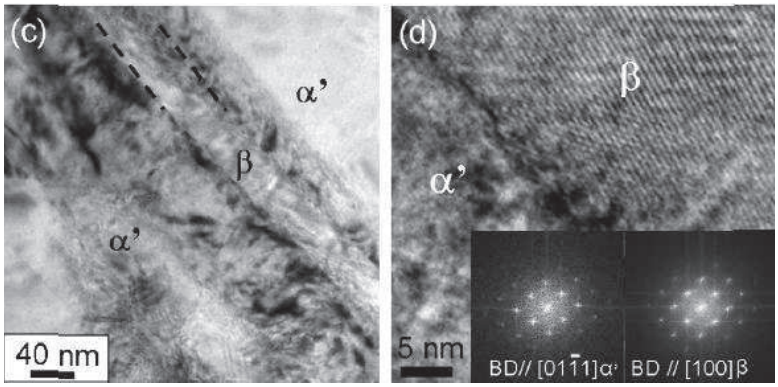


FIGURE 1.8 – Présence de phase β résiduelle entre les aiguilles α' [Matsumoto et al., 2011]

Selon [Matsumoto et al., 2011], la diffraction des rayons X de laboratoire ne permet pas d'identifier la présence de phase β résiduelle, la fraction massique étant inférieure à la limite de détection de la technique. Cette dernière est estimée à environ 1%.

Microstructures nodulaires équiaxes - duplex

Les microstructures nodulaires, quant à elles, sont obtenues par le biais de traitements thermomécaniques [Lütjering, 1998]. Plusieurs phases α et β sont distinguées dans la littérature [Combres and Champin, 1995], [Williams and Belov, 1982] :

- α_P : phase associée aux nodules primaires ;
- α_S : phase présente au sein des colonies lamellaires, elle est dite secondaire.

Ces micrographies sont présentées sur les figures 1.9 a) et b).

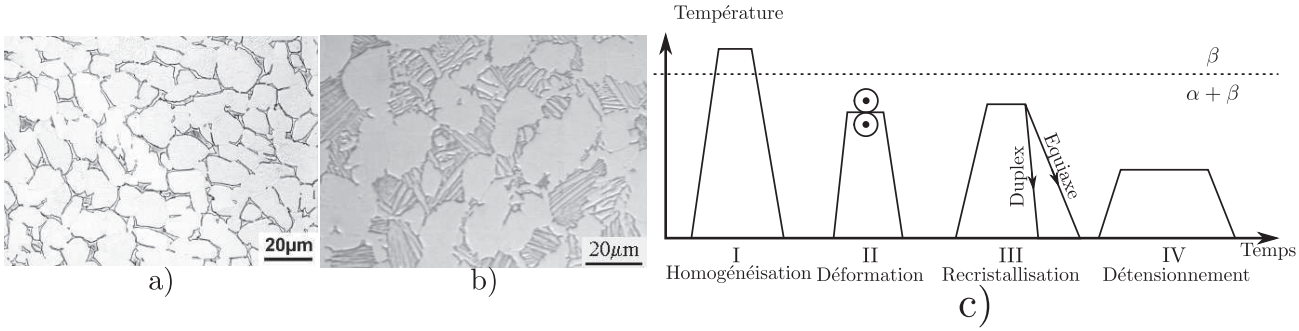


FIGURE 1.9 – Microstructures du TA6V, a) équiaxe (Forgeage dans $\alpha+\beta$ suivi d'un refroidissement lent) [Lütjering, 1998], b) duplex (Forgeage dans $\alpha+\beta$ suivi d'un refroidissement rapide) [Le Biavant-Guerrier, 2000], c) chemins thermomécaniques associés à ces deux microstructures [Lutjering and Williams, 2007]

La microstructure équiaxe, figure 1.9 a), se compose de nodules équiaxes α_P et de la phase β décorant les joints de nodules. La microstructure duplex ou bimodale, figure 1.9 b), se compose elle aussi de nodules équiaxes α_P et de colonies lamellaires. Ces dernières sont formées de fines lamelles α_s comprises dans une matrice β.

Ces microstructures résultent de chemins thermomécaniques proches comme illustrés sur la figure 1.9 c). La différence entre ces deux microstructures résulte de la vitesse de refroidissement à l'étape III (c.f. figure 1.9 c)). Ces microstructures peuvent être supprimées par une mise en solution dans le domaine β. Cette remise en solution peut être désirée ou peut résulter d'une opération de mise en forme et/ou d'assemblage, comme le soudage par exemple.

En résumé, il apparaît que le type de traitement thermique influence significativement l'état microstructural. Les traitements thermiques seuls permettent d'obtenir uniquement des microstructures lamellaires et/ou aciculaires. Ainsi, si la vitesse de refroidissement est importante la microstructure résultante sera de type aciculaire. Les traitements thermomécaniques, quant à eux, permettent d'obtenir des microstructures duplex et/ou équiaxes.

1.2 Influence de l'opération de soudage laser

1.2.1 Microstructures et transformations de phase

Le joint soudé se compose de trois zones comme l'illustre schématiquement la figure 1.10. La désignation de chaque zone fait référence à la température qu'elle a subi. La zone fondue, en gris sur la figure 1.10, désigne l'intégralité de la matière passée (de l'état solide) à l'état liquide au cours de l'opération de soudage. La zone affectée thermiquement est le siège de modifications métallurgiques se déroulant uniquement à l'état solide. Enfin, le métal de base désigne la matière n'ayant subi aucune modification par l'opération de soudage.

Ces différentes zones associées à la soudure de l'étude sont présentées dans la suite de sein du deuxième chapitre 2 section 2.2.1.

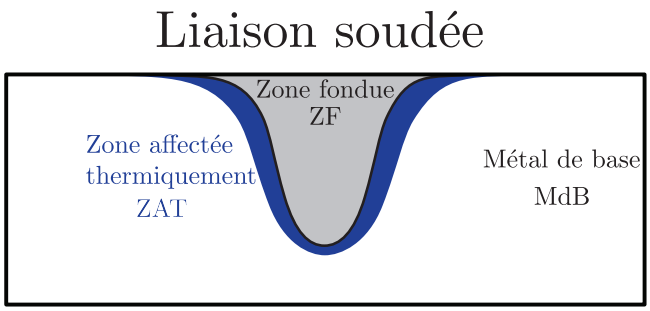


FIGURE 1.10 – Présentation et définition des différentes zones composants une liaison soudée

L'opération engendre de profondes modifications microstructurales. Les vitesses de chauffage et de refroidissement mises en jeu par l'opération de soudage sont très importantes. D'après [Kashaev et al., 2016], le soudage laser induit des vitesses de refroidissement voisines de 410°C/s. La vitesse de refroidissement, depuis le domaine β, est suffisamment rapide pour engendrer la transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ du TA6V [Robert, 2007], [Tsai and Wang, 2014] et [Elmer et al., 2004]. La température de début de transformation est notée M_s pour (*martensite start*). M_f quant à elle, désigne la température de fin de transformation martensitique soit *martensite finish*. [Sieniawskia et al., 2013] ont évalué ces deux températures à respectivement 847°C et 727°C. En résumé, la transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ intervient uniquement lors du refroidissement, si la température du TA6V est supérieure à M_s et si la vitesse de refroidissement est supérieure à la vitesse critique de trempe ($|\dot{T}| > V_c$). Selon [Castro and Seraphin, 1966], la vitesse critique de trempe du TA6V se situe au voisinage de 60°C/s (c.f. section 1.1.2). Cette même vitesse a été évaluée à 410°C/s par [Ahmed and Rack, 1998].

[Elmer et al., 2004] ont étudié les transformations de phase intervenant au cours de la chauffe et d'un refroidissement induit par une opération de soudage TIG. Ces auteurs ont réalisé un essai de soudage *in-situ* sous rayonnement synchrotron. L'évolution des fractions de phases α et β a été déterminée à partir des diffractogrammes expérimentaux. Ainsi, ces auteurs ont pu déterminer la cinétique de dissolution de la phase β lors du refroidissement. Les résultats sont présentés sur la figure 1.11.

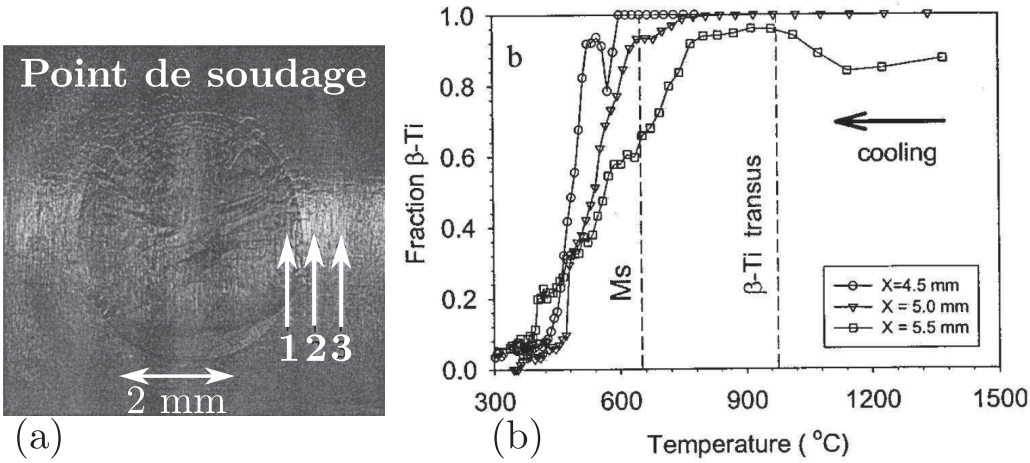


FIGURE 1.11 – Étude des transformations de phase intervant lors du soudage TIG, a) localisation des points de mesure, b) cinétique de dissolution de la phase β lors du refroidissement [Elmer et al., 2004]

La zone fondue (point 1 de la figure 1.11 a)) présente une transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ complète.

Cette observation est également vraie pour la zone affectée thermiquement (point 2 figure 1.11). Cette étude corrèle les résultats des caractérisations métallurgiques menées par [Robert, 2007].

[Robert, 2007] s'est également intéressé aux cinétiques de transformation de phase pour des conditions hors équilibre. Ainsi, le métal de base (α+β) et un TA6V initialement martensitique (α') ont été étudiés. Pour cela, des essais ont été menés sur un dilatomètre rapide, autorisant des vitesses de chauffe et de refroidissement de 100°C/s. Les transformations de phase ont été suivies par résistivimétrie et dilatométrie. La figure 1.12 présente un essai dilatométrique du métal de base. La chute de résistivité, en fuchsia sur la figure 1.12, marque le début de la dissolution de la phase α, soit une température d'environ 625°C. La résistivité continue ensuite de diminuer jusqu'à la température de transus β, évaluée à 1060°C.

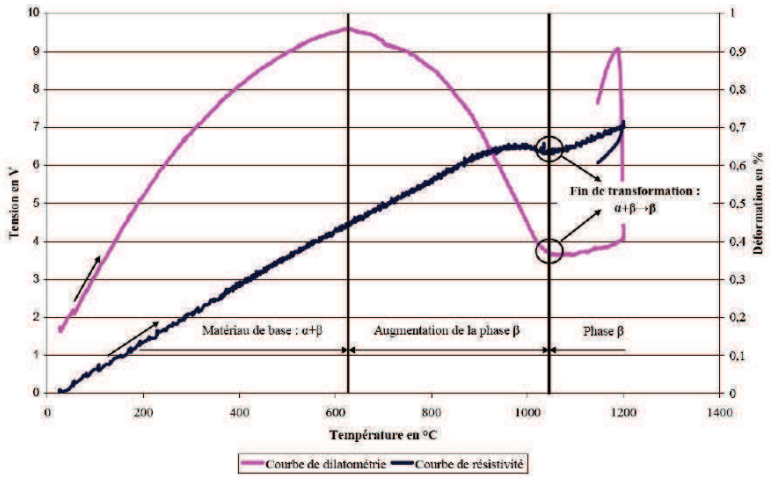


FIGURE 1.12 – Caractérisation de l'évolution de la phase α en fonction de la température avec suivi de la résistivité associée au métal de base ($v_{\text{chauffe}} = v_{\text{ref}} = 100°\text{C/s}$) [Robert, 2007]

La figure 1.13 présente le résultat d'un essai de dilatométrie conduit sur un TA6V initialement martensitique. La température correspondant au début de la dissolution de la phase α' a été identifiée à 600°C. De plus, la température de transus β a, quant à elle, été évaluée à 1060°C. Ainsi, pour des conditions de chauffe similaires et une même composition chimique, la température de transus β ne dépend pas de l'état microstructural initial du TA6V.

Lors du refroidissement, le changement de pente sur la courbe de résistivité (c.f. figure 1.13) permet de déterminer la température de début de transformation martensitique, M_s. Cette dernière a été évaluée à 840°C. Des résultats similaires ont été publiés par [Elmer et al., 2005].

La transformation de phase $\beta \rightarrow \alpha'$ s'accompagne de modifications microstructurales, si bien qu'après soudage, plusieurs zones sont observables. Des examens micrographiques menés par [Robert, 2007] sur des structures soudées ont permis de mettre en évidence quatre zones comme l'illustre la figure 1.14. La première, nommée zone fondue a subi des chargements thermiques sévères. Le champ de température dépasse de manière significative le point de fusion du TA6V. Les simulations numériques réalisées par [Bruyere et al., 2014] ont estimé une température maximale à 3500°C.

La cinétique de refroidissement étant très rapide, la microstructure de cette zone est de type aciculaire (c.f. figure 1.6 c)). Celle-ci est constituée de fines aiguilles α' enfermées au sein des *ex*-grains β (c.f. figure 2.9). D'après [Lütjering, 1998], [Lütjering, 1999] la largeur des aiguilles α' ne dépendrait que de la vitesse de refroidissement. [Mehdi et al., 2016] ont mesuré une augmentation de la taille du grain β de 160 µm à 350 µm lorsque la puissance passe de 474 W à 555 W. Le paramètre sous-jacent est la quantité de chaleur déposée par le procédé de soudage [Akman et al., 2009]. Ainsi, selon [Semiatin et al., 1996] et [Ivasishin et al., 2002], la croissance des grains β est essentiellement dépendante de la température de remise en solution et

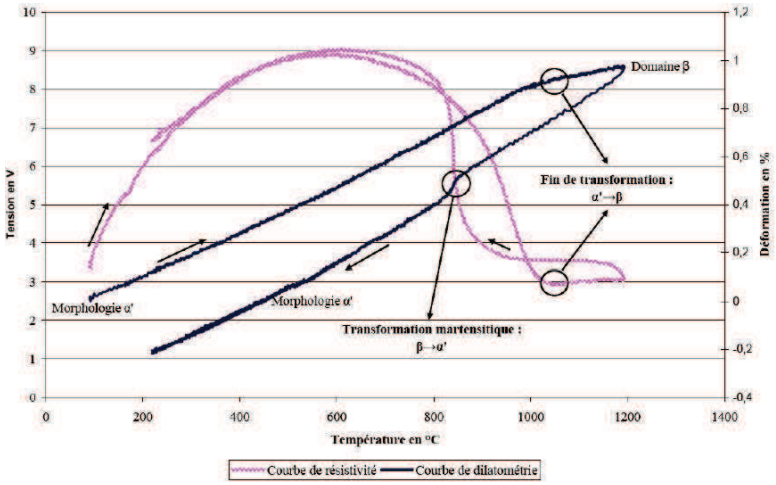


FIGURE 1.13 – Caractérisation de l'évolution de la phase α' en fonction de la température avec suivi de la résistivité associée à un TA6V initialement martensitique ($v_{\text{chauffe}} = v_{\text{ref}} = 100°\text{C/s}$) [Robert, 2007]

de la durée passée dans ce domaine. Cela pourrait signifier qu'une augmentation de la puissance engendre une durée passée au dessus de la température de transus β plus importante.

La zone affectée thermiquement constitue la seconde zone de la soudure. Celle-ci se décline en deux sous zones, ZAT1 et ZAT2, lesquelles sont représentées sur la figure 1.14. La première ZAT, en rouge sur la figure 1.14, présente uniquement de la martensite α'. L'intégralité de cette zone a été remise en solution dans le domaine β. Lors du refroidissement, l'intégralité de la phase β a été transformée en α'.

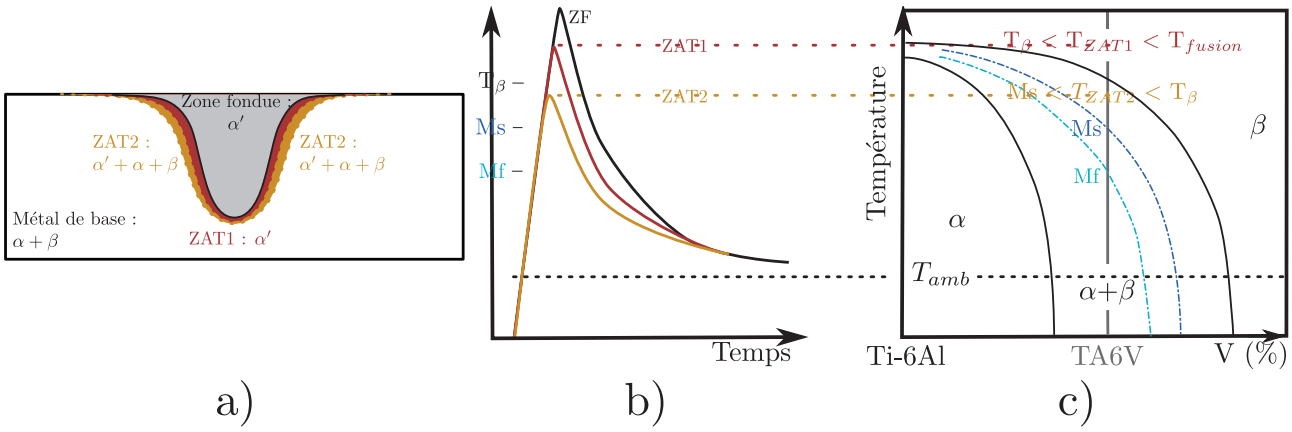


FIGURE 1.14 – Formation et composition des différentes zones de la soudure, a) coupe transverse d'une soudure, identification des différentes zones affectées thermiquement dans la soudure, b) chemin thermique de chacune des zones, c) diagramme pseudo binaire correspondant aux trois zones de la soudure [Robert, 2007]

La température au sein de la seconde ZAT, en orange sur la figure 1.14 est comprise entre la température de transus β et la température de début de transformation martensitique, Ms. Une petite fraction de phase β s'est transformée en phase α'. Pour cette raison, la ZAT2 est triphasée $\alpha + \beta + \alpha'$. Enfin, loin de la soudure, le métal de base présente une microstructure équiaxe biphasée. Les caractérisations menées par microsonde de Castaing, au même titre que les mesures de microdureté n'ont pas permis de dissocier, en pratique, la première ZAT de la seconde [Robert, 2007].

1.2.2 Contraintes résiduelles

Les cycles de chauffe et de refroidissement, imposés par le soudage impulsionnel, induisent des phénomènes thermomécaniques complexes [Touvrey et al., 2014]. Ceux-ci conduisent à la formation d'un champ de contraintes résiduelles. Il existe plusieurs sources de déformations responsables du champ de contrainte (c.f. équation 1.3).

$$\underset{\sim}{\varepsilon}^{tot} = \underset{\sim}{\varepsilon}^{e} + \underset{\sim}{\varepsilon}^{vp} + \underset{\sim}{\varepsilon}^{th} + \underset{\sim}{\varepsilon}^{cp} \tag{1.3}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\varepsilon}^{tot}$: tenseur des déformations ;
- $\underset{\sim}{\varepsilon}^{e}$: partie élastique du tenseur des déformations ;
- $\underset{\sim}{\varepsilon}^{vp}$: partie viscoplastique du tenseur des déformations ;
- $\underset{\sim}{\varepsilon}^{th}$: partie thermique du tenseur des déformations ;
- $\underset{\sim}{\varepsilon}^{cp}$: partie liée aux changements de phase du tenseur des déformations.

Expérimentalement, plusieurs techniques permettent de déterminer l'état de contrainte *post*-soudage. Parmi celles-ci, la diffraction des rayons X est une méthode communément employée pour déterminer les contraintes résiduelles [Baudin and Lodini, 2012], [Fitzpatrick et al., 2005] et [Joncour, 2011]. En laboratoire, l'analyse de l'état mécanique d'une pièce est réalisée au moyen de la méthode des $\sin^2\psi$ [Hauk, 1997]. L'évolution des contraintes résiduelles engendrées par l'opération de soudage représente une problématique récurrente. Il existe à ce sujet une littérature abondante [Jenney and Brien, 2001], [Nitschke-Pagel and Wohlfahrt, 2002], [Cao et al., 2016], [Colegrove et al., 2009], [Caron et al., 2010] et [Heinze et al., 2013].

[Mehdi et al., 2016] ont eu recourt à la DRX pour déterminer le profil de contraintes résiduelles induit par le soudage TIG [1] d'un TA6V. Les contraintes ont été déterminées selon deux directions : longitudinale et transverse. Les résultats sont présentés sur la figure 1.15.

Dans le sens transverse, quelles que soient les conditions de soudage, le centre de la zone fondue présente des contraintes résiduelles de compression. Cependant, la paramétrie de soudage influence les contraintes longitudinales. En effet, en fonction de la fréquence de soudage (5 Hz) une variation de 100 MPa a été déterminée. Dans ces conditions, les contraintes sont de compression au centre de la zone fondue. À l'exception de la zone fondue, l'allure du champ de contrainte déterminé par [Mehdi et al., 2016] est proche de l'allure théorique du champ proposé par [Masubuchi et al., 2001].

Une étude plus ancienne menée par [Sprauel et al., 1980] s'est également intéressée à l'état de contrainte résiduelle dans des plaques soudées par TIG. Le profil complet de contrainte a été établi sur des tôles assemblées par faisceau d'électrons et par TIG. [Sprauel et al., 1980] ont déterminé les contraintes résiduelles selon huit profils. Parmi ceux-ci, cinq ont été conduits sur une coupe transverse à différentes hauteurs de la plaque. Enfin, les trois autres ont été réalisés sur la face supérieure de la plaque. La figure 1.16 schématise ces huit profils de mesures. Seules les contraintes résiduelles transversales (sens perpendiculaire au cordon) ont été déterminées par [Sprauel et al., 1980].

La figure 1.17 illustre des contraintes résiduelles transversales de compression dans la zone fondue. La description du profil n'a pas été possible pour les soudures TIG. En effet, les auteurs mettent en exergue des difficultés de mise en œuvre de la méthode des $\sin^2\psi$. Les auteurs évoquent des problèmes liés à des tailles de grains importantes. Ils précisent également que les incertitudes de mesure sont plus importantes dans la zone fondue.

Les résultats associés à la soudure par faisceau d'électrons sont présentés sur la figure 1.18.

Bien que le niveau soit légèrement différent, le profil de la contrainte transversale est similaire à celui présenté par [Mehdi et al., 2016] (c.f. figure) 1.15 b). Le type de procédé de soudage ne

1. TIG : *tungsten inert gas*

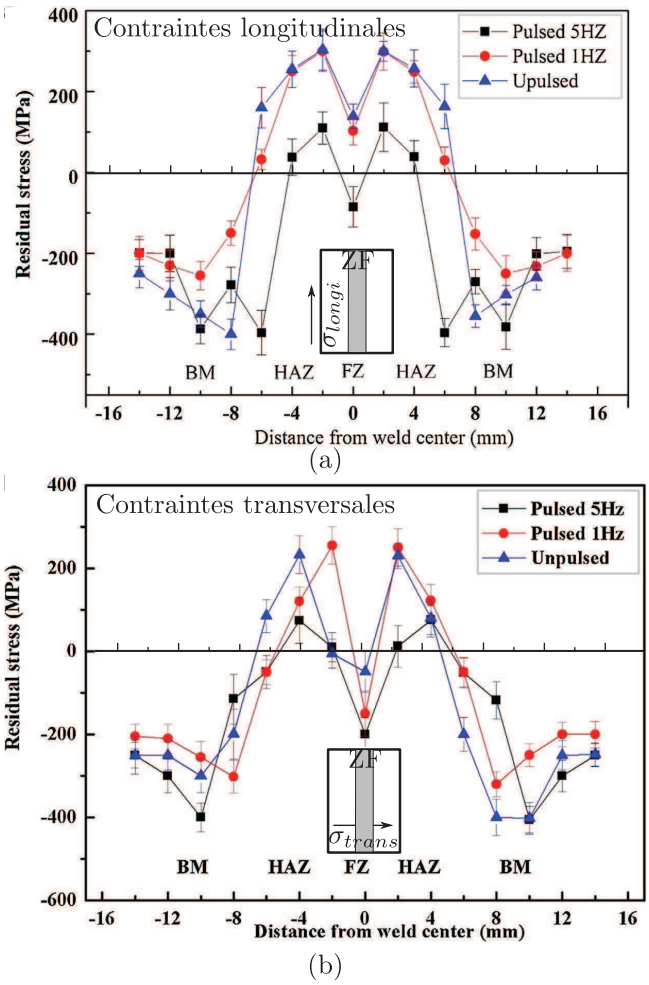


FIGURE 1.15 – Contraintes résiduelles associées à une soudure TIG TA6V/TA6V, a) contraintes longitudinales, b) contraintes transversales [Mehdi et al., 2016] (plan analysé $(21\bar{3}3)$, 13 angles ψ par direction de contrainte)

semble donc pas influencer significativement le profil de contrainte, seul le niveau est affecté. Il est intéressant de remarquer que la contrainte maximale est limitée pour un soudage par faisceau d'électrons. En effet, celle-ci représente approximativement 20 % de la limite d'élasticité.

La détermination des contraintes résiduelles dans les assemblages soudés n'en reste pas moins primordiale. Par ailleurs, la simulation numérique constitue un outil performant pour la compréhension et la prédiction des champs de contraintes résiduelles. Ainsi, le chapitre 3 est dédié à la détermination des contraintes résiduelles dans les assemblages soudés.

L'opération de soudage affecte de manière significative l'état métallurgique du TA6V. La zone fondue présente une microstructure aciculaire caractéristique d'une trempe énergique. Deux zones affectées thermiquement ont été mises en évidence. La première présente un caractère totalement martensitique α'. La deuxième est triphasée $\alpha + \beta + \alpha'$. Ces évolutions microstructurales s'accompagnent d'un champ de contrainte résiduelle. Il apparaît que les contraintes longitudinales et transversales sont de compression au sein de la zone fondue. Toutefois, l'évolution des contraintes dans l'épaisseur n'est pas clairement identifiée.

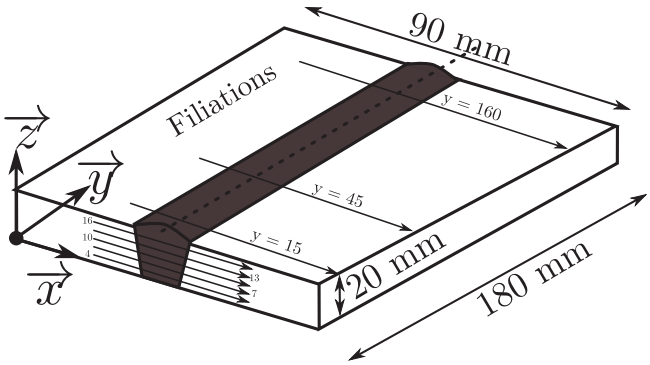


FIGURE 1.16 – Filiations de contrainte réalisées dans le cadre de l'étude menée par [Sprauel et al., 1980] (5 filiations dans le plan xz et 3 filiations dans le plan xy)

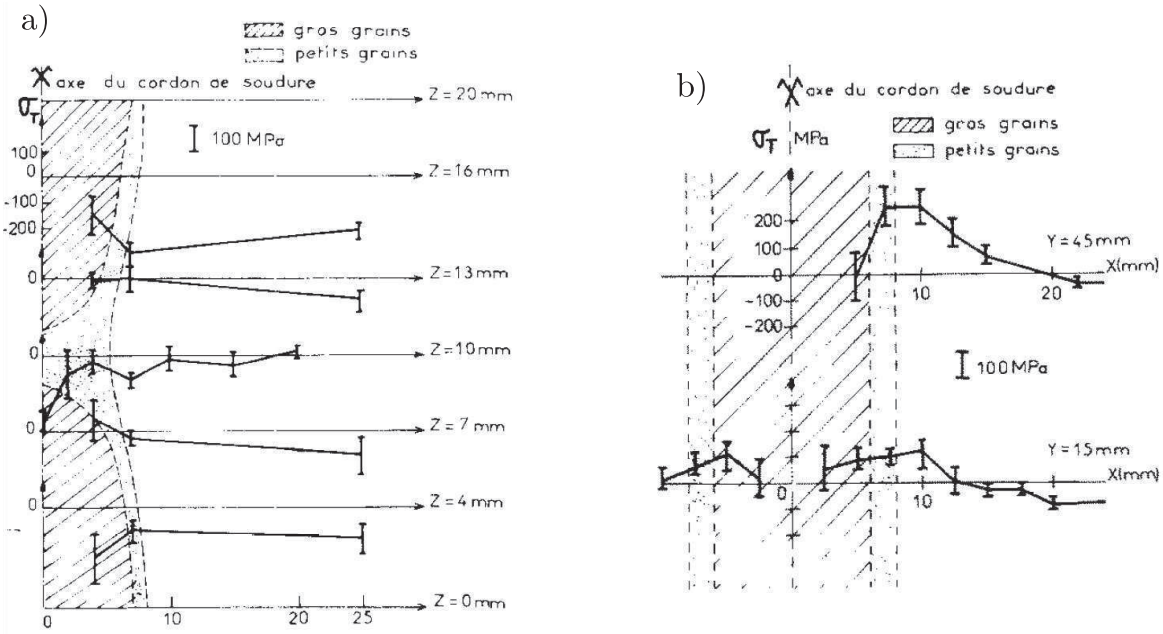


FIGURE 1.17 – Contraintes résiduelles transversales associées à une soudure obtenue par TIG déterminées, a) selon une coupe transversale de la soudure et b) selon la surface supérieure de la soudure [Sprauel et al., 1980]

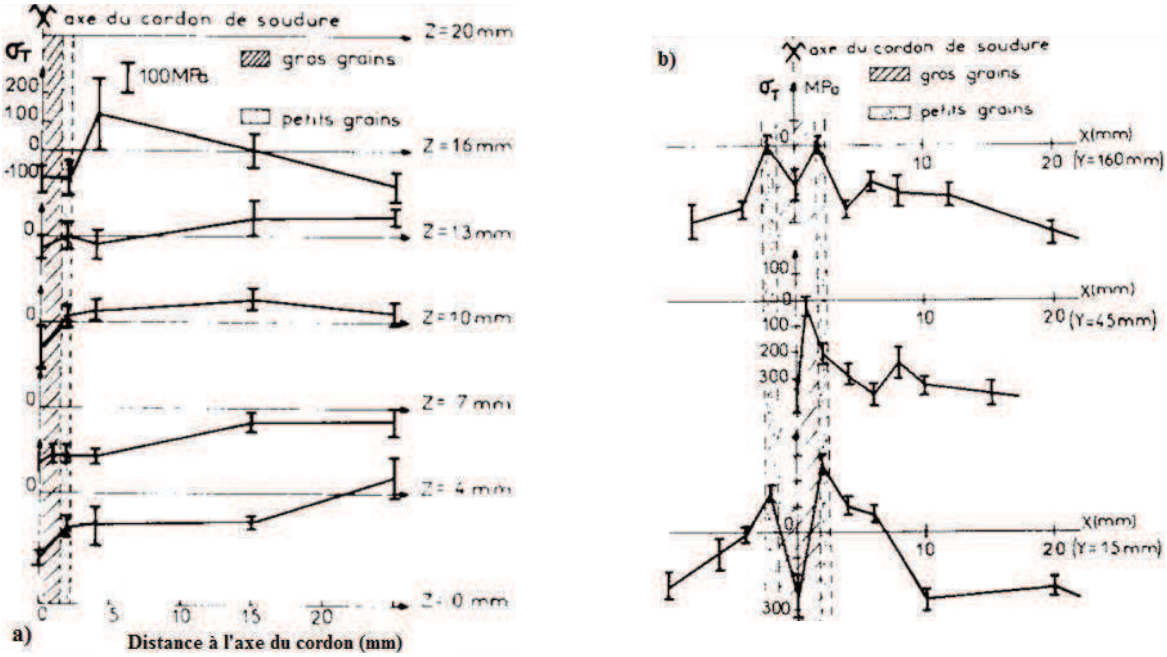


FIGURE 1.18 – Contraintes résiduelles transversales associées à une soudure obtenue par faisceau d'électrons déterminées selon, a) une coupe transversale de la soudure et b) la surface supérieure de la soudure [Sprauel et al., 1980]

1.3 Comportement mécanique du TA6V

Le TA6V est un alliage de titane biphasé $\alpha+\beta$ (c.f. section 1.1). La majorité des études consacrées à la plasticité de cet alliage porte quasi exclusivement sur la phase α [Bridier et al., 2009] et [Jones and Hutchinson, 1981]. En effet, cette dernière étant majoritaire, la déformation de l'alliage est supposée contrôlée quasi-exclusivement par la phase α [Welsch et al., 1977]. Cette partie s'attache à décrire les mécanismes de déformation des phases α et β. Enfin, le comportement mécanique des soudures TA6V/TA6V sera détaillé.

1.3.1 Mécanismes de déformation de la phase α

La phase α du titane possède cinq familles de systèmes de glissement. L'ensemble des systèmes de glissement est schématisé sur la figure 1.19.

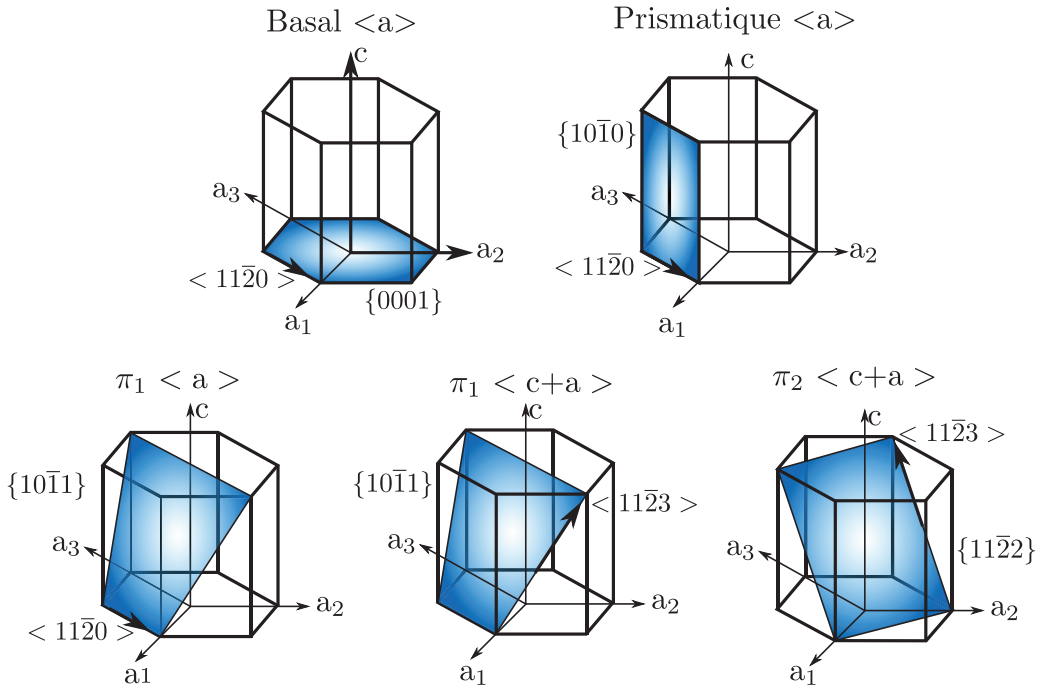


FIGURE 1.19 – Systèmes de glissement de la phase α d'après [Barkia, 2014]

Tous ces systèmes n'ont pas la même facilité à être activés. En effet, chaque système possède sa propre cission résolue critique. La plupart des études disponibles s'accordent à dire que le glissement prismatique est le plus facilement activable [Bridier et al., 2005], [Jones and Hutchinson, 1981] et [Zaefferer, 2003].

Les mécanismes de déformation relatifs à des microstructures équiaxe ou duplex ont fait l'objet de plusieurs études [Le Biavant-Guerrier, 2000], [Littlewood et al., 2011] et [Castany et al., 2007]. [Bridier et al., 2005] a pu montrer que le glissement était majoritairement de nature prismatique.

Une étude récente menée par [Book and Sangid, 2016] s'est attachée à décrire les champs de déformation locaux associés à une microstructure aciculaire, obtenue par fabrication additive. L'accent est mis sur le rôle des *ex*-grains β. Pour se faire, les auteurs ont eu recourt à des essais de traction interrompus. Les éprouvettes ont été déformées jusqu'à 2,5 % de déformation totale. L'utilisation d'un réseau de nanoplots d'or a permis de déterminer les champs de déformation locaux par corrélation d'images [Hild and Roux, 2006]. Les champs de déformation sont fortement hétérogènes au sein des *ex*-grains β comme l'illustre la figure 1.20. Des bandes de localisation y sont observées. Celles-ci correspondent à une ou plusieurs aiguilles α', orientées

à ± 45° par rapport à l'axe de sollicitation. Ces aiguilles sont donc soumises à la contrainte de cisaillement macroscopique maximale. Des analyses basées sur le facteur de Schmid ont permis de mettre en évidence que ces aiguilles étaient favorablement orientées pour un glissement prismatique ou basal (c.f. figure 1.20). Les auteurs constatent une bonne correspondance avec le critère de [Schmid and Boas, 1950].

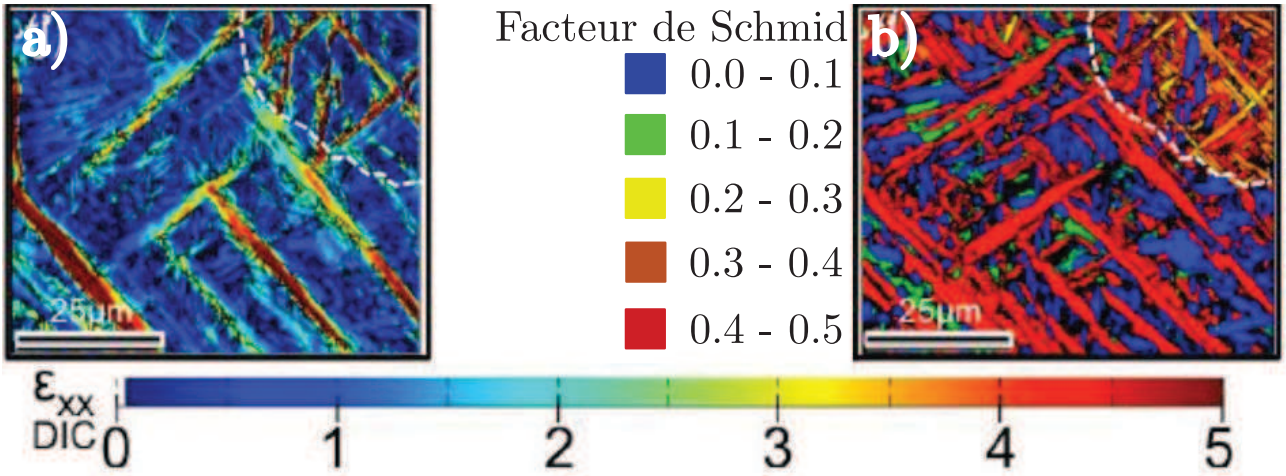


FIGURE 1.20 – Champ de déformation local déterminé par corrélation d'images, a) champ cinématique ε_{xx}, b) analyse de Schmid conduite pour le système basal [Book and Sangid, 2016]

Ils se sont également intéressés au rôle des *ex*-grains β dans les mécanismes de déformation. Deux cas sont rapportés par les auteurs : la déformation peut être transmise au grain voisin, par l'intermédiaire d'un paquet d'aiguilles α' faiblement désorienté où la déformation est bloquée par le joint de grain β. Ces deux mécanismes sont présentés sur la figure 1.21.

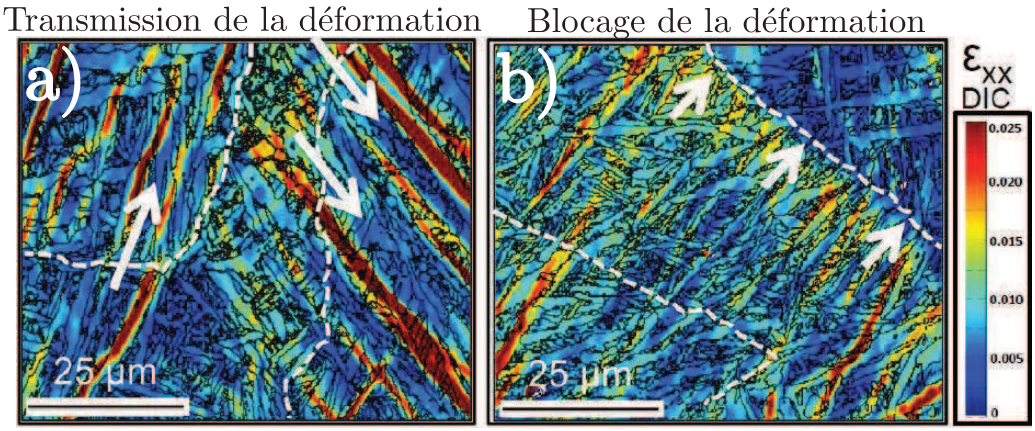


FIGURE 1.21 – Champ de déformation, a) transmission de la déformation entre deux *ex*-grains β et b) blocage de la déformation par l'*ex*-joint de grain β [Book and Sangid, 2016]

Enfin, [Barkia, 2014] a pu observer deux autres modes de déformation du titane α de pureté commerciale (T40). En effet, ce dernier peut se déformer par maclage ainsi que par glissement aux joints de grains. Dans le cas du TA6V, le maclage est principalement observé pour les basses températures [Lecomte, 2000], [Yoo and Lee, 1991].

1.3.2 Mécanismes de déformation de la phase β

La phase β présente une structure cristallographique cubique centrée. Cette structure présente trois familles de systèmes de glissement qui sont présentés sur la figure 1.22.

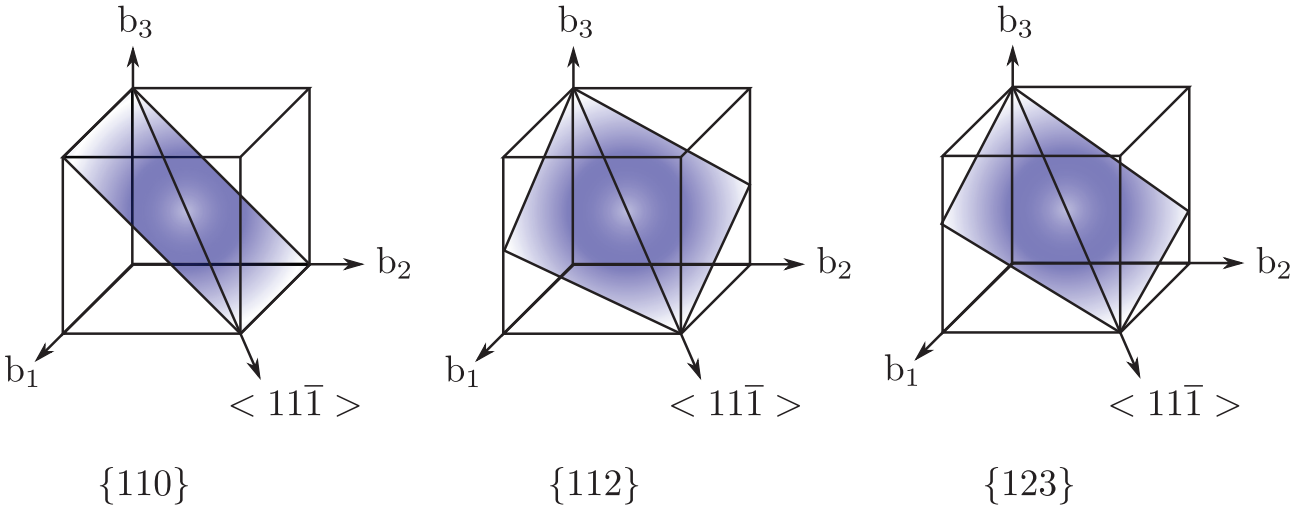


FIGURE 1.22 – Systèmes de glissement associés à la phase β [Duval, 2013]

Il est généralement admis que la phase β possède une contrainte d'écoulement supérieure à la phase α [Ankem et al., 2006] et [Greenfield and Margolin, 1972]. D'après [Ankem and Margolin, 1986], un alliage Ti-Mn monophasé α présente une contrainte d'écoulement d'environ 350 MPa contre 1000 MPa s'il est monophasé β (c.f. figure 1.23).

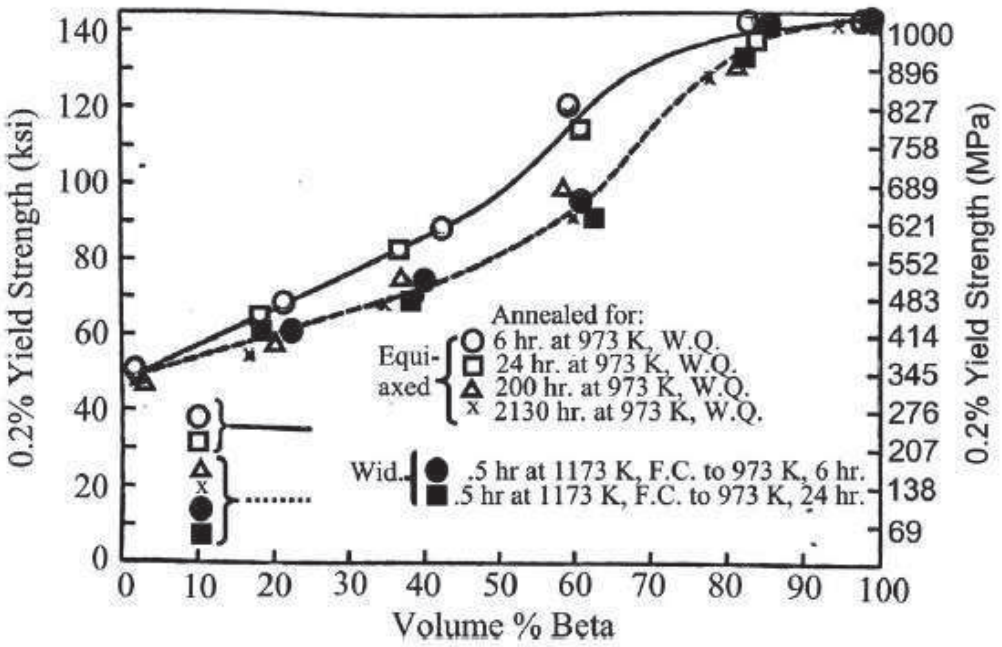


FIGURE 1.23 – Évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la fraction massique de phase β pour un alliage de binaire Ti-Mn [Ankem and Margolin, 1986]

Peu d'études sont consacrées aux mécanismes de déformation de la phase β dans les alliages α+β [Castany et al., 2008]. Selon [Castany et al., 2007], la phase β ne présente pas un frein

majeur à la transmission de la déformation entre les lamelles α_s. D'après ses observations, les interfaces α_s/β ne constituent pas un obstacle majeur à la propagation des dislocations. Cette observation s'explique d'après l'auteur, par les relations d'orientation de Burgers [Burgers, 1934] reliant les phases α et β. Cependant, [Castany et al., 2007] ont pu noter la présence d'un gradient de contrainte présent à l'interface α/β.

Une étude plus récente, menée par [Escale, 2012], s'est intéressée aux mécanismes de déformation de l'alliage Ti-17. Cet alliage présente environ 40% en volume de phase β à température ambiante. D'après la figure 1.24, la déformation est essentiellement localisée au sein de la phase α. Peu de dislocations sont visibles dans la phase β. L'auteur observe également un empilement de dislocations aux interfaces α/β. Ce constat va dans le même sens que certaines observations de [Castany et al., 2007] et [Castany et al., 2008] sur le TA6V.

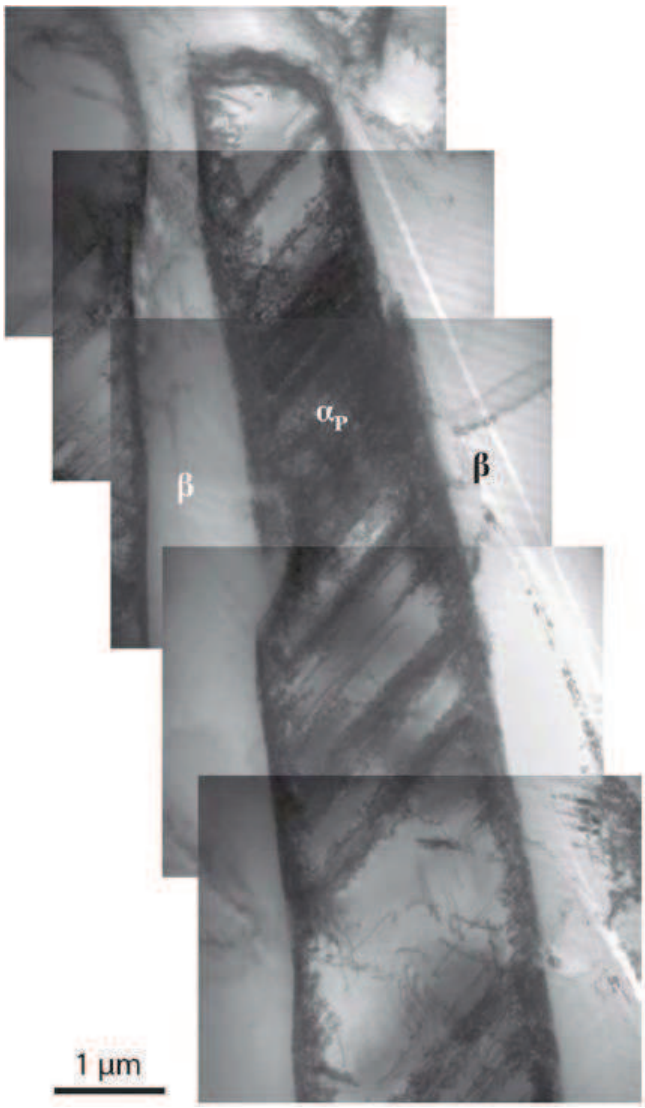


FIGURE 1.24 – Micrographie MET présentant les réseaux de dislocations dans la phase α pour l'alliage Ti-17 [Escale, 2012]

La figure 1.24 présente également une hétérogénéité de déformation au sein de la phase α. Peu de dislocations sont alors observées dans la phase β. Enfin, [Escale, 2012] tout comme [Castany et al., 2008] confirme que l'écoulement plastique débute dans la phase α. Ce qui tend a confirmer l'hypothèse d'une contrainte d'écoulement supérieure dans la phase β [Ankem and Margolin, 1986].

1.3.3 Mécanique des soudures

Une soudure peut être considérée comme une structure composite formée de plusieurs microstructures (c.f. section 1.2.1). Avant de décrire le comportement macroscopique des soudures, il est nécessaire de s'intéresser au comportement intrinsèque des différentes microstructures de la soudure. Le lien entre microstructure et comportement mécanique a fait l'objet de nombreuses études [Gil et al., 2001], [Pederson, 2004] et [Lee, 2004]. [Lütjering, 1998] a déterminé les caractéristiques mécaniques, $R_{p0,2}$, R_m ainsi que l'allongement à rupture A%, en fonction de la vitesse de refroidissement depuis le domaine β.

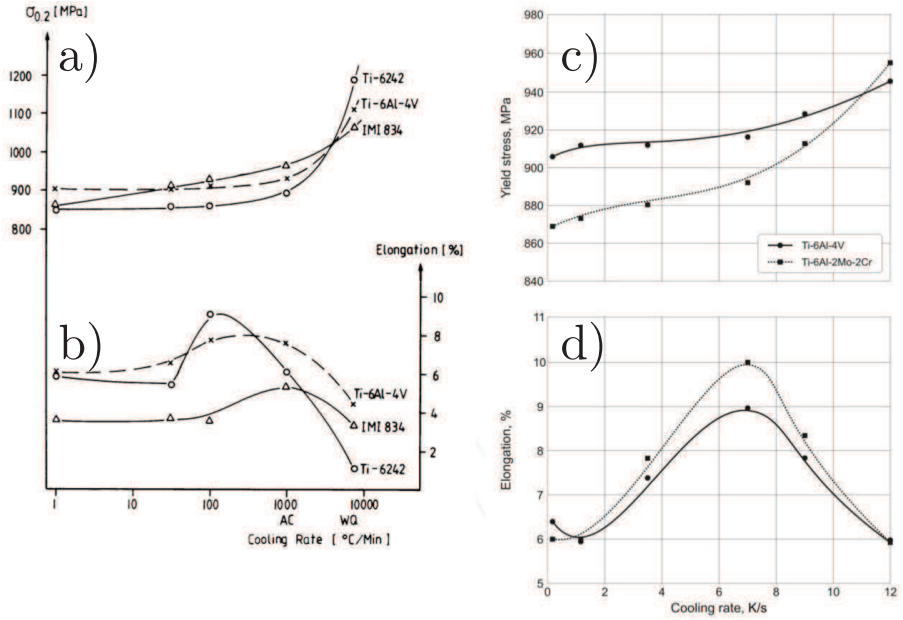


FIGURE 1.25 – Influence de la vitesse de refroidissement sur les caractéristiques mécaniques du TA6V, a) limite d'élasticité et b) allongement à rupture d'après [Lutjering], c) limite d'élasticité et d) allongement à rupture d'après [Lütjering, 1998] et [Sieniawskia et al., 2013]

La figure 1.25 rapporte également des résultats similaires obtenus par [Sieniawskia et al., 2013]. Néanmoins, [Sieniawskia et al., 2013] rapporte des vitesses critiques de trempe nettement inférieures à celles de [Ahmed and Rack, 1998]. En effet, selon ce dernier, la transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ n'est complète que si la vitesse de trempe est supérieure ou égale à 410°C/s. Une microstructure aciculaire présente donc des contraintes d'écoulement et ultime supérieures à une microstructure équiaxe. En contre-partie, la ductilité de la microstructure de trempe est drastiquement réduite. Par voie de conséquence, la zone fondue possède un comportement mécanique supérieur au métal de base. Des filiations de dureté conduites entre autres par [Robert, 2007] ou encore [Kashaev et al., 2016] mettent en évidence une dureté plus importante dans la zone fondue. Cette dernière présente une dureté 20% supérieure au métal de base.

Ce comportement est également mis en évidence au travers d'essais de traction réalisés perpendiculairement au cordon de soudure. [Gao et al., 2014] constate une forte localisation de la déformation dans le métal de base (c.f. figure 1.26 b)).

[Huez et al., 2010] ont pu déterminer le comportement mécanique de la zone fondue associé à une soudure obtenue par faisceau d'électrons. Des éprouvettes ont été prélevées directement au sein de la zone fondue. Celles-ci ont été sollicitées dans le sens longitudinal du cordon de soudure.

La figure 1.27 illustre le comportement de la zone fondue (courbe de comportement $\beta TSFZ$). Conformément aux précédentes observations, cette dernière présente une limite d'écoulement supérieure ainsi qu'un allongement à rupture inférieur au métal de base.

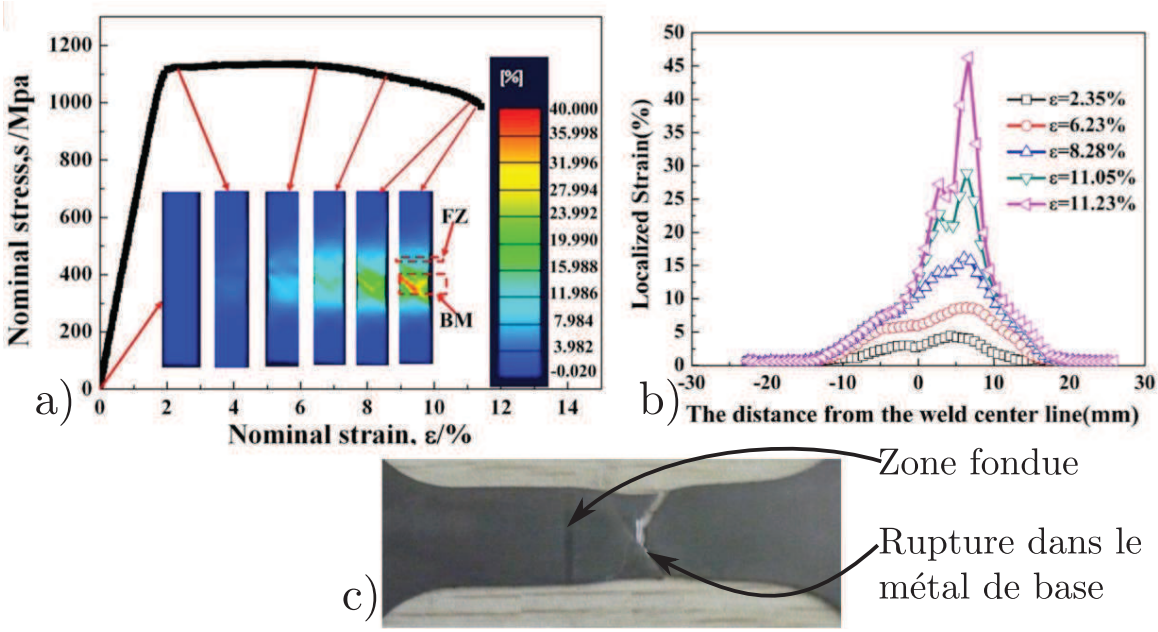


FIGURE 1.26 – Localisation de la rupture dans le métal de base, a) comportement macroscopique et champs de déformation, b) localisation de la déformation dans le métal de base et c) zone de rupture [Gao et al., 2014]

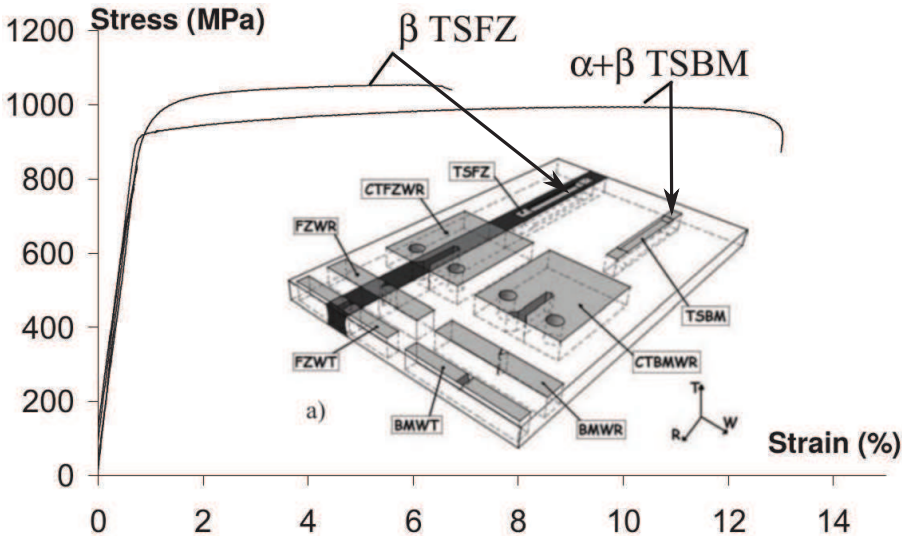


FIGURE 1.27 – Comportement mécanique du métal de base et de la zone fondue d'après [Huez et al., 2010]

En résumé, la phase α du titane se déforme principalement selon le système basal et prismatique. Il apparaît que les mécanismes de déformation associés à une microstructure α' sont complexes. Cette complexité se retrouve également à l'échelle supérieure. En effet, la zone fondue des liaisons présente un caractère en *overmatch*. Cela signifie que la contrainte d'écoulement plastique de la zone fondue est plus élevée que celle du métal de base. En conséquence, la déformation plastique a tendance à se localiser dans le métal de base.

1.4 Mécanismes d'endommagement du TA6V

Le phénomène d'endommagement désigne une dégradation progressive des propriétés mécaniques, précédant la rupture d'un matériau. Physiquement, l'endommagement désigne la formation de cavités, microfissures, sous l'action de la déformation. Usuellement, les mécanismes physiques associés à l'endommagement ductile des matériaux métalliques constituent une succession de trois étapes [François, 2004]. La première étape correspond à la germination des cavités. Puis, ces cavités croissent sous l'action du chargement. Il s'agit de l'étape de croissance. Enfin, ces cavités se rejoignent pour former une macrofissure, c'est la coalescence.

Dans le cas de la rupture ductile, le taux de triaxialité des contraintes a une importance particulière. Ce paramètre scalaire est défini par l'équation 1.4.

$$\chi = \frac{\sigma_m}{\sigma_{eq}} \tag{1.4}$$

Avec :

- χ : taux de triaxialité des contraintes ;
- $\sigma_m = \dfrac{Tr\underset{\sim}{\sigma}}{3}$: contrainte moyenne ;
- σ_{eq} : contrainte équivalente de von Mises, second invariant du déviateur du tenseur des contraintes.

Pour un chargement en traction, le taux de triaxialité des contraintes vaut $\dfrac{1}{3}$.

[Greenfield and Margolin, 1972], [Helbert et al., 1996], [Helbert and Feaugas, 1997] ont étudié les mécanismes d'endommagement du TA6V. Des éprouvettes axisymétriques entaillées ont été utilisées, chacunes d'elles présentant différents taux de triaxialité des contraintes. Ces dernières ont été déformées à différents niveaux de déformation plastique. Enfin, elles ont été découpées et polies. Les cavités ont été comptées sur une surface de 0,5 × 0,5 mm^2, située au centre de la zone découpée (c.f. figure 1.28). Cette zone définit la surface élémentaire représentative.

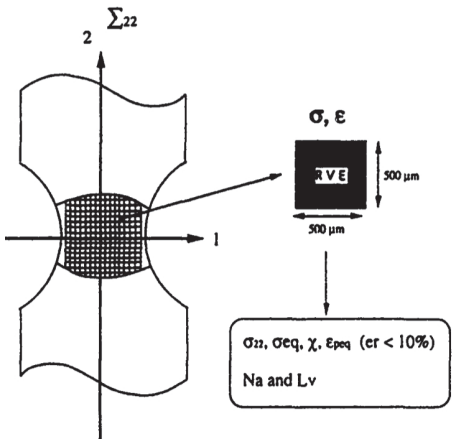


FIGURE 1.28 – Procédure d'analyse menée par [Helbert and Feaugas, 1997] pour l'étude des mécanismes d'endommagement du TA6V

Les mécanismes d'endommagement du TA6V dépendent principalement du couple déformation plastique/taux de triaxialité des contraintes. Les prochaines sous-parties s'attachent à décrire les mécanismes d'endommagement du TA6V en fonction de ce couple, en ce basant sur les travaux cités précédemment.

1.4.1 Germination des cavités

La germination des cavités constitue la première étape du mécanisme d'endommagement ductile. Lorsque la microstructure n'est plus en mesure d'accommoder la déformation plastique, des micro vides apparaissent. [Helbert et al., 1996] ont étudié la germination et la croissance de cavités associées à une microstructure équiaxe (c.f. figure 1.9 a)). Les auteurs ont mis en évidence quatre sites de germination des cavités dans le TA6V : au sein des grains α, dans la phase β, à l'interface α/β et à l'interface α/α. Les figures 1.29 a), b), c) et d) présentent des clichés MEB illustrant ces quatre sites potentiels de germination.

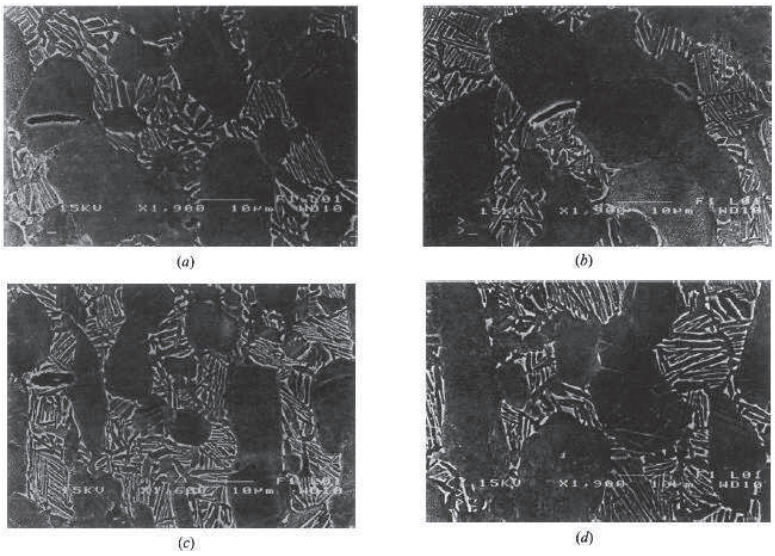


FIGURE 1.29 – Illustration des lieux de germination des cavités, a) intra α, b) interfaces α/β, c) interfaces α/α et d) dans la phase β [Helbert et al., 1996]

Selon [Helbert et al., 1996], la déformation plastique ainsi que le taux de triaxialité des contraintes sont les deux paramètres influant sur la germination des cavités.

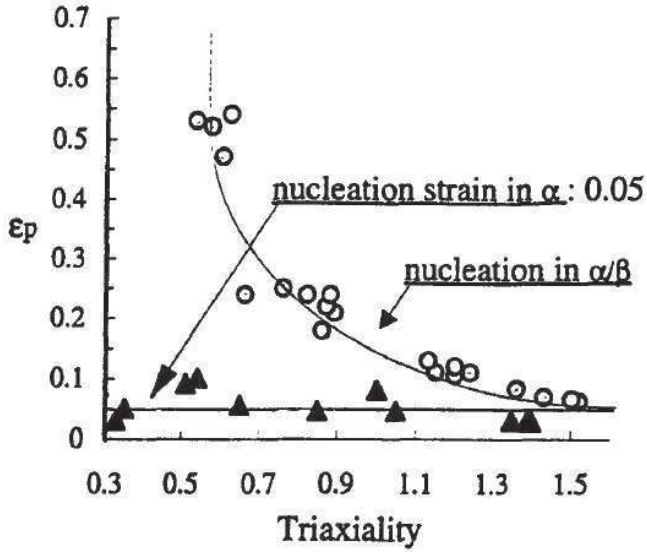


FIGURE 1.30 – Influence du taux de triaxialité des contraintes sur le lieu de germination des cavités [Helbert et al., 1996]

Cavités germant dans les grains α

La germination des cavités en intra α serait uniquement dépendante de la déformation plastique (c.f. figure 1.30). En d'autres termes, ce site de germination est peu influencé par le taux de triaxialité des contraintes. Les cavités germeraient dans les nodules α présentant des désorientations locales (sous-joints de grains). Les auteurs évoquent également la possibilité de germination sur des macles. Cependant, ce cas de figure ne représente que 15 % des cas intra α. Ils en concluent qu'il ne s'agit pas du mécanisme prépondérant conduisant à la germination des cavités au sein des nodules α. [Greenfield and Margolin, 1972] avance également une germination des cavités sur des sous-joints de grains.

Cavités germant dans la phase β

Selon les mêmes auteurs, les cavités germant au sein de la phase β proviennent de difficultés de transmission de la déformation entre les phases α_s et β. [Helbert et al., 1996] ont pu remarquer que ces cavités sont minoritaires, elles ne représentent que 17 % du total des des cavités. De plus, celles-ci apparaissent pour des niveaux de déformation relativement élevés. Enfin, ces dernières sont fortement dépendantes du taux de triaxialité des contraintes. En effet, lorsque ce paramètre augmente, quasiment plus aucune cavité n'est observée dans la phase β. Le tableau 1.2 résume l'influence de ce paramètre sur le nombre et le lieu de germination des cavités.

Cavités germant aux interfaces α/β et α/α

Les cavités germant aux interfaces α/β sont fortement influencées par le taux de triaxialité des contraintes (c.f. figure 1.30). Ainsi, la déformation plastique engendrant la germination des cavités aux interfaces est d'autant plus faible que le taux de triaxialité des contraintes est important. [Greenfield and Margolin, 1972] ainsi que [Helbert et al., 1996] évoquent des incompatibilités de déformation pour expliquer la formation des cavités au voisinage de l'interface α/β. Autrement dit, la différence de comportement plastique, entre les deux phases, conduit à une localisation de la déformation à l'interface. Ainsi, lorsque la déformation ne peut plus être accommodée, une cavité germe. De plus, ils avancent qu'en ce lieu, la triaxialité des contraintes est maximale. Des calculs menés par [Ankem and Margolin, 1982] ainsi que [Béranger et al., 1993] montrent une forte discontinuité de la contrainte interne le long de l'interface α/β. L'étude réalisée par [Castany et al., 2007] met tout de même en évidence la possibilité d'une transmission de la déformation de la phase α vers la phase β. Cela est rendu possible grâce aux relations d'orientation proposées par [Burgers, 1934]. [Castany et al., 2007] observe néanmoins un empilement de dislocations à l'interface α/β qui conduit à un gradient de contrainte (c.f. figure 1.31).

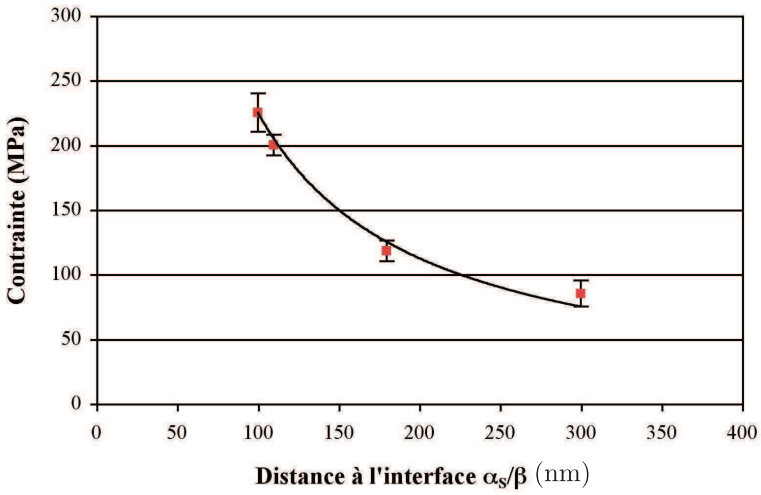
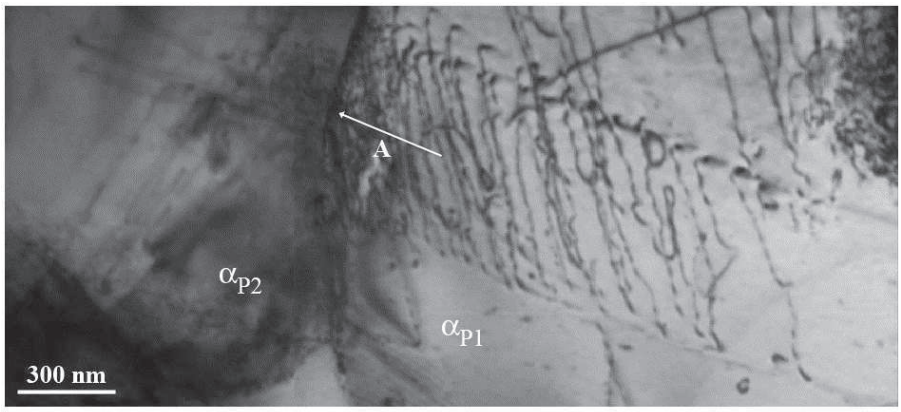
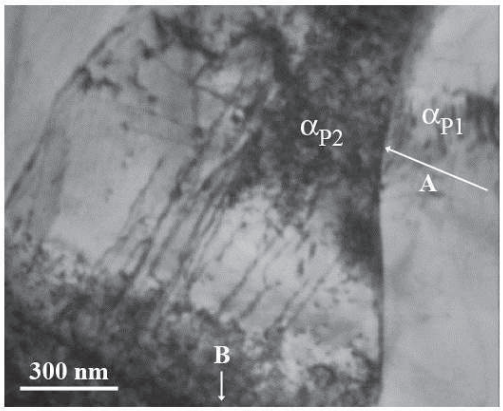


FIGURE 1.31 – Gradient de contrainte locale présent à l'interface α/β déterminé par le biais du rayon de courbure des dislocations [Castany et al., 2008]

[Castany et al., 2007] a mis en évidence que l'interface est le lieu privilégié pour l'émission de dislocations. La figure 1.32 a) illustre l'empilement d'une trentaine de dislocations sur l'interface avec le nodule adjacent α_{p2}. La transmission de la déformation du nodule α_{p2} vers le nodule α_{p1} ne semble pas possible comme en atteste la figure 1.32 b).



(a)



(b)

FIGURE 1.32 – Illustration des incompatibilités de déformation et de l'empilement des dislocations entre deux nodules α [Castany et al., 2007]

Cette configuration pourrait conduire à la formation d'une cavité à l'interface. [Helbert et al., 1996] constatent que plus le taux de triaxialité des contraintes est important plus le pourcentage de cavités aux interfaces α/β est important (c.f. tableau 1.2). Ils évoquent des incompatibilités de déformation d'autant plus grandes que le taux de triaxialité des contraintes est élevée. Selon ces auteurs, le taux de triaxialité des contraintes exacerberait les contraintes interfaciales, favorisant ainsi la germination des cavités aux interfaces α/β. Le tableau 1.2 synthétise le lieu de germination des cavités en fonction du taux de triaxialité des contraintes.

Triaxialité des contraintes	**Déformation plastique** %	**Cavité** α	**Cavité** α/β	**Cavité** β
0,7	0,6	57	26	17
1	0,31	41	44	14
1,27	0,14	34	60	5
1,63	0,065	30	70	0

Tableau 1.2 – Densité surfacique de cavités en fonction du taux de triaxialité des contraintes [Helbert et al., 1996]

Les mécanismes de germination présentés sont liés au métal de base. La partie 1.1.3 a mis

en évidence une microstructure radicalement différente dans la zone fondue. Par conséquent, les mécanismes d'endommagement ne sont certainement pas les mêmes que ceux du TA6V équiaxe et/ou duplex. Ceux-ci ont été succinctement étudiés entre autres par [Gao et al., 2014] dans le cas d'une soudure TA6V/TA6V ainsi que par [Matsumoto et al., 2011] pour une microstructure de trempe. [Gao et al., 2014] ont identifié deux sites de germination des cavités pour une microstructure aciculaire. Ainsi, elles peuvent germer par décohésion des interfaces α'/α', mais également sur des *ex*-joints de grains β, c.f. figure 1.33.

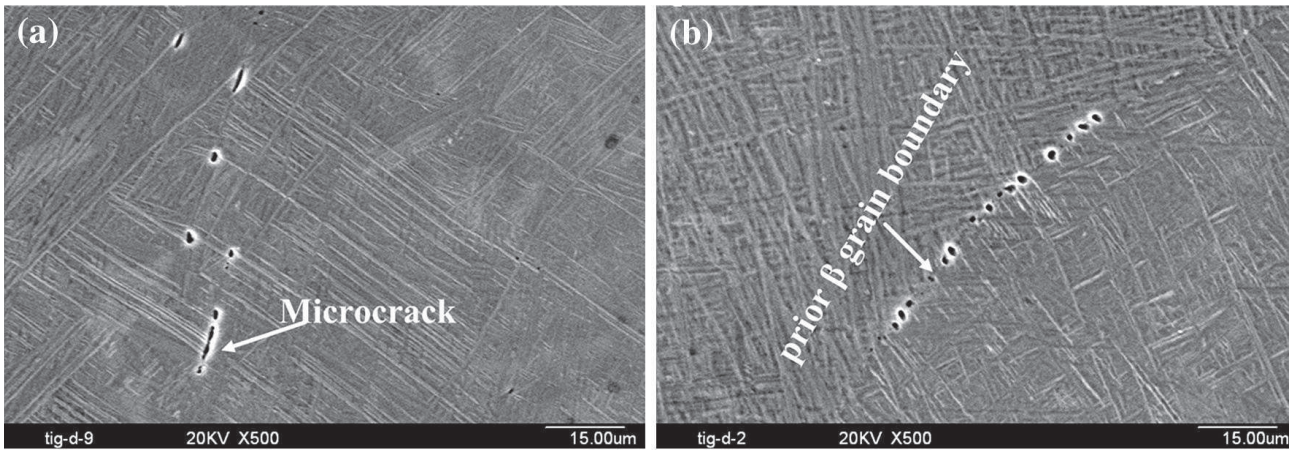


FIGURE 1.33 – Germination des cavités dans une soudure TA6V/TA6V, a) cavités présentes aux interfaces α', b) cavités initiées le long des *ex*-joints de grains β [Gao et al., 2014]

Ces sites de germination sont probablement dépendants de l'activité plastique de cette microstructure. Ce point est évoqué par [Book and Sangid, 2016] et est illustré sur la figure 1.21.

1.4.2 Croissance des cavités

La croissance représente la seconde étape du processus d'endommagement. [Helbert et al., 1996] ont mis en évidence une forte dépendance de la croissance des cavités au taux de triaxialité des contraintes. En effet, trois cas de figure ont été observés : pour les forts taux de triaxialité des contraintes, $\chi > 1{,}63$, une croissance par clivage est constatée. Sous un taux de triaxialité des contraintes moyen, $0{,}63 < \chi < 1{,}63$, les cavités croissent sous l'action de la déformation plastique. Tandis qu'il n'y a quasiment pas de croissance pour les faibles taux de triaxialité des contraintes $\chi < 0{,}63$.

Domaine de triaxialité des contraintes, $\chi \approx 0{,}63$

Selon [Helbert et al., 1996], lorsque le taux de triaxialité des contraintes est faible ($\chi < 0{,}63$), la rupture dépend essentiellement de la germination des cavités. La croissance n'intervient quasiment pas. Ainsi, les cavités apparaissent comme relativement sphériques sur les faciès de rupture (c.f. figure 1.40 a)). Le graphique présenté sur la figure 1.34 représente la longueur de la cavité la plus importante observée sur la coupe de l'éprouvette. Ce paramètre est tracé en fonction de la déformation plastique pour un taux triaxialité des contraintes de $\chi = 0,63$.

D'après la figure 1.34, un mécanisme de croissance est bien observé pour un taux de triaxialité des contraintes $\chi \approx 0,63$. Ce mécanisme semble présenter une dépendance affine à la déformation plastique. [Greenfield and Margolin, 1972] ont fait la même observation pour un alliage biphasé de composition Ti - 5.25Al - 5.5V - 0.9Fe - 0.5Cu. Au maximum, les cavités atteignent une taille d'environ 10 µm. Elles croissent selon un angle de 45° par rapport à l'axe de traction. Il est alors possible de déterminer le taux de croissance des cavités, $\ln(R/R_0)$, tel qu'il est proposé par [Rice and Tracey, 1969] (c.f. équation 1.5).

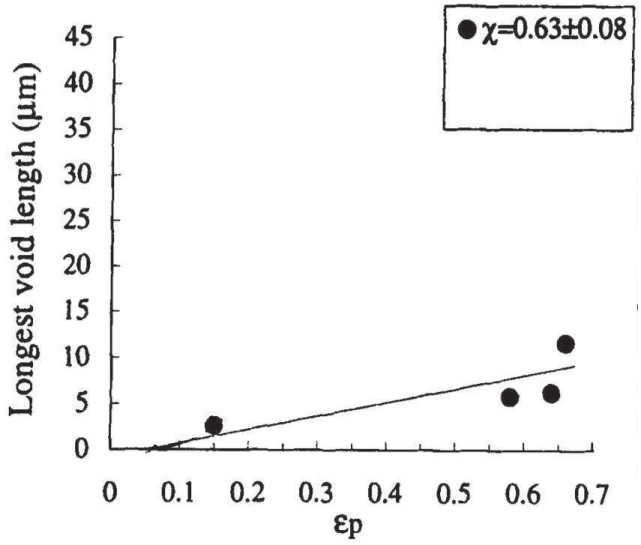


FIGURE 1.34 – Dimension de la plus grande cavité en fonction de la déformation plastique (taux de triaxialité des contraintes $\chi = 0,63$) [Helbert et al., 1996]

$$\frac{dR}{R} = 0.283 \exp(\frac{3}{2}\chi)\dot{\varepsilon}_{peq} \tag{1.5}$$

Avec :

- R : rayon de la cavité ;
- χ : taux de triaxialité des contraintes ;
- $\dot{\xi}_{peq}$: taux de déformation plastique équivalente.

La plus petite taille de cavité détectable par [Helbert et al., 1996] est de 2 µm. Le taux de croissance vaut alors ln(10/2) soit environ 1,60. **Dans cette configuration, la rupture est principalement gouvernée par la germination.**

Domaine de triaxialité des contraintes, 0,63 $> \chi >$ 1,27

Les taux de triaxialité des contraintes intermédiaires sont le siège d'un changement des mécanismes de croissance. Celui-ci est illustré au travers de la figure 1.35.

La croissance des cavités devient alors une fonction fortement non linéaire de la déformation plastique. Dans ce cas, le ratio de Rice et Tracey vaut 3,07. Pour cette gamme de triaxialité des contraintes, la rupture est essentiellement assistée par la croissance des cavités. Cela se traduit par une diminution de la densité surfacique et/ou volumique de cavités (c.f. figure 1.36) [Helbert et al., 1996].

L'augmentation du taux de triaxialité des contraintes engendre une diminution de la densité de cavités. En contre partie, le diamètre de ces dernières est plus important. Ainsi, dès lors qu'une cavité germe, celle-ci croît rapidement sous l'action de la triaxialité des contraintes. Le germination est alors limitée par la croissance. **Dans cette configuration, la rupture est principalement gouvernée par la croissance.**

Clivage des cavités, $\chi >$ 1,63

Lorsque le taux de triaxialité des contraintes dépasse la valeur critique de 1,63, Helbert observe des zones de clivages sur les faciès de rupture. Un grain α clivé a pu être observé et analysé (c.f. figure 1.37). Il apparaît que la cavité se développe perpendiculairement à l'axe de sollicitation.

Selon [Helbert et al., 1996], le processus de croissance de ces cavités est assujetti à la contrainte principale maximale, ici la contrainte de traction σ_{22}. Les cavités se développeraient

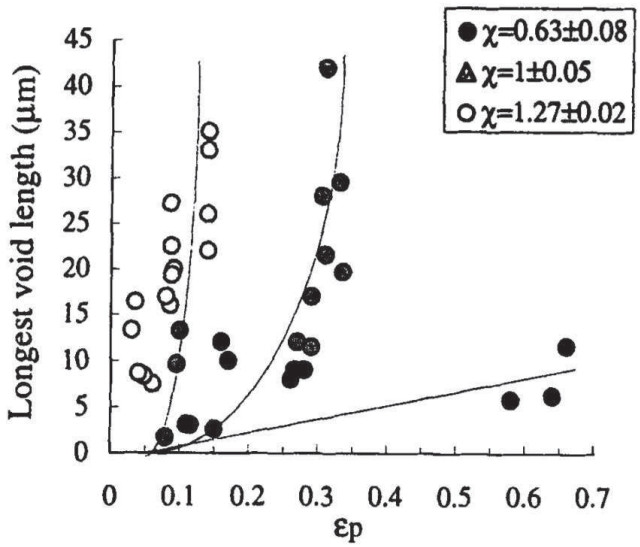


FIGURE 1.35 – Plus grande longueur de cavité en fonction de la déformation plastique pour trois taux de triaxialité des contraintes [Helbert et al., 1996]

alors par clivage selon le plan basal (0002). [Vassel, 1980] a également pu observer que le processus de clivage intervenait selon ce même plan. Une étude antérieure menée par [Wanhill, 1973] s'est attachée à décrire les mécanismes de clivage associés au titane α. Selon cet auteur, la rupture par clivage intervient uniquement pour des conditions atmosphériques particulières (fragilisation par l'hydrogène et/ou corrosion sous contrainte). Il mentionne également des sollicitations avec des durées de maintien (*sustained load cracking*). Cependant, il n'évoque pas le rôle du taux de triaxialité des contraintes. [Wojcik et al., 1988] précise que le clivage résulte d'une séparation de bandes de glissement sous l'action d'une contrainte normale au plan de glissement.

Les mécanismes de croissance associés à la microstructure aciculaire (typique de la zone fondue) ne sont pas aussi détaillés dans la littérature qu'ils le sont pour les microstructures équiaxes (typique du métal de base). Selon [Matsumoto et al., 2011], la croissance des cavités est très limitée. La rupture résulterait essentiellement d'un processus de germination et de coalescence des cavités.

1.4.3 Rupture ductile

Les mécanismes d'endommagement microscopique ont été présentés. L'influence du couple taux de triaxialité des contraintes/déformation plastique a également été discutée. [Helbert et al., 1996] ont résumé une partie de leurs travaux au travers de la courbe présentée sur la figure 1.38.

La rupture résulte d'une synergie entre le mécanisme de germination et celui de croissance de cavités. Ainsi, en fonction du taux de triaxialité des contraintes, la rupture résulte plutôt de la germination et/ou de la croissance [Helbert et al., 1998]. Ces auteurs ont calculé et tracé le rapport $\frac{f_G}{f_N}$ pour différents taux de triaxialité des contraintes. Le terme f_G représente à la porosité liée à la croissance des cavités. Le terme f_N représente la porosité liée à la germination des cavités. La figure 1.39 présente alors le résultat de ce calcul.

La figure 1.39 présente le régime de rupture pour deux microstuctures de TA6V et une d'un alliage Ti-6246. Ainsi, la courbe nommée TA6Va est associée à une microstructure équiaxe tandis que celle appelée TA6Vg est liée à une microstructure duplex. Enfin, la courbe 6246

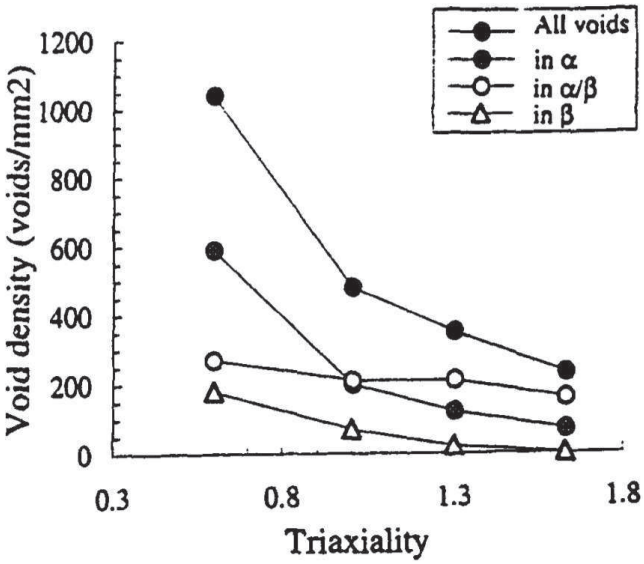


FIGURE 1.36 – Fraction surfacique de cavités en fonction du taux de triaxialité des contraintes [Helbert et al., 1996]

correspond à une microstructure duplex de l'alliage Ti-6246.

Trois régimes de rupture se dégagent de la figure 1.39 :

- $\dfrac{f_G}{f_N} < 1$;
- $\dfrac{f_G}{f_N} \simeq 1$;
- $\dfrac{f_G}{f_N} > 1$.

Lorsque $\dfrac{f_G}{f_N} < 1$, la rupture est essentiellement assistée par la germination des cavités. Ainsi, dans le cas d'un essai uniaxial, la rupture du TA6V est assistée par la germination. La croissance est alors négligeable.

Lorsque $\dfrac{f_G}{f_N} > 1$, la rupture dépend alors quasi exclusivement de la croissance des cavités. Ainsi, les figures 1.35 et 1.36 corrèlent la relation entre χ et le rapport $\frac{f_G}{f_N}$. En effet, plus le taux de triaxialité des contraintes augmente plus la contribution liée à la croissance des cavités augmente. Ainsi, le nombre de cavités diminue (c.f. figure 1.36) tandis que dans le même temps la taille de la plus grosse cavité augmente (c.f. figure 1.35).

La configuration intermédiaire correspond au rapport $\frac{f_G}{f_N} \simeq 1$. Dans ce régime, la rupture résulte donc d'un mécanisme mixte entre la germination et la croissance.

Enfin, l'examen des faciès de rupture est une analyse intéressante à mener. Elle permet de confirmer les mécanismes d'endommagement précédemment identifiés. La figure 1.40 met en évidence les mécanismes de rupture des deux microstructures de l'étude.

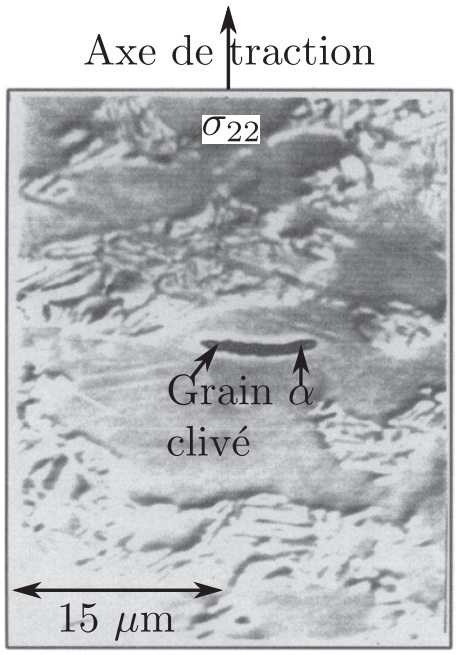


FIGURE 1.37 – Observation d'un grain α clivé [Helbert et al., 1996]

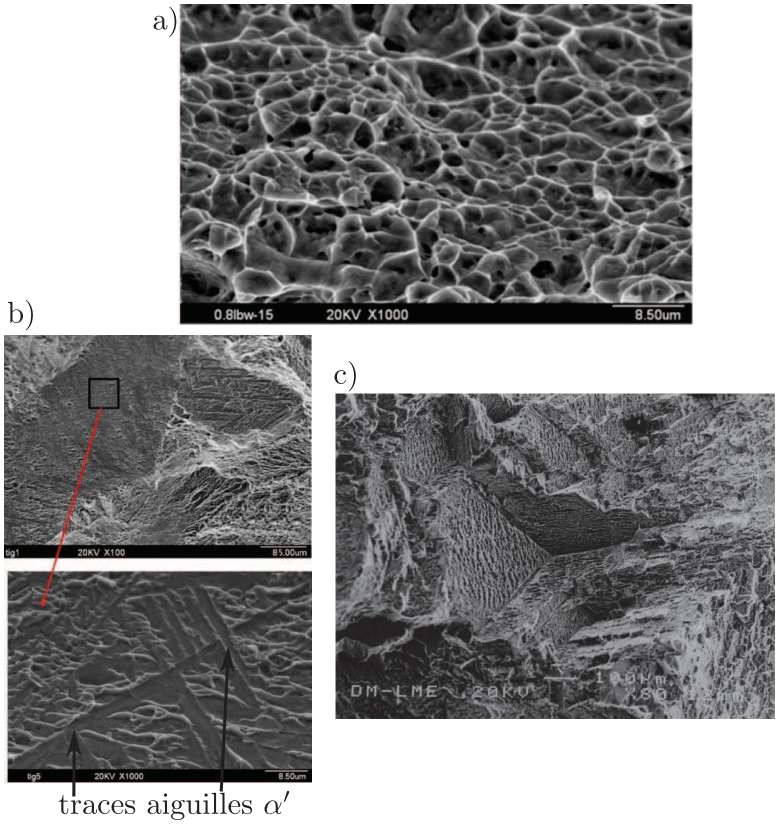


FIGURE 1.40 – Faciès de rupture présentés par les deux microstructures d'une soudure autogène en TA6V, a) faciès de rupture ductile associé une microstructure équiaxe (métal de base) [Gao et al., 2014], b) faciès de rupture présentant des décohésions aux interfaces α'/α' associé à une microstructure aciculaire (zone fondue) et c) faciès de rupture intergranulaire associé à une microstructure aciculaire [Gil et al., 2001]

La microstructure équiaxe présente un faciès typique d'une rupture ductile. Les cupules

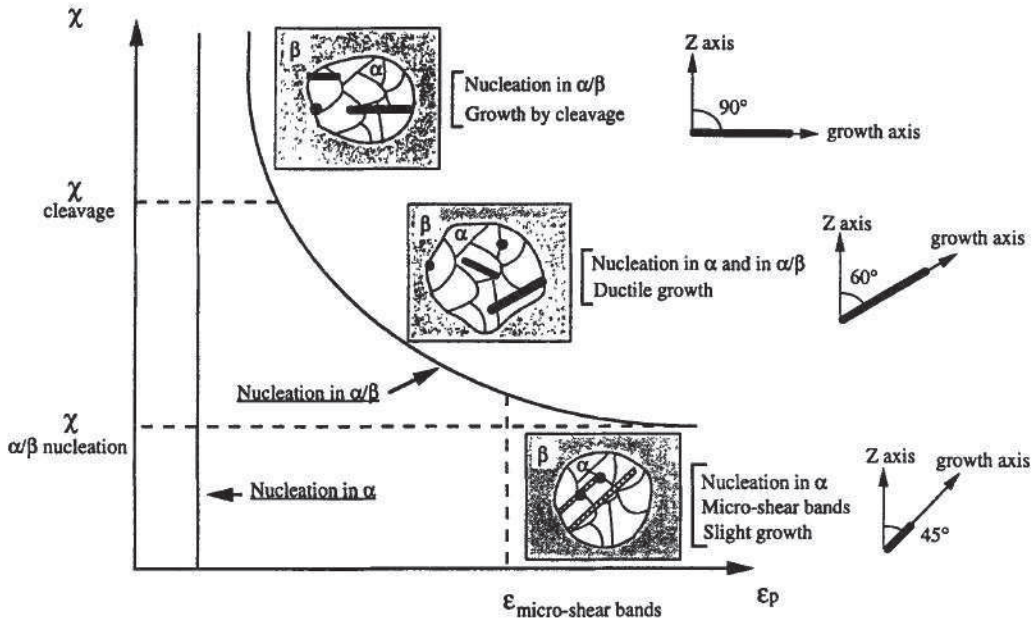


FIGURE 1.38 – Influence du taux de triaxialité des contraintes et de la déformation plastique sur les mécanismes d'endommagement du TA6V [Helbert et al., 1996]

apparaissent comme relativement sphériques. Ce constat reste vrai tant que le taux de triaxialité des contraintes ne dépasse pas 0,6 [Helbert et al., 1996]. La microstructure aciculaire exhibe quant à elle un faciès plus complexe à interpréter comme en témoigne la figure 1.40 b).

Conformément aux mécanismes d'endommagement, deux modes de rupture sont observés. Le premier correspond au clivage des aiguilles et/ou d'une décohésion des interfaces α/α'. Le second est lié à une rupture intergranulaire le long des *ex*-grains β. [Matsumoto et al., 2011] ont conduit des analyses MET sur des lames minces prélevées à proximité de la surface de rupture. La structure des dislocations a été étudiée. Plusieurs hypothèses ont été émises par ces auteurs afin d'expliquer les mécanismes d'endommagement. La précipitation de fines lamelles de phase β (c.f. section 1.1.3) entre les aiguilles α' pourrait induire de fortes incompatibilités de déformation. En effet, celles-ci constitueraient une barrière au mouvement des dislocations. L'interface α'/β serait alors le siège d'une importante concentration de contrainte favorisant la germination des cavités. De plus, en s'appuyant sur les travaux de [Evans, 1998], [Matsumoto et al., 2011] précisent que la germination et la propagation des fissures sont fortement affectées par la redistribution des contraintes engendrées par la transformation de phase. Ils précisent également que la texture cristallographique et la morphologie des *ex*-grains β affectent la propagation des fissures.

En résumé, le taux de triaxialité des contraintes affecte significativement les mécanismes d'endommagement du TA6V. En effet, lorsque ce paramètre est faible, la germination contrôle la rupture de cet alliage. Inversement, lorsque le taux de triaxialité des contraintes est important la croissance des cavités contrôle la rupture. Enfin, l'observation des surfaces de rupture a mis en évidence des mécanismes de rupture radicalement différents dans la zone fondue.

1.5 Modélisation de la rupture de liaisons soudées

La rupture des liaisons soudées constitue une problématique majeure pour les industriels. Une multitude de modèles existe permettant de décrire la rupture des matériaux métalliques [Kachanov, 1958], [Lemaitre, 1985], [Bonora, 1997], [Chaboche, 1982],

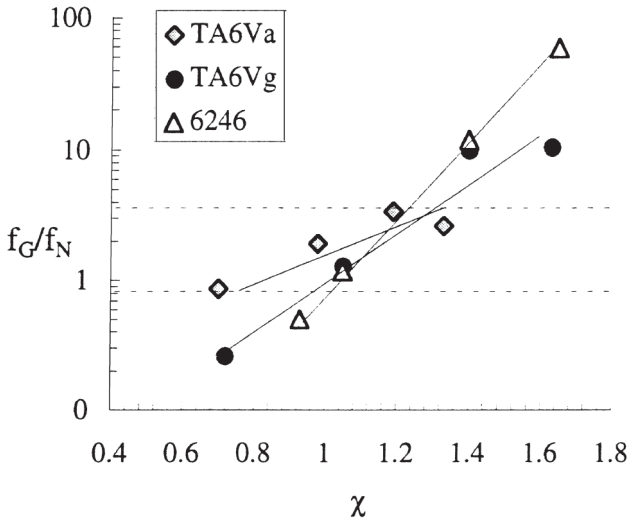


FIGURE 1.39 – Évolution du rapport $\frac{f_G}{f_N}$ en fonction du taux de triaxialité des contraintes χ [Helbert et al., 1998]

[Chaboche et al., 2006]. Une liste exhaustive est donnée par [Besson, 2009]. Néanmoins, une majorité d'auteurs ont recourt aux modèles de Gurson-Tvergaard-Needleman [Gurson, 1977], [Tvergaard and Needleman, 1984], [Tvergaard, 1989]. La section 4.3.3 présente succinctement ce modèle. Enfin, une série d'exemples consacrés à la simulation numérique de la rupture de diverses soudures est présentée (c.f. section 1.5.2).

1.5.1 Modélisation de la rupture ductile

Le modèle de [Gurson, 1977] a été établi dans un cadre micromécanique. La surface de charge est obtenue par une analyse limite d'une sphère creuse dans un milieu continu infini. Elle est présentée au travers de l'équation 1.6. Le développement complet de ce modèle est donné par [Leblond, 2003]. Dans le modèle de Gurson, la cavité est supposée sphérique et le demeure. Le modèle décrit donc la croissance de cette unique cavité sous l'action d'un chargement mécanique. Dans le cadre de cette approche, la croissance est décrite par le biais de la variable f. Celle-ci représente la porosité du matériau. Elle désigne le rapport entre le volume occupé par la cavité et le volume total de matière. Un matériau exempt de défaut ou non endommagé aura une variable f nulle.

Par ailleurs, la matrice est régie par un comportement isotrope rigide parfaitement plastique. [Leblond, 1995] ont proposé d'étendre ce modèle à l'écrouissage isotrope. [Besson and Guillemer-Neel, 2003] ont également proposé d'inclure l'écrouissage cinématique au modèle de Gurson. Enfin, [Gologanu et al., 1997] ont proposé une extension du modèle de Gurson pour prendre en compte la morphologie des cavités.

$$\psi_G = \left(\frac{\sigma_{eq}}{\sigma_y}\right)^2 + 2f\cosh\left(\frac{3\sigma_m}{2\sigma_y}\right) - 1 - f^2 \tag{1.6}$$

Avec :

- $\psi_G = 0$: surface de charge associée au modèle de Gurson ;
- σ_{eq} : contrainte équivalente de von Mises ;
- σ_y : limite d'écoulement plastique ;
- f : porosité ;

- $3\sigma_m$: trace du tenseur des contraintes.

La figure 1.41 présente l'influence de la porosité initiale f_0 sur la surface de plasticité de [Gurson, 1977].

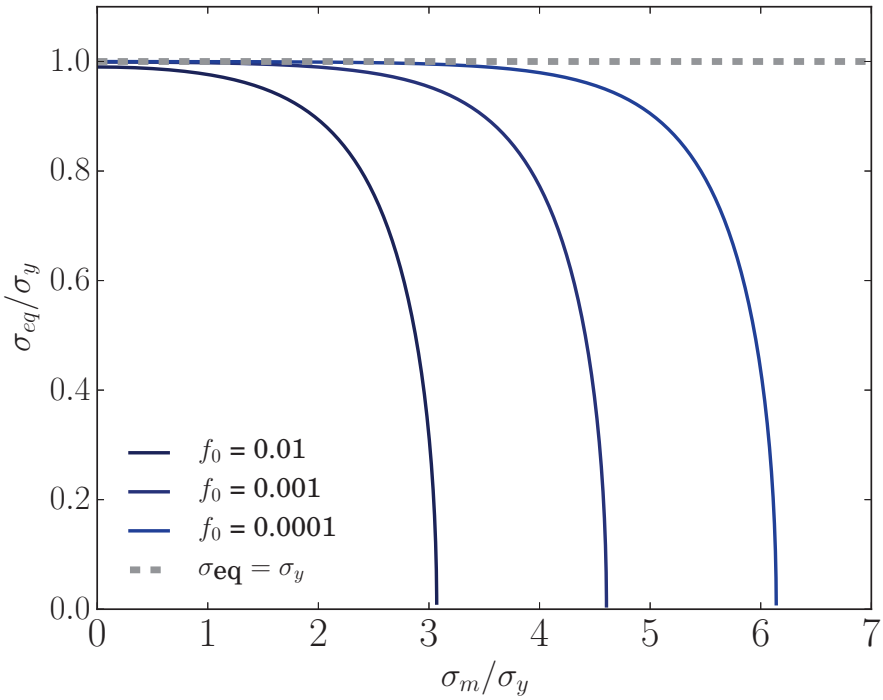


FIGURE 1.41 – Présentation du modèle de [Gurson, 1977] dans l'espace des deux premiers invariants du tenseur des contraintes, influence de la porosité initiale f_0

La figure 1.41 présente la surface de charge de Gurson pour trois valeurs de porosité initiale f_0. Cette même figure est normalisée par la contrainte d'élasticité σ_y. Ainsi, plus le taux de triaxialité des contraintes est important plus le trajet de chargement sera proche de l'axe des abscisses. Lorsque ce paramètre est faible, l'écoulement plastique prédit par les critères de Gurson et de von Mises intervient sensiblement au même niveau. L'écart devient significatif lorsque le taux de triaxialité des contraintes augmente.

Le modèle de Gurson étant établi pour une seule et unique cavité, les effets d'interactions entre les cavités sont négligés. Or, cette hypothèse n'est plus vraie lorsque la porosité atteint une valeur importante (typiquement à partir de 10 %). [Tvergaard, 1989] a alors suggéré de multiplier la porosité f par deux facteurs q_1 et q_2 afin de prendre en compte ces interactions (c.f. équation 4.15). Cette extension du modèle de Gurson porte le nom de Gurson-Tvergaard-Needleman.

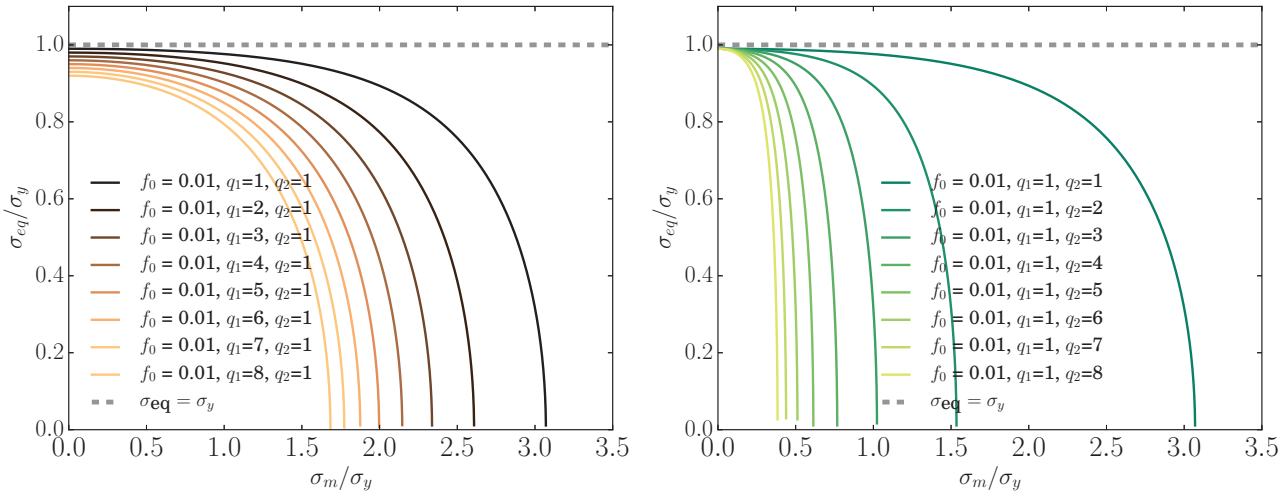
$$\psi_{GTN} = \left(\frac{\sigma_{eq}}{\sigma_y}\right)^2 + 2q_1 f^* \cosh\left(\frac{q_2 Tr\underset{\sim}{\sigma}}{2\sigma_y}\right) - 1 - (q_1 f^*)^2 \tag{1.7}$$

Avec :

- ψ_G : surface de plasticité associée au modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman ;
- f^* : porosité effective ;
- q_1 et q_2 : paramètres pour l'interaction des cavités.

L'influence des paramètres q_1 et q_2 sur la surface de charge est présentée sur la figure 1.42.

[Koplik and Needleman, 1988] ont déterminé ces paramètres par le biais de simulations numérique conduite sur des cellules élémentaires. Les valeurs numériques des paramètres q_1 et q_2 valent respectivement $\frac{3}{2}$ et 1 d'après ces auteurs.



(a) (b)

FIGURE 1.42 – Influence des paramètres, a) q_1 et b) q_2 sur la surface d'endommagement

Lorsque la porosité atteint une valeur critique, le mécanisme de coalescence intervient. Il correspond à une localisation de la déformation dans le voisinage d'une ou plusieurs cavités. L'endommagement s'accélère alors significativement jusqu'à la rupture de l'éprouvette. [Tvergaard and Needleman, 1984] ont également proposé d'inclure la coalescence des cavités dans le modèle de Gurson. Par ailleurs, [Thomason, 1985] a proposé un modèle non couplé pour la coalescence. Tvergaard et Needleman ont alors suggéré de substituer la porosité f par une porosité effective f^*. Cette dernière étant une fonction trilinéaire de f comme l'illustre la figure 1.8 et l'équation 1.8.

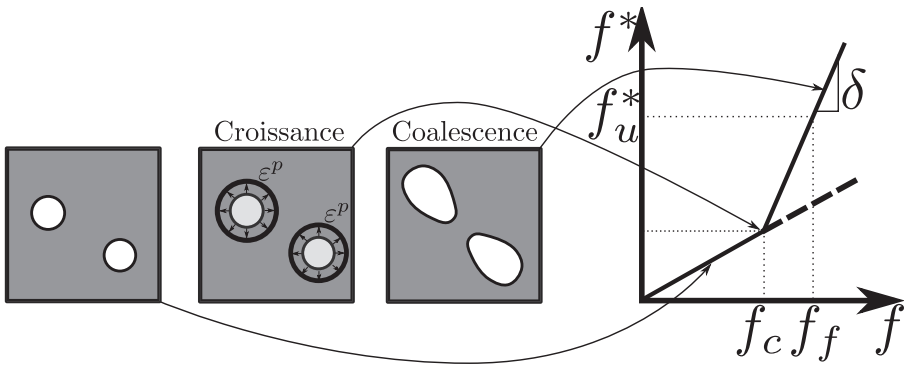


FIGURE 1.43 – Représentation schématique de la porosité effective, f^* d'après [Tanguy, 1999]

La porosité effective s'exprime alors selon l'équation 1.8.

$$f^* = \begin{cases} f & \text{Si } f \leqslant f_c \\ f_c + \delta(f - f_c) & \text{Si } f_c < f < f_f \quad \text{avec } \delta = \frac{f_u^* - f_c}{f_f - f_c} \\ f_u^* & \text{Si } f \geqslant f_f \end{cases} \tag{1.8}$$

Avec :

- f_c : porosité représentant le début de la coalescence ;
- δ : paramètre réglant la vitesse de l'endommagement après la coalescence ;
- f_f : porosité représentant la rupture complète de l'éprouvette.

Sous l'action du chargement, la porosité évolue jusqu'à atteindre la valeur seuil de f_c. Dès lors, les instabilités entre les cavités conduisent à une accélération de l'endommagement. Le paramètre δ permet d'ajuster cette accélération. La porosité continue à augmenter jusqu'à ce qu'elle atteigne un nouveau seuil f_f. Ce dernier marque la rupture complète de l'éprouvette.

[Brocks et al., 1996] ont montré que le paramètre f_c ne dépend pas significativement du niveau de triaxialité des contraintes si la porosité initiale est faible. [Helbert et al., 1996] parviennent à la même conclusion pour le TA6V.

À partir d'une démarche purement macroscopique, [Rousselier, 1987] a établi un critère d'écoulement semblable à celui proposé par [Gurson, 1977]. Ce modèle est écrit dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles. Le formalisme des petites déformations est employé, enfin seul l'écrouissage isotrope est considéré. Le critère d'écoulement est donné par l'équation 1.9.

$$\psi_R = \frac{\sigma_{eq}}{1-f} - R(p) + D\sigma_1 f \exp\left(\frac{Tr\underset{\sim}{\sigma}}{(1-f)\sigma_1}\right) \tag{1.9}$$

Avec :

- $\psi_R = 0$: surface de plasticité associée au modèle de Rousselier ;
- $R(p)$: contrainte d'écoulement plastique ;
- D et σ_1 : paramètres matériau.

Le modèle de [Rousselier, 1987] donne des résultats proches de celui de [Gurson, 1977]. Ces modèles sont comparés sur la figure 1.44. Ils sont représentés dans l'espace des deux premiers invariants du tenseur des contraintes.

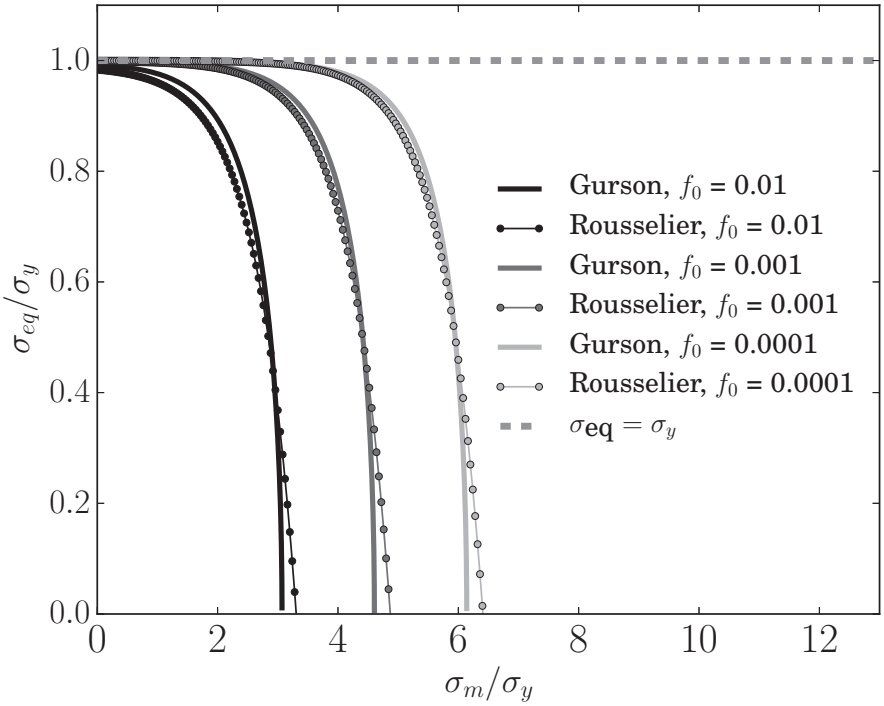


FIGURE 1.44 – Comparaison des modèles de Gurson et de Rousselier pour différentes porosités initiales f_0

Enfin, il existe d'autres approches permettant de modéliser la rupture ductile. Une liste exhaustive est donnée dans [Besson et al., 2001] ou encore dans [Besson, 2009]. Parmi celles-ci,

il peut être cité la mécanique de l'endommagement continu. Cette approche est issue des travaux de [Kachanov, 1958], [Kachanov, 1986]. L'endommagement est décrit de manière purement phénoménologique. Cette démarche découle de la thermodynamique des processus irréversibles. L'endommagement est décrit par le biais d'une variable interne D. Elle ne sera pas développée dans le cadre de ce document. Cette théorie est détaillée dans [Cordebois and Sidoroff, 1982] et dans [Chaboche et al., 2006].

1.5.2 Simulation de la rupture de liaisons soudées

Cette dernière partie présente quelques exemples d'application du modèle de Gurson à la simulation de la rupture de liaisons soudées. Le premier est associé à une soudure dont la zone fondue présente un comportement mécanique supérieur au métal de base. Cette configuration est nommée *overmatch* par [Zerbst et al., 2014]. Le deuxième exemple est l'opposé du premier. Dans ce cas, la configuration de la liaison soudée est qualifiée d'*undermatch*. Les deux exemples utilisent le modèle de [Gurson, 1977].

L'étude menée par [Nonn et al., 2008] s'est intéressée à la simulation de la rupture d'une soudure en acier S355. De fines tôles constituées de cet acier sont assemblées par soudage laser. La zone fondue présente un comportement mécanique supérieure au métal de base. La réussite de la modélisation réside essentiellement dans l'identification des paramètres du modèle. Le paramètre f_0 représente la fraction initiale de porosité. L'acier S355 possède des phases fragilisantes de type sulfures et/ou oxydes. Le paramètre f_0 du modèle est alors assimilé à la fraction surfacique de ces phases. Des observations MEB ont permis d'identifier le paramètre f_0 dans les différentes zones de la soudure. Une méthode similaire a été utilisée par [Puydt, 2012] et [Puydt et al., 2014].

[Nonn et al., 2008] ont déterminé le paramètre f_c pour le métal de base et la soudure (acier S355) soit respectivement 0,027 et 0,030. Ces paramètres sont regroupés au sein du tableau 1.3.

Matériau	**Zone**	f_0	f_c	q_1	q_2	**Taille maille (µm)**
S355	MdB	0,0006	0,027	1,5	1	108
S355	ZF	0,0006	0,030	1,5	1	37,5

Tableau 1.3 – Paramètres du modèle GTN identifiés pour le métal de base et la soudure d'après [Nonn et al., 2008]

Le modèle GTN permet alors de restituer assez fidèlement le comportement du métal de base ainsi que celui de la soudure comme en atteste la figure 1.45 a).

[Negre et al., 2004] ont eu recourt à ce type d'approche pour modéliser la rupture d'une liaison soudée constituée d'un alliage d'aluminium. Contrairement au cas précédent, la liaison soudée étudiée par [Nonn et al., 2008] présente une configuration d'*undermatch*. La figure 1.47 b) présente le comportement mécanique de la liaison soudée.

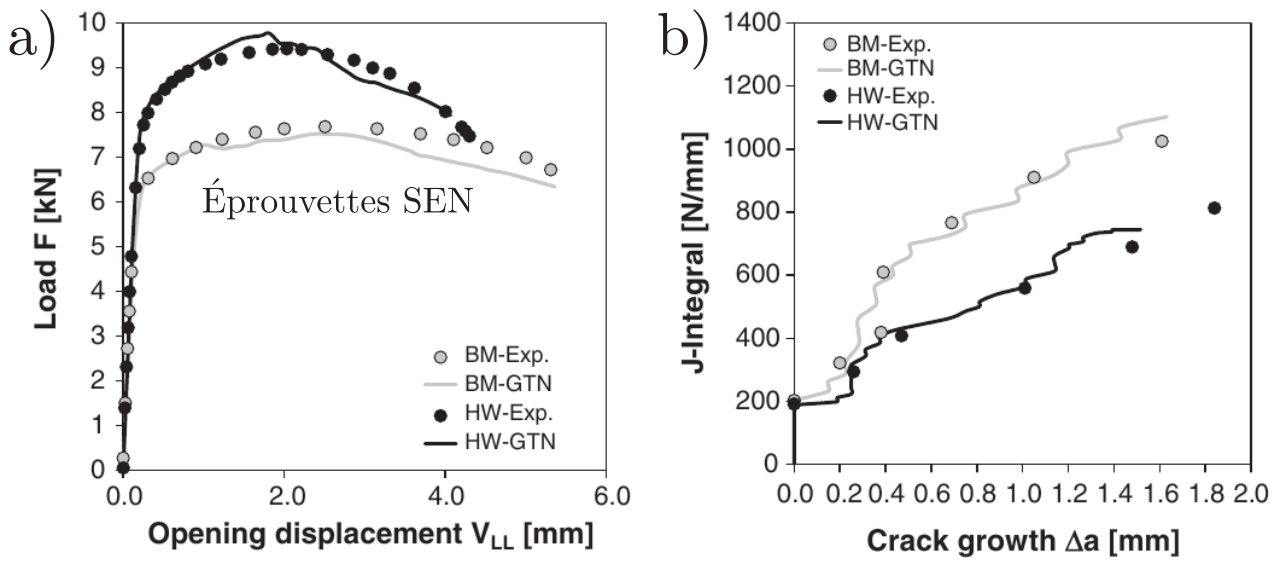


FIGURE 1.45 – Comparaison entre le comportement mécanique et la réponse du modèle GTN, a) courbes force-déplacement, b) intégrale J en fonction de l'avancée de la fissure Δa vers le matériau possédant la limite d'écoulement la plus faible [Nonn et al., 2008]

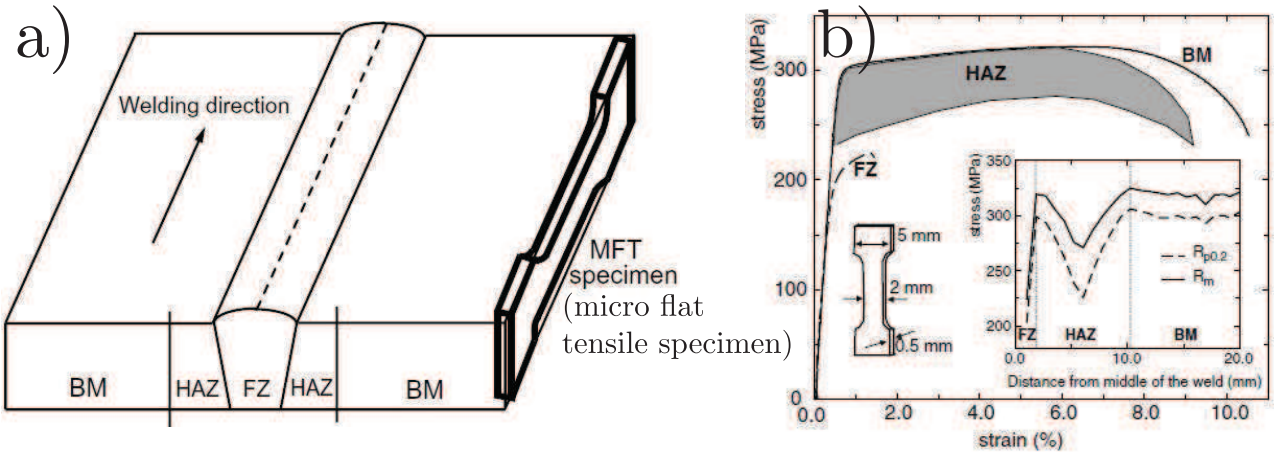


FIGURE 1.46 – Comportement mécanique des différentes zones de la soudure, a) schéma de prélèvement des éprouvettes, b) courbes de comportement [Negre et al., 2004]

La figure 1.47 précise la zone de prélèvement des éprouvettes. Les paramètres du modèle ont été identifiés par l'intermédiaire d'éprouvettes prélevées au sein des différentes zones dans une plaque soudée (c.f. figure 1.47). Ces paramètres sont donnés dans le tableau 1.4.

Matériau	**Zone**	f_0	f_c	q_1	q_2	**Taille maille (µm)**
Al 6xxx	MdB	0,0015	0,0195	1,5	1	150
Al 6xxx	ZF	0,035	0,16	1,5	1,1	35

Tableau 1.4 – Paramètres du modèle GTN identifiés pour le métal de base et la soudure d'après [Negre et al., 2004]

Ces paramètres ont permis de simuler la fissuration d'éprouvettes CT. Afin de comparer

expériences et réponses du modèle, des essais de fissuration, menés sur des éprouvettes CT, ont également été réalisés. L'influence de la position de l'entaille sur le chemin de fissuration a été particulièrement étudiée. L'entaille a été positionnée selon trois configurations. Celles-ci sont représentées sur la figure 1.47. Cette même figure 1.47 présente également les courbes force-ouverture.

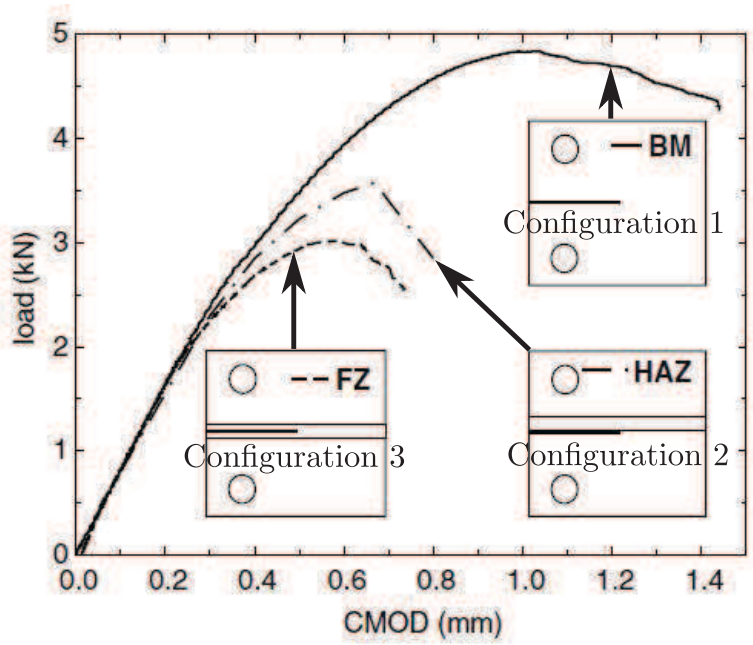


FIGURE 1.47 – Influence du positionnement de l'entaille sur la propagation de la fissure [Negre et al., 2004]

Les auteurs constatent que la fissure bifurque vers la zone fondue. Ainsi, le modèle GTN a été utilisé afin de simuler la configuration 2 de la figure 1.47. La simulation permet de restituer la bifurcation de la fissure vers la zone fondue. La fissure se propage vers la zone où la contrainte d'écoulement plastique est la plus faible.

En résumé, ces exemples illustrent l'application du modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman pour la simulation de liaisons soudées. Selon les auteurs précédemment cités, **la principale difficulté réside dans l'identification des paramètres du modèle**. Enfin, il convient de préciser que les modèles GTN ou Rousselier présentent des limites. Par exemple, le premier modèle cité est mis en échec pour les faibles taux de triaxialité des contraintes [Benzerga and Leblond, 2010]. Des améliorations ont été proposées entre autres par [Pardoen, 2006], [Nahshon and Hutchinson, 2008] et plus récemment [Cao et al., 2015].

1.6 Conclusions

L'opération de soudage affecte profondément la métallurgie du TA6V. Ainsi, un gradient de microstructures est observé le long du joint soudé. Ce dernier se compose de trois zones : le métal de base, la zone affectée thermiquement et la zone fondue. Au cours du refroidissement, le TA6V subit une transformation martensitique $\beta \rightarrow \alpha'$. Dans le proche voisinage de la zone fondue se trouve la zone affectée thermiquement. Seule une partie de la matière est affectée par la transformation $\beta \rightarrow \alpha'$. Loin du joint soudé se trouve le métal de base. À partir d'une distance d'environ 1,5 mm aucune modification microstructurale n'a été observée.

Ces évolutions microstructurales sont à l'origine d'un champ de contrainte résiduelle susceptible de conduire à des phénomènes de fissuration différée. Il est alors important de déterminer ce champ de contrainte. D'après les résultats de la bibliographie, un pic de contrainte de traction est estimé dans la zone affectée thermiquement. La zone fondue présente, quant à elle, soit un état mécanique de compression ou de traction. Dans les études citées, le niveau des contraintes résiduelles relevé est relativement faible au regard des contraintes d'écoulement plastique du TA6V. Cependant, l'allure du champ de contrainte n'est clairement pas bien compris. C'est pour cette raison que ce champ est étudié dans le cadre de ce travail.

Enfin, ces microstructures présentent des propriétés mécaniques intrinsèques. Cela conduit à des hétérogénéités de comportement. En effet, la zone fondue possède une contrainte d'écoulement supérieure à celle du métal de base. Lorsqu'une liaison est sollicitée, la déformation se localise dans le métal de base. En conséquence, la liaison soudée autogène en TA6V présente un comportement dit d'*overmatch*, car elle présente des propriétés mécaniques supérieures à celle du métal de base.

La présente étude est construite sur la démarche présentée au sein de l'introduction (c.f. section). Ainsi, le deuxième chapitre (c.f. chapitre 2) présentera la caractérisation des matériaux de l'étude. Puis, le troisième chapitre (c.f. chapitre 3) s'attachera à décrire et à simuler le champ de contrainte résiduelle. Enfin, le dernier chapitre (c.f. chapitre 4) sera dédié à l'étude et à la simulation du comportement mécanique des liaisons soudées.

Chapitre 2

Caractérisations des matériaux de l'étude

Sommaire

2.1 Caractérisations métallurgiques du métal de base 45

2.1.1 Microstructure du métal de base 45

2.1.2 Répartition des éléments d'alliage 46

2.1.3 Détermination de la texture cristallographique 49

2.2 Caractérisations métallurgiques de la liaison soudée 50

2.2.1 Microstructures de la liaison soudée 50

2.2.2 Répartition des éléments d'alliage 52

2.2.3 Analyses des liaisons soudées par la méthode de Rietveld 59

2.2.4 Analyses des largeurs des pics de diffraction 67

2.2.5 Population de défauts 70

2.3 Élaboration de microstructures 73

2.3.1 Évaluation de la température de transus β 73

2.3.2 Présentation des traitements thermiques 75

2.3.3 Vérification de l'homogénéité chimique des microstructures 78

2.3.4 Évaluation de la taille de grain β 79

2.3.5 Analyses des phases présentes 81

2.4 Conclusions 83

Il convient de rappeler que l'opération de soudage affecte profondément le TA6V. En effet, celle-ci modifie notamment l'état métallurgique de l'alliage. Pour cette raison, l'état métallurgique des liaisons soudées a été caractérisé (c.f. section 2.2). En amont, le métal de base (TA6V à l'état de réception) a lui aussi été caractérisé (c.f. section 2.1).

2.1 Caractérisations métallurgiques du métal de base

L'état métallurgique du TA6V à l'état de livraison a été caractérisé. Pour cela, la microstructure (c.f. section 2.2 et 2.1.2) mais également la texture cristallographique du métal de base, (c.f. section 2.1.3) ont été étudiées.

2.1.1 Microstructure du métal de base

À l'état de réception, le TA6V se présente sous la forme d'une barre forgée ($\phi = 140mm$). Des échantillons ont été prélevés dans la barre comme l'illustre la figure 2.1. Ces derniers sont issus d'un plan ($\overrightarrow{r}\overrightarrow{z}$) de la barre.

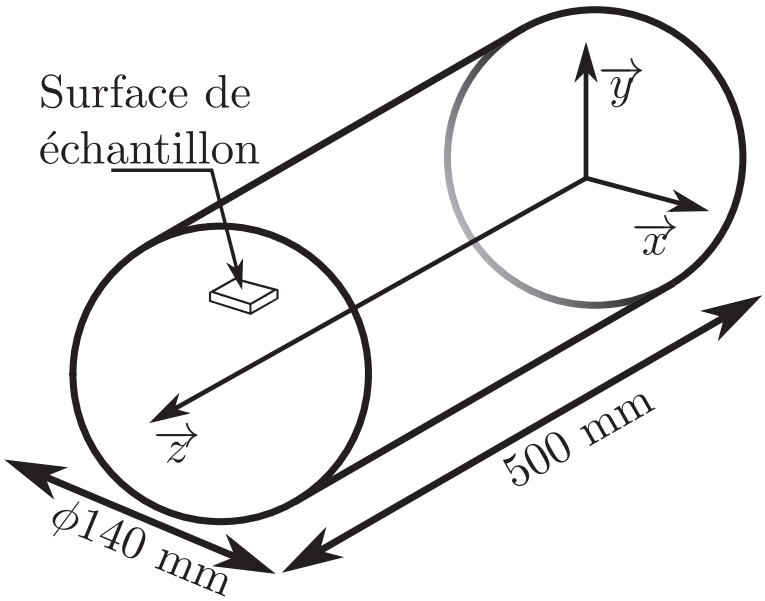


FIGURE 2.1 – Zone de prélèvement et d'observation des échantillons d'analyses microstructurales

Des examens métallurgiques ont révélé une microstructure de type équiaxe [Combres and Champin, 199
Celle-ci est conforme aux traitements thermomécaniques utilisés par le fournisseur. Elle est présentée sur la figure 2.1. Cette microstructure se compose de grains α entourés d'un liseré de phase β.

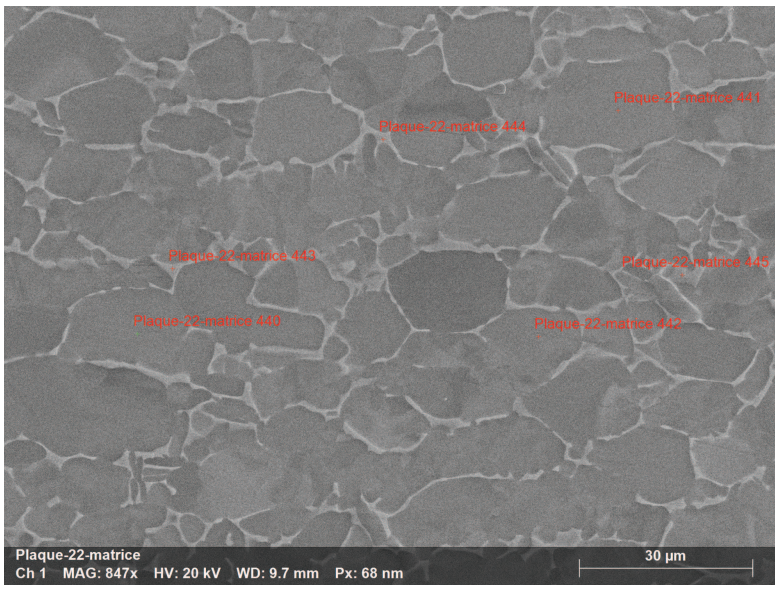


FIGURE 2.2 – Micrographie MEB du TA6V issue de la barre d'approvisionnement présentant une microstructure équiaxe

Sur la figure 2.2, les grains de phase α apparaissent en gris clair. Le diamètre moyen de ces grains a été estimé à 20 ± 2 µm. Cette phase est majoritaire dans l'alliage. La phase β, quant à elle, se présente sous la forme d'un liseré relativement fin. L'épaisseur de ce dernier a été évaluée à 0,8 ± 0,2 µm. Ce paramètre a été déterminé par le biais des micrographies.

2.1.2 Répartition des éléments d'alliage

La composition chimique du TA6V est donnée dans le tableau 2.1. Il est issu du procès verbal provenant du fournisseur.

Élément	**Ti**	**Al**	**V**	**O**	**H**	**N**	**C**	**Fe**
Répartition en masse (%)	Base	6,42	4,02	0,19	3×10^{-3}	$5,5 \times 10^{-3}$	0,06	0,15

Tableau 2.1 – Composition chimique du TA6V à l'état de réception (données fournisseur)

La composition présentée dans le tableau 2.1 ne constitue qu'une valeur moyenne. En effet, le métal de base est biphasé à température ambiante. Les compositions chimiques des phases α et β diffèrent. Les hétérogénéités chimiques ont été caractérisées par le biais d'analyses EDS (energy dispersive spectrometry) et de microsonde de Castaing réalisées au CEA. Ces moyens sont exposés en annexe A. La figure 2.2 présente les différents points analysés par EDS dans le métal de base. Les points nommés plaque 22 matrice 440, 441 et 442 ont été positionnés dans la phase α. Les points restants ont été disposés dans la phase β. La figure 2.3 présente le signal brut associé à ces points d'analyse. Il s'agit de courbes représentant le nombre de photons collectés en fonction de leurs énergies. Ces spectres se composent d'une succession de pics, chacun d'eux est associé à une espèce chimique donnée. Ils sont représentés sur la figure 2.3.

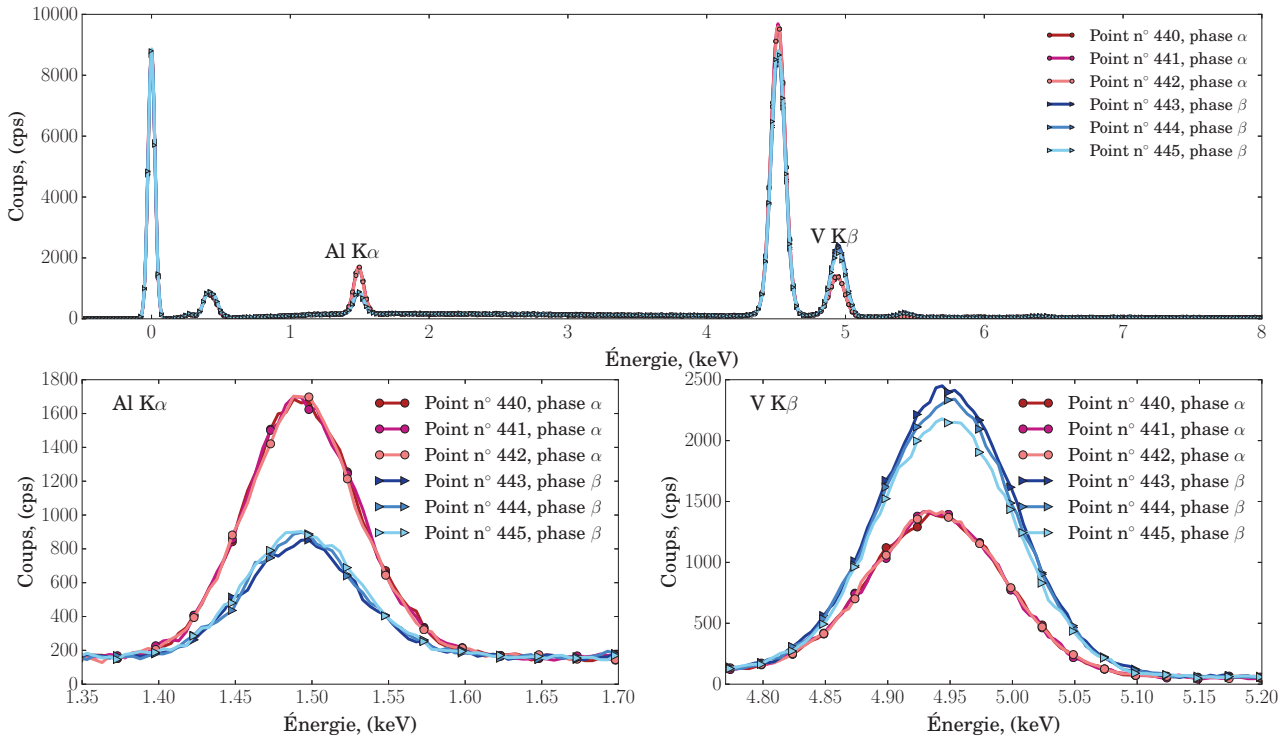


FIGURE 2.3 – Spectres EDS des points analysés sur le métal de base (phase α en rouge et phase β) en bleu

Les points disposés dans la phase α présentent une raie Al Kα plus intense que ceux associés à la phase β. La raie V Kβ, quant à elle, présente le comportement inverse. Cela montre un enrichissement en aluminium et un appauvrissement en vanadium dans la phase α. À partir de ces spectres, il est possible de déterminer la concentration de l'aluminium et du vanadium au sein des phases α et β (c.f. tableau 2.2).

Phase	**Base titane**	**Aluminium (%pds)**	**Vanadium (%pds)**
α	Ti	6,5 ± 0,3	1,5 ± 0,5
β	Ti	2,9 ± 0,2	10,1 ± 0,8

Tableau 2.2 – Composition chimique des phases α et β

La quantification met bien en évidence un enrichissement en aluminium et un appauvrissement en vanadium dans la phase α. Il convient de prendre quelques précautions quant à l'interprétation de la composition de la phase β. En effet, l'épaisseur du liseré de phase β (c.f. figure 2.2) est faible. Il est du même ordre de grandeur que le diamètre de la poire d'interaction du signal.

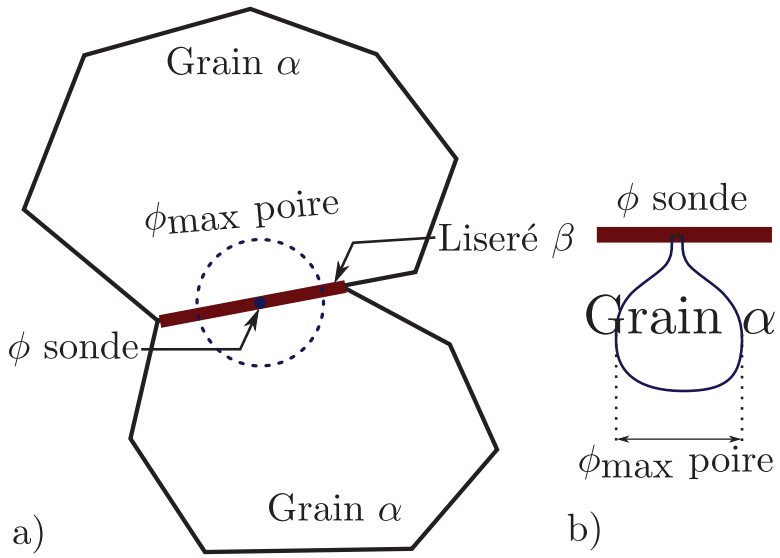
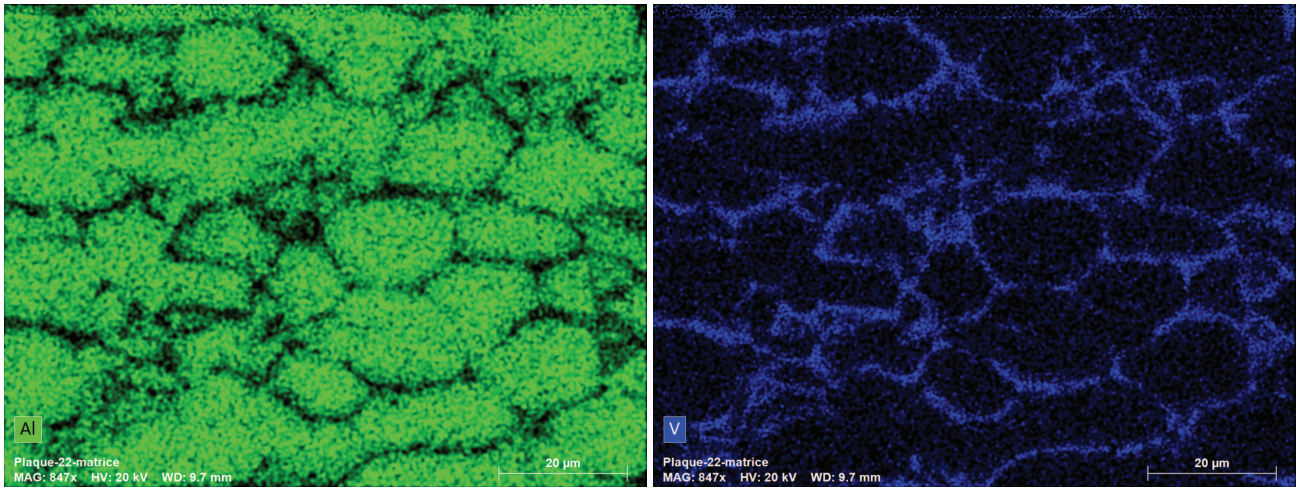


FIGURE 2.4 – Schéma de la méthode d'analyse par microsonde de Castaing de la composition de la β, a) schéma vue de dessus, b) vue de l'épaisseur

Dans ces conditions, il est possible que le résultat présenté dans le tableau 2.2 ne soit pas uniquement lié à la phase β. Le grain α présent dans le voisinage du liseré β peut contribuer aux pics Al Kα et V Kβ comme l'illustre la figure 2.4. La quantification déterminée peut alors correspondre à une moyenne entre les phases β et α. Afin de compléter ces caractérisations, une cartographie de la répartition des éléments d'alliage a été menée dans le métal de base.

Les cartographies de répartition des éléments d'alliage sont présentées sur les figures 2.5 a) et b). Ces cartes constituent une information semi-quantitative car elles indiquent seulement les zones riches ou pauvres en aluminium et/ou vanadium. La durée de comptage associé à chaque pixel est identique et est fixé à 2 secondes. Ainsi, plus la concentration du dit élément est grande, plus le nombre de coups sera important.



(a) (b)

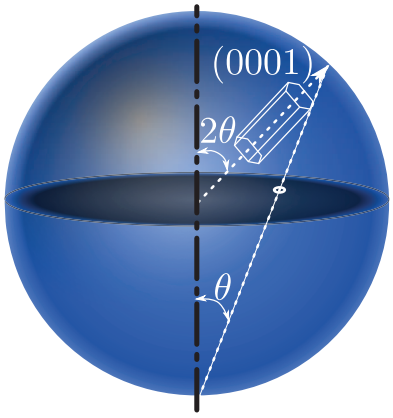
FIGURE 2.5 – Cartographie EDS de la répartition locale des éléments d'alliages, a) aluminium et b) vanadium

La carte 2.5 a) confirme l'enrichissement de l'aluminium au sein des nodules α. Le vanadium quant à lui est majoritairement contenu au sein de la phase β. Ce constat est à nuancer pour les mêmes raisons évoquées précédemment (c.f. figure 2.4). Ces hétérogénéités s'expliquent par les caractères α-gène et β-gène respectifs de l'aluminium et du vanadium [Lütjering, 1999].

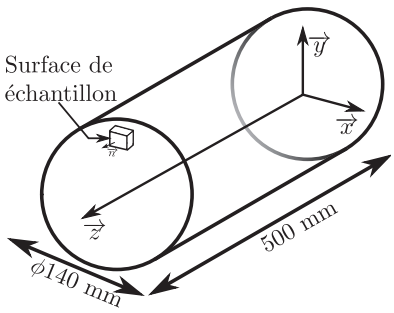
2.1.3 Détermination de la texture cristallographique

La texture cristallographique est également un paramètre microstructural important. Elle représente la distribution des orientations cristallographiques d'une direction cristallographique dans un échantillon. La texture influence de manière significative les comportements mécaniques (contrainte d'écoulement, déformation à rupture...) [Pennelle and Solas, 2012]. La texture apparaît durant la solidification puis évolue au cours des différentes étapes de mise en forme subies par le matériau. La caractérisation de la texture cristallographique consiste à déterminer les orientations (g_i) des cristallites par rapport à un repère lié à l'échantillon. Pour cela, la méthode de diffraction des rayons X de laboratoire a été employée. La mesure par DRX donne une information globale sur la zone analysée. Il convient de préciser que cette technique n'a pas été mise en œuvre dans la zone fondue. Les dimensions de cette dernière (c.f. figure 2.8) 2 mm de hauteur et environ 2 mm de largeur) sont du même ordre de grandeur que la taille du faisceau utilisé. Toutefois, la construction des figures de pôles requiert un angle θ important (c.f. figure 2.6 a)). Cela implique un étalement du faisceau sur la surface de l'échantillon. Dans ces conditions, le faisceau n'éclaire plus seulement la zone fondue. Pour cette raison, seul le métal de base a été caractérisé par la diffraction X de laboratoire.

L'analyse de la texture consiste à acquérir l'intensité diffractée par une famille de plans donnée pour différentes orientations (ϕ et χ) de l'échantillon. Les résultats sont présentés sous forme de figures de pôles. Il s'agit d'une projection stéréographique de la normale à la famille de plans diffractant dans le repère de l'échantillon. La figure 2.6 a) présente la projection stéréographique de la normale au plan basal (0001). Ces figures de pôles permettent d'identifier la présence d'une texture, c'est-à-dire une orientation privilégiée de la famille de plans diffractants dans la zone analysée. Dans le cas de la présente étude, la zone analysée présente une normale colinéaire avec l'axe de révolution de la barre forgée (c.f. figure 2.6 b).



(a)



(b)

FIGURE 2.6 – Détermination de la texture du métal de base, a) principe de la projection stéréographique de l'axe <a> =(0001) et b) échantillon analysé sur la barre d'approvisionnement de diamètre ϕ 140 mm

Les conditions d'analyses sont reportées dans le tableau 2.3.

Diamètre faisceau (mm)	**Longueur d'onde (Å)**	**Angles (°)**			**Plans**	
	Co $K_{\alpha 1}$	ϕ	χ	ψ		
1	1,789	0 - 360	0 - 90	0 - 60	$(11\bar{2}0)$	$(10\bar{1}1)$

Tableau 2.3 – Conditions d'analyses employées pour la détermination de la texture du métal de base

Le pas associé à chaque angle (ϕ, χ et ψ) est de 5° ce qui représente au total 18031 points. La texture analysée est présentée sur les figures 2.7 a) et b).

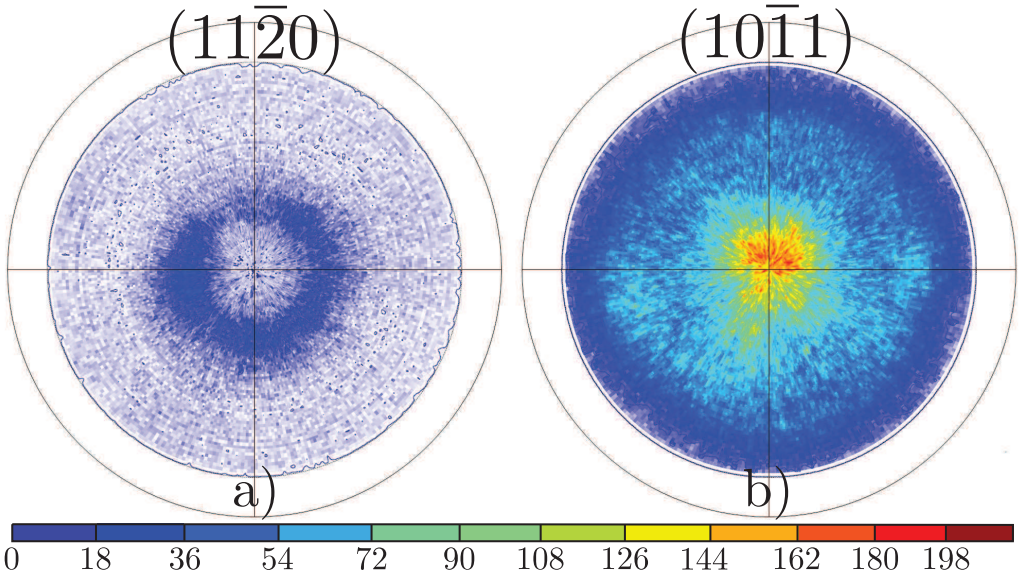


FIGURE 2.7 – Figures de pôles directes (11$\overline{2}$0) et (10$\overline{1}$1) associées à la phase α déterminées dans le sens axial de la barre d'approvisionnement ϕ 140 mm

L'échelle présentée sur la figure 2.7 représente l'intensité diffractée par les plans (11$\overline{2}$0) et (10$\overline{1}$1). Il s'agit d'une échelle arbitraire. Le métal de base présente une texture cristallographique. Néanmoins, celle-ci n'est pas très marquée. Ainsi, dans la suite de l'étude, le comportement mécanique du métal de base sera considéré comme isotrope. Ce point sera discuté dans le chapitre 4. Cela permettra de simplifier la modélisation du comportement incluant l'endommagement du métal de base.

2.2 Caractérisations métallurgiques de la liaison soudée

L'opération de soudage modifie significativement la microstructure du métal de base (c.f. chapitre 1). En effet, cette opération impose des températures largement supérieures au point de fusion du TA6V. En conséquence, le TA6V subi des modifications microstructurales ainsi qu'une redistribution des éléments d'alliages. La présente partie s'attachera donc à décrire les différentes microstructures du joint soudé. Les caractérisations conduites sur ce dernier sont issues de plaques soudées. Enfin, la répartition locale des éléments d'alliage a été caractérisée par microsonde de Castaing et est présentée au sein de la partie 2.2.2. Toutes les caractérisations ont été conduites sur des échantillons issus de plaques soudées excepté les analyses de Rietveld. La géométrie des plaques soudées a été présentée en introduction. Celle des bagues est présentée dans la section 2.2.3. Il convient de préciser que la géométrie du plan de joint est rigoureusement la même, qu'il s'agisse des plaques ou des bagues.

2.2.1 Microstructures de la liaison soudée

Le soudage laser impose au TA6V un cycle thermique rapide. L'évolution temporelle de la température détermine fortement la structure métallographique du joint soudé. Le joint soudé présente plusieurs zones. Ce dernier se compose de la zone fondue, de la zone affectée thermiquement et au loin du métal de base. Bien que s'agissant d'une soudure autogène (TA6V/TA6V),

l'état microstructural et métallurgique de ces différentes zones est radicalement différent. La caractérisation du joint soudé est primordiale. La micrographie d'un joint soudé est présentée sur la figure 2.8. Il s'agit d'une observation réalisée sur la face supérieure du joint soudé. Une attaque chimique de type Kroll (100 ml d'eau 1-3 ml d'acide hydrofluorique et 2-6 ml d'acide nitrique) a été réalisée afin de révéler les microstructures.

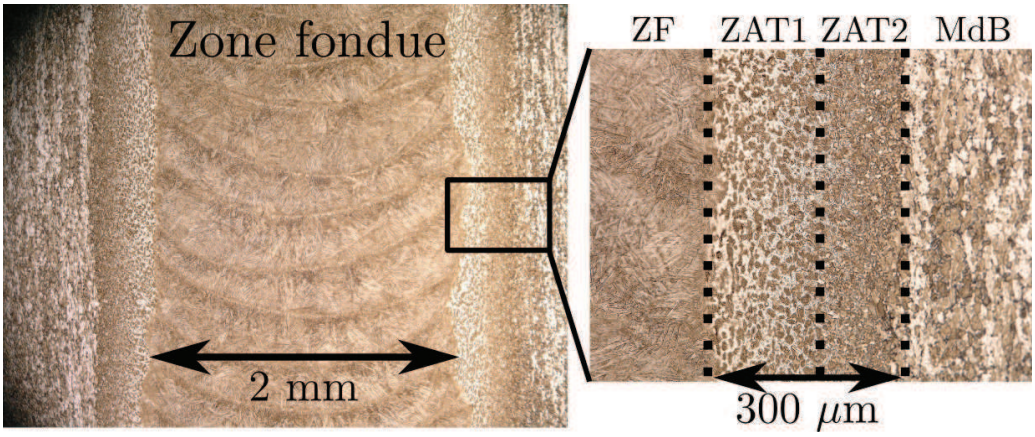


FIGURE 2.8 – Micrographie optique illustrant les différentes microstructures du joint soudé observée depuis la surface supérieure des plaques

La figure 2.8 permet de mettre en évidence les différentes zones de la soudure : zone fondue, zones affectées thermiquement et métal de base. Comme son nom l'indique, toute la matière comprise dans la zone fondue a été portée à une température largement supérieure à la température de fusion du TA6V. Lors du refroidissement, la solidification intervient vers 1650°C. Ainsi, de la température de fusion jusqu'au transus β, la zone fondue est monophasée β. Les cinétiques de refroidissement étant très rapides, l'intégralité de la phase β est alors transformée en martensite α'. La zone fondue présente une microstructure de trempe dite aciculaire [Lütjering, 1998], [Lutjering and Williams, 2007], [Combres and Champin, 1995]. Celle-ci se compose d'*ex*-grains β au sein desquels se trouvent de fines aiguilles α'. La microstructure martensitique est représentée schématiquement sur la figure 2.9.

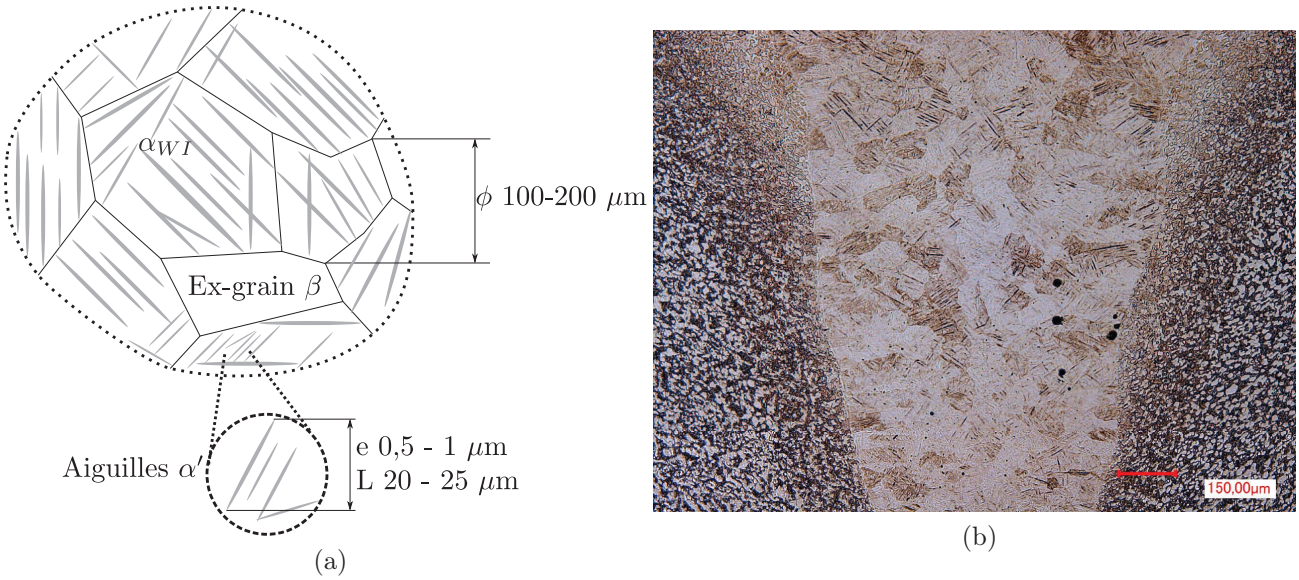


FIGURE 2.9 – Microstructure de la zone fondue, a) représentation schématique de la microstructure d'après [Martin, 2013] et b) coupe transverse d'un joint soudé

La micrographie présentée sur la figure 2.9 b) permet alors de déterminer la taille des *ex*-grains β. Pour se faire, le diamètre du cercle circonscrit à ces grains a été mesuré. En moyenne, il vaut 140 µm (c.f. section 2.44). La figure 2.8 met en évidence des zones de recuit dans la zone fondue. Celles-ci sont engendrées par le recouvrement du laser. D'après les observations de [Robert, 2007], dans ces zones, la taille des aiguilles α' augmente par rapport aux zones non recuites. [Robert, 2007] a mis en évidence que les zones de recuit présentaient une dureté plus faible. Cependant, la carte de dureté Vickers réalisée sur une coupe transverse d'un joint soudé (c.f. chapitre 4, figure 4.1.3) ne met pas clairement en évidence des hétérogénéités au sein de la zone fondue. Les zones de recuit n'apparaissent pas clairement.

La ligne de fusion marque une transition nette entre la zone fondue et la zone affectée thermiquement. La figure 2.8 met également en évidence deux zones affectées thermiquement. Selon [Robert, 2007] la première zone serait purement martensitique (c.f. section 1.2.1 figure 1.14). Or, d'après la figure 2.8, deux phases sont présentes au voisinage de la ligne de fusion. Il s'agit d'un mélange entre de la phase α non transformée et de la martensite α'. En effet, les cinétiques de chauffe étant très rapides, toute la phase α n'a pas le temps de se transformer en phase β. Puis, lors du refroidissement, la phase β se transforme en martensite α'. L'interprétation de la microstructure de la ZAT2 est plus difficile. Cette zone ne présente pas de martensite. Elle est biphasée $\alpha + \beta$. Des analyses supplémentaires sont nécessaires pour mieux comprendre l'état métallurgique de la zone affectée thermiquement. Ainsi, des caractérisations par microsonde de Castaing ainsi que des analyses de Rietveld ont été conduites sur des liaisons soudées (c.f. section 2.2.2 et section 2.2.3).

2.2.2 Répartition des éléments d'alliage

La répartition des éléments d'alliage dans la zone fondue a été caractérisée de la même manière que le métal de base. L'objectif est une nouvelle fois de caractériser les hétérogénéités chimiques de la zone fondue ainsi que celles des zones affectées thermiquement. La figure 2.10 illustre les différents points pour lesquels la teneur en éléments d'alliage a été quantifiée.

FIGURE 2.10 – Points d'analyses par EDS réalisés dans la zone fondue

Contrairement au métal de base, les spectres sont parfaitement identiques dans la zone

fondue quelque soit le point d'intérêt (c.f. figure 2.11). Cela témoigne de l'homogénéité chimique de la zone fondue à cette échelle d'observation.

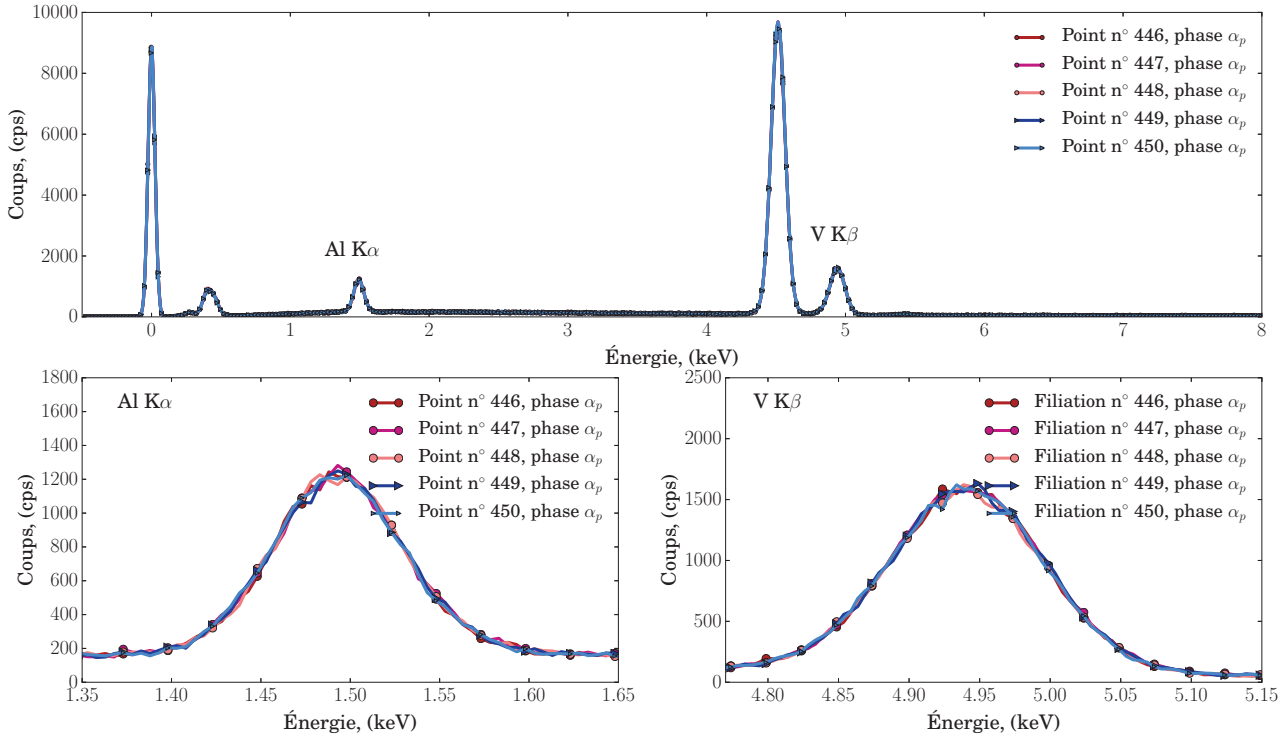


FIGURE 2.11 – Spectres des points analysés au sein de la zone fondue

Lorsque le TA6V est porté au dessus de la température de transus β, la composition chimique de cette phase est proche de la composition nominale (6 % de vanadium et 4 % d'aluminium). Par ailleurs, la cinétique de refroidissement est extrêmement rapide. Si bien que les mécanismes de diffusion n'interviennent pas. La phase α' conserve globalement la composition chimique de la phase β à haute température. Le tableau 2.2 présente la composition chimique obtenue pour la phase α'.

Phase	**Base titane**	**Aluminium (%pds)**	**Vanadium (%pds)**
α'	-	5,87 ± 0,06	4,18 ± 0,08

Tableau 2.4 – Composition chimique moyenne de la phase α' associée à la zone fondue déterminée par EDS

Il apparaît alors que la composition chimique de la phase α' est proche de la composition nominale du TA6V. Ainsi, les phases α et α' diffèrent de par leurs morphologies ainsi que de par leurs compositions chimiques.

Au sein du paragraphe 2.2.1, les microstructures des ZAT ont été présentées. Deux zones affectées thermiquement ont été observées. Afin de compléter ces analyses, la répartition locale des éléments d'alliage a été caractérisée par microsonde de Castaing. Les paramètres d'analyse sont donnés dans l'annexe A. La figure 2.12 résume schématiquement les différentes analyses conduites sur la liaison soudée.

Les figures 2.13 a) et b) présentent respectivement la répartition locale de l'aluminium et du vanadium en pied de cordon de soudure. Deux zones apparaissent clairement : le métal de base et la zone fondue. Ceci est confirmé par les profils de quantification présentés sur la figure 2.14.

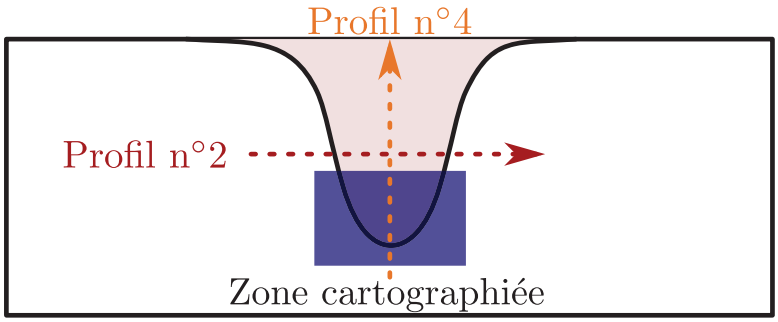


FIGURE 2.12 – Représentation schématique des caractérisations par microsonde de Castaing réalisées sur une liaison soudée

Ces cartographies (c.f. figures 2.13 a) et b)) mettent également en évidence une composition chimique homogène dans la zone fondue. Cette observation est également confirmée par la figure 2.14.

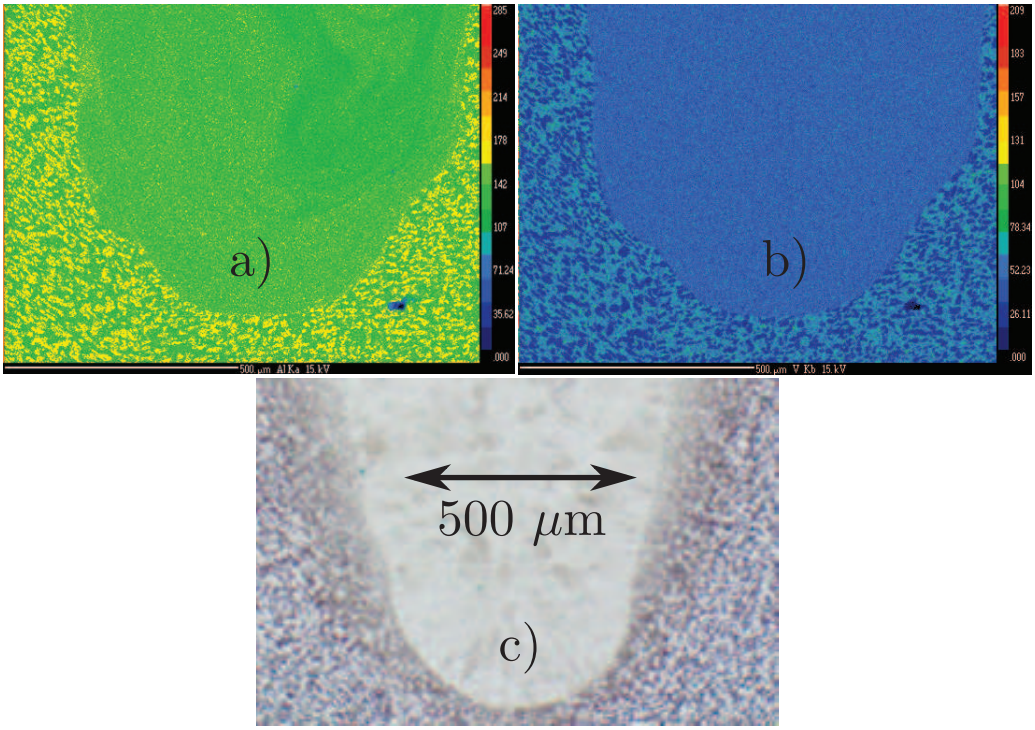


FIGURE 2.13 – Répartition spatiale, a) de l'aluminium, b) du vanadium sur une coupe transverse de la liaison soudée et c) micrographie optique de la zone cartographiée

Des profils de concentration ont été réalisés sur cette même surface. Il s'agit des profils repérés n°2 et n°4 sur la figure 2.12.

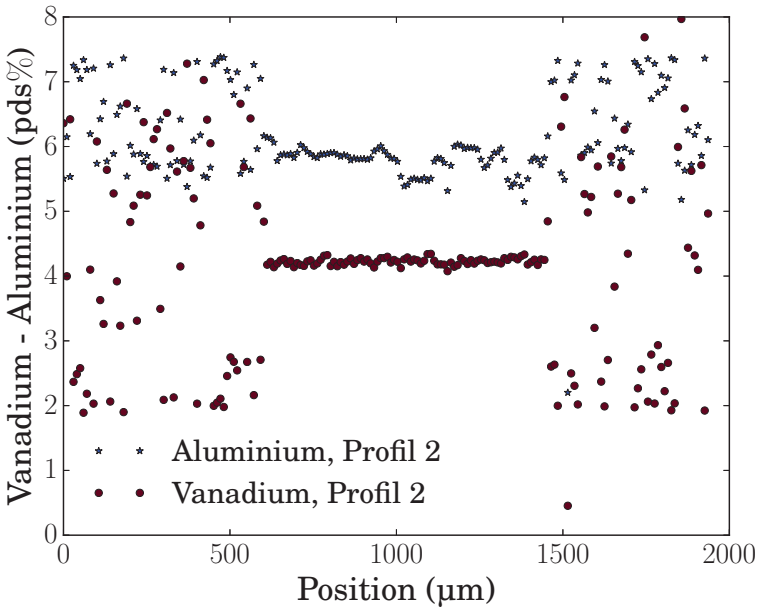


FIGURE 2.14 – Profil de concentration de l'aluminium et du vanadium le long du joint soudé (profil n°2, réalisé transversalement au cordon de soudure)

La figure 2.14 illustre qu'il n'existe pas de différence entre les deux zones affectées thermiquement observées sur les micrographies. Plus largement, la zone affectée thermiquement n'apparaît pas d'un point de vue chimique.

Par ailleurs, les observations microstructurales montrent la présence de la phase α' au voisinage de la zone fondue. Cela signifie que la phase α a bien été dissoute à la chauffe et qu'elle s'est transformée en phase β. Puis, lors du refroidissement, la phase β s'est transformée en martensite α'. Le temps passé dans le domaine β est d'environ 20 ms d'après [Robert, 2007]. À partir des données de [Leriche, 1987], la distance caractéristique de diffusion du vanadium pour un temps de 20 ms et une température de 1600°C est de 0,25 µm [Robert, 2007]. Compte tenu de la taille moyenne des grains α, environ 15 µm, ce temps ne permet pas d'homogénéiser les zones affectées thermiquement. Ainsi, la phase α' présente dans la ZAT possède une composition chimique proche de celle de la phase α (c.f. tableau 2.2). C'est pour cette raison que les profils de concentration ne permettent pas de distinguer la zone affectée thermiquement du métal de base.

L'hétérogénéité chimique d'une zone peut être estimée par le calcul de l'écart de concentration maximale et minimale (c.f. équation 2.1) d'un élément donné.

$$\Delta\%_{elem_i} = C_{max_{elem_i}} - C_{min_{elem_i}} \tag{2.1}$$

Au sein du métal de base, le vanadium présente un écart $\Delta\%_V$ voisin de 7,5 %. Cet écart s'explique par le fait que le TA6V est biphasé. En effet, le vanadium est un élément β-gène. Cet élément est présent en forte concentration dans la phase β. Ainsi, en fonction du point analysé, la concentration du vanadium oscille fortement. Dans la zone fondue, l'écart de concentration associé au vanadium $\Delta\%_V$ est voisin de 0,27 %. L'homogénéisation chimique dans la zone fondue est donc liée au passage du TA6V en phase liquide. Au milieu du cordon, l'aluminium présente quelques hétérogénéités (c.f. figure 2.13 a)). Celles-ci pourraient être liées à des mouvements de fluide dans le bain liquide intervenant au cours de l'opération de soudage. De plus, un appauvrissement en aluminium vers la surface libre est mis en évidence au travers de la figure 2.15. En effet, la concentration moyenne en aluminium baisse à l'approche de la surface libre. Cette diminution est attribuable à une évaporation de l'aluminium lors de l'opération de

soudage.

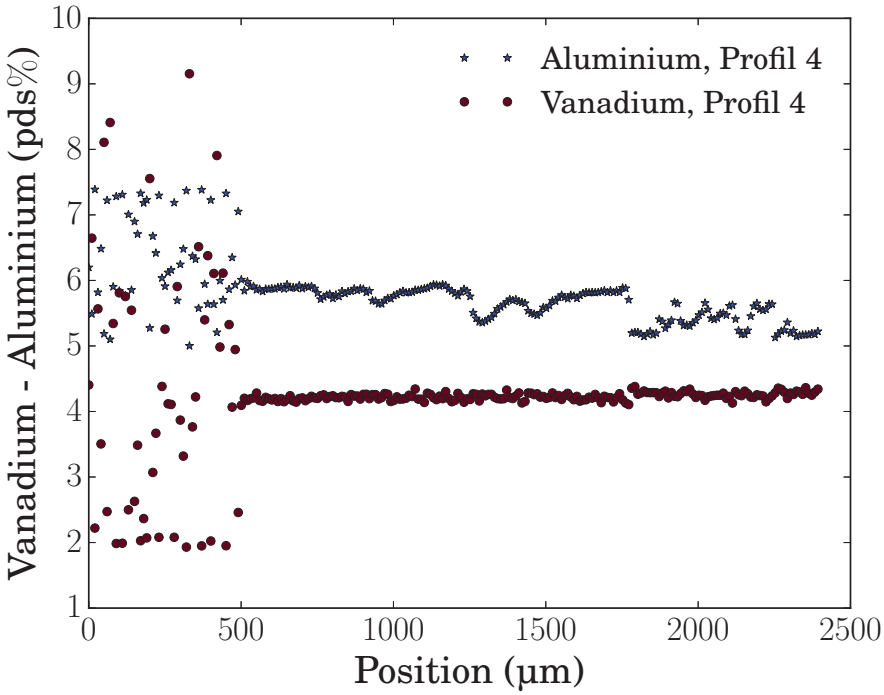


FIGURE 2.15 – Profil de concentration de l'aluminium et du vanadium le long de la zone fondue (profil réalisé du bas vers le haut de la zone fondue)

Enfin, il est communément admis que les éléments de type hydrogène et oxygène affectent, même en faible concentration, le comportement mécanique du titane et de ses alliages [Barkia, 2014], [Vassel, 1980] et [Gu and Hardie, 1997]. La concentration globale de ces éléments est connue pour le métal de base et est donnée dans le tableau 2.1. Cependant, l'opération de soudage est susceptible de modifier radicalement ces concentrations dans le voisinage de la liaison soudée. Pour cette raison, ces éléments ont été caractérisés au moyen de la spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS). Cette technique permet de détecter de très faibles concentrations de ces éléments. Le principe de fonctionnement de ce moyen est donné en annexe B. Les analyses ont été conduites à l'Institut Jean Lamour par Denis Mangin. Avant toute acquisition, chaque point et/ou zone de mesure a été décapé par bombardement ionique. Cela permet de supprimer d'éventuelles contaminations de surface.

La liaison soudée a été caractérisée selon une coupe transverse ainsi que sur sa face supérieure. Les figures 2.16 a) et b) présentent les différentes zones analysées par SIMS.

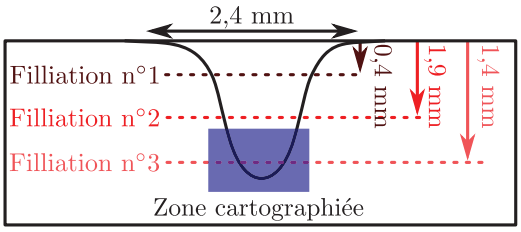


FIGURE 2.16 – Analyses SIMS menées sur une coupe transverse du cordon de soudure

La zone analysée représente environ 25 µm x 25 µm. Autrement dit, le résultat correspond à la concentration moyenne de cette zone. De plus, seules les évolutions relatives de concentration

de ces éléments peuvent être déterminées. La figure 2.17 présente les résultats des analyses menées sur une coupe transverse du joint soudé.

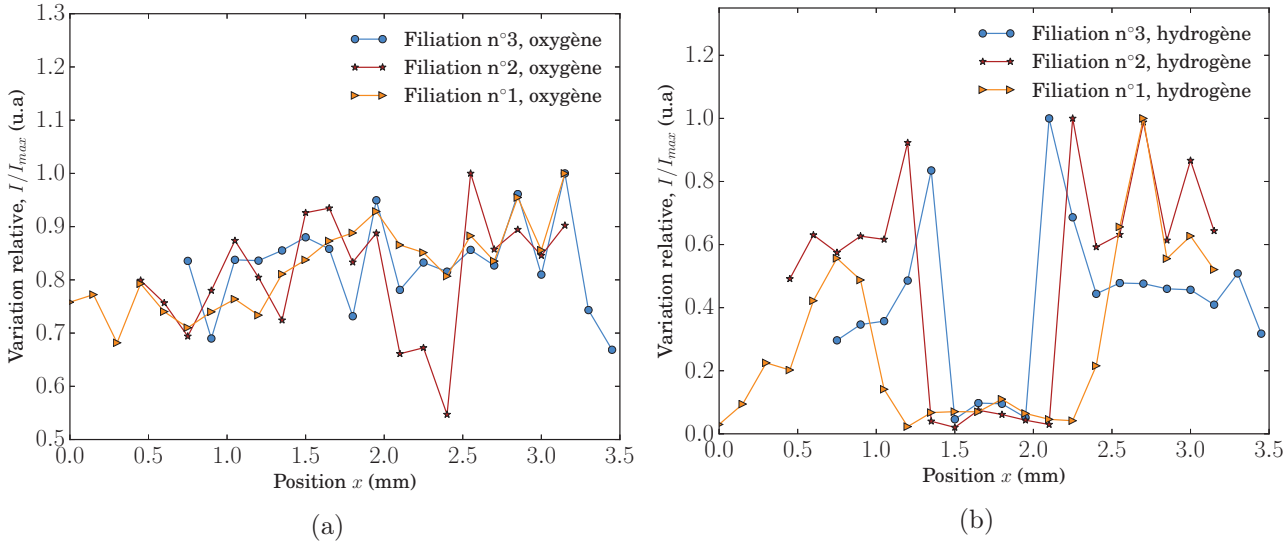


FIGURE 2.17 – Variation de l'intensité relative, a) associée à l'oxygène au travers du joint soudé et b) de l'hydrogène

L'oxygène ne présente pas de concentration particulière dans l'une des zones du joint soudé. L'hydrogène présente un tout autre comportement. En effet, la concentration en hydrogène augmente de manière importante dans la zone affectée thermiquement et diminue ensuite brutalement dans la zone fondue. Le point de transition entre la concentration maximale et minimale correspond au changement de microstructure entre la zone affectée thermiquement et la zone fondue. Une cartographie (c.f. figure 2.18 et figure 2.19 a)) représentant la répartition spatiale de l'hydrogène a été réalisée. Celles-ci permettent de mieux identifier le lieu de transition entre la concentration maximale et minimale en hydrogène.

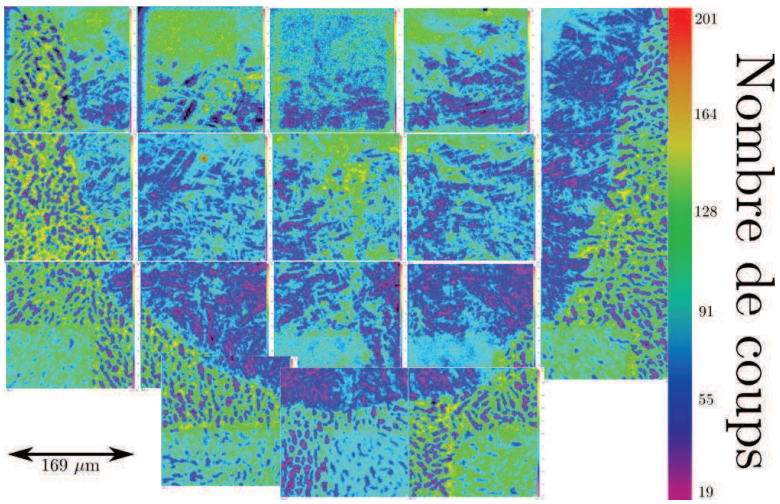


FIGURE 2.18 – Cartographie SIMS de l'intensité de l'hydrogène sur une coupe 2D

La zone affectée thermiquement présente une importante concentration en hydrogène comme en atteste les figures 2.18 et 2.19 a). Le rapport de concentration entre la zone affectée thermiquement et le métal de base est de 2,5. Ce paramètre est calculé comme le rapport des intensités (c.f. figure 2.17) entre ces deux zones ($\frac{I_{HZAT}}{I_{HMDB}}$). Ce dernier permet alors d'estimer

la concentration massique en hydrogène dans la zone affectée thermiquement à partir de celle du métal de base (c.f. tableau 2.1). Ainsi, la concentration en hydrogène dans la zone affectée thermiquement est approximativement de 75 ppm massique. Les observations microscopiques de cette zone n'ont pas révélé la présence d'hydrures. Cela est cohérente avec les résultats de la littérature. En effet, selon [Zhu and Li, 2011] la limite de solubilité de l'hydrogène dans le TA6V est de 0,385 % en masse soit 3850 ppm ou encore 15 %at. Au delà de cette valeur, ces auteurs ont observé la précipitation d'hydrures de type δ.

La figure 2.18 met également en évidence une réduction de la concentration en hydrogène dans la zone fondue par rapport au métal de base. Le rapport de concentration de l'hydrogène entre le métal de base et la zone fondue est de 4,8, ce qui représente une concentration de 6,25 ppm massique dans la zone fondue.

Le joint soudé présente de forte variation de la concentration en hydrogène. Ce profil de concentration est lié à au moins trois phénomènes physiques :

- présence d'un gradient de microstructures, de phases ;
- présence d'un gradient de composition chimique ;
- présence d'un gradient de contraintes résiduelles.

D'après [Paton et al., 1971], à température ambiante, la limite de solubilité de l'hydrogène dans la phase α du titane de pureté commerciale est de 21 ppm massique. Au delà de cette concentration, [Paton et al., 1971] ont observé des hydrures. De plus, ces auteurs constatent que l'ajout d'aluminium contribue à augmenter la limite de solubilité de l'hydrogène dans la phase α. Celle-ci passe de 21 ppm massique à 250 ppm massique avec l'ajout de 10 % en masse d'aluminium. Le profil de concentration de l'aluminium (c.f. figure 2.14) ne présente pas de surconcentration dans la zone affectée thermiquement. Cet élément ne permet pas d'expliquer à lui seul le profil de concentration en hydrogène présenté sur la figure 2.17.

Selon [Paton and Williams, 1974] la limite de solubilité de l'hydrogène dans la phase β est de 200 ppm. Le profil d'hydrogène présenté sur la figure 2.17 pourrait être assujetti à l'évolution de la fraction de phase β. En effet, selon [Kennedy et al., 1993], la concentration en hydrogène dans le TA6V est fortement liée à la fraction massique de la phase β. Des analyses de Rietveld ont permis de déterminer les variations des fractions de phase α et β le long du joint soudé. Ces dernières sont présentées au sein de la section suivante 2.2.3. L'influence de la phase β sur la concentration en hydrogène sera alors discutée.

Des hétérogénéités de concentration sont également observées dans le métal de base comme en témoigne la figure 2.19 b).

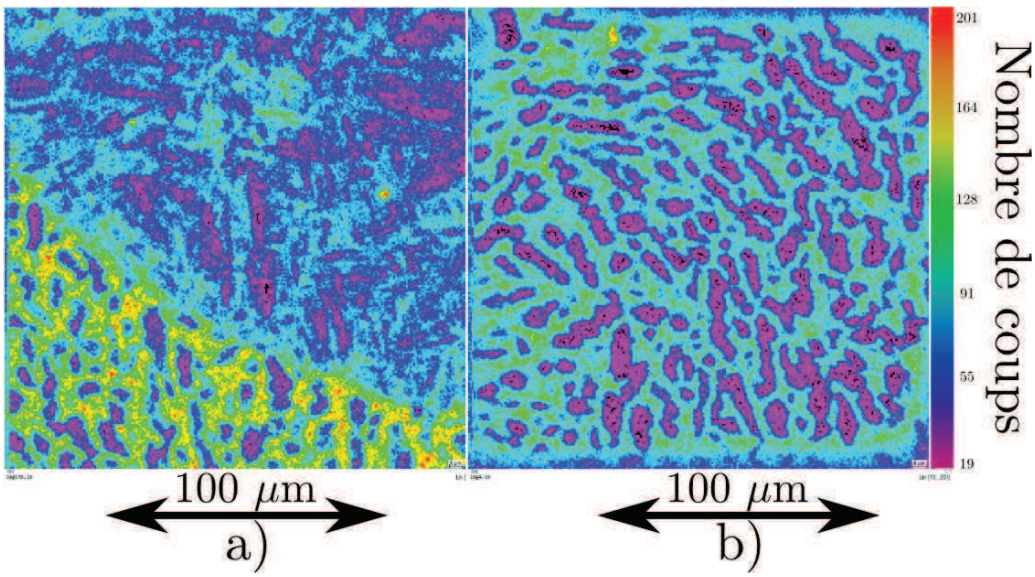


FIGURE 2.19 – Répartition locale de l'hydrogène, a) à l'interface de la zone fondue/zone affectée thermiquement et b) dans le métal de base

L'échelle de couleur (c.f. figure 2.19) est associée à un nombre de coups. Les zones apparaissant en violet semblent correspondre aux grains α. Il s'agit de zones pauvres en hydrogène. Les zones vertes/jaunes correspondent aux interfaces α/β et à la phase β. [Asunmaa et al., 1968], ont montré que dans un alliage Ti-8Al-1Mo-1V, l'hydrogène est concentré dans la phase β et dans les interfaces α/β, ce que confirme la figure 2.19 b) d'après l'interprétation proposée.

L'influence des contraintes résiduelles sur la répartition de l'hydrogène sera discuté au sein du chapitre 3 section 3.1.5.

2.2.3 Analyses des liaisons soudées par la méthode de Rietveld

L'opération de soudage engendre un gradient de microstructure (c.f. paragraphe 2.2.1) et donc de fraction de phase. Les méthodes basées sur la diffraction des rayons X sont couramment employées pour déterminer les phases présentes dans un alliage métallique. Dans le cadre de ce travail, les cordons de soudure ont été analysés par rayonnement synchrotron. La description de ce moyen est donnée en annexe C. Les données ont été acquises lors d'une campagne d'essais conduite à l'ESRF sur la ligne BM02. Le *set-up* des analyses est rappelé dans le tableau 2.5. Les échantillons ont été analysés en réflexion.

Énergie	**Taille faisceau**	**Détecteur**	**Angles goniomètres**			**Axes moteurs**		
			ϕ	η	δ	x	y	z
20 KeV	100 x 150 µm	FReLoN	0 et 90°	18°	36°	± 5	-3, -1	-

Tableau 2.5 – Paramètres du dispositif expérimental utilisés sur la ligne BM02 pour les analyses des cordons de soudure

Les échantillons sont issus d'une bague soudée. Une coupe perpendiculaire de la bague a été étudiée. La zone d'intérêt est représentée en bleu sur l'image 2.20.

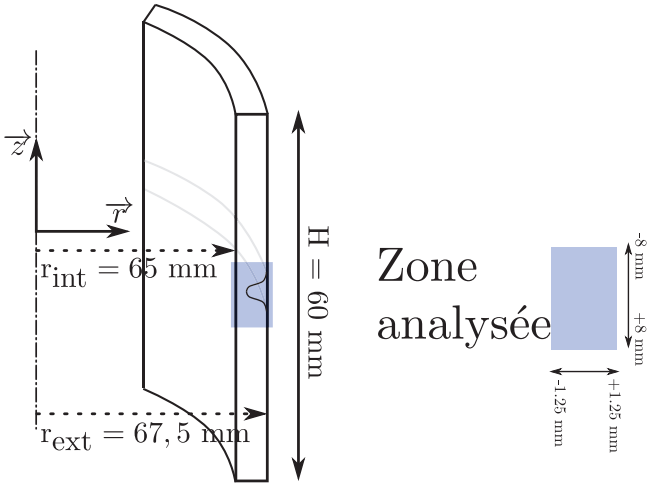


FIGURE 2.20 – Schéma des éprouvettes et de la zone analysée par analyses de Rietveld

L'évolution des fractions de phase le long d'un cordon de soudure a été déterminée grâce à la méthode de [Rietveld, 1969] et [Rodriguez-Carvajal, 1993]. Cette dernière permet de traiter l'intégralité du diffractogramme expérimental. Le principe consiste à calculer le diffractogramme théorique et à l'ajuster au profil expérimental. Cela revient à minimiser la relation 2.2. En d'autre terme, il convient de minimiser l'écart entre l'intensité calculée et l'intensité expérimentale.

$$M = \sum \omega(2\theta)\,(y_i - y_{ci})^2 \tag{2.2}$$

Avec :

- M : résidu entre les diffractogrammes expérimental et calculé ;
- $\omega(2\theta) = \frac{1}{\sqrt{y_i(2\theta)}}$: poids assigné à l'intensité de chaque réflexion ;
- y_i : intensité expérimentale correspondant à l'angle $2\theta_i$;
- y_{ci} : intensité calculée pour l'angle $2\theta_i$.

Pour se faire, le logiciel *Fullprof* [Rodriguez-Carvajal, 1993] a été utilisé. Néanmoins, avant de procéder aux analyses de Rietveld, une première étape de calibration est nécessaire. Elle consiste à corriger deux artefacts associés au détecteur 2D. Plus précisément, il convient d'effectuer les corrections dites de flat field et de dark field. Le flat field ou champ plat en français correspond à une réponse d'intensité non uniforme du détecteur alors même qu'il est éclairé par une source dont l'intensité est uniforme. La correction consiste à corriger la réponse non uniforme pixel à pixel du détecteur 2D. Le dark field ou courant d'obscurité correspond au signal enregistré par le détecteur alors qu'aucune source ne l'éclaire. Il peut être assimilé au bruit de fond du détecteur. Il convient d'acquérir une image sans source. Le cliché résultant est l'image du dark field. La correction consiste simplement a soustraire cette image des images brutes.

La deuxième étape du traitement consiste à sectoriser les anneaux de Debye-Scherrer pour en extraire les diffractogrammes expérimentaux ($y_i = f(2\theta)$). Pour ces analyses, les anneaux ont été intégrés selon des secteurs angulaires de 15°. Cela conduit à diviser les clichés 2D en trois diffractogrammes. L'analyse de Rietveld a alors été appliquée sur chaque diffractogramme. La plage angulaire 2θ s'étend de 31 à 47,5°. Ces analyses ont permis de déterminer les concentrations des phases α et β. De plus, les paramètres de maille de ces phases ont également pu être déterminés. L'utilisation de la méthode de Rietveld implique les hypothèses suivantes :

- matériau assimilé à une poudre ;

- matériau supposé isotrope (sans texture) ;

- taille de cristallites faible (grand nombre de cristallites sous le faisceau incident).

Ces hypothèses sont plutôt bien respectées dans le métal de base ce qui est moins le cas de la zone fondue. En effet, cette zone présente une microstructure à double échelle. La première échelle se situe au niveau des *ex*-grains β, la seconde au niveau des aiguilles α'. Or, la taille du faisceau est légèrement supérieure à la taille des grains β. Cela signifie que quelques grains β sont éclairés par le faisceau. Or, [Stanford and Bate, 2004] et [Shi and Wang, 2013] ont mis en évidence la présence d'une texture au sein des grains β. En conséquence, des hétérogénéités d'intensité diffractée sont alors observées sur les anneaux de Debye-Scherrer (c.f. figure 2.21).

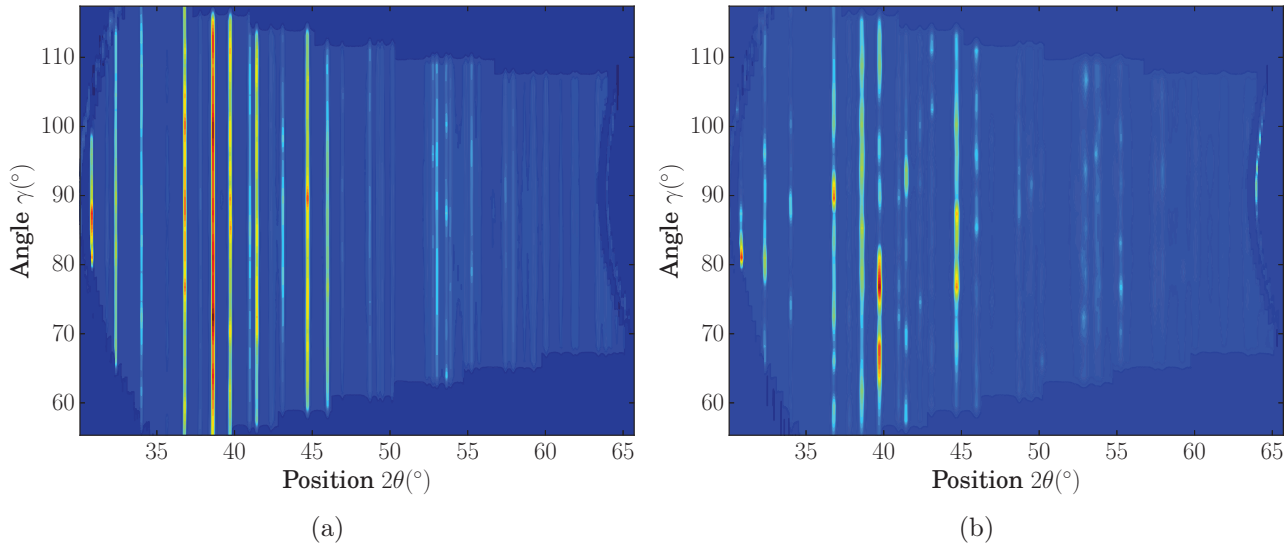


FIGURE 2.21 – Anneaux de Debye-Scherre, a) issus du métal de base et b) issus de la zone fondue

Ce problème est lié au faible volume sondé. En effet, des analyses complémentaires réalisées en transmission montrent une réduction de ce problème lorsque le volume sondé augmente. Par ailleurs, ce type de problème est mentionné par [Sprauel et al., 1980] sur des liaisons soudées assemblées par faisceau d'électrons.

Les analyses de Rietveld ont été conduites en ne considérant que deux phases : α et β. En effet, les phases α et α' ne sont pas cristallographiquement distinguables. Les figures 2.22 a) et b) présentent l'évolution des fractions de phase α/α' et β le long du joint soudé.

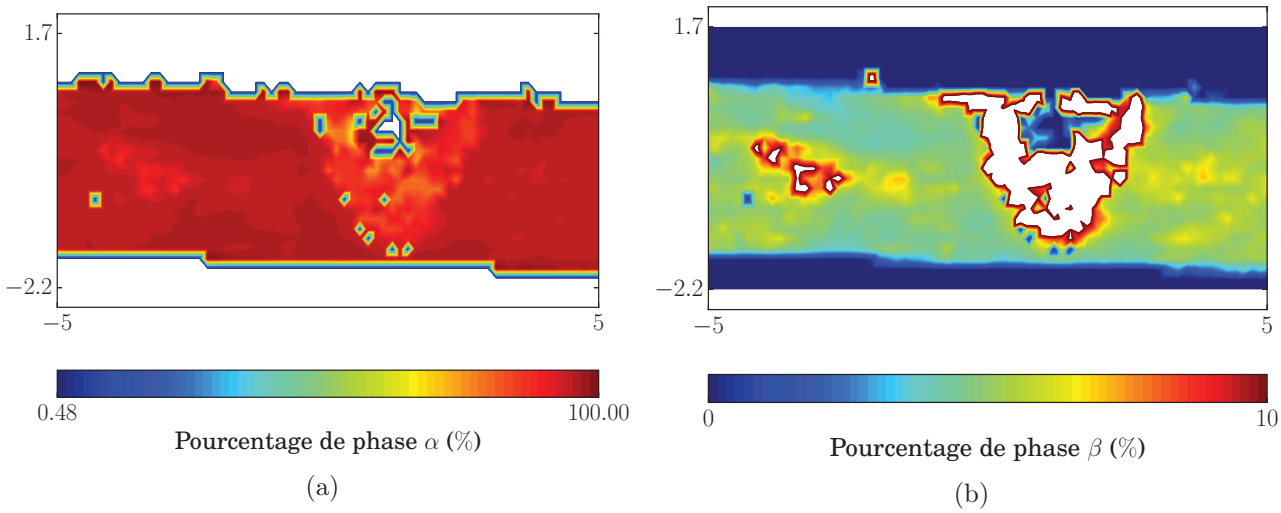


FIGURE 2.22 – Évolution de la concentration, a) de phase α et b) de phase β le long de la liaison soudée

Il convient d'effectuer quelques vérifications avant d'interpréter ces résultats. Le logiciel FullProf procède à une minimisation de la fonction donnée par l'équation 2.3.

$$R_p = \frac{\sum_{2\theta} |y_i(2\theta) - y_{ci}(2\theta)|}{\sum_{2\theta} y_i(2\theta)} \tag{2.3}$$

Avec :

- y_i : intensité expérimentale ;
- y_{ci} : intensité calculée.

Ce paramètre (c.f. équation 2.3) varie entre 0 et l'infini. Lorsque le paramètre R_p vaut 0, cela signifie que le diffractogramme calculé est rigoureusement le même que l'expérimental et inversement. Lorsque R_p tend vers l'infini, les deux diffractogrammes sont très éloignés l'un de l'autre. En pratique, le seuil de 10 constitue une valeur acceptable. Au delà, la qualité de l'identification n'est pas suffisante pour que le résultat puisse être interprété. La figure 2.23 présente la cartographie de ce paramètre.

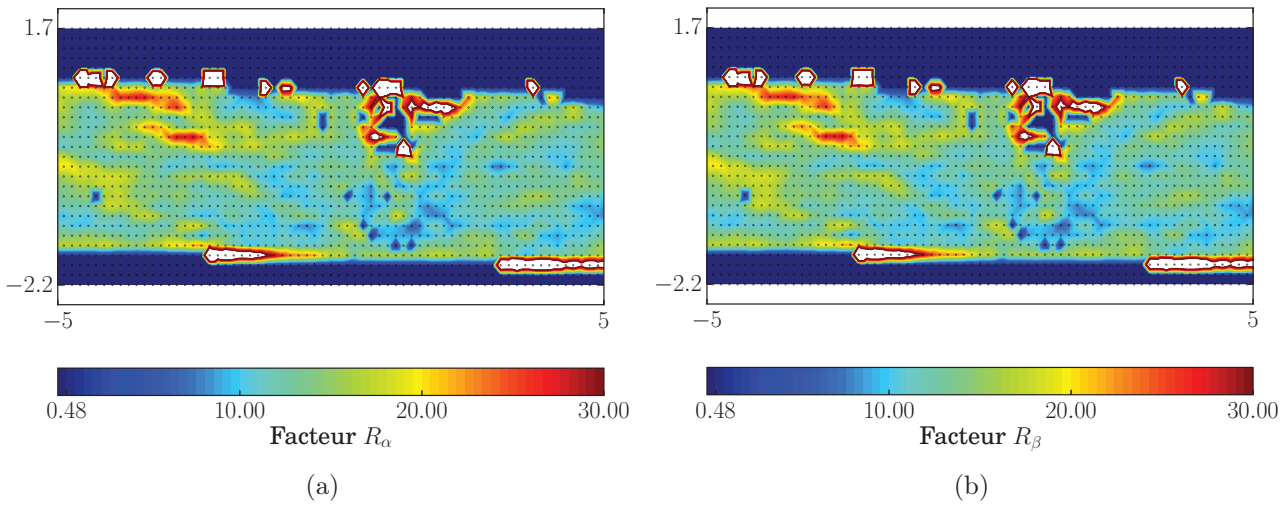


FIGURE 2.23 – Évolution du paramètre de fit, a) lié à la phase α et b) lié à la phase β le long de la liaison soudée

La valeur du paramètre R_p est plutôt satisfaisante. Quelques points au centre de la zone fondue présentent un coefficient d'identification légèrement supérieur au métal de base. Il convient d'être prudent quant à l'interprétation des résultats dans cette zone. En outre, les marqueurs sur la figure 2.23 représentent les points expérimentaux.

D'après la figure 2.22 b), la phase β présente une légère augmentation dans la zone affectée thermiquement. Cette remarque est plus claire sur la figure 2.27. Puis, celle-ci diminue pour être quasiment nulle au sein de la zone fondue. L'évolution de la fraction de phase β sera confrontée au modèle métallurgique (c.f. chapitre 3). Contrairement à certains éléments bibliographiques, la zone fondue ne semble pas être totalement martensitique. La phase β y subsiste en très faible quantité.

Il est possible d'extraire de ces analyses les paramètres de maille de la phase α (a_α et c_α). L'évolution des paramètres de maille associés à la phase α est présentée sur la figure 2.24.

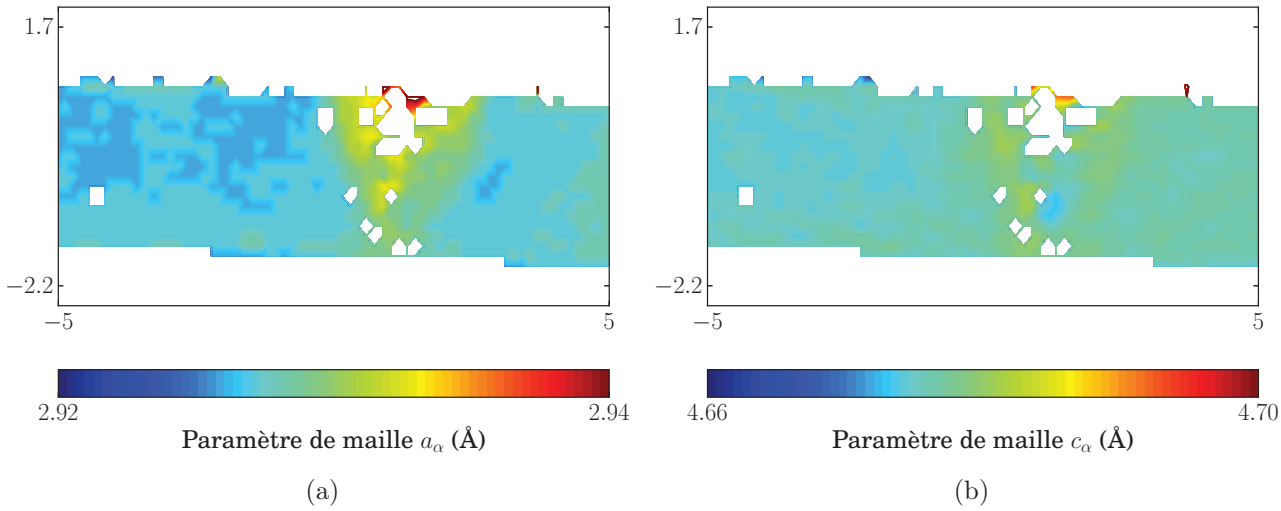


FIGURE 2.24 – Évolution des paramètres de maille a_α et c_α

Le paramètre de maille a_α présente une légère augmentation dans la zone affectée thermiquement. L'écart relatif n'est que de 0,17 % par rapport au métal de base. Une tendance similaire est observée sur le paramètre c_α.

L'évolution du paramètre de maille de la phase β est présentée sur la figure 2.25.

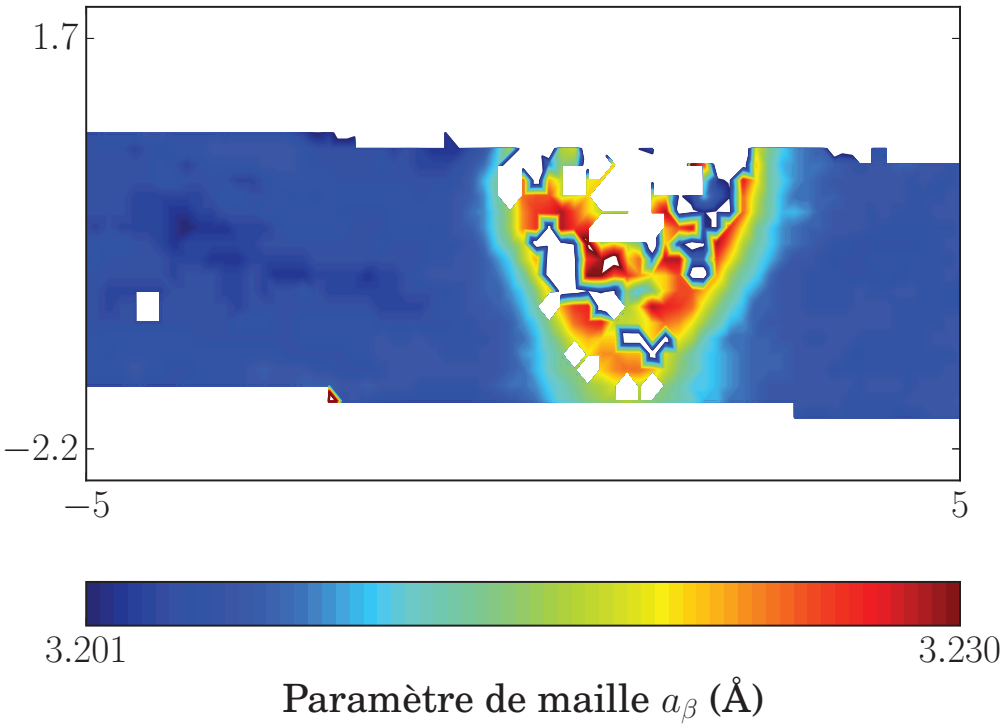


FIGURE 2.25 – Évolution du paramètre de maille a_β

La figure 2.25 illustre une augmentation du paramètre de maille a_β au voisinage de la liaison soudée. Cette variation représente une augmentation d'environ 1 % par rapport au paramètre de maille a_β du métal de base.

Les évolutions des paramètres de maille sont discutées au travers de résultats complémentaires acquis sur une autre source de rayonnement synchrotron. En effet, ces essais complémentaires ont été conduits sous le rayonnement synchrotron de la source SPRING8 (ligne BL02B1). Les paramètres des analyses sont présentés dans le tableau 2.6.

Énergie	**Taille faisceau**	**Détecteur**
49,5 KeV	ϕ 300 µm	Perkin-Elmer
Angles goniomètres	**Montage**	
0 et 90°	transmission	(distance échantillon-détecteur : 979,4 mm)

Tableau 2.6 – Paramètres du dispositif expérimental utilisés sur la ligne BL02B1

L'échantillon est issu de la même bague soudée. Il se présente sous la forme d'une petite languette de 1,2 mm d'épaisseur. Quatre lignes d'analyses ont été réalisées en partant du haut de la soudure jusqu'à son pied (c.f. figure 2.26).

Les résultats des essais ont été confrontés à ceux issus de la ligne BM02 de l'ESRF. La figure 2.27 présente l'évolution des fractions de phase α/α' et β le long du joint soudé.

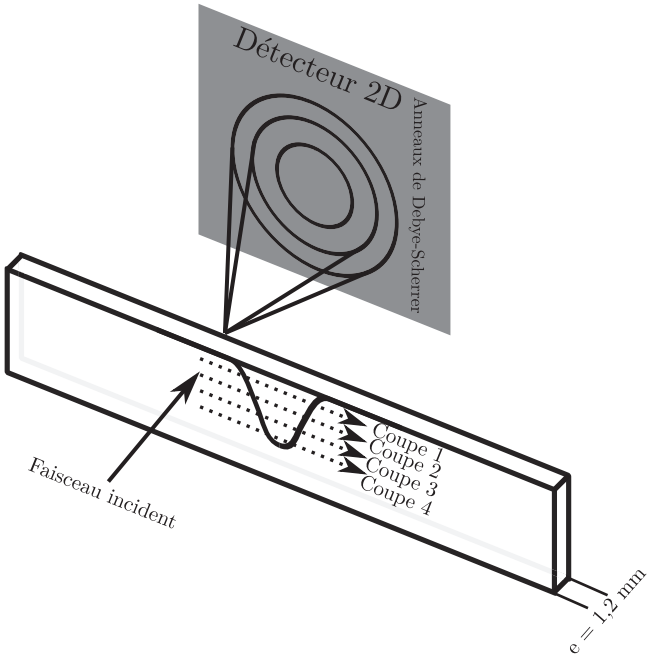


FIGURE 2.26 – Schéma du montage utilisé sur la ligne BL02B1

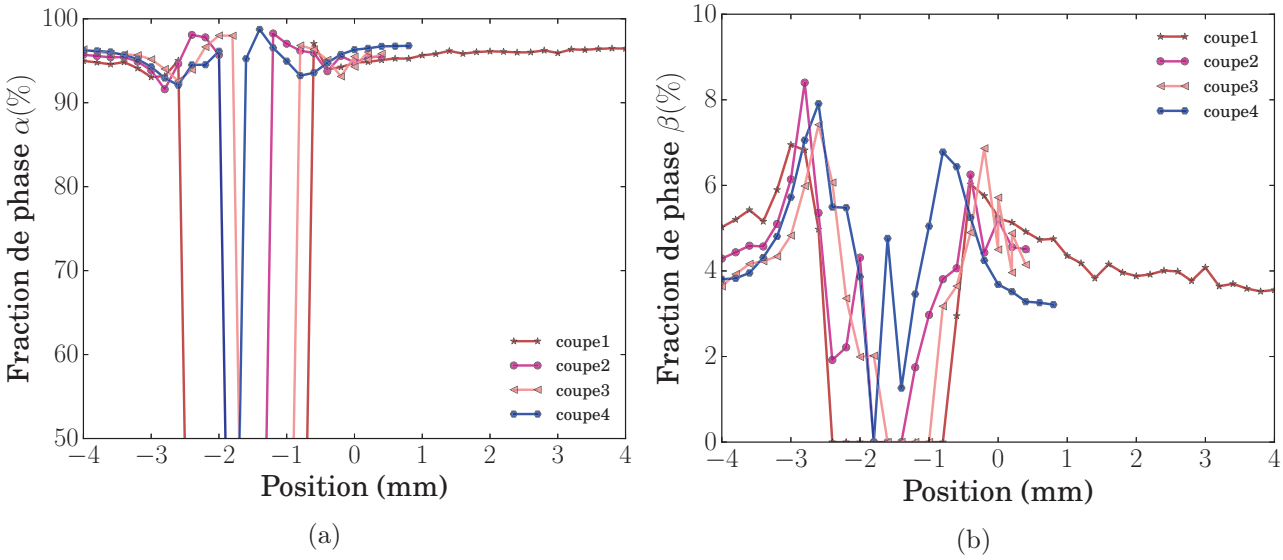


FIGURE 2.27 – Évolution des fractions de phase, a) α et b) β

Il apparaît que la fraction de phase β augmente d'un facteur 2 entre le métal de base et ce qui semble être la zone affectée thermiquement. Puis, elle diminue pour devenir quasiment nulle dans la zone fondue. Dans le même temps, la phase α présente un comportement complémentaire. Cette observation est la même que celle présentée sur la figure 2.22. Cette évolution n'est pas triviale à expliquer. Elle sera discutée au sein du chapitre 3 par l'intermédiaire du modèle métallurgique.

Les figures 2.28 a) et b) présente l'évolution des paramètres de maille de la phase α.

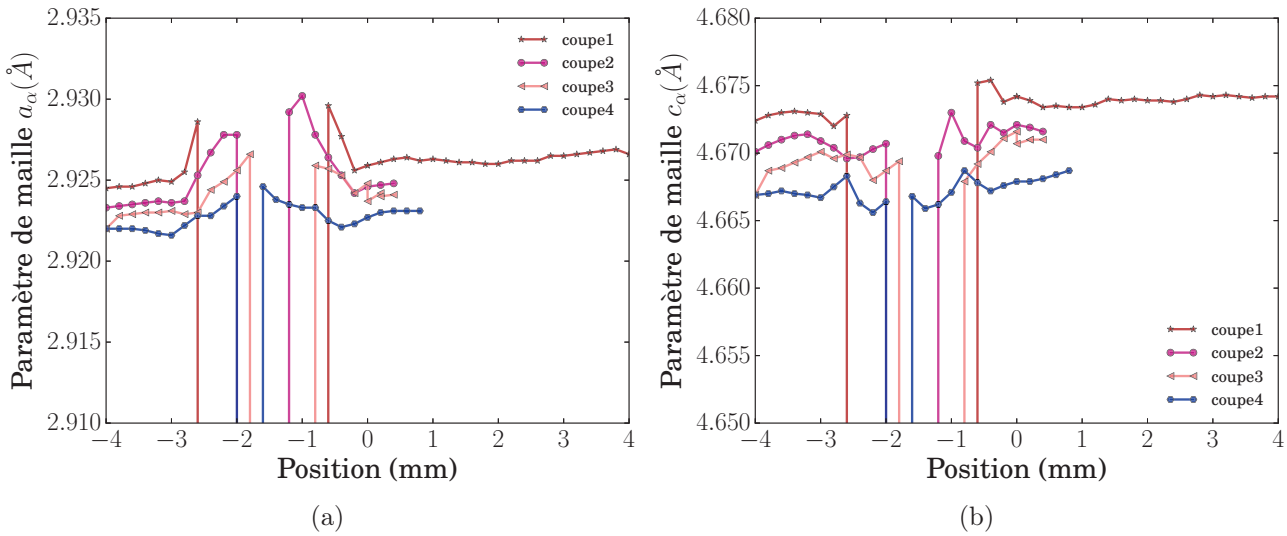


FIGURE 2.28 – Évolution des paramètres de maille de la phase α, a) a_α et b) c_α

Le paramètre a_α augmente au voisinage de la liaison soudée. L'augmentation représente là encore une variation de 0,17 % par rapport au métal de base. Les tendances observées ici sont semblables à celles constatées sur la figure 2.24. Cette évolution peut être liée à un effet de la composition chimique. Selon [Wood, 1962] et [Dechamps et al., 1977], l'augmentation de la concentration en oxygène entraîne une augmentation des paramètres de maille de la phase α. Les analyses SIMS n'ont pas mis en évidence une évolution particulière de la concentration en oxygène au travers du joint soudé. Seule la concentration en hydrogène présente une tendance claire. Néanmoins, selon [Zhu and Li, 2011], les paramètres de la phase α ne sont pas affectés par la concentration en hydrogène. De plus, les analyses par microsonde de Castaing n'ont pas mis en évidence de tendance particulière au voisinage de cette zone.

La figure 2.29 présente l'évolution du paramètre de maille de la phase β.

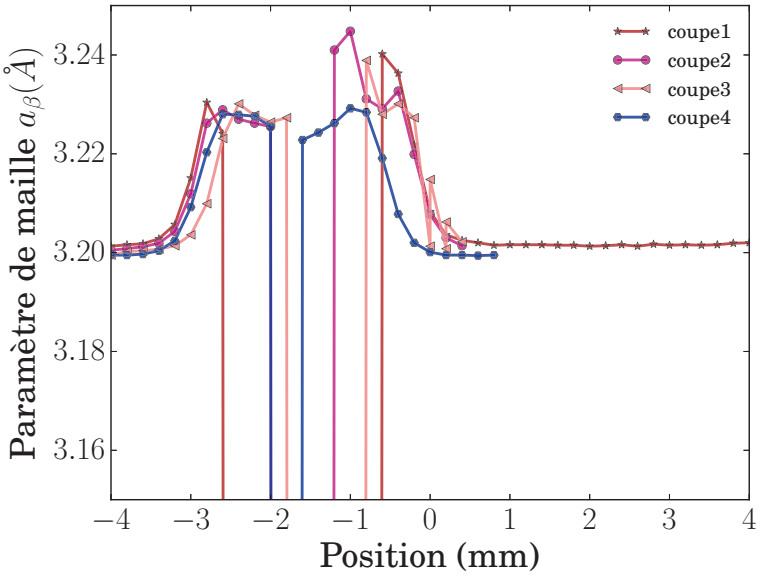


FIGURE 2.29 – Évolution du paramètre de maille a_β

D'après la figure 2.28, le paramètre de maille a_β augmente au voisinage de la liaison soudée. Le paramètre a_β augmente d'environ 1 % entre le métal de base et la zone affectée thermiquement. Les tendances observées ici sont semblables à celles constatées sur la figure 2.25. Une

nouvelle fois, son évolution est semblable à celle de la concentration en hydrogène présentée sur la figure 2.17. [Zhu and Li, 2011] ont observé une augmentation du paramètre de maille a_β avec l'augmentation de la concentration en hydrogène. Ces auteurs ont déterminé une relation empirique (c.f. équation 2.4) entre le paramètre a_β et la concentration en hydrogène C_H.

$$a_\beta = a_\beta(C_{H0})(1 + 9,9.10^{-2}C_H) \tag{2.4}$$

Avec :

- a_β : paramètre de maille de la phase β pour une concentration en hydrogène donnée ;
- $a_\beta(C_{H0})$: paramètre de maille de la phase β ;
- C_H : concentration en hydrogène.

Le paramètre de maille a_β augmente linéairement avec la concentration en hydrogène. L'application numérique conduit à un paramètre de maille a_β de 3,2033 Åpour une concentration en hydrogène de 75 ppm . Cette valeur est 10 fois plus petite que celle déterminée expérimentalement dans notre cas. Sans information supplémentaire, la concentration en hydrogène n'est donc pas suffisante pour expliquer l'augmentation du paramètre a_β entre le métal de base et la ZAT. Cependant, la concentration évaluée à 75 ppm dans la ZAT correspond à une valeur moyenne estimée par SIMS. Elle n'est pas attribuée à la phase α et/ou β. Il peut alors être envisagé que la phase β soit plus riche en hydrogène, ce qui pourrait alors expliquer l'évolution du paramètre de maille de la phase β. Il conviendrait pour cela de réduire la zone analysée par SIMS ou d'utiliser une autre technique de caractérisation.

2.2.4 Analyses des largeurs des pics de diffraction

Un pic de diffraction est caractérisé par sa position, son intensité et sa largeur. La position du pic peut être utilisée pour évaluer des contraintes résiduelles (c.f. section 3.1.1). L'intensité, quant à elle, est utilisée pour la construction et la quantification des figures de pôles (c.f. section 2.6). Enfin, l'exploitation des largeurs des pics apporte des informations complémentaires sur la microstructure et l'état mécanique du matériau.

La figure 2.30 présente l'évolution de la largeur à mi-hauteur le long de la liaison soudée.

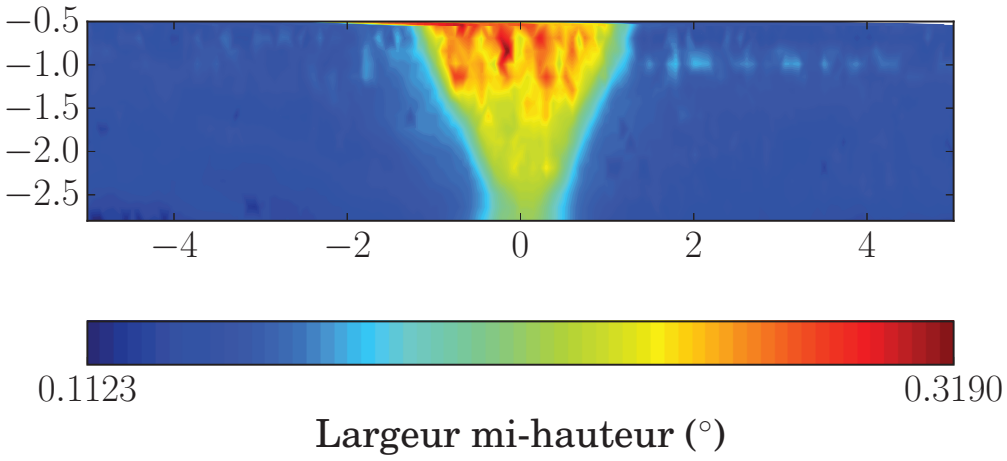


FIGURE 2.30 – Largeur à mi-hauteur associée au pic $\{10\bar{1}4\}$

Il apparaît clairement que la largeur à mi-hauteur augmente dans la zone fondue. Cette observation est vraie quel que soit le pic utilisé. [Mehdi et al., 2016] ont également observé une tendance similaire pour des soudures réalisées par le procédé TIG. De plus, selon

[Malinov et al., 2002], une microstructure martensitique présente une largeur à mi-hauteur significativement plus importante qu'une microstructure équiaxe. Afin d'interpréter la figure 2.30, il convient d'appliquer un traitement aux largeurs des pics de diffraction. En effet, la largeur totale est la somme d'une partie liée à l'échantillon et d'une autre liée à l'instrumentation (c.f. équation 2.5). Cette dernière est également désigné par le terme élargissement instrumental.

$$\beta_t = \beta_m + \beta_i \tag{2.5}$$

Avec :

- β_t : élargissement total du pic ;
- β_m : élargissement lié au matériau ;
- β_i : élargissement instrumental.

L'objectif du traitement est d'extraire l'élargissement lié au matériau. Pour cela, l'élargissement instrumental, β_i, doit être retiré. Ce dernier peut être déterminé, par exemple, par le biais de la relation de [Caglioti et al., 1958] (c.f. équation 2.6).

$$\beta_i = \sqrt{\left[U \tan^2\theta + V \tan\theta + W + \frac{P}{\cos^2\theta}\right]} + X \tan\theta + \frac{Y}{\cos\theta} \tag{2.6}$$

Avec :

- $U_G = \sqrt{\left[U \tan^2\theta + V \tan\theta + W + \frac{P}{\cos^2\theta}\right]}$: élargissement instrumental lié à la partie gaussienne du pic ;
- $U_L = X \tan\theta + \frac{Y}{\cos\theta}$: élargissement instrumental lié à la partie lorentzienne du pic ;
- U, V, W, X, Y et P : paramètres ajustables dépendant de la source de rayonnement et du montage ;
- θ : position du pic de diffraction.

L'équation 2.6 exprime l'élargissement β_i en fonction de la position θ des pics. Des échantillons composés d'hexaborure de lanthane, LaB6, sont fréquemment utilisés afin de déterminer l'élargissement instrumental. L'échantillon est alors positionné dans la même configuration que la bague soudée (c.f. figure 2.20 et figures 3.5). Cette structure cristallographique ne présente pas d'élargissement intrinsèque lié au matériau. Cela signifie que les variations des largeurs déterminées sur les pics de diffraction de l'échantillon de référence sont uniquement liées à la partie instrumentale. Les paramètres de l'équation de [Caglioti et al., 1958] sont alors identifiés par le biais d'une analyse de Rietveld conduite sur un diffractogramme issu d'un échantillon de LaB6. Ainsi, cela permet de retirer la contribution de l'instrument des largeurs de pics. Au cours d'un essai, seul l'échantillon est déplacé par rapport au détecteur. Ce dernier reste fixe dans la configuration du montage choisi. De plus, le faisceau est lui aussi fixe lors des mesures sur l'échantillon. Cela signifie que l'élargissement instrumental est le même pour tous les échantillons. Sans connaître cette quantité, la valeur obtenue de l'élargissement expérimental peut être majorée par une valeur constante. Autrement dit, sans connaissance de l'élargissement instrumental, il peut alors suffire de raisonner de manière relative par rapport aux valeurs obtenues.

D'un point de vue physique, il existe deux contributions à l'élargissement des pics de diffraction lié au matériau. La première est liée à la taille des cristallites et la seconde est liée aux micro-déformations [Gravereau, 2011]. Le terme cristallite désigne un domaine cohérent de diffraction. Chaque domaine engendre un pic de diffraction élémentaire. La somme des différents pics élémentaires forme le pic de diffraction global. Ainsi, plus la taille des cristallites est faible, plus la largeur des pics sera importante. Les micro-déformations, quant à elles, sont liées aux variations locales de la distance interréticulaire d_{hkl}. Elles perturbent la diffraction

du faisceau en élargissant le pic. Il existe alors plusieurs méthodes permettant de déconvoluer ces deux contributions parmi lesquelles peuvent être citées [Williamson and Hall, 1953] ou sa version modifiée [Reimann and Würschum, 1997]. Dans le cadre de ce travail, la méthode de [Halder and Wagner, 1966] a été mise en œuvre. Ces auteurs proposent de déconvoluer les effets de taille des cristallites des micro-déformations par le biais de l'équation 2.7.

$$\beta_t^2 = \beta_t \beta_L + \beta_G^2 \tag{2.7}$$

Avec :

- β_t : élargissement total du pic ;
- β_L : élargissement lié à la partie lorentzienne du pic de diffraction ;
- β_G : élargissement lié à la partie gaussienne du pic de diffraction ;

L'élargissement Gaussien s'exprime d'après l'équation 2.8. Cette formulation est issue de [Scherrer, 1918].

$$\beta_L = \frac{k\lambda}{T\cos(\theta)} \tag{2.8}$$

Avec :

- β_L : élargissement lié à la partie lorentzienne du pic de diffraction ;
- k : facteur de forme (k = 1 si β_L est la largeur intégrale du pic de diffraction et k = 0,89 si β_L est la largeur à mi-hauteur du pic de diffraction) ;
- λ : longueur d'onde du faisceau ;
- T : taille de cristallites ;
- θ : position du pic de diffraction.

L'élargissement du pic de diffraction lié à la composante gaussienne s'exprime selon l'équation 2.9. Le détail du développement de celle-ci est donné par [Gravereau, 2011].

$$\beta_G = 4\varepsilon \tan\theta \tag{2.9}$$

Avec :

- β_G : élargissement lié à la partie gaussienne du pic de diffraction ;
- ε : microdéformation ;
- θ : position du pic de diffraction.

Les expressions des élargissements Gaussiens et Lorentziens peuvent être remplacées dans l'équation 2.7. Ce qui permet finalement d'écrire la relation 2.10.

$$\left(\frac{\beta_t}{\tan\theta}\right)^2 = \frac{\lambda}{<T>}\frac{\beta_t}{\tan\theta\sin\theta} + 16 <\varepsilon>^2 \tag{2.10}$$

Avec :

- β_t : élargissement total du pic ;
- θ : position du pic de diffraction ;
- λ : longueur d'onde du rayonnement ;
- $<\varepsilon>$: micro-déformations moyennes au sein des cristallites ;
- $<T>$: taille moyenne des cristallites.

Usuellement, les termes β^* et d^* sont introduits afin d'alléger la syntaxe de l'équation 2.10 [Izumi and Ikeda, 2015]. Ceux-ci s'expriment respectivement selon les équations 2.11 et 2.12.

$$\beta^* = \frac{\beta_t \cos\theta}{\lambda} \tag{2.11}$$

$$d^* = \frac{2\sin\theta}{\lambda} \tag{2.12}$$

L'expression résultante est présentée par l'équation 2.13. Cette dernière est souvent préférée à l'équation 2.10. Les équations 2.10 et 2.13 sont néanmoins strictement équivalentes.

$$\frac{\beta^*}{d^*} = \frac{1}{<T>}\frac{\beta^*}{(d^*)^2} + \left(\frac{<\varepsilon>}{2}\right)^2 \tag{2.13}$$

L'équation 2.13 présente des similarités avec celle proposée par [Williamson and Hall, 1953]. Toutefois, [Williamson and Hall, 1953] ont proposé une formulation de la décomposition des contributions gaussiennes et lorentziennes différentes de [Halder and Wagner, 1966]. Les méthodes de [Williamson and Hall, 1953] et de [Halder and Wagner, 1966] sont généralement intégrées au logiciel utilisant la méthode de Rietveld [Rietveld, 1969] comme Maud [Lutterotti et al., 1999] ou encore Fullprof [Rodriguez-Carvajal, 1993]. Dans le cadre de ce travail, la méthode de Halder-Wagner a consisté à exploiter directement les largeurs de plusieurs pics. Pour se faire, les pics suivants ont été utilisés : $\{10\bar{1}4\}, \{20\bar{2}3\}, \{21\bar{3}0\}, \{21\bar{3}1\}, \{11\bar{2}4\}, \{21\bar{3}3\}, \{30\bar{3}2\}$. Il apparaît que l'équation 2.10 peut s'exprimer sous la forme $y = ax + b$.

Avec :

- $y = \left(\frac{\beta_t}{\tan\theta}\right)^2$;
- $x = \frac{\beta_t}{\tan\theta\sin\theta}$;
- $a = \frac{\lambda}{<T>}$: coefficient directeur de la droite proportionnel à l'inverse de la taille moyenne des cristallites ;
- $b = 16 < \varepsilon >^2$: ordonnée à l'origine, proportionnelle au carré des micro-déformations.

Une régression linéaire conduite sur l'équation 2.10 permet alors d'extraire la taille des cristallites et les micro-déformations. De plus, afin de minimiser les effets de divergence du faisceau, les pics ont été extraits à partir d'un secteur angulaire correspondant au centre du détecteur 2D. D'après l'équation 2.10, la largeur totale du pic est proportionnelle au terme $\frac{1}{<T>}$. Ainsi, plus la taille des cristallites est faible plus la largeur du pic sera importante. De même, la largeur de ce dernier est d'autant plus importante que les micro-déformations, $< \varepsilon >$, sont importantes. Il convient de préciser que ce traitement permet d'extraire les variations **relatives** des tailles cristallites et des micro-déformations entre le métal de base et la zone fondue. Par ailleurs, la méthode de [Halder and Wagner, 1966] a été initialement proposée pour des poudres. Les résultats sont donc à considérer avec précaution.

Les figures 2.31 a) et b) présentent respectivement les tailles de cristallites et les micro-déformations le long du joint soudé. Il convient de rappeler qu'il faut interpréter ces valeurs selon leurs variations relatives.

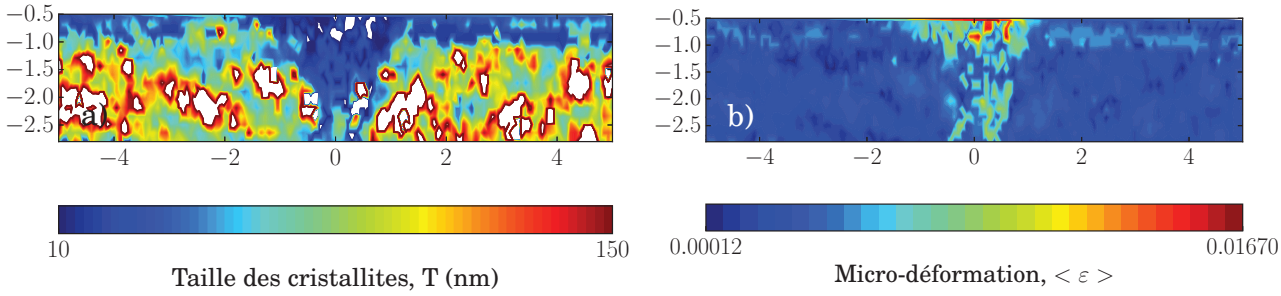


FIGURE 2.31 – Exploitation des largeurs à mi-hauteur, a) répartition des tailles de cristallites et b) des micro-déformations le long de la liaison soudée

La figure 2.31 a) met en évidence une réduction de la taille des cristallites au sein de la zone fondue. Cette observation peut être liée à la microstructure comme l'ont constaté [Malinov et al., 2002]. En effet, les aiguilles α' sont relativement fines. Leurs épaisseurs varient entre 0,6 et 2 µm. Les grains α, quant à eux, présentent un diamètre d'environ 20 µm. Le rapport entre la taille de grain β et l'épaisseur des aiguilles α' vaut environ 10. Cette valeur est voisine du rapport des tailles de cristallites entre le métal de base et la zone fondue. La figure 2.31 b) quant à elle, illustre une augmentation des micro-déformations au sein de cette même zone. Ces micro-déformations peuvent être liées à l'histoire mécanique du matériau. En outre, elles sont exprimées en valeurs absolues. Le signe de la déformation ne peut pas être déterminé à l'aide de cette approche.

La méthode [Halder and Wagner, 1966] permet d'extraire la taille moyenne des cristallites. Or, il existe une distribution de taille de cristallites en chaque point de mesure. La méthode de [Warren and Averbach, 1950] pourrait alors être employée pour déterminer cette distribution. Par manque de temps, celle-ci n'a pas pu être mise en place.

2.2.5 Population de défauts

L'opération de soudage est responsable de l'introduction d'un champ de défauts. Ils sont créés par des mécanismes thermo-hydrauliques complexes [Touvrey, 2010]. Ces défauts ont été analysés par le biais d'analyses tomographiques. Le recourt au rayonnement synchrotron (SOLEIL, ligne PSICHÉ) permet d'atteindre des résolutions spatiales voisines du micromètre. Les données sont issues des travaux de thèse de Laurent Lacourt, actuellement en cours [Lacourt, 2019]. La population de pores a été étudiée au moyen de la tomographie X. Des éprouvettes ont été usinées dans le cordon de soudure (c.f. figure 2.32). Chaque éprouvette contient 11 mm de cordon.

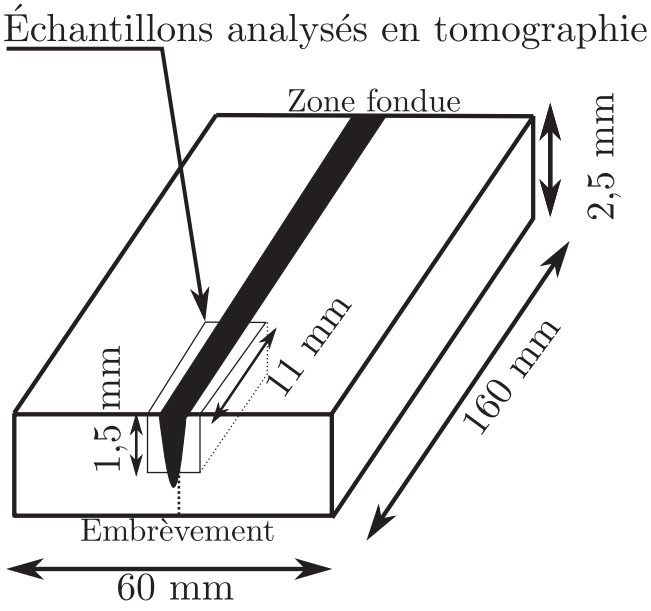


FIGURE 2.32 – Schéma de prélèvement des éprouvettes étudiées en tomographie

Les résultats de tomographie présentés au travers des figures 2.33 et 2.34 correspondent à 2 mm de soudure analysés. La figure 2.33 représente la position des défauts projetée sur une coupe transverse du cordon de soudure. La code de couleur est associé au diamètre effectif des défauts. De plus, ceux-ci sont supposés sphériques. Il convient de préciser que les éprouvettes tomographiées étaient dédiées à l'étude du comportement mécanique des soudures. Pour cette raison l'embrèvement, en pied de cordon, a été retiré à l'usinage. C'est ce qui explique l'absence de ce dernier sur l'image 2.33.

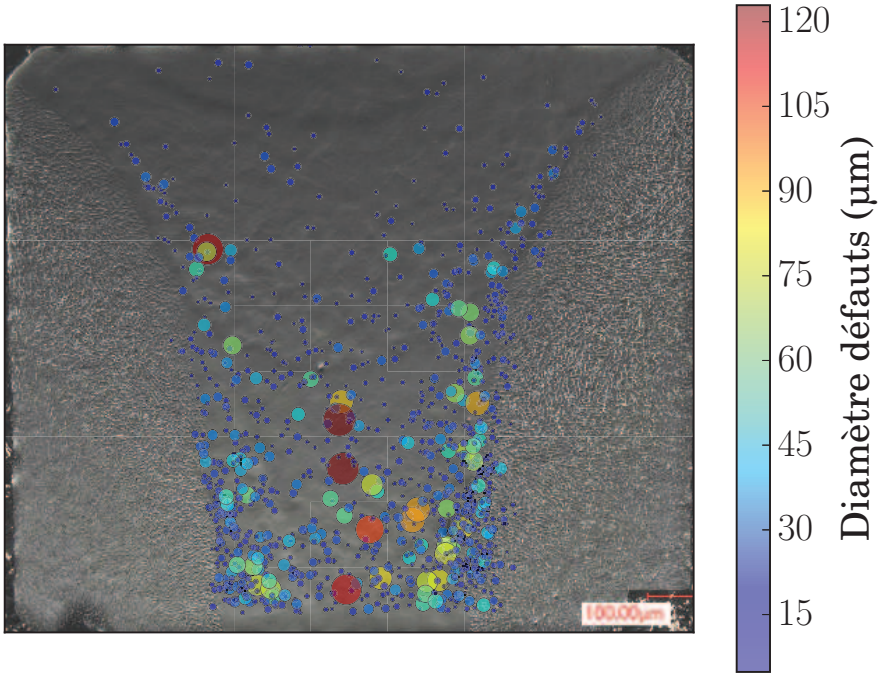


FIGURE 2.33 – Population de défauts projetée sur une coupe transverse de la liaison soudée

La densité de défauts est particulièrement importante au voisinage de la ligne de fusion. Ces pores, essentiellement de faible diamètre 15-20 µm, sont formés par des instabilités hydro-

dynamiques dans les parois du capillaire. Les pores situés au centre de la coupe présentent un diamètre plus important. En effet, le mécanisme de formation de ces derniers n'est pas le même. Les pores situés au centre du cordon sont emprisonnés par l'effondrement du capillaire à la fin du *pulse* laser. La matière se solidifie avant que la bulle de gaz ne parvienne à la surface libre. Bien que le diamètre de ces défauts soit important, ils ne représentent qu'une faible part de la population de défauts (c.f. figure 2.35). Le soudage impulsionnel permet alors de supprimer une grande partie de ces défauts. La figure 2.34 représente la population de défauts projetée dans le plan supérieur des éprouvettes.

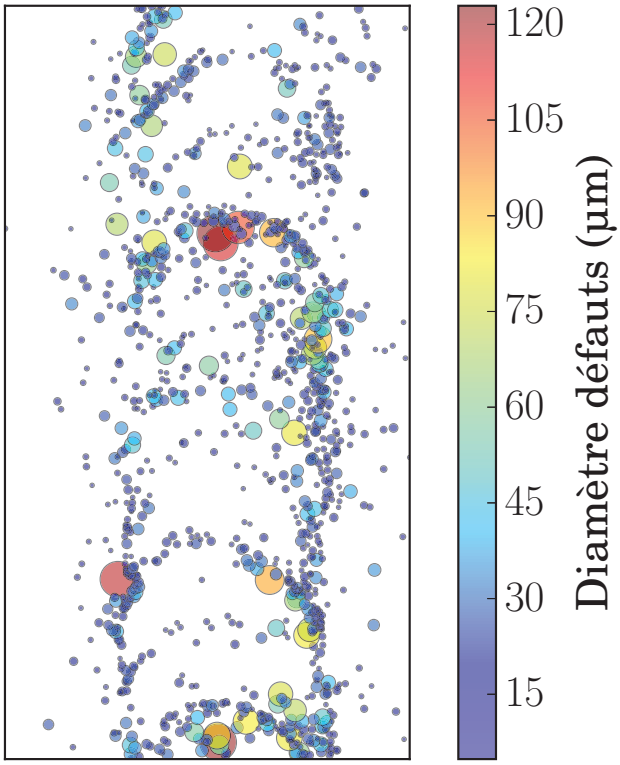


FIGURE 2.34 – Population de défauts projetée sur le plan supérieur de la liaison soudée

La distribution des pores illustrée par la figure 2.34 fait apparaître un motif particulier. Ce type de distribution a également été observé par [Haboudou et al., 2003]. Ce motif confirme qu'une partie des défauts se sont formés par des instabilités hydrodynamiques au sein du capillaire [Haboudou et al., 2003]. Enfin, l'ensemble de la population de défauts est présentée sur la figure 2.35.

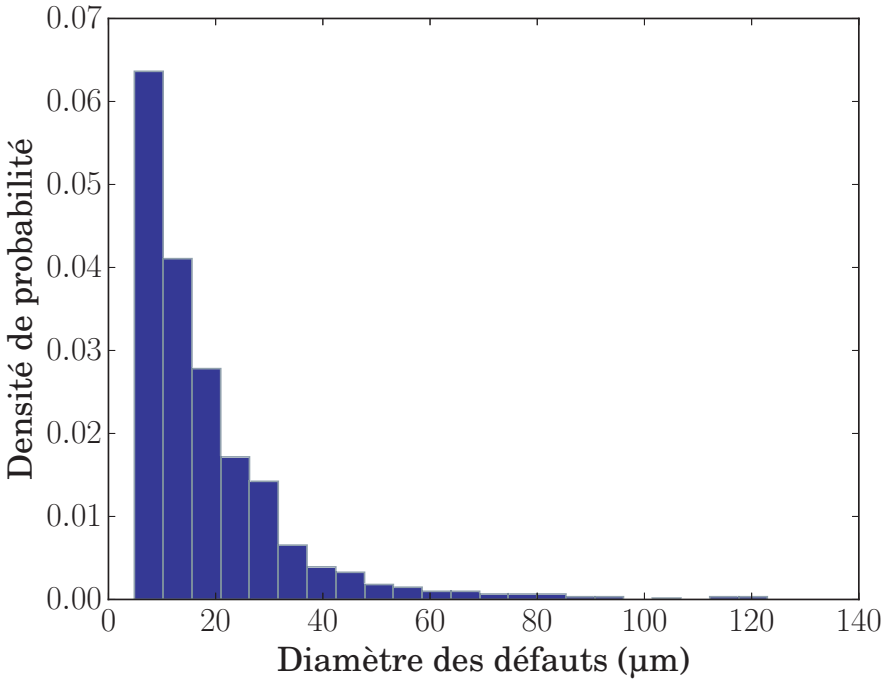


FIGURE 2.35 – Analyse de la population de défauts

La majorité des défauts présents au sein des cordons de soudure sont de petites tailles : environ 10 µm de diamètre (c.f. figure 2.35). Dans l'échantillon analysé, le volume occupé par la zone fondue représente 3,7 mm^3 et contient 1139 pores. La densité de défauts associée à la zone fondue est de 305 pores par mm^3, ce qui représente une porosité initiale de vide de 0,45 %.

2.3 Élaboration de microstructures

Une des deux problématiques de cette étude réside dans la modélisation du comportement et de la rupture de la liaison soudée TA6V/TA6V. Les parties 2.1 et 2.2 ont mis en évidence la complexité métallurgique et microstructurale du joint soudé TA6V/TA6V. Dans ces conditions, il est compliqué de déterminer le comportement intrinsèque de la microstructure de la zone fondue. En particulier, le champ de défauts influence significativement le comportement de cette zone. La solution adoptée ici, consiste à élaborer des microstructures représentatives de la zone fondue afin de s'affranchir de l'influence des défauts. Pour cela, le chemin thermique associé à la zone fondue est assimilé à une homogénéisation dans le domaine β suivi d'un refroidissement rapide. Le traitement thermique retenu pour élaborer ces microstructures consiste donc à homogénéiser le TA6V au dessus du transus β puis à le tremper. Les microstructures ainsi obtenues ont été caractérisées et comparées à celle de la zone fondue. Il convient de préciser que la microstructure de la ZAT n'a pas été reproduite.

2.3.1 Évaluation de la température de transus β

La maîtrise des traitements thermiques implique au préalable la connaissance de la température de transus β du TA6V approvisionné. Usuellement, des essais de dilatométrie sont utilisés pour déterminer cette température. Ces essais permettent de caractériser les transformations de phase. Néanmoins, les variations de volume engendrées par la transformation $\alpha \rightarrow \beta$ sont relativement faibles. L'exploitation des résultats est alors délicate. Le laboratoire LSG2M

(institut Jean Lamour, université de Lorraine CNRS) a développé des méthodes de suivi de résistivité permettant de caractériser les transformations de phase [Gauthier et al., 1981]. Cette méthode consiste à relier la résistivité à l'évolution de la fraction de phase α du TA6V. Dans le cas d'alliages multiphasés, la présence d'interfaces conduit à une variation de la résistivité [Settefrati, 2012]. La méthode a été validée par des expériences de diffraction de rayons X *in-situ* [Bruneseaux, 2008]. Son principe de fonctionnement est schématisé sur la figure 2.36. L'échantillon est maintenu par deux tiges de silice et est placé dans un dilatomètre à cycles rapides. Ce dernier est chauffé par rayonnement à l'aide de quatre lampes halogènes. Un courant électrique constant de 1,45 A, amené par deux fils distants de 15,1 mm, parcourt l'échantillon (c.f. figure 2.36). Deux autres fils, situés entre les deux premiers assurent la mesure de la tension u. La température est mesurée par le biais d'un thermocouple de type S soudé sur l'échantillon.

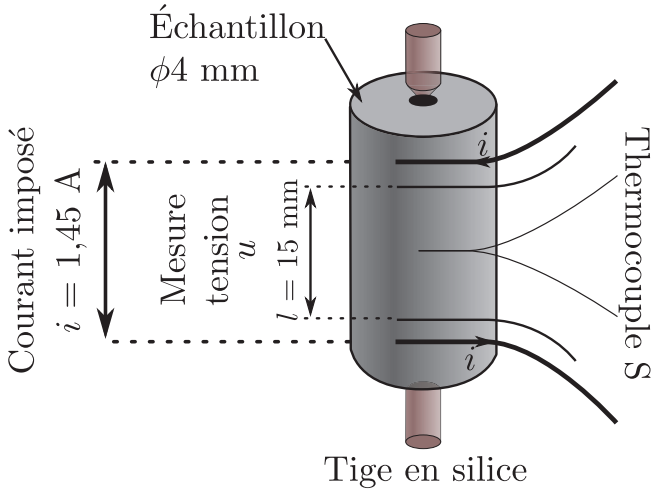


FIGURE 2.36 – Principe de la détermination de la température de transus β par suivi de résistivité

La résistivité est alors calculée, équation 2.14, à partir de la tension u mesurée et de la relation d'Ohm.

$$\rho = \frac{u\pi r^2}{lI} \tag{2.14}$$

Avec :

- ρ : résistivité du TA6V ;
- u : différence de potentiel mesurée ;
- l : distance entre les deux fils intérieur ;
- I : intensité du courant traversant l'échantillon ;
- r : rayon de l'éprouvette.

En résumé, l'intensité du courant I est fixée à 1,45 A. De même, la longueur l est fixée à 15 mm. La variation de la résistivité est donnée par la tension u. Ainsi, la transformation de phase $\alpha \rightarrow \beta$ est caractérisée au travers de la tension u. L'essai présenté sur la figure 2.37 est conduit sous vide secondaire.

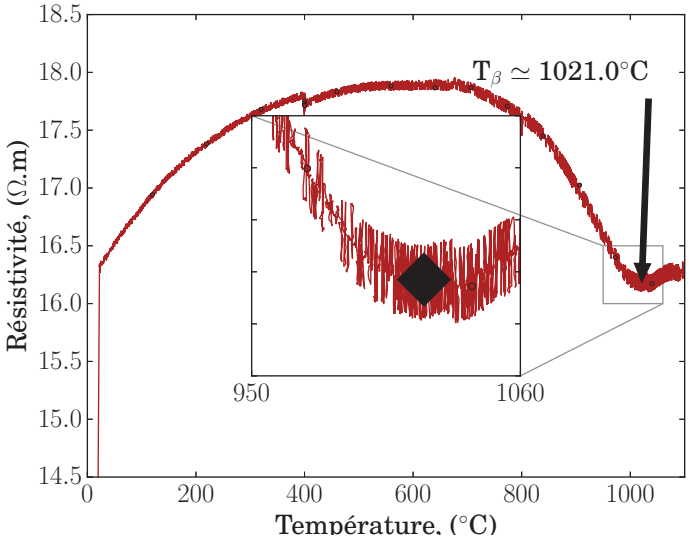


FIGURE 2.37 – Détermination de la température de transus β, évolution de la résistivité en fonction de la température

D'après la figure 2.37, la résistivité augmente jusqu'à 600°C puis diminue. Cette température correspond au début de la dissolution de la phase α [Robert, 2007]. Aux environs de 1020°C, celle-ci passe par une valeur minimale puis augmente de nouveau. La température de transus β est attribuée à cette température. Cette valeur est légèrement supérieure à la valeur obtenue par [Robert, 2007] qui est de 980°C. Il convient alors de se référer à la composition chimique de l'alliage (c.f. tableau 2.1). L'approvisionnement de l'étude présente une concentration en oxygène importante de 0,19 % au regard de la concentration maximale autorisée par la norme [ASTM B348, 2013] soit 0,20 % en masse. Ainsi, d'après [Molinier et al., 1974] l'oxygène présente un fort effet α-gène. Des calculs Thermocalc® réalisés par [Robert, 2007] ont montré que l'augmentation de la concentration en O_2 de 0,05 % à 0,2 % en masse engendre une hausse de la température de transus de 50°C. Cela pourrait expliquer l'écart de température du transus β.

2.3.2 Présentation des traitements thermiques

Ces traitements thermiques doivent permettre de reproduire la microstructure de la zone fondue. Pour être représentatif de la zone fondue, l'échantillon doit présenter une taille de grain β voisine de 140 µm et être chimiquement homogène. Il convient de fixer quatre paramètres :

- vitesse de chauffe ;
- température et durée d'homogénéisation ;
- vitesse de trempe.

L'étape de trempe a conditionné le mode opératoire des traitements thermiques. En effet, les vitesses de refroidissement doivent être suffisantes pour engendrer la transformation martensitique, 410°C/s [Ahmed and Rack, 1998]. En accord avec les moyens disponibles, la seule possibilité a été de recourir à une trempe à l'eau. D'un point de vue pratique, cela sous entend de pouvoir accéder rapidement aux échantillons afin de les tremper. Dans ces conditions, le four utilisé ne présentait pas de conditions environnementales protectrices (vide ou gaz neutre). Le titane étant particulièrement sensible à l'oxygène, des ébauches cylindriques de 10 mm de diamètre ont été utilisées. Une surépaisseur de 3 mm a été utilisée, celle-ci a ensuite été retirée lors de l'opération d'usinage des éprouvettes de caractérisations mécaniques.

Les deux paramètres restant à choisir sont donc la température et la durée d'homogénéisation. Plus la température de remise en solution est importante plus la diffusion est rapide et plus la vitesse de croissance du grain β est importante. De même, plus le temps d'homogénéisation est long plus l'échantillon est homogène et plus la taille de grain β est importante. La taille de grain β moyenne, associée à la zone fondue des soudures de l'étude a été déterminée à 140 µm. C'est donc à partir de ce paramètre que le temps de maintien a été choisi. En effet, [Ivasishin et al., 2002] ont étudié la croissance des grains β pour deux températures de remise en solution : 1032°C et 1088°C. Ces auteurs ont pu établir la cinétique de croissance des grains β pour un TA6V présentant une microstructure initiale de type duplex. Cette cinétique s'exprime selon l'équation 2.15.

$$\phi_\beta(t) = \left(k(t - t_0)\exp\frac{-Q}{RT}\right)^{\frac{1}{n}} + d_0 \tag{2.15}$$

Avec :

- ϕ_β : diamètre moyen des grains β ;
- t_0 : temps d'homogénéisation nécessaire pour atteindre une taille de grain β de 40 µm [Ivasishin et al., 2002] ;
- d_0 : diamètre de grain minimal accepté par [Ivasishin et al., 2002] ;
- Q : énergie d'activation ;
- R : constante des gaz parfaits ;
- T : température de traitement ;
- t : temps du traitement thermique.

L'équation 2.15 est représentée graphiquement sur la figure 2.38.

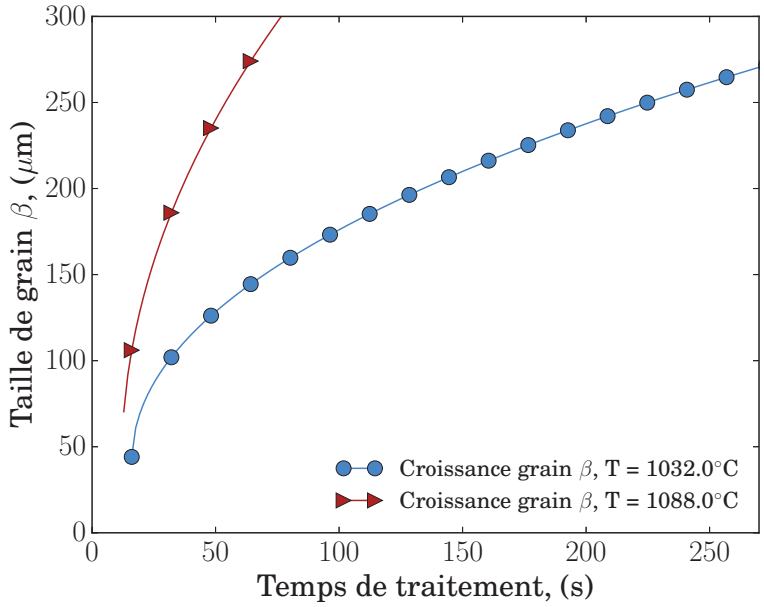


FIGURE 2.38 – Évolution de la taille de grain β en fonction du temps de maintien [Ivasishin et al., 2002]

Selon les données de [Ivasishin et al., 2002], la durée d'homogénéisation pour atteindre une taille de grain de 140 µm à 1032°C est d'environ 60 s. Il convient de préciser que cette durée correspond uniquement à la durée passée au dessus de la température de transus β. Le temps de

chauffe n'est pas pris en compte. Or, dans le cadre de ce travail, il n'a pas été possible de placer un thermocouple sur la surface de l'échantillon. Dans ces conditions, le temps d'homogénéisation n'est pas accessible directement. Pour contourner ce problème, des tests ont été conduits afin de déterminer le temps nécessaire pour atteindre la température de transus β, soit 1020°C. Pour cela, un thermocouple a été positionné dans un échantillon à 5 mm de profondeur soit le rayon des éprouvettes, puis l'ensemble a été placé dans le four préalablement chauffé à 1050°C. Il apparaît que le temps nécessaire pour atteindre la température de transus β est de 2 min 30. De plus, pour des raisons pratiques, les échantillons sont traités par groupe de 5. Ainsi, le four est porté à la température désirée puis les échantillons sont introduits un à un. Ce protocole garantit un temps de traitement à plus ou moins 5 secondes.

Par ailleurs, des tests ont montré que le four perdait environ 30°C à l'issue de la mise en place des échantillons. Pour cette raison, la température de traitement a été fixée à 30°C au dessus de transus β, soit 1050°C. Le temps d'homogénéisation de 60 s, a été conservé et ce même si la température visée est plus importante que celle employée par [Ivasishin et al., 2002]. Le temps total de l'essai est donc de 3 min 30. En conséquence, la taille de grain β moyenne risque d'être supérieure à celle de la zone fondue.

Pour que le traitement soit représentatif, la microstructure résultante doit présenter une taille de grain β similaire à celle de la zone fondue mais également être chimiquement homogène pareillement à cette dernière. Un antagonisme apparaît alors. En effet, la durée d'homogénéisation doit garantir simultanément une taille de grain β proche de celle de la zone fondue et une homogénéité chimique semblable à cette dernière. Il ne paraît pas certain qu'un seul et même temps puisse satisfaire ces deux critères.

Ici, le temps d'homogénéisation de 60 secondes est fixé par la cinétique de croissance des grains β. La distance caractéristique de diffusion associée à ce temps a été estimée par le biais de la relation 2.16.

$$d = \sqrt{Dt} \tag{2.16}$$

Avec :

- d : distance caractéristique de diffusion ;
- D : coefficient de diffusion donné à la température T ;
- t : temps.

La diffusion est un mécanisme thermiquement activé. Les coefficients de diffusion d'un élément donné sont alors régis par une loi d'Arrhénius (c.f. équation 2.17). Les coefficients de diffusion de l'aluminium et du vanadium sont issus de [Leriche, 1987].

$$D = D_0 \exp\left(\frac{-Q}{RT}\right) \tag{2.17}$$

Avec :

- D : coefficient de diffusion donné à la température T ;
- D_0 : terme pré-exponentiel du coefficient de diffusion ;
- Q : énergie d'activation ;
- R : constante des gaz parfaits ;
- T : température en K.

Pour le temps d'homogénéisation retenu, soit 60 secondes, la distance de diffusion du vanadium, élément le moins diffusant, est de 2 µm. L'échantillon est considéré comme chimiquement homogène lorsque l'élément le moins diffusant parcourt une distance caractéristique. La microstructure initiale étant équiaxe, la taille des grains α est supposée correspondre à la distance

caractéristique de diffusion d (c.f. équation 2.16). La valeur moyenne de ces grains a été évaluée à 20 µm. Le temps d'homogénéisation de 60 secondes ne permet donc pas d'homogénéiser l'échantillon. Le vanadium met environ 30 min pour parcourir cette distance. Ce temps conduit alors à une taille de grain β bien supérieure à celle de la zone fondue.

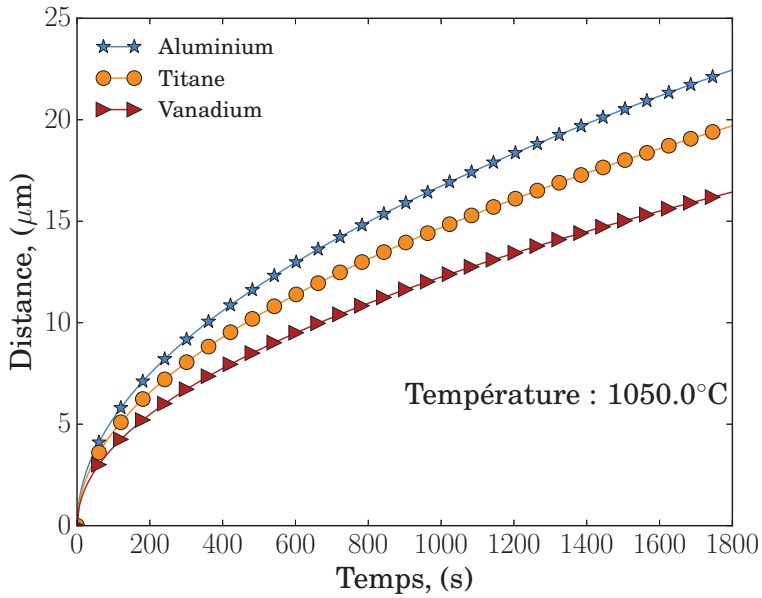


FIGURE 2.39 – Détermination d'une distance caractéristique de diffusion ; données issues de [Leriche, 1987]

Dans ces conditions, il apparaît qu'un simple traitement thermique ne permet pas de satisfaire les deux critères, taille de grain β et homogénéisation chimique. Pour régler ce problème, une solution consisterait à recourir à des traitements thermomécaniques comme l'a fait [Chong et al., 2017].

Dans le cadre de ce travail, l'influence de la taille de grain β sur le comportement et la rupture a été étudiée. Pour cela, deux durées d'homogénéisation supplémentaires ont été employés. La durée totale de ces essais représente respectivement 7 min et 30 min. L'état métallurgique associé aux trois durées d'homogénéisation a été caractérisé.

2.3.3 Vérification de l'homogénéité chimique des microstructures

Les échantillons bruts sont représentés sur la figure 2.40. Cette figure présente les surfaces analysées par les différents moyens de caractérisation (microsonde de Castaing et DRX). Les échantillons ont été polis miroir, sans attaque chimique. Les conditions d'analyses associées à la microsonde de Castaing sont les mêmes que celles employées pour les caractérisations de la zone fondue.

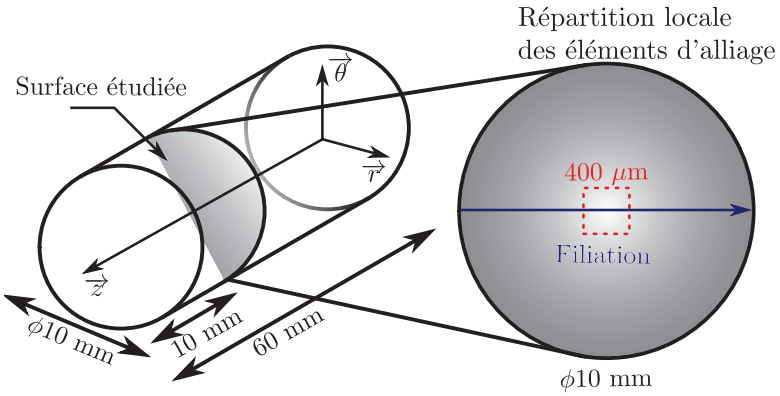


FIGURE 2.40 – Zone d'intérêt pour l'analyse de la répartition spatiale des éléments d'alliages à l'issue des traitements thermiques

Les cartographies de la répartition spatiale du vanadium sont présentées sur les figures 2.41 a), b) et c). Celles-ci sont réalisées au centre de l'éprouvette.

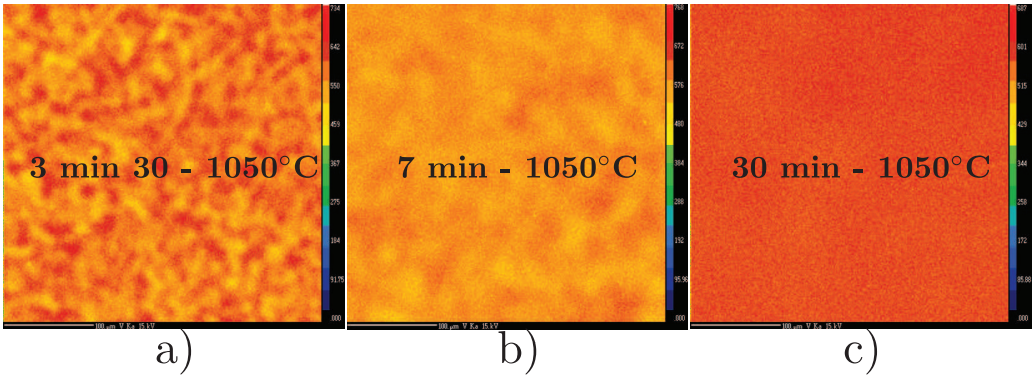


FIGURE 2.41 – Répartition spatiale du vanadium en fonction du temps de traitement

Conformément aux prédictions, plus le temps d'homogénéisation est long et plus la répartition spatiale du vanadium est homogène. Des analyses par microsonde de Castaing ont été conduites sur les éprouvettes trempées. Celles-ci sont similaires à celles réalisées sur les liaisons soudées présentées au paragraphe 2.2.2. Les quantifications de concentration de l'aluminium et du vanadium ont été réalisées. Les résultats sont présentés sur la figure 2.42.

La figure 2.42 illustre une bonne homogénéisation chimique le long de l'éprouvette quel que soit le traitement thermique. Autrement dit, cette figure ne met pas en évidence la présence de gradient de concentration entre les bords et le centre de l'échantillon. Le premier temps d'homogénéisation, 3 min 30 à 1050°C, présente un écart de concentration $\Delta\%_V$ égale à 2%. Bien que cet écart soit supérieur à celui présenté dans la zone fondue, il est bien inférieur à celui du métal de base. Cela signifie qu'un temps de traitement de 3 min 30 n'est pas suffisant pour atteindre l'homogénéité chimique de la zone fondue. Le traitement de 30 min présente un écart de concentration $\Delta\%_V$ beaucoup plus proche de celui de la zone fondue. De ce point de vue, il s'agit du traitement le plus représentatif de l'état métallurgique de cette dernière.

2.3.4 Évaluation de la taille de grain β

À partir des mêmes échantillons (trois traitements thermiques), les tailles des *ex*-grains β ont été déterminées. La microstructure résultante a été révélée par une attaque chimique de type Kroll. Le résultat est présenté sur les figures 2.43.

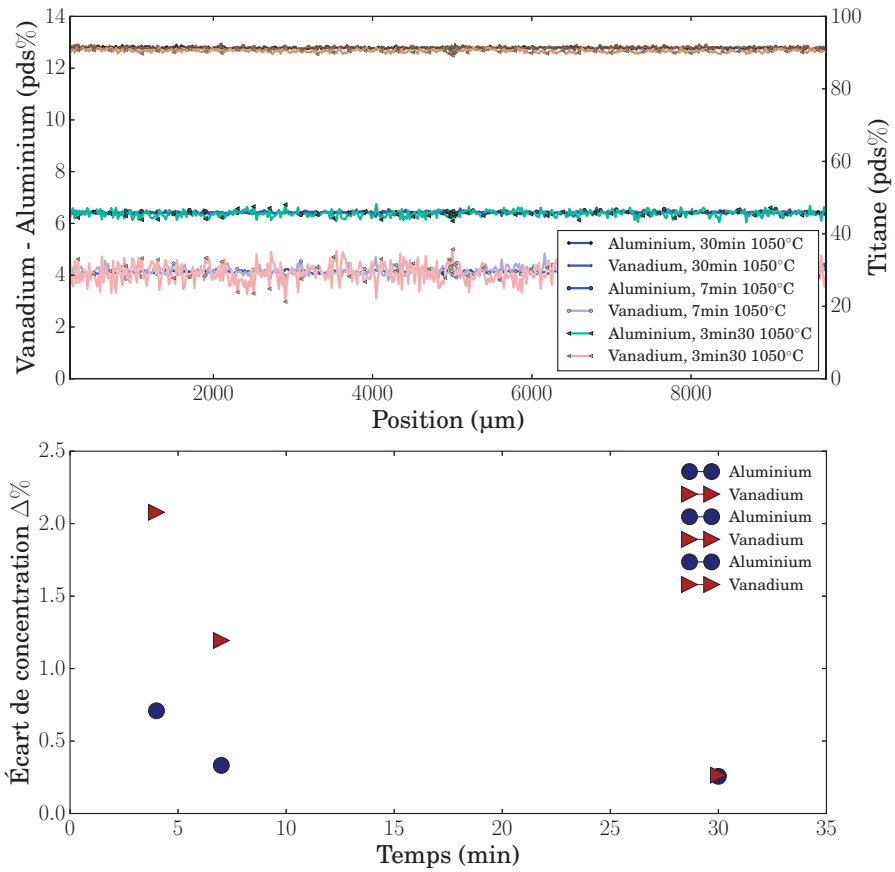


FIGURE 2.42 – Évolution de la concentration en éléments d'alliage le long de l'échantillon

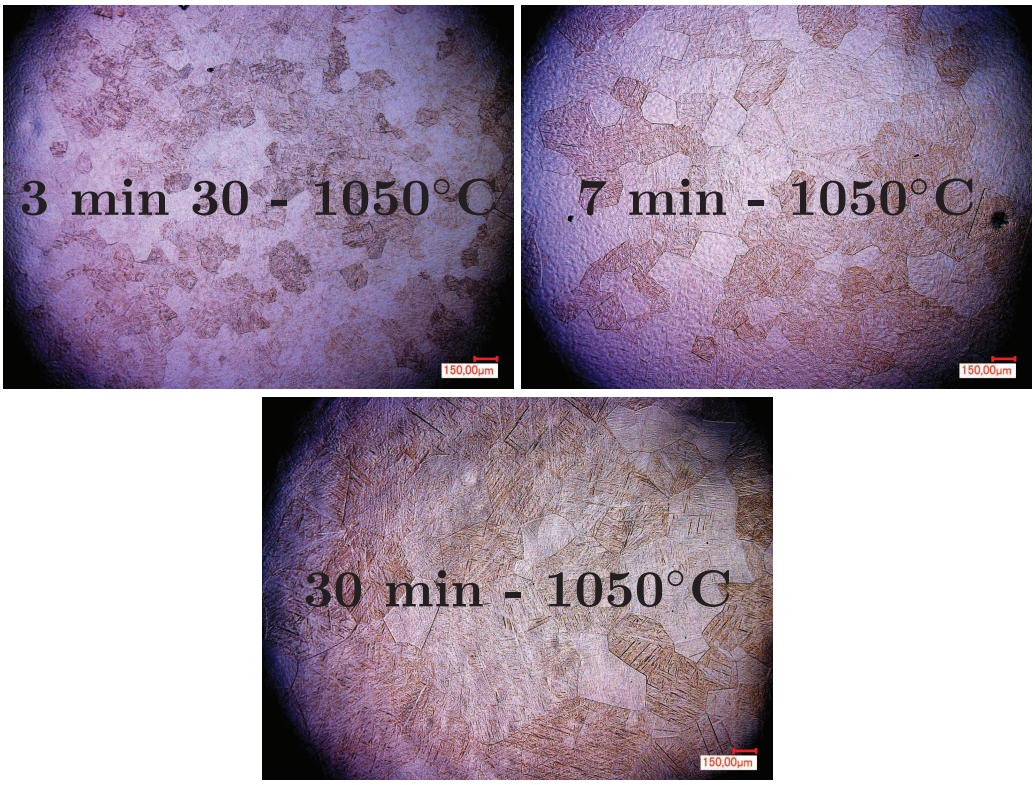


FIGURE 2.43 – Micrographies optiques des microstructures résultantes des traitements thermiques

La figure 2.43 ne met pas en exergue de gradients de taille de grains β entre la surface libre et le centre des échantillons. Par ailleurs, la taille de ces grains est présentée sur la figure 2.44. Cette taille correspond aux diamètres des cercles circonscrits des grains β. Le diamètre de ces derniers est représenté en fonction du temps d'homogénéisation.

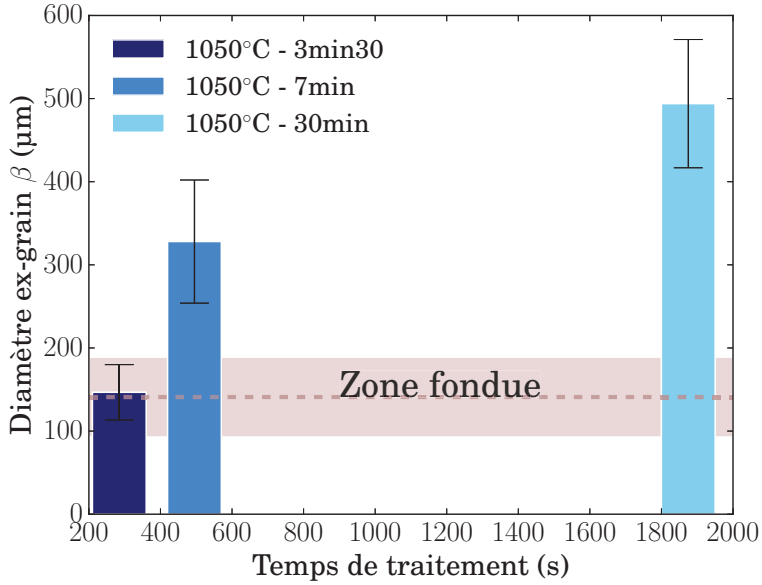


FIGURE 2.44 – Évolution de la taille des grains β en fonction du temps de traitement

En accord avec ce qui est attendu, plus l'échantillon passe de temps au dessus du transus β et plus la taille de grain est importante. Le temps de traitement correspondant à 3 min 30 présente une taille de grain moyenne légèrement supérieure à celui de la zone fondue. C'est donc le traitement le plus représentatif de la zone fondue.

2.3.5 Analyses des phases présentes

La méthode de traitement des diffractogrammes est rigoureusement la même que celle employée dans la partie 2.2.3. Néanmoins, contrairement aux liaisons soudées, les échantillons sont analysés par la diffraction de laboratoire. Les photons sont issus d'un tube possédant une anode en cuivre. L'objectif est de vérifier que les échantillons traités sont constitués principalement de la phase α'.

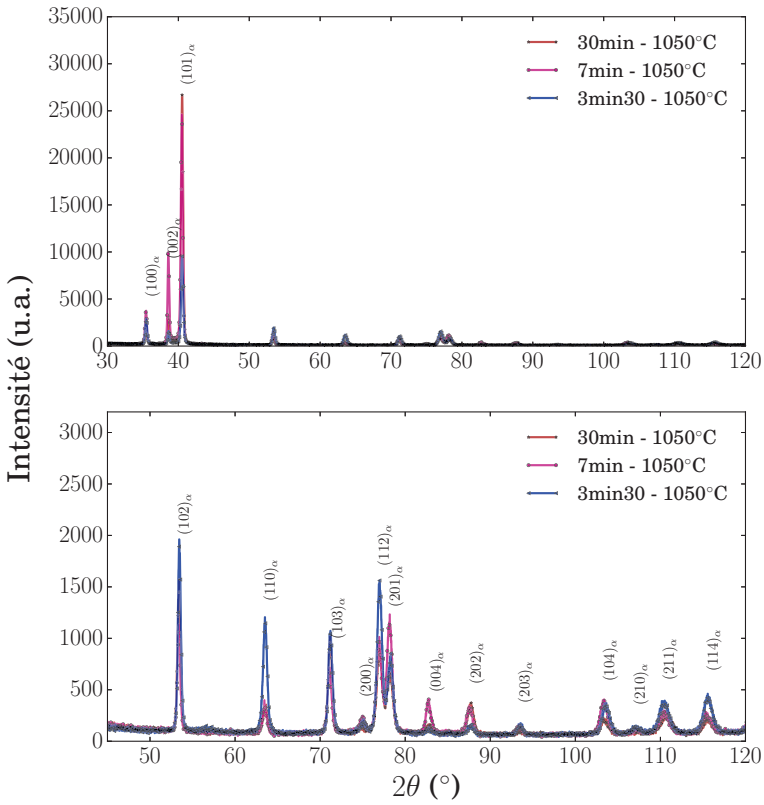


FIGURE 2.45 – Diffractogramme en fonction des différents temps de traitement thermique

Les analyses Rietveld conduites sur ces échantillons n'ont pas révélé de pic appartenant à la phase β. Ce résultat est en accord avec les analyses conduites par [Robert, 2007] et [Yeganeh and Li, 2017]. Cependant, au sein du chapitre 1, il a été mis en évidence par le biais des travaux de [Matsumoto et al., 2011] qu'il subsistait de la phase β entre les aiguilles α'. La DRX de laboratoire ne permet pas d'identifier la phase β restante. Néanmoins, un échantillon trempé (3 min - 1050°C) a été caractérisé sous rayonnement synchrotron (source SPRING8, ligne BL02B1). Dans ces conditions, le pic $\{110\}$ de phase β a été mis en évidence. La fraction de phase β n'a pu être quantifiée. Cela signifie que cette dernière est inférieure à 1 % en masse dans l'échantillon. Cette analyse confirme alors les observations MET de [Matsumoto et al., 2011].

En résumé, il apparaît que ces trois traitements thermiques présentent une microstructure martensitique. Le premier traitement thermique 1 (3 min - 1050°C) présente la taille de grain β la plus proche de celle de la zone fondue. Toutefois, son homogénéité chimique n'est pas similaire à cette dernière. Le constat opposé est fait pour le traitement thermique 3 (30 min - 1050°C). Le traitement thermique 2 (7 min - 1050°C), quant à lui, présente une situation intermédiaire. Le comportement mécanique de ces traitements thermiques a été étudié. Les résultats sont présentés au sein du chapitre 4.

2.4 Conclusions

L'opération de soudage impacte significativement le TA6V. En premier lieu, cette opération engendre un fort gradient de microstructures. Le joint soudé présente trois zones distinctes, la zone fondue, la zone affectée thermiquement et le métal de base. La zone fondue présente une microstructure de type aciculaire. Elle est constituée de fines aiguilles α' qui mettent en exergue la transformation de phase $\beta \rightarrow \alpha'$ lors du refroidissement. Deux zones affectées thermiquement ont été mises en évidence par des observations optiques.

Les hétérogénéités microstructurales s'accompagnent d'un gradient de composition chimique. En effet, les analyses EDS ont révélé une variation de la composition chimique locale entre le métal de base et la zone fondue. Par ailleurs, les deux zones affectées thermiquement observées sur les micrographies n'ont pas été mises en évidence. Ce qui signifie que ces zones n'ont pas été homogénéisées. La zone fondue, quant à elle, est relativement homogène d'un point de vue chimique. Néanmoins, l'aluminium présente des hétérogénéités de concentration au sein de cette zone. Celles-ci ont été attribuées à des mouvements de fluide dans le bain liquide. De plus, les quantifications réalisées par microsonde de Castaing ont mis en évidence un appauvrissement en aluminium proche de la surface libre. Cette observation est liée à une évaporation de l'aluminium lors du procédé de soudage.

Le recours à la diffraction des rayons X a permis de caractériser la répartition des phases au sein des liaisons soudées. Ces mêmes données ont également permis d'estimer les contraintes résiduelles présentes au sein des liaisons soudées (c.f. chapitre 3).

Enfin, les microstructures élaborées ainsi que celles du métal de base sont utilisées afin d'identifier les paramètres mécaniques relatifs à ces deux microstructures. À partir de ces dernières, les simulations du comportement et de la rupture des liaisons soudées vont pouvoir être menées.

Chapitre 3

Détermination de l'état mécanique post soudage

Sommaire

3.1 Analyses expérimentales de l'état mécanique post soudage 87

3.1.1 Principe de la détermination des contraintes par diffraction des rayons X 88

3.1.2 Détermination du champ de contrainte axiale 93

3.1.3 Détermination du champ de contrainte radiale 94

3.1.4 Détermination des contraintes orthoradiales 95

3.1.5 Discussion 96

3.2 Modélisation et simulation de l'état mécanique post-soudage . . . 99

3.2.1 Modèle métallurgique 100

3.2.2 Modèle mécanique 101

3.2.3 Modèle pour la transition d'échelles 104

3.2.4 Identification des paramètres 106

3.2.5 Simulation de l'état mécanique post-soudage 113

3.3 Confrontation expérimental/simulation 115

3.3.1 Discussion 117

3.4 Conclusions 121

L'opération de soudage est une méthode couramment employée dans l'industrie pour assembler des pièces métalliques. Il existe pour cela une variété de technologies de soudage à disposition des industriels (soudage à l'arc, soudage laser, soudage par friction malaxage). Le procédé de soudage consiste en une transmission d'une certaine quantité de chaleur au voisinage de la jonction à réaliser. L'origine de cette chaleur est directement liée au procédé de soudage employé. La chaleur ainsi déposée engendre une fusion puis une solidification de la matière. Au cours du cycle thermique le matériau va subir des transformations de phase. L'origine des contraintes résiduelles est liée au fait que l'apport de chaleur est localisé. Ainsi, seuls la zone soudée et son voisinage se déforment sous l'action de la chaleur. Un phénomène de dilatation différentielle intervient alors et engendre la formation de contrainte résiduelle par incompatibilités des déformations. D'après [Paillard, 2012], dans les assemblages soudés, les contraintes résiduelles dépendent essentiellement des propriétés thermiques (coefficient de dilatation et conductivité thermique), mécaniques et métallurgiques (transformations de phase) du matériau soudé.

Les contraintes résiduelles peuvent être présentes dans un solide en l'absence de chargement extérieur. Ces contraintes peuvent nuire à l'intégrité d'une structure [Dong and Brust, 2000], [Kostrivas et al., 2003]. Elles s'ajoutent alors aux sollicitations de service et peuvent, de ce fait, altérer le comportement mécanique d'un composant ou d'une structure. [Kostrivas et al., 2003] a observé des fissures dans les zones affectées thermiquement d'une soudure TIG (tungsten inert gaz) en TA6V (c.f. figure 3.1). Ces dernières ont été observées quelques semaines après l'opération de soudage.

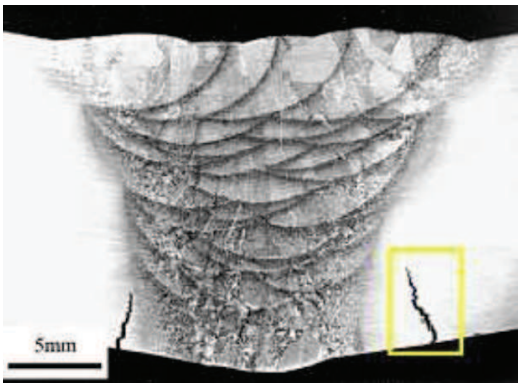


FIGURE 3.1 – Propagation de fissures dans les zones affectées thermiquement d'une soudure [Kostrivas et al., 2003]

La détermination des contraintes résiduelles est alors essentielle pour quantifier la durée de vie d'une structure. La première partie du chapitre présente la détermination expérimentale des contraintes résiduelles associées à la liaison soudée. La seconde partie du chapitre s'attache à modéliser et simuler les champs de contrainte résiduelle de ces mêmes liaisons soudées. Enfin, les résultats expérimentaux seront comparés aux simulations numériques.

3.1 Analyses expérimentales de l'état mécanique post soudage

Il existe plusieurs méthodes permettant de déterminer les contraintes résiduelles. Celles-ci sont classées en deux catégories : les méthodes destructives [Schajer, 2001] et [Rossini et al., 2012] et non destructives [Baudin and Lodini, 2012]. Parmi les méthodes non destructives figurent la diffraction des rayons X et/ou neutrons [Baudin and Lodini, 2012].

[Paillard, 2012] a utilisé la diffraction des neutrons pour déterminer les contraintes résiduelles dans les assemblages soudés. Cette dernière permet ainsi d'étudier des assemblages soudés de fortes épaisseurs. Dans le cadre de ce travail, les contraintes résiduelles ont été déterminées par diffraction des rayons X. Le principe d'analyse de cette méthode est présenté au sein de la section suivante.

3.1.1 Principe de la détermination des contraintes par diffraction des rayons X

La diffraction des rayons X est une méthode communément employée pour déterminer les contraintes résiduelles [Fitzpatrick et al., 2005]. Cette section présente de manière générale la méthodologie d'évaluation des contraintes résiduelles par DRX. Lorsqu'un matériau cristallin est soumis à un faisceau de photons de longueur d'onde λ, des interférences se produisent. Lorsque les conditions de Bragg sont satisfaites un pic de diffraction apparaît. Ce dernier est repéré par sa position angulaire, son intensité et sa largeur (intégrale ou à mi-hauteur). Sous l'action d'une contrainte, la distance interréticulaire d_{hkl} est modifiée. Selon l'intensité et le signe de la contrainte, cette variation sera plus ou moins importante. Cela se traduit par un déplacement relatif du pic de diffraction comme illustré par la figure 3.2.

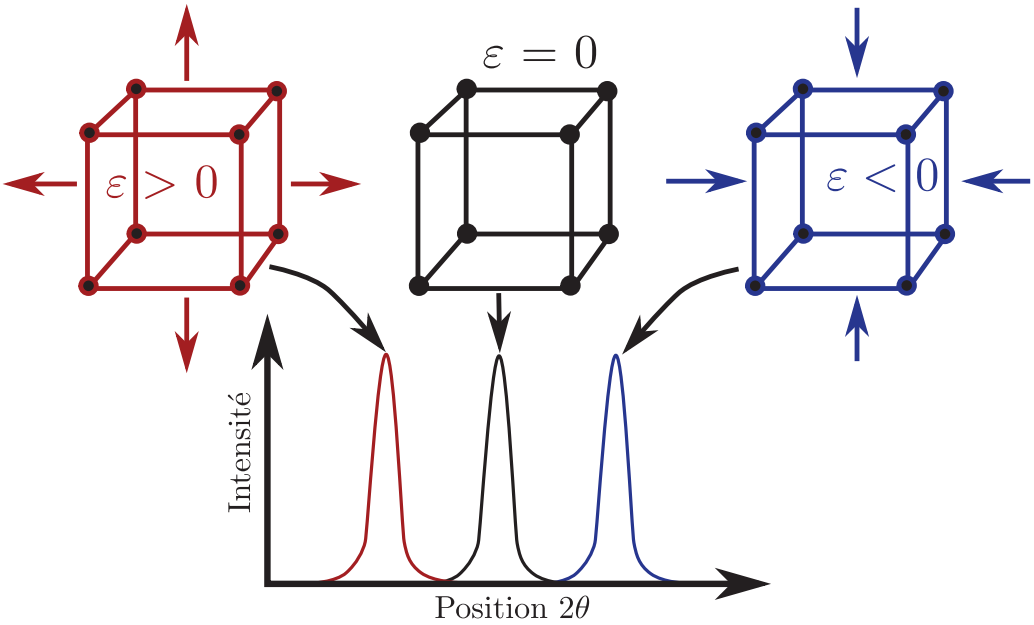


FIGURE 3.2 – Représentation schématique de l'influence d'une déformation sur la position de diffraction d'une famille de plans cristallins [Baudin and Lodini, 2012]

L'expression de Bragg (c.f. équation 3.1) permet de relier la position du pic à la distance interréticulaire d_{hkl}.

$$n\lambda = 2d_{hkl}\sin\theta \tag{3.1}$$

Avec :

- n : entier naturel (ordre de diffraction fixé à 1 pour le reste de l'étude) ;
- λ : longueur d'onde du faisceau ;
- d_{hkl} : distance reliant les plans cristallins, avec hkl les indices de Miller du plan ;
- θ : position du pic de diffraction.

La position du pic de diffraction peut alors être directement reliée à la partie élastique de la déformation moyenne des grains en position de diffraction. La déformation élastique s'exprime selon l'équation 3.2. Celle-ci peut également s'écrire en fonction de la relation de Bragg donnée par la relation 3.1.

$$\varepsilon_{hkl} = \ln\left(\frac{d_{hkl}}{d^0_{hkl}}\right) = \ln\left(\frac{\sin\theta^0}{\sin\theta}\right) \tag{3.2}$$

Avec :

- ε_{hkl} : déformation élastique donnée pour une famille de plans cristallins ;
- d_{hkl} : distance interréticulaire correspondant à l'état sollicité ;
- d^0_{hkl} : distance interréticulaire correspondant à l'état de référence (ou non sollicité) ;
- θ^0 : angle de diffraction correspondant à l'état de référence (ou non sollicité) ;
- θ : angle de diffraction correspondant à l'état sollicité.

L'analyse des contraintes par DRX repose alors sur la détermination de la position θ d'au moins une famille de plans cristallins. Dans ce cas et contrairement à la méthode de Rietveld (c.f. chapitre 2), le traitement ne porte que sur un seul pic dans les méthodes d'analyse standard. Les contraintes sont alors calculées à l'aide de loi générale des $\sin^2\psi$ [Hauk, 1997] (c.f. équation 3.3). Cette relation implique que le matériau soit homogène.

$$\varepsilon_{\phi\psi} = \frac{1}{2}S_{2(hkl)}(\sigma_\phi - \sigma_{33})\sin^2\psi + \frac{1}{2}S_{2(hkl)}\tau_\phi \sin 2\psi + \frac{1}{2}S_{2(hkl)}\sigma_{33} + S_{1(hkl)}Tr(\underset{\sim}{\sigma}) \tag{3.3}$$

Avec :

- $\varepsilon_{\phi\psi}$: déformation exprimée selon la direction $\phi - \psi$;
- $\sigma_\phi = \sigma_{11}\cos^2\phi + \sigma_{12}\sin 2\phi + \sigma_{22}\sin^2\phi$: contrainte normale à la direction ϕ ;
- σ_{33} : contrainte normale à la surface de l'échantillon ;
- $S_{1(hkl)}$ et $S_{2(hkl)}$: coefficients élastiques radiocristallographiques du matériau ;
- $\tau_\phi = \sigma_{13}\cos\phi + \sigma_{23}\sin\phi$: contrainte de cisaillement ;
- $Tr(\underset{\sim}{\sigma})$: trace du tenseur des contraintes.

Dans l'espace $\ln\left(\frac{\sin\theta^0}{\sin\theta}\right) - \sin^2\psi$, la relation 3.3 conduit en fonction de l'état mécanique du matériau à différentes distributions. La figure 3.3 regroupe les cas de distributions les plus courants de déformation en fonction des $\sin^2\psi$.

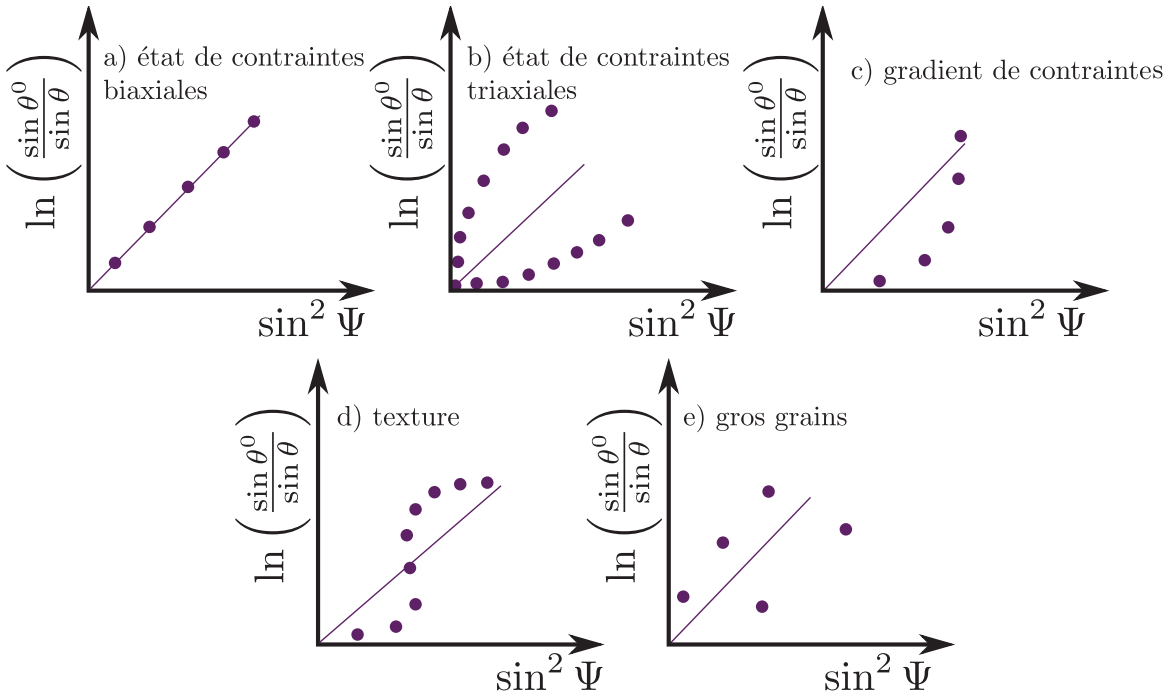


FIGURE 3.3 – Distributions de la déformation en fonction de $\sin^2\psi$ pour différents états mécaniques et/ou métallurgiques du matériau étudié [Hauk, 1997]

Lorsque le matériau présente un état de contraintes biaxiales ou de contraintes planes la distribution forme alors une droite (c.f. figure 3.3 a)).

La distribution des $\sin^2\psi$ forme une ellipse lorsque les composantes hors plan du tenseur des contraintes, σ_{13}, σ_{23}, ne sont pas nulles. Cette distribution est présentée sur la figure 3.3 b).

Les échantillons polycristallins peuvent présenter une orientation préférentielle (texture). Dans ce cas la distribution des $\sin^2\psi$ forme une courbe en S. L'écart avec la courbe centrale augmente d'autant plus que cette texture est importante. Cette distribution est présentée sur la figure 3.3 d).

Certains échantillons peuvent également présenter des gradients de composition chimique et/ou de contrainte. Dans ce cas, la distribution des $\sin^2\psi$ présente une allure "exponentielle". Cette distribution est présentée sur la figure 3.3 c).

Enfin, l'échantillon analysé peut présenter une taille de grains/cristallites importante. Dans ces conditions, l'intensité diffractée n'est issue que de quelques grains. La déformation est une fonction croissante de $\sin^2\psi$ (c.f. figure 3.3 e)). Cependant, la distribution est relativement dispersée.

En fonction des distributions des $\sin^2\psi$, il convient d'adopter un traitement adapté. L'objectif du traitement est d'extraire le signe et le niveau des contraintes.

L'état mécanique des liaisons soudées a été évalué par diffraction des rayons X. Ces essais ont été réalisés sous rayonnement synchrotron, plus précisément sur la ligne BM02 de l'ESRF (c.f. annexe C). Cette source offre entre autre un flux de photons très important par rapport aux moyens de laboratoire. Le temps d'acquisition est significativement réduit par rapport aux moyens de laboratoire. De plus, le faisceau synchrotron présente un excellent rapport signal/bruit. La gamme d'energie disponible est également importante par rapport à un diffractomètre de laboratoire. Les paramètres utilisés pour l'analyse des contraintes sont les mêmes que ceux employés pour les analyses de Rietveld (c.f. chapitre 2 section 2.2.3). Les échantillons sont issus d'une bague soudée. Plus précisément, une coupe perpendiculaire de la bague a été caractérisée. Celle-ci a été découpée à l'aide d'une tronçonneuse Buehler équipée d'un disque abrassif ESCIL puis polie délicatement. Les contraintes résiduelles ont été évaluées au sein d'une

zone d'intérêt représentée en bleu sur la figure 3.4.

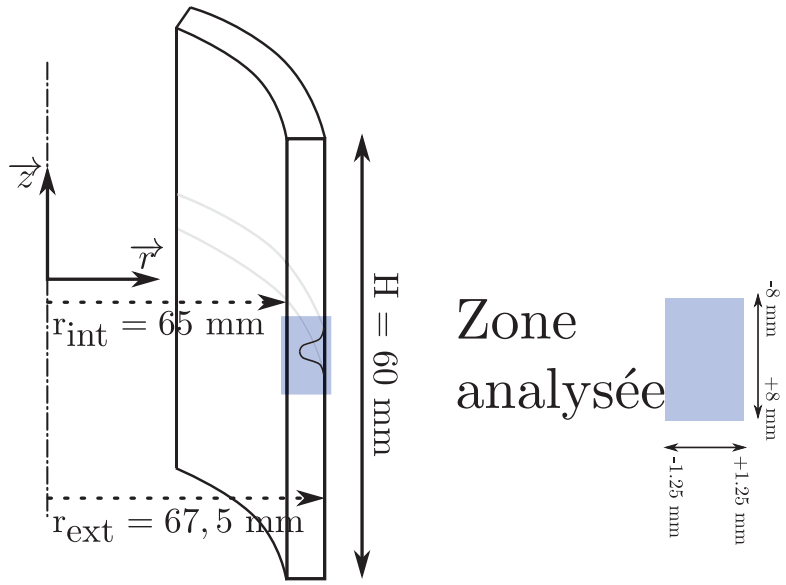


FIGURE 3.4 – Schéma d'une bague soudée et zone analysée (en bleu) par diffraction des rayons X

Le schéma du montage utilisé sur la ligne BM02 est présenté sur les figures 3.5 a) et b).

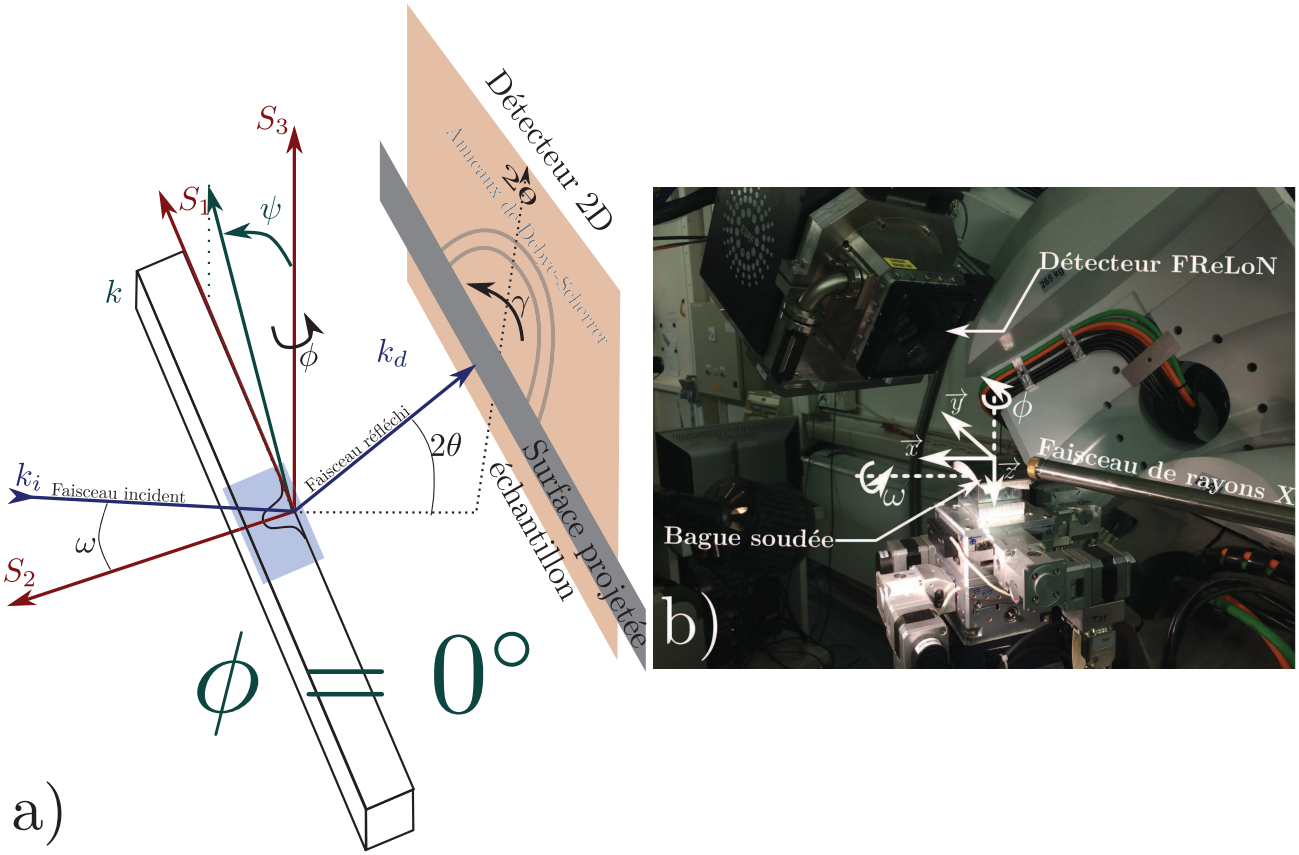


FIGURE 3.5 – Présentation du montage, a) schéma de la configuration ($\phi = 0°$) permettant de déterminer les contraintes résiduelles radiales Σ_{rr} et b) montage utilisé (*set-up*) sur la ligne BM02

En DRX de laboratoire, l'angle ψ est directement imposé. Dans le cadre de ces analyses, l'angle ψ est calculé à partir des anneaux de Debye-Scherrer (c.f. figure 3.5 a)). [Faurie et al., 2013] a utilisé l'expression analytique (c.f. équation 3.4) reliant l'angle ψ à la géométrie du montage employé.

$$\cos(\psi) = \sin(\omega)\sin(\theta) + \cos(\omega)\cos(\theta)\cos(\gamma) \tag{3.4}$$

Avec :

- ψ : angle d'extensométrie également nommé angle polaire ;
- ϕ : angle de rotation autour de la normale S3 (direction de contrainte analysée) ;
- ω : angle entre le faisceau incident et l'échantillon ;
- γ : azimuth de long de l'anneau ;
- θ : position du pic de diffraction considéré.

Dans le cadre ces analyses, deux directions de contrainte ont été analysées. En effet, la découpe est supposée relaxer complètement les contraintes hors plan. Tant que la profondeur de pénétration des photons reste faible, cette hypothèse est acceptable. Dans ces conditions, la bague soudée présente un état mécanique de contraintes planes. Il convient alors de déterminer respectivement les contraintes résiduelles axiales et radiales présentes dans la bague soudée (c.f. figure 3.4). Pour cela, l'angle ϕ a été positionné à 0° (c.f. figure 3.5 b)). Cette configuration permet de déterminer le champ de contrainte radiale (contrainte σ_{22} dans l'équation 3.3). Pour déterminer la contrainte axiale, il suffit d'appliquer une rotation au goniomètre d'un angle ϕ de 90°. L'état mécanique de la bague ainsi que le choix des configurations $\phi = 0$ et $\phi = 90$ permettent de simplifier l'équation générale des $\sin^2\psi$ (c.f. équation 3.3). Pour ce cas particulier, la distribution des $\sin^2\psi$ devrait être similaire à celle de la figure 3.3 a). La distribution des $\sin^2\psi$ s'écrit selon la relation 3.5.

$$\varepsilon_{\phi\psi} = \frac{1}{2}S_{2(hkl)}\sigma_\phi \sin^2\psi + S_{1(hkl)}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) \tag{3.5}$$

L'expression de la déformation $\varepsilon_{\phi\psi}$ (c.f. équation 3.2) est remplacée dans l'équation 3.3. Ceci permet d'écrire la relation 3.6.

$$\ln\left(\frac{1}{\sin\theta}\right) = \frac{1}{2}S_{2(hkl)}\sigma_\phi \sin^2\psi + S_{1(hkl)}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) + \ln\left(\frac{1}{\sin\theta^0}\right) \tag{3.6}$$

Il convient de préciser que, pour limiter l'étalement du faisceau sur la surface de l'échantillon, le goniomètre a été incliné selon l'angle ω de 18° (c.f. figure 3.5 b)).

Au cours de l'acquisition, seul l'échantillon est déplacé dans le plan $(\overrightarrow{x}, \overrightarrow{y})$. La diffraction des rayons X permet de déterminer alors directement les déformations élastiques associées à une famille de plans cristallins par le déplacement des pics (coupe des anneaux issus du détecteur 2D). Les contraintes doivent être calculées par le biais d'un modèle de comportement (c.f. équation 3.3). Les contraintes sont alors reliées aux déformations élastiques par les coefficients élastiques radiocristallographiques ou CER ($S_{1(hkl)}$ et $S_{2(hkl)}$). Ainsi, les CER ont été calculées à partir des coefficients élastiques de la phase α du titane pur issues de [Simmons and Wang, 1971]. Ces paramètres sont donnés en GPa à température ambiante par le tenseur 3.7.

$$\underset{\approx}{\mathbf{C}} = \begin{pmatrix} 162,4 & 92 & 69 & 0 & 0 & 0 \\ 92,4 & 162,4 & 69 & 0 & 0 & 0 \\ 69 & 69 & 180,7 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 46,7 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 46,7 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 35,2 \end{pmatrix} \tag{3.7}$$

Contrairement à l'analyse de Rietveld, les contraintes résiduelles sont évaluées à partir de l'information d'un seul et unique pic de diffraction. Ainsi, une fonction mathématique est ajustée sur le pic de diffraction choisi. Cet ajustement permet d'extraire la position θ, l'intensité I et la largeur à mi-hauteur de ce dernier. Une fonction de type Pearson VII [Pearson, 1895] a été employée. L'expression mathématique de cette dernière est donnée par l'équation 3.8.

$$I(2\theta) = \frac{I_{max}}{\left(1 + \left(\frac{2(\theta - \theta_i)\sqrt{2^{\frac{1}{M}-1}}}{w}\right)^2\right)^M} \tag{3.8}$$

Avec :

- I_{max} : intensité maximale du pic de diffraction ;
- θ : valeur angulaire explorée expérimentalement ;
- θ_i : position de diffraction du pic i ;
- w : largeur à mi-hauteur ;
- M : paramètre de forme.

Lorsque le paramètre M tend vers 1, la fonction Pearson VII décrit une distribution lorentzienne tandis que lorsque M tend ∞, elle décrit une distribution gaussienne (c.f. figure 3.6).

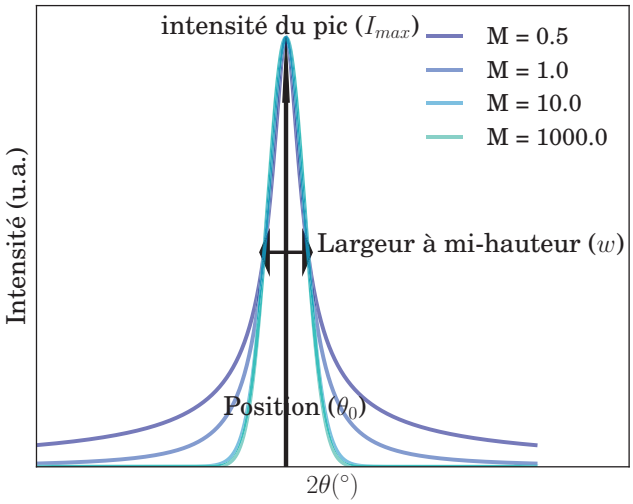


FIGURE 3.6 – Fonction Pearson VII utilisée pour identifier les paramètres d'un pic de diffraction

L'équation 3.8 est ajustée sur le pic de diffraction choisi. Cette identification permet d'extraire la position du pic pour un couple d'angle $\gamma - \psi$. Ainsi, chaque secteur angulaire permet de positionner un point dans l'espace $\ln\left(\frac{1}{\sin\theta}\right) - \sin^2\psi$. Finalement, une régression linéaire de la fonction 3.5 permet d'extraire la contrainte résiduelle et son signe.

Il convient de rappeler qu'une étape de traitement des images brutes 2D est nécessaire. Celle-ci a été présentée au sein du précédent chapitre (c.f. chapitre 2).

En résumé, une image 2D permet de déterminer un état de contrainte. Chaque direction d'analyse de contrainte, axiale et radiale, est composée d'environ 2600 images. Ces analyses ont été conduites uniquement à partir de pics associés à la phase α. La phase β ne présente pas de pics suffisamment intenses par rapport au fond continu pour être analysés. Ces analyses permettent donc de déterminer des pseudo-macrocontraintes d'ordre I associées à la phase α.

Enfin, l'écart type sur le calcul de la déformation a été estimée à 2.10^{-4}. L'écart type associé aux contraintes peuvent être estimés en multipliant l'écart type des déformations par le module d'Young. L'écart type est d'environ 24 MPa pour un module d'Young de 119 GPa.

3.1.2 Détermination du champ de contrainte axiale

L'échantillon étudié est issu d'une bague soudée $\phi = 135$ mm . Une tranche de cette bague a été analysée par la diffraction des rayons X. La zone d'intérêt est représentée schématiquement sur la figure 3.4. Les phases α et α' ne se distinguent pas l'une de l'autre d'un point de vue cristallographique. Les contraintes axiales (σ_{zz} c.f. figure 3.4) ont été calculées à partir des pics $\{20\bar{2}3\}$ et $\{11\bar{2}4\}$ de la phase α/α'. Autrement dit, il s'agit de la contrainte pseudo-macroscopique associée à la phase α/α'. Ceci implique que la contrainte macroscopique est essentiellement portée par les phases α et α'. Le champ de contrainte axial est présenté sur la figure 3.7.

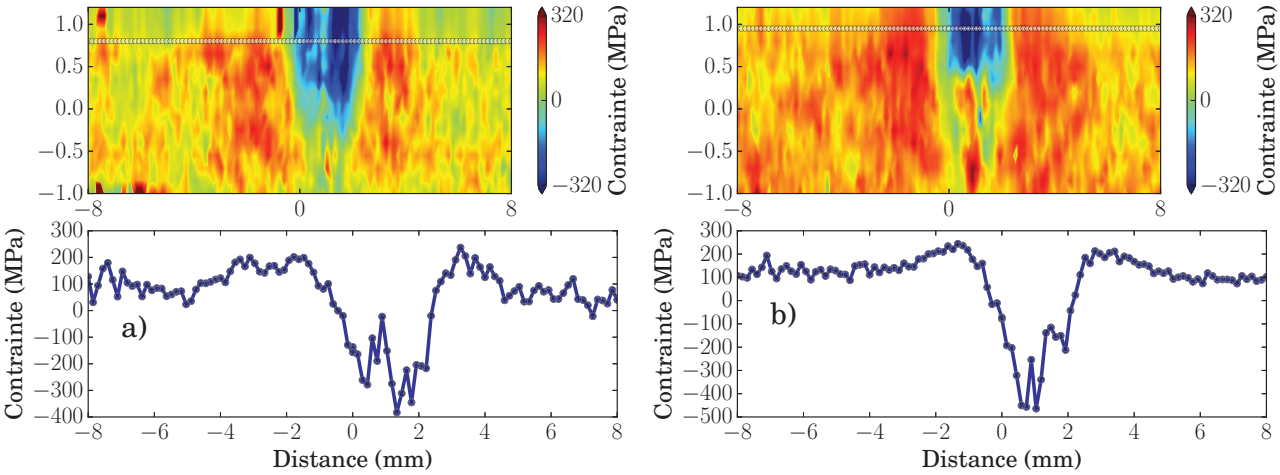


FIGURE 3.7 – Champ de contrainte axial Σ_{zz} calculé à partir du pic, a) $\{20\bar{2}3\}$ et b) $\{11\bar{2}4\}$ de la phase α

Quels que soient les pics $\{20\bar{2}3\}$ ou $\{11\bar{2}4\}$ employés pour le traitement, le champ de contrainte axial Σ_{zz} est similaire. Il apparaît que la région en bleu sur les figures 3.7 a) et b) est la zone fondue. Ainsi, cette dernière présente des contraintes résiduelles axiales de compression. La zone affectée thermiquement, quant à elle, possède des contraintes résiduelles axiales de traction. Le niveau de contrainte est relativement modeste puisqu'il vaut approximativement 200 MPa. Les profils de contrainte, présentés sur les figures 3.7 a) et b), montrent une augmentation dans le voisinage de la ZAT, suivie d'une chute dans la zone fondue. Ce type de profil a également été déterminé pour des soudures, autogènes en TA6V, obtenues respectivement par le procédé TIG et par faisceau d'électrons [Mehdi et al., 2016], [Sprauel et al., 1980]. Il convient de rappeler que la zone analysée est une surface libre. L'action de la découpe relaxe la contrainte normale (composante orthoradiale). Ainsi, l'état mécanique déterminé par le biais de ces analyses ne correspond pas strictement à l'état mécanique post soudage. Ce point sera discuté dans la section dédiée à la simulation numérique du champ de contrainte résiduelle (c.f. section 3.2.5).

En outre, le niveau des contraintes résiduelles axiales est au maximum de 400 MPa en valeur absolue (c.f. figure 3.7). Il convient de rappeler que ces contraintes ont été calculées à partir des CER du titane pur et non de ceux du TA6V. Le résultat est susceptible d'être différent. Cette contrainte représente environ 47 % de la limite d'élasticité conventionnelle du métal de base. Par ailleurs, il se trouve que cette contrainte est de compression, ce qui limite le risque

d'ouverture de fissures. Les fissures observées par [Kostrivas et al., 2003] (c.f. figure 3.1) sont situées dans la zone affectée thermiquement. Or, d'après la figure 3.7, la contrainte de traction maximale dans la zone affectée thermiquement vaut environ 200 MPa. Ce niveau de contrainte reste modéré par rapport à la limite d'élasticité conventionnelle du métal de base (850 MPa).

3.1.3 Détermination du champ de contrainte radiale

La configuration présentée schématiquement sur la figure 3.5, permet de déterminer le champ de contrainte résiduelle radiale. Ce dernier a été calculé à partir des mêmes pics de diffraction que précédemment. Les champs de contrainte sont présentés sur les figures 3.8 a) et b).

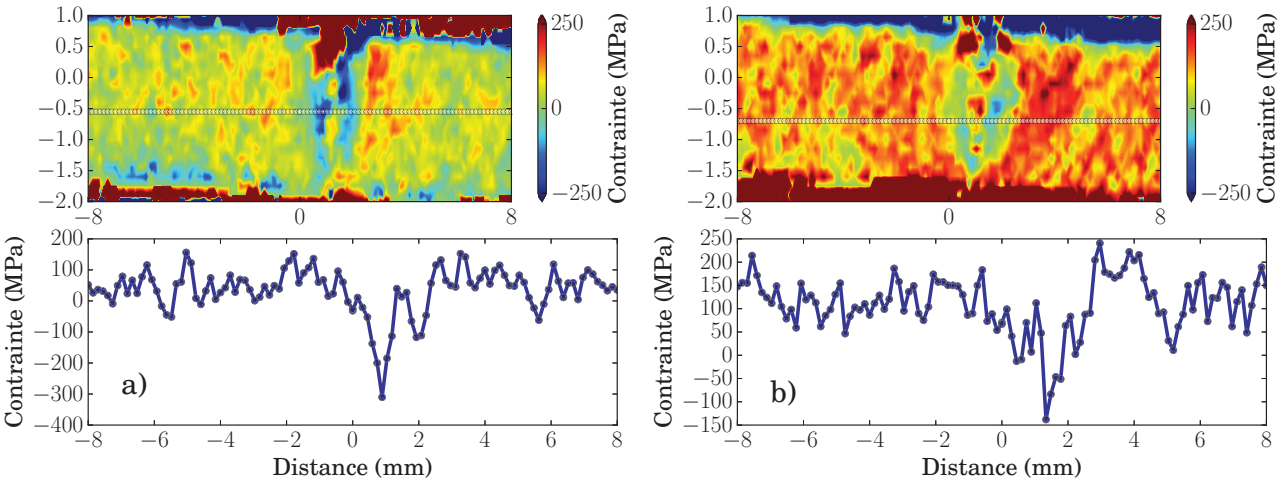


FIGURE 3.8 – Champ de contrainte radiale Σ_{rr} calculé à partir du pic, a) $\{20\bar{2}3\}$ et b) $\{11\bar{2}4\}$ de la phase α

Le champ de contrainte radiale déterminé par le biais des pics $\{20\bar{2}3\}$ et $\{11\bar{2}4\}$ n'est pas rigoureusement identique en termes d'amplitude, même si les évolutions sont proches. Ceci implique qu'il n'est pas évident de tirer une tendance claire. L'opération de découpe a probablement conduit à la relaxation d'une partie de ces contraintes. Cependant, les résultats associés au pic $\{20\bar{2}3\}$ sont un peu moins perturbés. Ils mettent en évidence des contraintes radiales légèrement en compression au centre de la zone fondue.

3.1.4 Détermination des contraintes orthoradiales

Les analyses conduites dans un plan de coupe de la bague ne permettent pas de déterminer la composante orthoradiale (sens de soudage) du tenseur des contraintes. Cette dernière a été estimée par le biais d'une analyse conduite sur la surface extérieure de la bague. La figure 3.9 présente schématiquement le montage mis en place pour déterminer les contraintes orthoradiales. La photo du montage est présentée sur la figure 3.5 b).

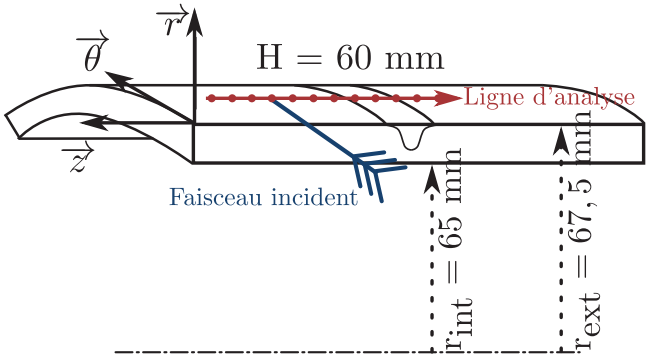


FIGURE 3.9 – Détermination de la contrainte orthoradiale $\Sigma_{\theta\theta}$

Le faisceau de rayons X atteint la surface de la bague selon une direction parallèle à l'axe du cordon de soudure. Dans cette configuration, la contrainte $\Sigma_{\theta\theta}$ peut être déterminée. Néanmoins, du fait de la courbure de la bague, la contrainte orthoradiale $\Sigma_{\theta\theta}$ a été déterminée seulement selon un profil le long de l'axe $\overrightarrow{z}$.

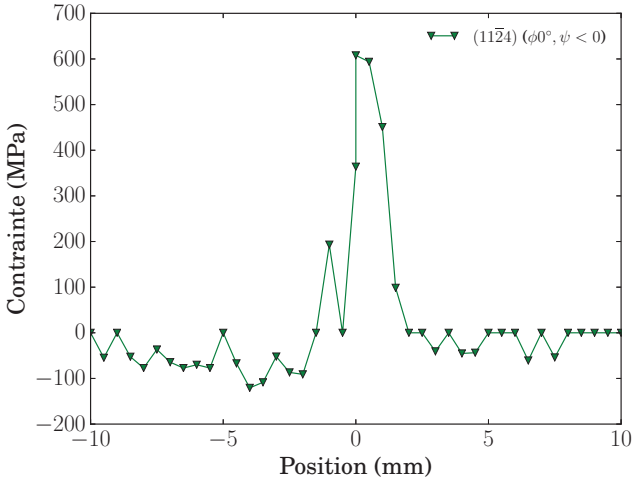


FIGURE 3.10 – Profil de contrainte orthoradiale $\Sigma_{\theta\theta}$ déterminé par le biais du pic $\{11\overline{2}4\}$

Le niveau de contrainte est important par rapport aux contraintes axiales. Il convient de préciser que l'influence de la courbure de la bague n'a pas été corrigée. Cet élément est susceptible de modifier un peu les résultats. La zone fondue présente des contraintes résiduelles orthoradiales de traction. L'allure du profil de contrainte orthoradiale diffère de celui obtenu par [Mehdi et al., 2016]. En effet, ces auteurs ont déterminé des contraintes résiduelles longitudinales (sens de soudage) de compression dans la zone fondue. Le profil de contrainte présenté sur la figure 3.10, a une allure similaire à celui déterminé par [Ahn et al., 2017]. Ce point sera discuté au travers de la section 3.3.1.

3.1.5 Discussion

Cette partie a pour objectif de commenter l'état de contrainte résiduelle déterminé expérimentalement à l'aide de la diffraction des rayons X. Plus particulièrement, il est question de l'état de contrainte de la zone fondue. Enfin, le rôle des contraintes résiduelles vis-à-vis de la concentration en hydrogène est également discuté dans cette partie.

En premier lieu, il peut être envisagé que la préparation des échantillons a pu affecter l'allure du champ de contrainte. C'est ce qui pourrait expliquer que les contraintes résiduelles

ne sont pas nulles loin de la zone fondue. Cependant, les variations relatives de contrainte ne peuvent pas être affectées par l'action de la découpe. Ainsi, les conditions de découpe et de préparation ne sont probablement pas la cause des contraintes de compression dans la zone fondue (composante axiale). Il semble que cet état de contrainte soit lié intrinsèquement au TA6V. Ainsi, selon [Mehdi et al., 2016], les contraintes résiduelles de compression présentes dans la zone fondue sont liées au comportement en dilatation du TA6V. En particulier, ces auteurs évoquent la variation de volume engendrée par la transformation de phase $\beta \rightarrow \alpha'$. Selon eux, cette variation de volume $\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{\beta\rightarrow\alpha'}$ est positive. Ainsi, lors du refroidissement, celle-ci est susceptible d'engendrer des contraintes de compression dans la zone fondue. Or, un essai de dilatométrie (c.f. la figure 3.14 b)) montre une contraction du TA6V à 780°C pendant la phase de refroidissement. Ceci est contradictoire avec une variation de volume $\left(\frac{\Delta V}{V}\right)_{\beta\rightarrow\alpha'}$ positive. En outre, la température de 780°C correspond au début de la transformation martensitique. Des simulations numériques ont été réalisées afin de quantifier l'influence de ce changement de volume sur l'état de contrainte (c.f. section 3.3.1).

Au cours du chapitre 2, section 2.2.2, la répartition spatiale de l'hydrogène dans le joint soudé a été déterminée. Une forte réduction de la concentration en hydrogène a été détectée au sein de la zone fondue. Une première explication est liée au profil de concentration de la phase β le long du joint soudé. Pour rappel, une augmentation de la fraction de phase β a été déterminée dans la zone affectée thermiquement suivie d'une forte réduction de cette concentration dans la zone fondue (c.f. section 2.2.3). Ainsi, le profil de concentration de la phase β est très similaire à celui de la concentration en hydrogène. Or, les calculs d'ordre de grandeur ont montré que l'augmentation de la fraction de phase β dans la zone affectée thermiquement n'était pas suffisante pour expliquer le pic de concentration de l'hydrogène identifié dans cette même zone. L'explication discutée ici est liée à l'influence du champ de contrainte résiduelle. En effet, la composante hydrostatique de ce champ peut affecter la solubilité de l'hydrogène dans le titane. Cette contrainte engendre une augmentation ou une diminution du volume de la maille. La contrainte hydrostatique a été calculée à partir des contraintes radiales Σ_{rr} et axiales Σ_{zz}. L'expression de la contrainte hydrostatique est donnée par l'équation 3.9. Par ailleurs, l'analyse est conduite sur une surface libre. Dans ces conditions, les contraintes hors plan sont nulles. Or, loin d'une surface libre, la contrainte orthoradiale $\Sigma_{\theta\theta}$ est de traction dans la zone fondue (c.f. figure 3.10). La contrainte hydrostatique pourrait alors être différente de celle présentée sur la figure 3.11. Selon les conditions d'analyses (contraintes planes), cette dernière est calculée selon l'équation 3.9.

$$\Sigma_H = \Sigma_{rr} + \Sigma_{zz} \tag{3.9}$$

Avec :

- Σ_H : contrainte hydrostatique ;
- Σ_{rr} : contrainte radiale ;
- Σ_{zz} : contrainte axiale.

Le champ de contrainte hydrostatique est présenté sur la figure 3.11.

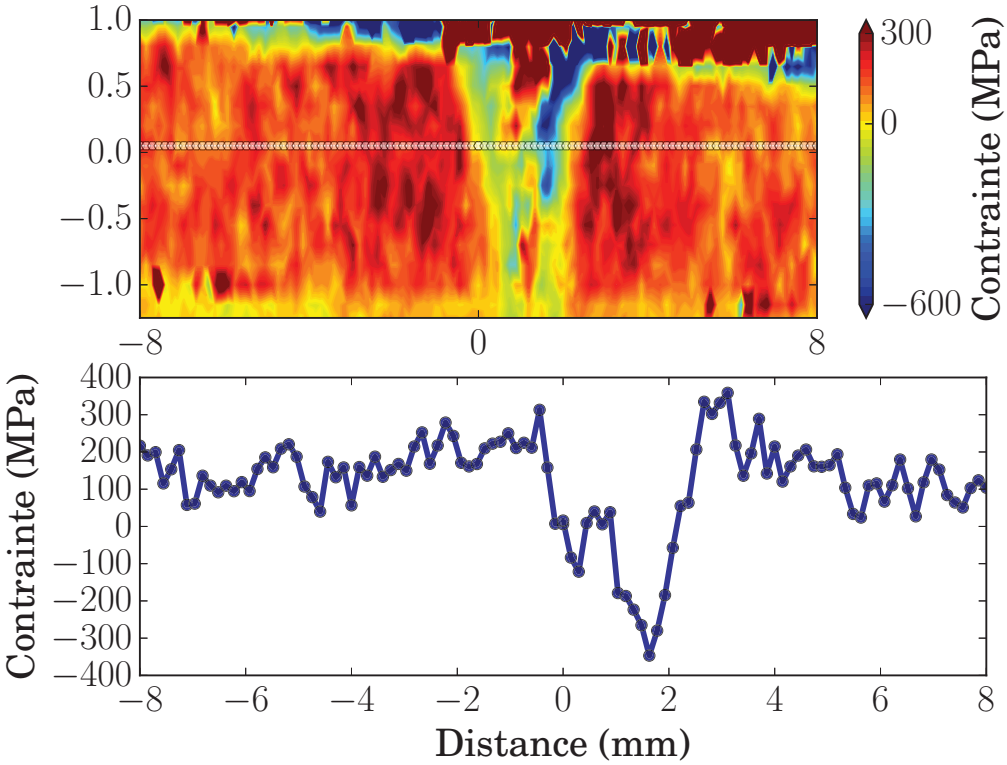


FIGURE 3.11 – Champ de contrainte hydrostatique

La zone affectée thermiquement présente une contrainte hydrostatique de traction. La zone fondue, quant à elle, présente une contrainte hydrostatique de compression. Il convient de rappeler que ce champ est associé à la phase α. Or, l'hydrogène est un élément β-gène. Il aurait été également utile de calculer la contrainte hydrostatique associée à la phase β. Toutefois, pour les raisons exposées précédemment, l'analyse des contraintes dans la phase β n'a pas pu être réalisée.

L'évolution de la solubilité de l'hydrogène en fonction de la contrainte hydrostatique est donnée par l'expression 3.10.

$$C\left(\sigma_H, T\right) = C_0 \exp\left(\frac{\Sigma_H V_H}{RT}\right) \tag{3.10}$$

Avec :

- C : solubilité calculée ;
- C_0 : solubilité en l'absence d'un champ de contrainte ;
- Σ_H : contrainte hydrostatique ;
- V_H : volume partiel d'hydrogène ;
- R : constante des gaz parfaits ;
- T : température.

L'application numérique a été réalisée avec les paramètres de la phase α issus de [Alvarez et al., 2004]. Une contrainte hydrostatique de 300 MPa dans la ZAT engendre une augmentation de la solubilité de l'hydrogène de 30 % dans la zone affectée thermiquement. Il apparaît que le champ de contrainte résiduelle n'est pas suffisant pour expliquer le profil d'hydrogène déterminé par SIMS. En résumé, la répartition spatiale de l'hydrogène le long du joint résulte de multiples phénomènes (effet chimique, effet mécanique...). Toutefois, il est difficile de quantifier l'influence de chacun sur la répartition de l'hydrogène.

3.2 Modélisation et simulation de l'état mécanique post-soudage

L'opération de soudage fait intervenir de nombreux phénomènes physiques qui modifient l'état métallurgique et mécanique du matériau cible. En effet, le soudage engendre des modifications microstructurales, introduit des défauts géométriques mais également des contraintes résiduelles. Ces différents points impactent plus ou moins fortement la tenue mécanique de la liaison soudée. La maîtrise de ces différents phénomènes nécessite des campagnes de caractérisations pouvant être lourdes à mettre en place. De plus, les moyens de caractérisation sont peu adaptables aux pièces de production. La simulation numérique apparaît alors comme un outil permettant de répondre efficacement à ce besoin. Ainsi, cette dernière est du plus grand intérêt lorsqu'il s'agit d'étudier la tenue mécanique d'une liaison soudée. Néanmoins, la simulation de tels procédés nécessite de modéliser des interactions complexes entre des phénomènes thermiques, métallurgiques et mécaniques. Le modèle employé ici est issu du travail de thèse de Yannick Robert [Robert, 2007]. Il s'agit d'un modèle thermo-mécanique faiblement couplé à un modèle métallurgique. La structure de ce modèle est schématisée sur la figure 3.12. Au sein de cette partie, le terme ϕ désigne les trois phases du système TA6V ($\phi = \{\alpha, \alpha', \beta\}$).

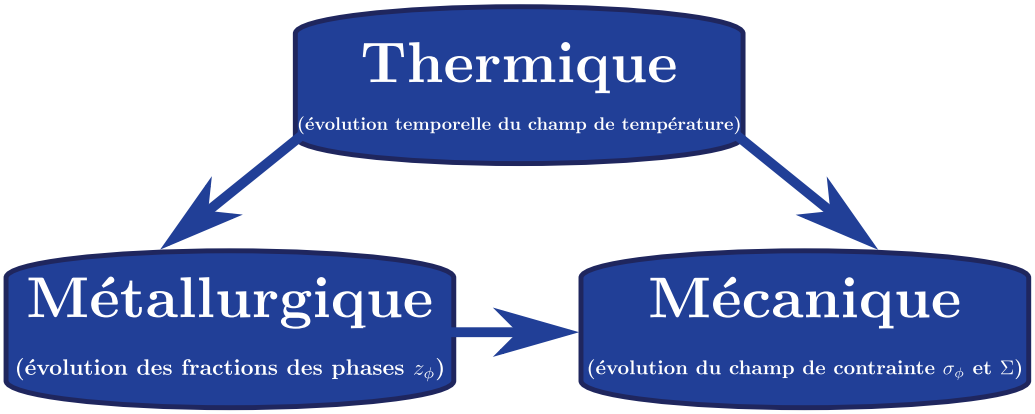


FIGURE 3.12 – Couplages multiphysiques utilisés pour la simulation de l'état mécanique post soudage

L'apport de chaleur lié au procédé de soudage est basé sur des simulations issues de la thèse de [Robert, 2007] (c.f. figure 3.12). Les modèles métallurgique et mécanique ont été implémentés sous la forme d'un *plugin* Zebfront dans le code de calcul éléments finis Z-Set. L'ensemble du modèle est écrit dans le cadre des petites déformations. Les différentes équations composant ce dernier sont détaillées et expliquées au sein des parties 3.2.1 et 3.2.2.

D'un point de vue physique, les contraintes résiduelles résultent de plusieurs sources de déformation, chacune étant liée à un phénomène physique particulier. Le tenseur des déformations macroscopiques totales s'écrit comme la somme de déformations de différentes natures (c.f. équation 3.11). La partition de la déformation est écrite dans l'hypothèse des petites perturbations.

$$\underset{\sim}{\mathbf{E}} = \underset{\sim}{\mathbf{E}}^{e} + \underset{\sim}{\mathbf{E}}^{vp} + \underset{\sim}{\mathbf{E}}^{th} + \underset{\sim}{\mathbf{E}}^{cp} \tag{3.11}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\mathbf{E}}$: tenseur des déformations ;
- $\underset{\sim}{\mathbf{E}}^{e}$: tenseur des déformations élastiques ;
- $\underset{\sim}{\mathbf{E}}^{vp}$: tenseur des déformations viscoplastiques ;

- $\underset{\sim}{\mathbf{E}}^{th}$: tenseur des déformations thermiques ;
- $\underset{\sim}{\mathbf{E}}^{cp}$: tenseur des déformations liées aux changements de phases.

Le tenseur des contraintes macroscopiques est calculé à partir de la relation de Hooke (c. f. équation 3.12).

$$\underset{\sim}{\mathbf{\Sigma}} = \underset{\approx}{\mathbf{C}} : \underset{\sim}{\mathbf{E}}^{e} \tag{3.12}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\mathbf{\Sigma}}$: tenseur macroscopique des contraintes ;
- $\underset{\approx}{\mathbf{C}}$: tenseur de 4ième ordre des rigidités élastiques ;
- $\underset{\sim}{\mathbf{E}}^{e}$: tenseur des déformations élastiques.

La contrainte macroscopique peut alors être exprimée en fonction des différentes déformations (c.. équation 3.13).

$$\underset{\sim}{\mathbf{\Sigma}} = \underset{\approx}{\mathbf{C}} : (\underset{\sim}{\mathbf{E}} - \underset{\sim}{\mathbf{E}}^{vp} - \underset{\sim}{\mathbf{E}}^{th} - \underset{\sim}{\mathbf{E}}^{cp}) \tag{3.13}$$

La première partie 3.2.1, présente le modèle métallurgique. Ce dernier permet de prédire les phases présentes et leurs quantités (fractions volumiques z_ϕ). Puis, la seconde partie 3.2.2 décrit le modèle mécanique retenu. Enfin, les paramètres matériaux des deux modèles, métallurgique et mécanique, sont présentés au sein de la partie 3.2.4.

3.2.1 Modèle métallurgique

L'opération de soudage peut être décomposée en deux étapes, la chauffe et le refroidissement. Au cours de la chauffe, deux transformations de phase sont alors considérées, $\alpha + \beta \rightarrow \beta$ et $\alpha' \rightarrow \beta$. Ces transformations de phase sont décrites par le biais d'un modèle de [Leblond and Devaux, 1984] (c.f. équation 3.14). Les transformations des phases α et α' vers la phase β, au cours du chauffage, sont exprimées à partir de la relation 3.14. Dans le cadre de la présente étude, ces transformations de phase ont été simplifiées par rapport à [Robert, 2007]. Celles-ci sont alors définies par les relations 3.14 et 3.15.

$$\dot{z}_\alpha = z_\alpha \frac{z_\alpha^{eq} - z_\alpha - z_{\alpha'}}{\tau_\alpha(T)} \tag{3.14}$$

Avec :

- z_α : fraction de phase α ;
- z_α^{eq} : fraction α dans les conditions d'équilibre thermodynamique ;
- $z_{\alpha'}$: fraction de phase α' ;
- $\tau_\alpha(T)$: temps caractéristique de transformation $\alpha \rightarrow \beta$.

$$\dot{z}_{\alpha'} = z_{\alpha'} \frac{z_\alpha^{eq} - z_\alpha - z_{\alpha'}}{\tau_{\alpha'}(T)} \tag{3.15}$$

Avec :

- $\tau_{\alpha'}(T)$: temps caractéristique de transformation $\alpha' \rightarrow \beta$.

À l'état initial, soit lors du premier *pulse*, seule la transformation $\alpha + \beta \rightarrow \beta$ intervient. Cela sous-entend que la phase α' n'est pas présente. Le terme z_α^{eq} est associée à la fraction de phase à l'équilibre de la phase α. [Castro and Seraphin, 1966] ont proposé une équation permettant d'exprimer ce terme en fonction de la température (c.f. équation 3.16).

$$z_{\alpha}^{eq}(T) = 1 - (z_{\alpha_{ini}} - \exp(-a(T_{\beta} - T) + z_{\beta_{ini}})) \tag{3.16}$$

Avec :

- T_{β} : température de transus β ;
- $z_{\alpha_{ini}}$: fraction de phase α à l'état initial ;
- $z_{\beta_{ini}} = 1 - z_{\alpha_{ini}}$: fraction de phase β à l'état initial ;
- a : paramètre permettant de régler la vitesse de transformation de la phase α.

Si le terme $z_{\alpha}^{eq}(T) - z_{\alpha} - z_{\alpha'}$ n'est pas nul, cela signifie que les phases α et α' vont tendre vers leurs valeurs d'équilibre à une vitesse proportionnelle à l'écart entre les termes $z_{\alpha}^{eq}(T)$ et $z_{\alpha} + z_{\alpha'}$. Il est sous-entendu que ces transformations de phase sont assistées par la diffusion. Pour cette raison, les temps caractéristiques τ_{α} et $\tau_{\alpha'}$ présentent une dépendance à la température. Cette dépendance doit être adaptée aux vitesses de chauffe et de refroidissement du soudage. Cela implique de déterminer expérimentalement les cinétiques de dissolution induites par ce procédé. Or, en pratique, l'instrumentation d'un essai de soudage est complexe. Pour cette raison, les temps caractéristiques sont ajustés à l'aide d'essais de dilatation [Robert, 2007]. Par ailleurs, la cinétique de transformation $\alpha' \rightarrow \beta$ est plus rapide que la transformation $\alpha \rightarrow \beta$. En effet, la concentration en vanadium dans la martensite est proche de celle de la phase β_{HT} (c.f. chapitre 2 section 2.2.2). Par conséquent, le temps caractéristique $\tau_{\alpha'}$ est plus faible que τ_{α}.

Au cours du refroidissement, seule la transformation martensitique $\beta \rightarrow \alpha'$ est considérée. Les cinétiques de refroidissement sont suffisamment rapides pour faire l'hypothèse que la transformation diffusive $\beta \rightarrow \alpha + \beta$ ne puisse pas avoir lieu [Elmer et al., 2004]. La transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ intervient uniquement lors du refroidissement et si la température est comprise entre Ms (martensite start) et Mf (martensite finish). Pour le TA6V, les températures Ms et Mf ont été respectivement évaluées à 827°C et 720°C par [Sieniawskia et al., 2013]. La condition Mf a été ajoutée au modèle initialement proposé par [Robert, 2007]. Cette transformation est alors modélisée selon l'expression 3.17.

$$\dot{z}_{\alpha'} = -z_{\beta}\frac{\dot{T}}{\tau_{\beta}} \tag{3.17}$$

Avec :

- z_{β} : fraction de phase β ;
- $\dot{T}$: vitesse de refroidissement ;
- τ_{β} : temps caractéristique de transformation $\beta \rightarrow \alpha'$.

La transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ est considérée comme purement martensitique. Les mécanismes de diffusion n'interviennent pas. Ainsi, le temps caractéristique τ_{β} ne dépend pas de la température.

La fraction de phase β ne constitue pas une variable intégrée. Elle est simplement calculée comme le complément des phases α et α' comme le précise l'équation 3.18.

$$z_{\beta} = 1 - z_{\alpha} - z_{\alpha'} \tag{3.18}$$

Ce modèle contient plusieurs paramètres matériaux résumés dans le tableau 3.1. L'identification des paramètres est détaillée au sein de la section 3.2.4.

3.2.2 Modèle mécanique

Le modèle métallurgique présenté précédemment (c.f. section 3.2.1) permet de prédire les fractions de phases au cours du chargement thermique. Les comportements mécaniques « microscopiques » associés à chacune des phases sont décrits par un modèle « phénoménologique

» proposé par [Lemaitre et al., 2009]. Il s'agit d'un modèle thermo-élasto-viscoplastique écrit dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles. Ainsi, à partir de l'évolution des grandeurs locales, donnée par le comportement de chacune des phases, le comportement macroscopique est calculé via un modèle de transition d'échelles. Il existe dans la littérature une multitude d'approches permettant de réaliser cette homogénéisation. Dans le cadre de ce travail, une règle d'homogénéisation dite en β [Cailletaud, G., 1988], [Cailletaud and Pilvin, 1994] a été utilisée. Les détails associés à ce modèle sont présentés au sein de la partie 3.2.3.

En résumé, l'approche utilisée ici est mixte. Chacune des phases est décrite par le biais d'un modèle phénoménologique introduisant un changement d'échelle entre les variables des phases et les variables macroscopiques (contraintes, déformations).

Il convient à présent de choisir les différentes variables internes à modéliser. L'élasticité est supposée isotrope et homogène.

Les essais d'écrouissage cycliques menés par [Robert, 2007] n'ont pas mis en évidence de durcissement et/ou d'adoucissement. Par conséquent, seul l'écrouissage cinématique est modélisé. L'énergie libre est formulée selon l'équation 3.19.

$$\rho\psi = \rho\psi^e + \frac{1}{3}C_\phi(T)\left(\underset{\sim}{\alpha}_\phi : \underset{\sim}{\alpha}_\phi\right) \tag{3.19}$$

Avec :

- ρ : masse volumique ;
- ψ : énergie libre massique totale ;
- ψ^e : énergie libre massique liée à la partie élastique ;
- C_ϕ : paramètre matériau lié à l'écrouissage cinématique ;
- $\underset{\sim}{\alpha}_\phi$: variable tensorielle associée à l'écrouissage cinématique.

Dans l'espace des contraintes, l'écrouissage cinématique engendre un déplacement du centre de la surface de charge. Pour cette raison, l'emploi d'une variable tensorielle est requise. En outre, il existe plusieurs modèles pour prendre en compte cet écrouissage. Ici, un écrouissage cinématique non linéaire de type [Frederick and Armstrong, 2007] a été retenu. Celui-ci est calculé à partir de l'énergie libre 3.19.

$$\underset{\sim}{\mathbf{X}}_\phi = \rho\frac{\partial\psi}{\partial\underset{\sim}{\alpha}_\phi} = \frac{2}{3}C_\phi(T)\underset{\sim}{\alpha}_\phi \tag{3.20}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\mathbf{X}}_\phi$: variable duale de α_ϕ ;
- ρ : masse volumique ;
- C_ϕ : paramètre matériau lié à l'écrouissage cinématique ;
- $\underset{\sim}{\alpha}_\phi$: variable tensorielle associée à l'écrouissage cinématique.

L'équation d'évolution de l'écrouissage cinématique est décrite par le biais de l'équation 3.21.

$$\dot{\underset{\sim}{\alpha}}_\phi = \dot{\underset{\sim}{\xi}}^p_\phi - \gamma_\phi(T)\underset{\sim}{\alpha}_\phi\dot{p}_\phi \tag{3.21}$$

Avec :

- $\dot{\underset{\sim}{\xi}}^p_\phi$: vitesse de déformation plastique ;
- $\gamma_\phi(T)$: paramètre matériau associé à l'écrouissage cinématique ;
- $\dot{p}_\phi$: vitesse de déformation cumulée.

L'intérêt de cette formulation est qu'elle conduit à une saturation de l'écrouissage. Dans le cas d'une sollicitation de type traction uniaxiale (cas 1D), la contrainte dans la phase α s'exprime selon l'équation 3.22. Le choix de la phase α est purement arbitraire.

$$\sigma_\alpha = \sigma_{y\alpha} + \frac{C_\alpha}{\gamma_\alpha}\left(1 - \exp\left(-\gamma_\alpha p_\alpha\right)\right) \tag{3.22}$$

Avec :

- σ_α : contrainte dans la phase α ;
- $\sigma_{y\alpha}$: contrainte d'écoulement plastique initiale dans la phase α ;
- C_α et γ_α : paramètres matériau liés à l'écrouissage cinématique ;
- p_α : plasticité cumulée dans la phase α.

La contrainte dans la phase α tend vers le terme $\sigma_{y\alpha} + \frac{C_\alpha}{\gamma_\alpha}$ lorsque la déformation plastique tend vers l'infini.

Dans le cadre de ce travail, le critère de plasticité retenu est celui de von Mises. La fonction de charge associée à chacune des phases est donnée par l'expression 3.23.

$$f_\phi = J(\underset{\sim}{\sigma}_\phi - \underset{\sim}{\mathbf{X}}_\phi) - \sigma_{y\phi} \tag{3.23}$$

Avec :

- f_ϕ : fonction de charge associée à chacune des phases ;
- $J(\underset{\sim}{\sigma}_\phi - \underset{\sim}{\mathbf{X}}_\phi)$: contrainte équivalente de von Mises ;
- $\sigma_{y\phi}$: contrainte initiale d'écoulement.

Le TA6V présente un comportement visqueux dès la température ambiante [Martin, 2013]. La viscosité est prise en compte par le biais du modèle de [Norton, 1929]. Celui-ci dérive d'un potentiel viscoplastique Ω, donné par l'équation 3.24. Il est défini comme une fonction puissance de la fonction de charge f.

$$\Omega(f_\phi) = \frac{K_\phi(T)}{n_\phi(T)+1}\left\langle \frac{f_\phi}{K_\phi(T)} \right\rangle^{n_\phi(T)+1} \tag{3.24}$$

Avec :

- $\langle\rangle$: parenthèse de Macauley ;
- $\Omega(f_\phi)$: potentiel viscoplastique associé à chacune des phases ;
- $K_\phi(T)$ et $n_\phi(T)$: paramètres matériau décrivant la viscosité des phases du système.

L'écoulement viscoplastique est défini comme étant normal à la surface de charge. Ainsi, la vitesse de déformation est calculée à partir du potentiel viscoplastique 3.24 et est donnée par l'équation 3.25.

$$\dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}_\phi^{vp} = \frac{\partial \Omega_\phi}{\partial f_\phi}\frac{\partial f_\phi}{\partial \underset{\sim}{\sigma}_\phi} = \dot{\lambda}_\phi \frac{3}{2}\frac{\underset{\sim}{\mathbf{S}}_\phi - \underset{\sim}{\mathbf{X}}_\phi}{J_2(\underset{\sim}{\sigma}_\phi - \underset{\sim}{\mathbf{X}}_\phi)} = \dot{\lambda}_\phi \underset{\sim}{\mathbf{n}}_\phi \tag{3.25}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\mathbf{n}}_\phi$: normale à la surface de charge ;
- $\dot{\lambda}_\phi$: multiplicateur viscoplastique ;
- $\underset{\sim}{\mathbf{S}}_\phi$: déviateur du tenseur des contraintes.

Sous l'action de la température, le matériau se dilate ou se contracte. Le tenseur de déformation associé à cette dilatation s'exprime selon l'équation 3.26. Cette dernière implique une dilatation isotrope.

$$\underset{\sim}{\varepsilon}^{th}(T) = \left(\sum_{\phi=1}^{\text{N phases}} z_\phi(T)\xi_\phi(T)\,(T - T_{ref}) \right) \underset{\sim}{\mathbf{I}} \tag{3.26}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\varepsilon}^{th}$: tenseur des déformations liées aux effets thermiques ;
- z_ϕ : fraction de la phase ϕ ;
- ξ_ϕ : coefficient de dilatation linéique ;
- ΔT : écart entre la température de référence et la température actuelle T.

Le modèle métallurgique permet de modéliser l'évolution des fractions de phases en fonction des cinétiques de chauffe et de refroidissement. Ces transformations de phase engendrent des variations de volume. Ces dernières induisent également des contraintes résiduelles. Dans les alliages de titane, ces variations de volume sont relativement faibles [Da Costa Teixeira, 2005]. Elles ont tout de même été prises en compte dans le modèle. Pour cela, le tenseur des déformations lié aux transformations de phase lors du chauffage s'exprime selon l'équation 3.27.

$$\underset{\sim}{\varepsilon}^{cp} = (\delta_{\alpha\to\beta} + \delta_{\alpha'\to\beta}) z_\beta \underset{\sim}{\mathbf{I}} \tag{3.27}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\varepsilon}^{cp}$: tenseur des déformations liées aux transformations de phase ;
- $\delta_{\alpha\to\beta}$ et $\delta_{\alpha'\to\beta}$: paramètres de dilatation associés aux changements de volume intervenant lors des transformations de phase.

Ce modèle présente un nombre important de paramètres matériaux à identifier. Cette étape est présentée au sein de la section 3.2.4.

3.2.3 Modèle pour la transition d'échelles

Le modèle mécanique présenté dans la partie précédente permet de décrire l'état mécanique dans chacune des phases du TA6V. L'ajout d'une étape de transition d'échelle permet de calculer la contrainte locale σ_ϕ dans chaque phase ϕ du système. Une méthode d'homogénéisation dite en β [Cailletaud, G., 1988], [?] et [Cailletaud and Pilvin, 1994] a été utilisée. Originellement, cette approche a été développée pour des calculs sur des agrégats polycristallins. Cela implique de représenter toutes les orientations cristallines pour chacune des phases. Ici, seul le contraste de comportement mécanique entre les phases du système est pris en compte. Le schéma de principe du modèle de transistion d'échelles est présenté sur la figure 3.13.

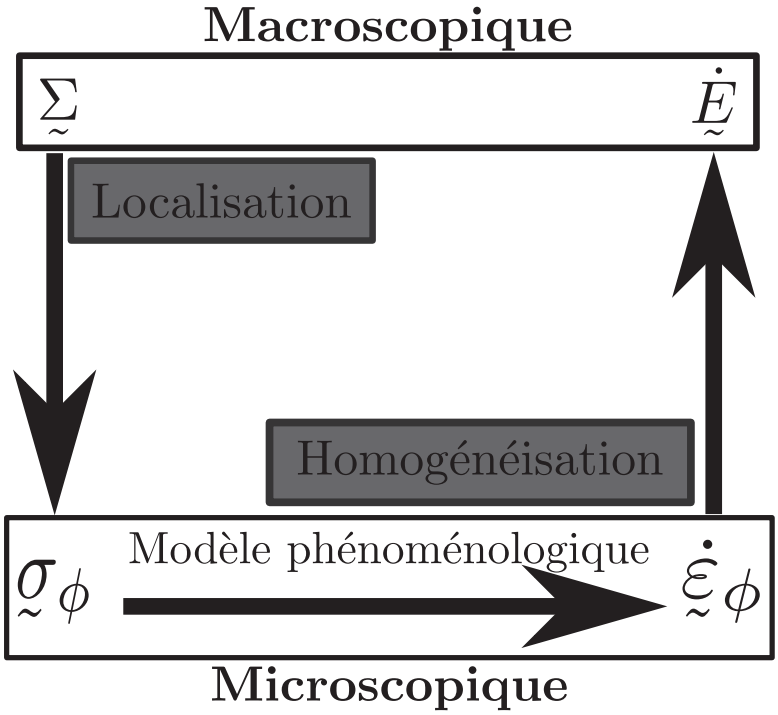


FIGURE 3.13 – Principe du schéma d'homogénéisation des contraintes

La résolution nécessite trois étapes : la localisation, l'application du modèle de comportement et l'homogénéisation. L'étape de **localisation** constitue la première étape du modèle de transition d'échelle. Elle consiste à calculer les contraintes moyennes dans chacune des phases, σ_ϕ, à partir de la contrainte macroscopique Σ. La seconde étape vise à calculer les déformations dans chacune des phases par le biais du modèle de comportement phénoménologique. Enfin, ces déformations ε_ϕ sont **homogénéisées** pour déterminer les déformations macroscopiques $\underset{\sim}{\mathbf{E}}$.

Le modèle de transition d'échelles fait intervenir une variable d'accommodation intergranulaire $\underset{\sim}{\beta}$ (c.f. équation 3.28). La contrainte dans la phase ϕ est d'autant plus importante que la différence entre la variable tensorielle $\underset{\sim}{\beta}_\phi$ de la phase ϕ et la moyenne de ces variables sur l'ensemble des phases est grande. De plus, la formulation de l'évolution du terme d'accommodation fait qu'il diminue avec la déformation plastique réduisant ainsi l'hétérogénéité de contrainte (c.f. équation 3.30).

$$\underset{\sim}{\sigma}_\phi = \underset{\sim}{\mathbf{\Sigma}} + \mu \left(\underset{\sim}{\beta} - \underset{\sim}{\beta}_\phi \right) \tag{3.28}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\mathbf{\Sigma}}$: contrainte macroscopique ;
- $\mu = \dfrac{E}{2(1+\nu)}$: module de cisaillement ;
- $\underset{\sim}{\beta}$: tenseur d'accommodation macroscopique ;
- $\underset{\sim}{\beta}_\phi$: tenseur d'accommodation associé à la phase ϕ.

Le tenseur $\underset{\sim}{\beta}$ présenté dans l'équation 3.28 s'exprime selon la relation 3.29. Ce tenseur représente la moyenne des termes d'accommodation $\underset{\sim}{\beta}_\phi$ pondérée par les fractions de phases z_ϕ.

$$\underset{\sim}{\beta} = \sum_{\phi=1}^{Nphases} z_\phi \underset{\sim}{\beta}_\phi \tag{3.29}$$

La contrainte $\underset{\sim}{\sigma}_\phi$ est proportionnelle à la différence entre deux variables d'accommodation, notées $\underset{\sim}{\beta}$ et $\underset{\sim}{\beta}_\phi$. La formulation de l'équation 3.28 est une généralisation du modèle de [Kröner, 1961]. En effet, dans cette dernière approche, la contrainte est proportionnelle à l'écart entre la déformation plastique macroscopique et la déformation plastique microscopique. Autrement dit, le terme $\underset{\sim}{\mathbf{E}}^p - \underset{\sim}{\varepsilon}^p$ est remplacé par le terme $\underset{\sim}{\beta} - \underset{\sim}{\beta}_\phi$. La variable $\underset{\sim}{\beta}_\phi$ évolue non-linéairement avec la déformation plastique de chaque phase. Plusieurs formulations peuvent être envisagées pour cette évolution. La forme retenue est présentée par la relation 3.30.

$$\dot{\underset{\sim}{\beta}}_\phi = \dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}^p_\phi - D_\phi \underset{\sim}{\beta}_\phi \dot{p}_\phi \tag{3.30}$$

Avec :

- D_ϕ : paramètre matériau ;
- $\dot{p}_\phi$: vitesse de déformation plastique cumulée.

La variable $\underset{\sim}{\beta}_\phi$ a un statut de variable d'écrouissage cinématique non linéaire [Besson et al., 2001]. Ce statut est perdu si le paramètre D_ϕ est nul dans l'équation 3.30. Dans ce cas, l'expression 3.29 se ramène au modèle proposée par [Kröner, 1961].

D'un point vue numérique, l'intégration du modèle de comportement est réalisée par une méthode explicite de type Runge-Kutta. Le modèle nécessite un nombre important de paramètres matériaux. Une des difficultés réside dans l'identification de ces paramètres. La section suivante est dédiée à cette étape.

3.2.4 Identification des paramètres

Le tableau 3.1 résume l'ensemble des paramètres matériaux à identifier.

Modèle	**Paramètres matériaux**			
Métallurgique	$\tau_{\alpha\to\beta}(T)$, $\tau_{\alpha'\to\beta}(T)$, $\tau_{\beta\to\alpha'}$	$\delta_{\alpha\to\beta}$, $\delta_{\alpha'\to\beta}$	T_β, Ms, Mf	-
Mécanique	E(T), $\nu(T)$, $\mu(T)$, ξ_ϕ	$\sigma_{y\phi}(T)$	$C_\phi(T)$, γ_ϕ	$n_\phi(T)$, $K_\phi(T)$
Homogénéisation	D_ϕ			

Tableau 3.1 – Ensemble des paramètres matériaux par phase

L'identification des paramètres associés au modèle métallurgique est présentée dans un premier temps. Ainsi, les paramètres $\delta_{\alpha\to\beta}$, $\delta_{\alpha'\to\beta}$, ξ_ϕ et Ms ont été identifiés par le biais d'essais de dilatométrie. Ce dernier est rigoureusement le même que celui mis en place pour déterminer la température de transus β, T_β (c.f. chapitre 2 section 2.3.1). La déformation longitudinale a été déterminée par le biais d'une tige en silice reliée à un capteur de déplacement. La simulation de cet essai permet d'identifier les paramètres précédemment cités du modèle métallurgique. La figure 3.14 présente une confrontation entre l'essai et la simulation numérique.

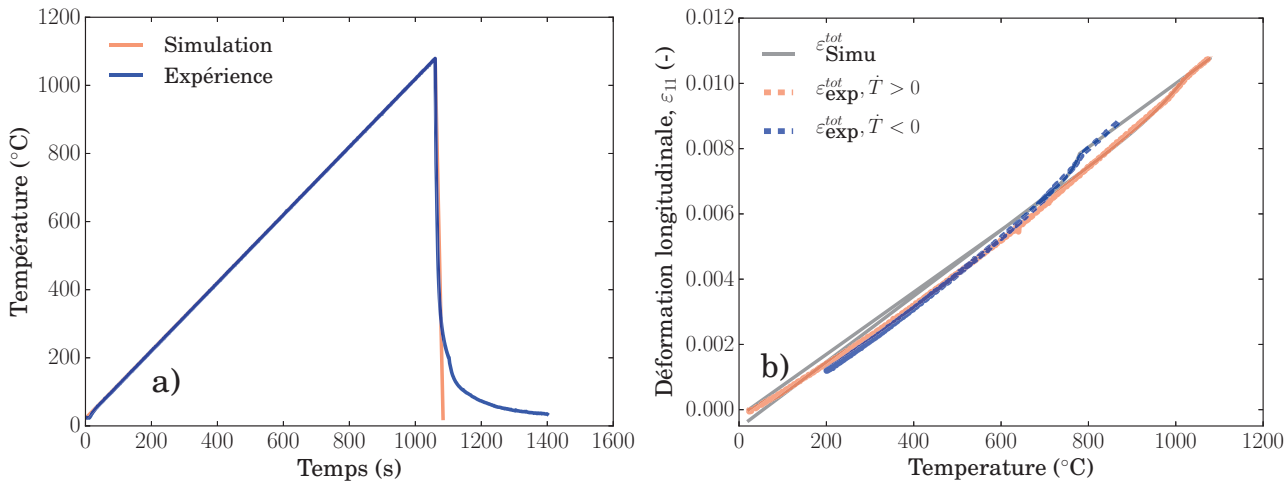


FIGURE 3.14 – Simulation d'un essai de dilatométrie, a) pilotage en température de l'essai, b) déformation longitudinale en fonction de la température

Les valeurs numériques de ces paramètres sont données dans le tableau 3.2. Les transformations de phase $\alpha \rightarrow \beta$ et $\alpha' \rightarrow \beta$ présente un caractère diffusif. En conséquence, les temps caractéristiques $\tau_{\alpha\rightarrow\beta}$, $\tau_{\alpha'\rightarrow\beta}$ présentent une dépendance à la température. Ces temps sont identifiés pour une vitesse de chauffe donnée, ici 100°C/s. Il s'agit de temps caractéristiques de diffusion. Ces derniers peuvent également être calculés à partir de la relation 3.31.

$$\tau = \frac{d^2}{D} \tag{3.31}$$

Avec :

- τ : temps caractéristique ;
- D : coefficient de diffusion ;
- d : distance caractéristique.

Le terme D est remplacé dans l'équation 3.31 par une loi d'Arrhénius. Il en résulte l'équation 3.32.

$$\ln \tau = \ln \left(\frac{d^2}{D_0} \right) + \frac{Q}{RT} \tag{3.32}$$

Avec :

- τ : temps caractéristique ;
- D_0 : coefficient pré exponentiel indépendant de la température ;
- d : distance caractéristique ;
- Q : énergie d'activation ;
- R : constante des gaz parfaits.

[Longuet et al., 2009] a fait le choix d'écrêter les temps $\tau_{\alpha\rightarrow\beta}$ et $\tau_{\alpha'\rightarrow\beta}$ pour les hautes et basses températures comme en témoigne la figure 3.15. Un choix similaire a été fait par [Hanna et al., 2011].

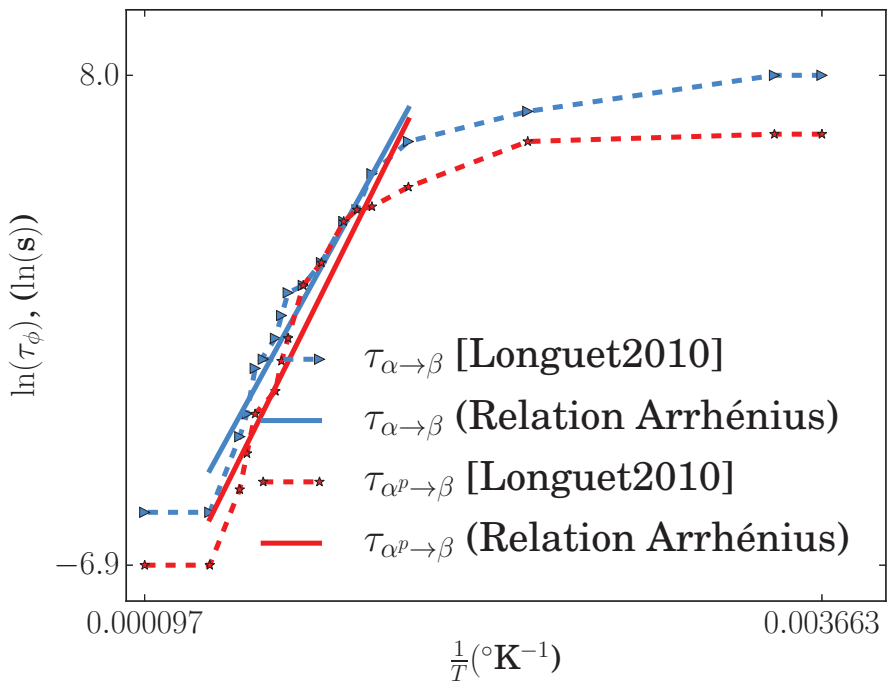


FIGURE 3.15 – Évolution des temps caractéristiques $\tau_{\alpha\to\beta}$ et $\tau_{\alpha'\to\beta}$ en fonction de la température

Les traits discontinus présentent les temps caractéristiques identifiés par [Longuet et al., 2009]. Il existe un régime linéaire pour les températures intermédiaires. À partir de celui-ci, les paramètres de l'équation 3.32 ont été déterminés. Ceux-ci sont présentés dans le tableau récapitulant les paramètres du modèle métallurgique. Quoi qu'il en soit, les temps caractéristiques identifiés par [Longuet et al., 2009] ont été utilisés. Il convient de préciser que ces temps sont identifiés pour une vitesse de chauffe donnée. Ces paramètres ont été tabulés dans le fichier contenant les paramètres matériaux du modèle.

Lors du refroidissement, seule la transformation martensitique ($\beta \to \alpha'$) est prise en compte. Le temps caractéristique ($\tau_{\beta\to\alpha'}$) associé à cette dernière est un scalaire indépendant de la température. En effet, la transformation $\beta \to \alpha'$ est considérée comme purement displacive. Sa valeur numérique est reportée dans le tableau 3.2. De plus, cette transformation intervient lorsque la température est comprise entre Ms et Mf. Ces termes désignent respectivement les températures de début et de fin de transformation martensitique (c.f. tableau 3.2).

La transformation de phase $\alpha \to \beta$ a été caractérisée par le biais d'essais *in-situ* conduits à l'ESRF par [Bruneseaux, 2008]. Ces essais ont permis à [Robert, 2007] d'ajuster les paramètres de l'équation 3.16 à son approvisionnement de TA6V.

$\delta_{\alpha\to\beta}$	$\delta_{\alpha'\to\beta}$	ξ_α	$\xi_{\alpha'}$	ξ_β
-0,0005	-0,0008	$9,5\ 10^{-6}(\mathrm{K}^{-1})$	$10,1\ 10^{-6}(\mathrm{K}^{-1})$	$9,76\ 10^{-6}(\mathrm{K}^{-1})$
$(d^2/D_0)_{\alpha\to\beta}$	$(d^2/D_0)_{\alpha'\to\beta}$	$Q_{\alpha\to\beta}$	$Q_{\alpha'\to\beta}$	$\tau_{\beta\to\alpha'}$
0,00017 ($\mathrm{m}^4\mathrm{s}$)	2.10^{-5} ($\mathrm{m}^4\mathrm{s}$)	87622 ($\mathrm{J\ mol}^{-1}$)	96637 ($\mathrm{J\ mol}^{-1}$)	8 (s)
Ms	**Mf**	T_β		
780 (°C)	500 (°C)	1020 (°C)		
$z_{\alpha_{ini}}$	$z_{\beta_{ini}}$	a		
0,925	0,075	$1,25.10^{-2}(\mathrm{K}^{-1})$		

Tableau 3.2 – Paramètres matériaux identifiés associés au modèle métallurgique

Les évolutions des fractions de phases z_α, $z_{\alpha'}$ et z_β, associées à une chauffe et un refroidissement ont été simulées pour une cinétique de chauffe et de refroidissement similaire à l'essai de dilatation (c.f. section 3.14). La figure 3.16 présente la prédiction du modèle métallurgique.

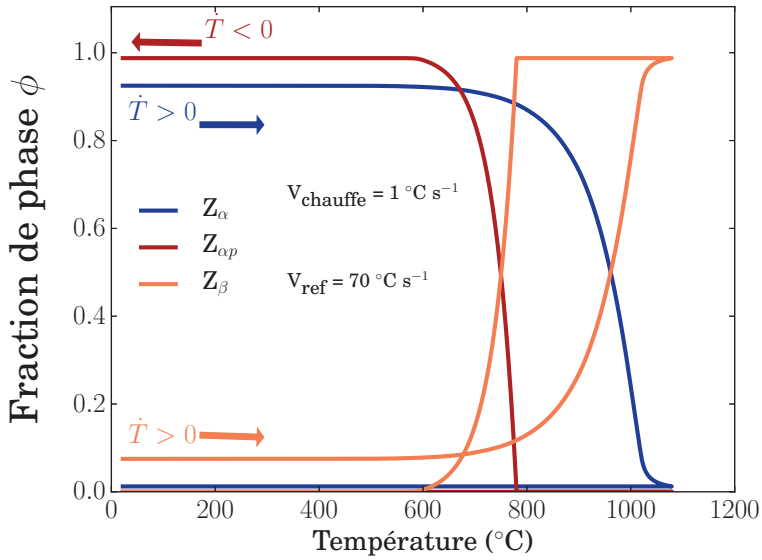


FIGURE 3.16 – Résultat du modèle métallurgique pour une vitesse de chauffe imposée à 1°C/s et une vitesse de refroidissement imposée à 70°C/s

À l'état initial, les fractions de phases associées aux phases α, α' et β valent respectivement 0,92, 0 et 0,08. La transformation de phase $\alpha \to \beta$ débute à environ 600°C et se termine à 1070°C. Un ralentissement de la cinétique de dissolution de la phase β est observé au voisinage de 1000°C. Celui-ci est lié à l'écrêtage des temps caractéristiques $\tau_{\alpha\to\beta}$ et $\tau_{\alpha'\to\beta}$ (c.f. figure 3.15). Au cours du refroidissement, la fraction de phase β ne varie pas jusqu'à l'atteinte de la température de début de transformation martensitique (Ms). À partir de cette température et jusqu'à Mf, la phase β se transforme en α'. Ainsi, le TA6V présente à l'issue du cycle thermique un état métallurgique quasiment martensitique.

Les paramètres du modèle mécanique ont été identifiés par le biais d'essais cycliques et de relaxation [Robert, 2007]. Ces essais ont été conduits à différentes températures allant de 20 à 1020°C par palier de 100°C. D'un point de vue pratique, les essais de relaxation ont été pilotés à l'aide d'un extensomètre. La chute de contrainte a été enregistrée pendant 60 secondes. Ces essais ont donc permis d'identifier les paramètres de viscosité n_ϕ et K_ϕ associés à chaque phase

et pour chaque température. Enfin, les essais d'écrouissage ont été conduits pour une amplitude de déformation imposée de ± 1%. Les essais ont été interrompus dès l'atteinte du cycle stabilisé soit environ 10 cycles. Ainsi, les paramètres $\sigma_{y\phi}(T)$, $C_\phi(T)$ et γ_ϕ ont été identifiés par le biais de ces essais. [Robert, 2007] a modélisé la dépendance à la température des paramètres matériaux par des équations analytiques.

L'évolution du module d'Young (en GPa) et du coefficient de Poisson présente une dépendance linéaire à la température conformément aux équations 3.33 et 3.34. Ainsi, lorsque la température augmente, le module élastique diminue tandis que le coefficient de Poisson augmente. Ces deux paramètres sont les mêmes pour toutes les phases.

$$E(T) = (111 - 0,052(T - 20°C))(GPa) \tag{3.33}$$

$$\nu(T) = 0,317 + 7.10^{-5}(T - 20°C) \tag{3.34}$$

La contrainte d'écoulement en fonction de la température est modélisée par une relation linéaire. Cette dernière est propre à chaque phase du système. Il s'agit d'une fonction décroissante de la température (c.f. équation 3.35).

$$\sigma_{y\phi}(T) = R_\phi(20°C) - a_\phi(T - 20°C)(MPa) \tag{3.35}$$

Avec :

- $R_\phi(20°C)$: contrainte d'écoulement de la phase ϕ à 20°C ;
- a_ϕ : sensibilité à la température ;
- T : température.

Afin d'éviter les problèmes de convergence pour les hautes températures, la contrainte $\sigma_{y\phi}$ est imposée à une valeur minimale de 10 MPa. Cela permet d'éviter des problème de localisation de la déformation.

Le paramètre C_ϕ de l'écrouissage cinématique est également modélisé par une fonction linéaire décroissante de la température (c.f. équation 3.36).

$$C_\phi(T) = C_\phi(20°C) - b_\phi(T - 20°C) \tag{3.36}$$

Avec :

- $C_\phi(20°C)$: paramètre de l'écrouissage cinématique de la phase ϕ à 20°C ;
- b_ϕ : paramètre permettant de régler la vitesse de décroissance du paramètre C en fonction de la température ;
- T : la température.

Enfin, les paramètres de viscosité K_ϕ et n_ϕ sont décrits par des fonctions exponentielles (c.f. équations 3.37 et 3.38).

$$K_\phi(T) = K_\phi(20°C) + c_\phi \exp\left(d_\phi|(T - T_\phi)|^{e_\phi}\right) \tag{3.37}$$

Avec :

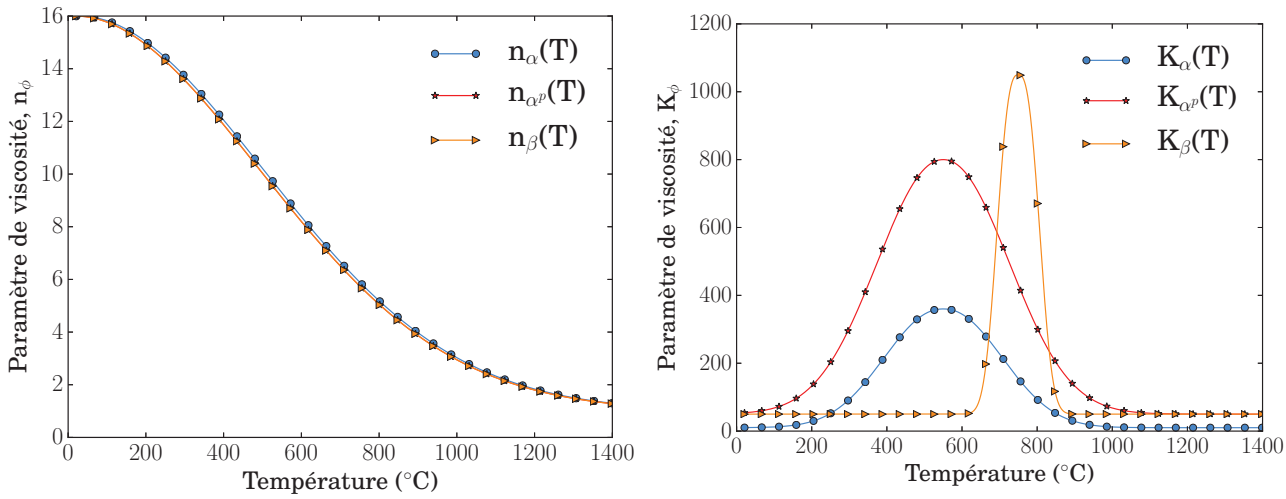
- $K_\phi(20°C)$: paramètre de viscosité de la phase ϕ à 20°C ;
- c_ϕ, d_ϕ et e_ϕ : paramètres permettant d'ajuster l'évolution du paramètre K en fonction de la température ;
- T_ϕ : la température pour laquelle le paramètre K est maximal ;
- T : la température.

$$n_\alpha(T) = n_{\alpha'} = n_\beta = 1 + f_\phi \exp\left(g_\phi |(T - 20°C)|^{h_\phi}\right) \tag{3.38}$$

Avec :

- $n_\phi(20°C)$: paramètre de viscosité de la phase ϕ à 20°C ;
- f_ϕ, g_ϕ et h_ϕ : paramètres permettant d'ajuster l'évolution du paramètre K en fonction de la température ;
- T : la température.

La figure 3.17 présente l'évolution des paramètres K_ϕ (c.f. équation 3.37) et n_ϕ (c.f. équation 3.38) en fonction de la température.



(a) (b)

FIGURE 3.17 – Évolution des paramètres de viscosité, a) n_ϕ et b) K_ϕ en fonction de la température

L'allure en cloche du paramètre K en fonction de la température est similaire quelle que soit la phase. Le paramètre n décroît non linéairement avec la température. [Renaud, 2017] a identifié une évolution similaire de ces paramètres en fonction de la température. Il convient de préciser que les valeurs proposées par cet auteur correspondent à l'échelle macroscopique.

La contrainte de la phase ϕ, pour une déformation plastique de 0,2% et une vitesse de sollicitation de $\dot{\varepsilon^p} = 10^{-2}s^{-1}$, s'exprime selon l'équation 3.39. Cette dernière correspond à un chargement uniaxial.

$$\sigma_{\phi(0,2\%)}(T) = \sigma_{y\phi}(T) + \frac{C_\phi(T)}{\gamma_\phi(T)}(1 - \exp(-\gamma_\phi(T)(210^{-3}))) + K_\phi(T)\left(10^{-2}\right)^{\frac{1}{n_\phi(T)}} \tag{3.39}$$

Celle-ci est représentée graphiquement en fonction de la température sur la figure 3.18. Le pic de contrainte observé dans la gamme de températures intermédiaires est lié à la contrainte visqueuse. En effet, le niveau de contrainte dépend directement des paramètres K_ϕ et n_ϕ. Or, le paramètre K_ϕ présente une courbe en cloche en fonction de la température. Si bien que cela occasionne une augmentation de la contrainte $\sigma_{\phi 0,2\%}$ pour les températures intermédiaires comme l'illustre la figure 3.18.

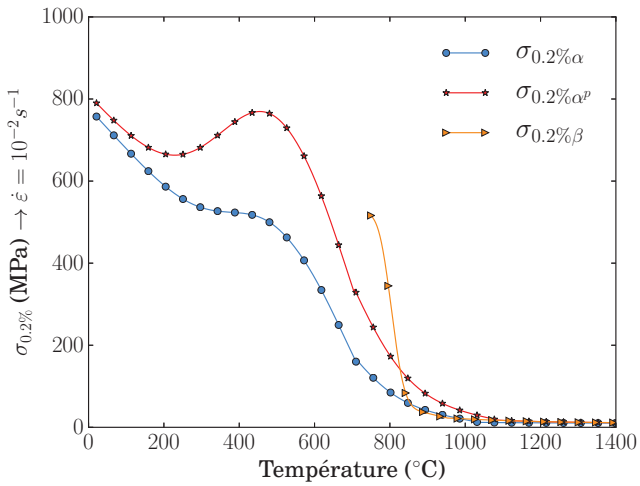


FIGURE 3.18 – Évolution de la contrainte à 0,2% de déformation pour les phases α, α' et β en fonction de la température d'après les données de [Robert, 2007]

En outre, une allure similaire de la contrainte en fonction de la température est disponible dans [Handbook, 1974].

Les valeurs numériques des paramètres du modèle sont données dans le tableau 3.3.

Paramètres	**Phases**		
	α	β	α'
PROPRIÉTÉS ÉLASTIQUES			
$E_\alpha(20°C) = E_\beta(20°C) = E_{\alpha'}(20°C)$ (MPa)		111000	
$\nu_\alpha(20°C) = \nu_\beta(20°C) = \nu_{\alpha'}(20°C)$		0,317	
LIMITE D'ÉLASTICITÉ			
R_0 (MPa)		590	
a_ϕ (MPa.K^{-1})	0,85	0,83	0,86
ÉCROUISSAGE CINÉMATIQUE			
$C_\alpha(20°C)$ (MPa) $= C_\beta(20°C) = C_{\alpha'}(20°C)$		106763	
b_ϕ (MPa.K^{-1})	105	114,6	100
$\gamma_\alpha = \gamma_\beta = \gamma_{\alpha'}$		300	
VISCOSITÉ			
$K_\phi(20°C)$ (MPa.s$^{\frac{1}{n}}$)	10	50	50
c_ϕ	350	1000	750
$d_\alpha = d_\beta = d_{\alpha'}$		-10^{-5}	
e_ϕ	2,15	2,73	2,1
$n_\alpha(20°C) = n_\beta(20°C) = n_{\alpha'}(20°C)$		16	
$f_\alpha(20°C) = f_\beta(20°C) = f_{\alpha'}(20°C)$		15	
$g_\alpha(20°C) = g_\beta(20°C) = g_{\alpha'}(20°C)$		-3.10^{-6}	
$h_\alpha(20°C) = h_\beta(20°C) = h_{\alpha'}(20°C)$		1,95	
TRANSITION D'ÉCHELLES			
D_ϕ	150	170	100

Tableau 3.3 – Paramètres associés au modèle mécanique identifiés par [Robert, 2007]

L'identification des paramètres matériaux étant complète, il est possible de simuler l'état mécanique et métallurgique post-soudage. C'est l'objet de la partie suivante (c.f. section 3.2.5).

3.2.5 Simulation de l'état mécanique post-soudage

L'opération de soudage génère une source de chaleur très localisée qui est fortement dépendante du procédé de soudage considéré (LASER, TIG, *etc*). L'énergie déposée en surface engendre une augmentation de la température jusqu'au point de fusion puis de vaporisation du matériau cible. Afin d'estimer le plus fidèlement possible le champ de contrainte, il convient de prédire le champ de température associé à ces phénomènes. Pour cela, plusieurs approches peuvent être mises en place [Goldak and Akhlaghi, 2005] :

- modéliser et résoudre le problème couplé thermique/mécanique des fluides ;
- imposer un flux de chaleur volumique ou surfacique et résoudre l'équation de la chaleur ;
- imposer un champ de température représentatif.

La première approche a été utilisée entre autres par [Hamide, 2008], [Piekarska and Kubiak, 2011] et [Piekarska and Kubiak, 2013]. Les mouvements de fluide engendrent des échanges thermiques convectifs [Solana and Negro, 1997] affectant le champ de température ainsi que la forme du bain fondu [Touvrey et al., 2014]. Toutefois, l'étude réalisée par [Saadlaoui et al., 2017] a montré que les phénomènes thermo-hydrauliques n'influençaient pas significativement la distribution des contraintes résiduelles. Cette remarque est nuancée par l'auteur qui précise qu'un couplage fort est susceptible de modifier ces résultats.

La seconde approche consiste à résoudre le problème thermique en imposant un flux de chaleur [Robert, 2007], [Touvrey et al., 2014]. Pour cela, [Goldak et al., 1984] a proposé plusieurs termes sources. Usuellement, un flux de chaleur volumique de type gaussien possédant une décroissance linéaire en fonction de la profondeur est utilisé [Lacki and Adamus, 2011], [Asserin et al., 2011]. Les paramètres de ce flux doivent nécessairement être optimisés afin de pouvoir reproduire la morphologie des zones fondue et affectée thermiquement.

La dernière approche consiste simplement à imposer un champ de température représentatif. Ce dernier peut être déterminé par le biais d'un calcul thermique préalable. Cette approche est simple d'emploi tout en minimisant les temps de calculs.

L'objectif de cette partie est de valider le modèle de prédiction des contraintes résiduelles. De plus, cette section vise également à identifier les éléments influant ces champs de contrainte. Pour cette raison, une approche thermique simple a été retenue. Ainsi, la température maximale de ce champ a été fixée arbitrairement à 1520°C soit environ 100°C en dessous de la température de fusion du TA6V. En effet, d'un point de vue mécanique, au delà de 1500°C, la résistance mécanique du TA6V est très faible. Pour l'estimation des contraintes résiduelles, il n'apparaît pas indispensable de décrire l'état physique du bain fondu. Ainsi, les calculs thermiques de [Robert, 2007] ont été utilisés pour définir un champ de température représentatif du soudage laser. Le champ de température et son évolution temporelle sont présentés sur la figure 3.19. Celui-ci est imposé comme un chargement thermique.

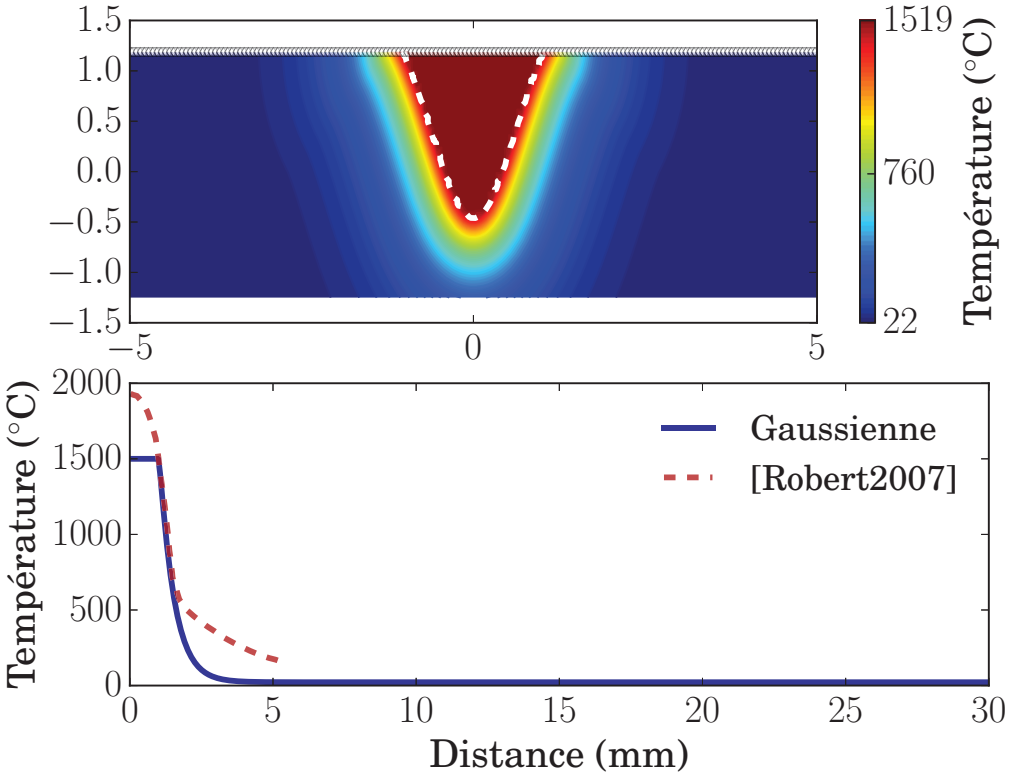


FIGURE 3.19 – Champ de température maximal imposé

Ce champ de température est formé par deux fonctions gaussiennes (c.f. figure 3.19). La première est représentée par un trait blanc discontinu. Celle-ci a pour objet de reproduire la morphologie spatiale de la zone fondue. La fonction gaussienne est caractérisée par trois paramètres : hauteur, largeur et position. La hauteur est fixée par la profondeur de pénétration de la zone fondue, soit 2 mm (identifiée sur les micrographies présentées au cours du chapitre 2). La largeur à mi-hauteur de la gaussienne a été fixée à 1,5 mm conformément aux dimensions de la zone fondue. De plus, la température dans cette zone est supposée uniforme. Au maximum, la température de la zone fondue a été imposée à 1520°C. C'est ce qui explique que le profil de température soit uniforme au centre du champ de température (c.f. figure 3.19).

Une deuxième fonction gaussienne est utilisée (c.f. figure 3.19). Celle-ci permet de relier la température de la zone fondue au métal de base. En d'autres termes, elle permet de régler le gradient de température entre la zone fondue et le métal de base. Il a été ajusté à partir des simulations numériques conduites par [Robert, 2007].

La figure 3.19 compare le profil de température issu du calcul de [Robert, 2007] (trait rouge discontinu) avec le champ de température identifié (trait continu bleu). Même si les allures sont différentes, le gradient de température est similaire entre les deux distributions jusqu'à 500°C. À l'état initial, le champ est uniforme et vaut 22°C. Le champ présenté sur la figure 3.19 correspond à l'instant où la température est maximale. Il a été choisi de réaliser une interpolation linéaire de ce champ entre les différents pas de temps du calcul. Autrement dit, l'évolution temporelle du champ de température représente un cycle triangulaire. Ceci constitue une approximation par rapport à la cinétique de température rencontrée lors de l'étape de soudage. La première rampe correspond à la chauffe tandis que la seconde correspond au refroidissement. Les vitesses de chauffe et de refroidissement sont identiques et ont été fixées à 100°C/s, ce qui est bien sur assez éloigné des cinétiques mises en jeu par l'opération de soudage. Cette dernière correspond à la cinétique utilisée lors de l'identification des temps caractéristiques τ_ϕ.

Il est alors possible de simuler l'état mécanique après soudage. L'objectif est d'étudier la capacité de prédiction du modèle formulé. Pour cela, les calculs sont conduits pour des conditions mécaniques de type contraintes planes ($\sigma_{zz} = 0$). Cet état mécanique correspond à celui de la surface analysée expérimentalement à l'ESRF. La figure 3.20 présente le maillage utilisé dans le cadre de cette étude.

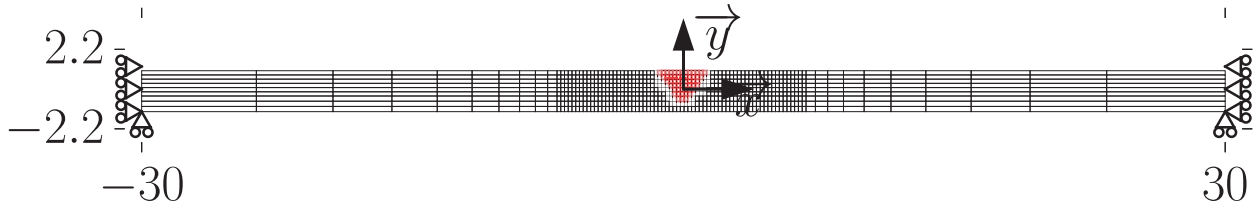


FIGURE 3.20 – Maillage 2D utilisé dans l'hypothèse des contraintes planes

Le zone en rouge, au centre de la figure 3.20, représente schématiquement l'application du champ de température. Les conditions aux limites imposées correspondent à un état de bridage complet de la plaque. Enfin, le champ de température maximal imposé correspond à celui présenté sur la figure 3.19.

La figure 3.21 a) présente la composante Σ_{xx} du champ de contrainte résiduelle. La figure 3.21 b), quant à elle, présente la composante Σ_{yy} du champ de contrainte résiduelle. Les champs de contrainte présentés sur les figures 3.21 a et b) sont associées à la fin du cycle thermique.

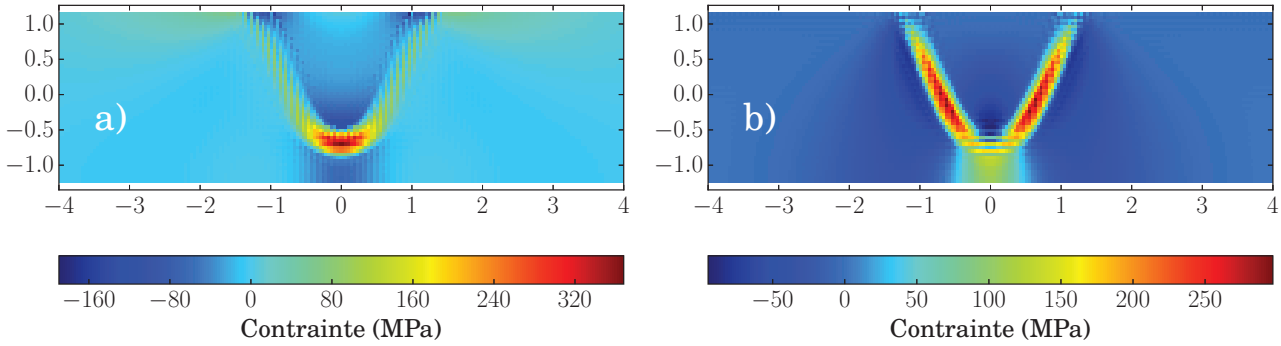


FIGURE 3.21 – Champs de contrainte résiduelle, a) champ de contrainte Σ_{xx} et b) champ de contrainte Σ_{yy} (valeurs aux points d'intégration)

Selon la figure 3.21 a), il apparaît que la zone fondue présente une contrainte Σ_{xx} de compression. La contrainte Σ_{xx} atteint au minium -180 MPa. La zone fondue présente également un état de compression selon la direction $\overrightarrow{y}$ (c.f. figure 3.21 b). Dans ce cas, la contrainte Σ_{yy} est au minimum de -100 MPa. La zone affectée thermiquement, quant à elle, présente des contraintes de traction selon les directions $\overrightarrow{x}$ et $\overrightarrow{y}$.

Ainsi, la contrainte maximale dans la ZAT atteint 340 MPa et 300 MPa, respectivement selon les directions $\overrightarrow{x}$ et $\overrightarrow{y}$.

3.3 Confrontation expérimental/simulation

Cette partie s'attache à comparer les champs de contrainte issus de l'expérience et ceux issus de la simulation. Les figures 3.22 a) et b) présentent le champ de contrainte selon la direction $\overrightarrow{x}$. Les figures 3.22 c) et d) présentent le champ de contrainte selon la direction $\overrightarrow{y}$.

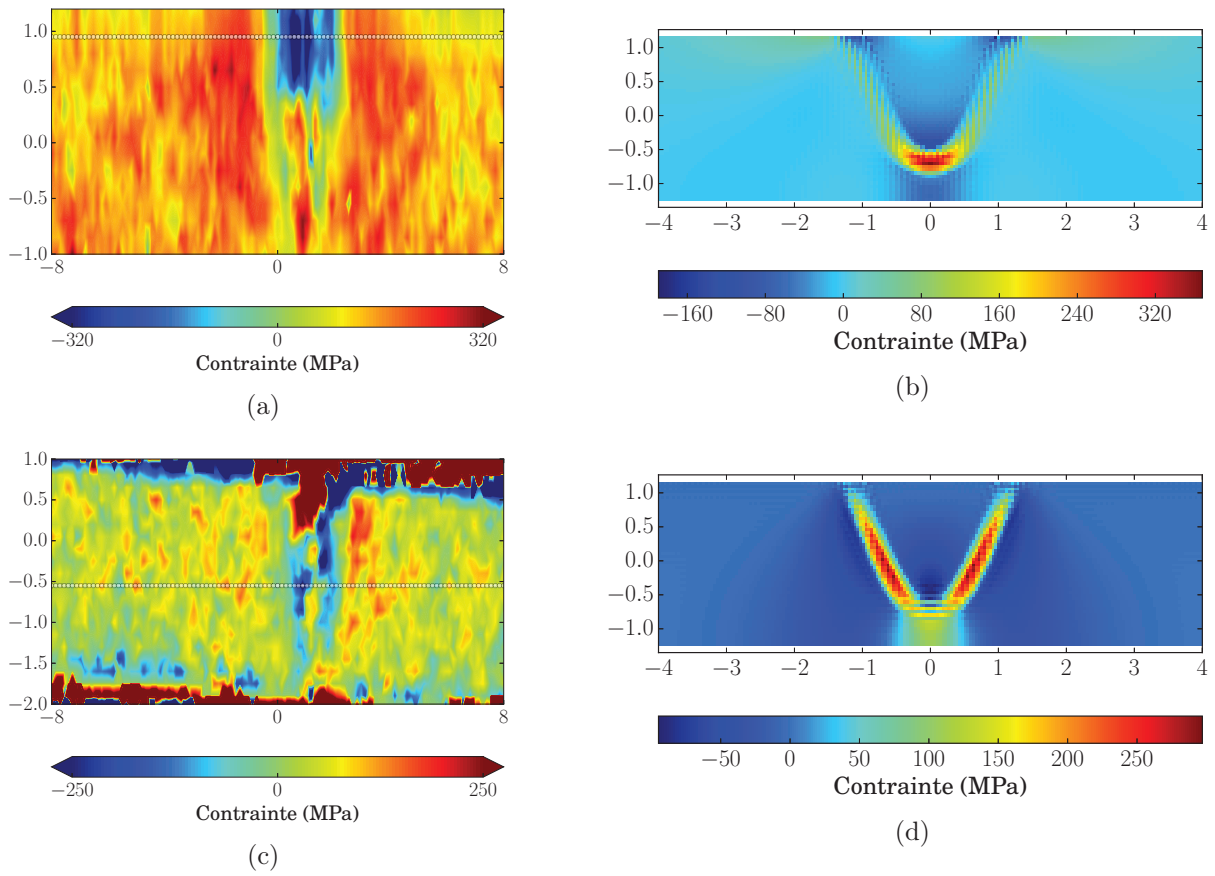


FIGURE 3.22 – Champs de contrainte résiduelle, a) champ de contrainte Σ_{xx} déterminé expérimentalement, b) champ de contrainte Σ_{xx} issu de la simulation, c) champ de contrainte Σ_{yy} déterminé expérimentalement et d) champ de contrainte Σ_{yy} issu de la simulation

L'allure du champ de contrainte Σ_{xx} (c.f. figure 3.22a) présente des similarités avec le champ Σ_{xx} déterminé expérimentalement (c.f. figure 3.22b). Dans les deux cas, la zone fondue présente des contraintes résiduelles de compression. D'après les résultats de la simulation, la contrainte de traction Σ_{xx} maximale se trouve en pied de cordon. Une zone similaire est observée sur le champ de contrainte expérimental (c.f. figure 3.22a).

La comparaison des champs Σ_{yy} est un peu plus délicate. En effet, le champ Σ_{yy} expérimental (c.f. figure 3.22c) est bruité. Toutefois, il apparaît que le centre de la zone fondue présente des contraintes résiduelles de compression. La simulation met également en évidence des contraintes résiduelles de compression dans cette même zone. La figure 3.22d indique en outre des contraintes résiduelles de traction dans la zone affectée thermiquement qui ne sont pas observées expérimentalement.

Un profil de contrainte a été extrait des champs expérimentaux et numériques pour les deux directions $\overrightarrow{x}$ et $\overrightarrow{y}$. Ce profil est représenté par des marqueurs blancs sur les figures 3.22a et 3.22c. Les profils de contrainte sont présentés sur les figures 3.23a et 3.23b.

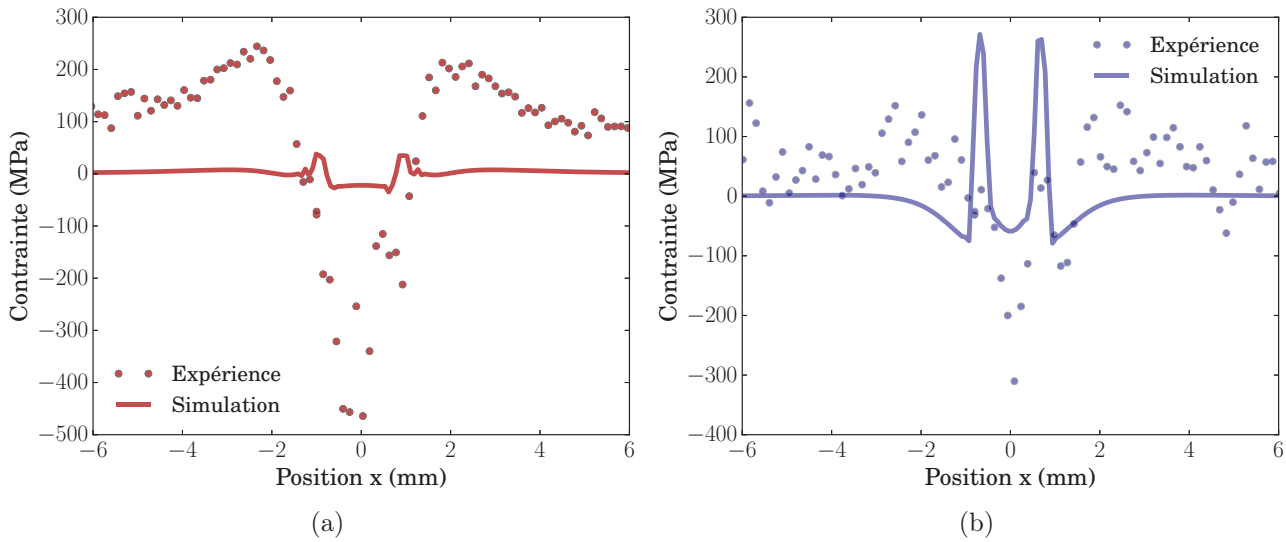


FIGURE 3.23 – Profils de contrainte résiduelle, a) contrainte Σ_{xx} et b) contrainte Σ_{yy}

La figure 3.23a met en évidence un profil de contrainte différent entre l'expérience et la simulation. Il apparaît également que la simulation numérique sous estime significativement le niveau des contraintes Σ_{xx}. Le profil bruité des contraintes Σ_{yy} (c.f. figure 3.23b) complique une nouvelle fois la comparaison avec la prédiction numérique. En outre, il convient de rappeler que les contraintes expérimentales ont été calculées à partir des coefficients d'élasticité du titane pur. Il convient cependant d'admettre que la simulation ne permet pas de prédire rigoureusement les champs de contrainte déterminés expérimentalement.

Des simulations ont également été réalisées afin d'étudier l'influence de différents paramètres sur les champs de contrainte résiduelle. Ces simulations sont présentées en annexe D.

3.3.1 Discussion

Il apparaît que le modèle de comportement formulé sous-estime le champ de contrainte résiduelle. Afin d'identifier l'origine de ce problème, des simulations ont été réalisées dans des conditions similaires à celles de l'étude de [Ahn et al., 2017]. Cette démarche représente une alternative à une étude de sensibilité des paramètres du modèle. Ces derniers ont simulé le champ de contrainte associé à une liaison soudée autogène en TA6V totalement pénétrante.

Le modèle métallurgique utilisé par ces auteurs est légèrement différent de celui proposé dans la section 3.2. En effet, les transformations de phase ont été modélisées par le biais du modèle de [Avrami, 1939]. Le problème thermique est résolu en amont par le biais d'une première simulation. Le champ de température résultant est ensuite utilisé comme chargement thermique. La simulation a été réalisée en 3D sur pour une plaque soudée.

La démarche de simulation mise en place, dans le cadre de ce travail, ne permet pas de reproduire rigoureusement la simulation de l'étude de [Ahn et al., 2017]. En effet, le champ de température a été adapté avec la même démarche que celle présentée dans la section 3.2.5. De plus, la plaque soudée par [Ahn et al., 2017] possède une longueur de 500 mm. Ces auteurs ont ainsi estimé les contraintes résiduelles selon un profil passant par le milieu de la plaque soudée. Il convient de remarquer que le milieu de cette plaque présente un état mécanique assimilable à une déformation plane. Pour cette raison, les simulations ont été réalisées dans ces conditions mécaniques.

Les figures 3.24 a) et b), présentent respectivement les champs de contrainte Σ_{xx} issus de [Ahn et al., 2017] et ceux de cette étude. Il est important de préciser que le repère choisi par [Ahn et al., 2017] est différent de celui retenu ici. Le repère de ces auteurs présente une rotation de $\pi/2$ autour de l'axe $\overrightarrow{x}$ par rapport au présent repère.

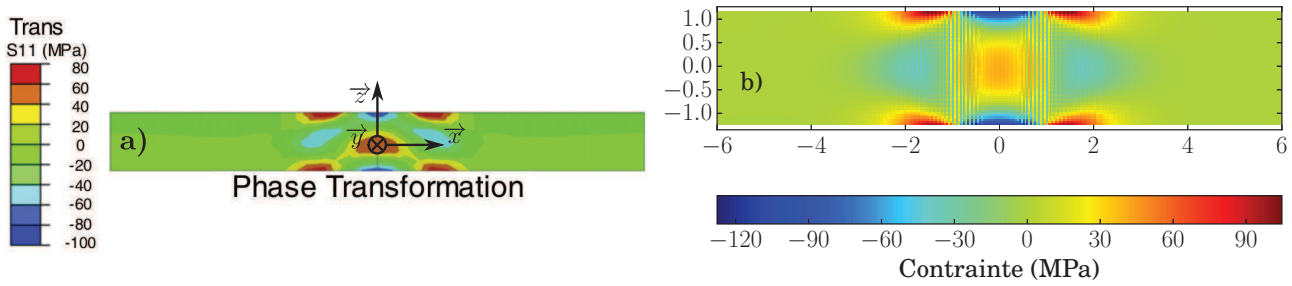


FIGURE 3.24 – Champs de contrainte Σ_{xx} (repère choisi par [Ahn et al., 2017] présente une rotation de $\pi/2$ autour de l'axe x par rapport au présent repère), a) simulation réalisée par [Ahn et al., 2017] et b) simulation issue du modèle de comportement de la présente thèse

Il apparaît que l'allure des champs de contrainte est très similaire entre les figures 3.24 a) et b). De plus, le niveau des contraintes est également très proche entre les deux simulations.

Les figures 3.26 a) et b), présentent respectivement les champs de contrainte Σ_{yy} issus de la simulation de [Ahn et al., 2017] et du présent modèle.

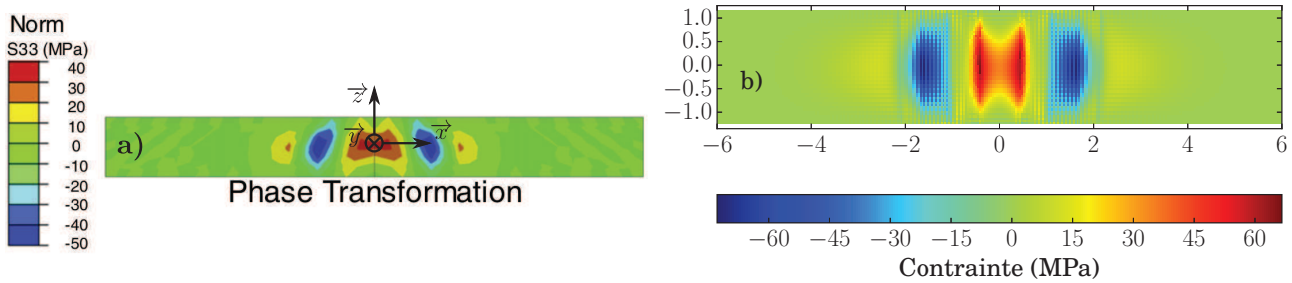


FIGURE 3.25 – Champ de contrainte Σ_{zz}, a) simulation réalisée par [Ahn et al., 2017] et b) simulation issue du modèle de comportement de la présente thèse

Une nouvelle fois, l'allure des champs de contrainte Σ_{zz} est très similaire entre les figures 3.25 a) et b). Le niveau des contraintes est du même ordre de grandeur entre les deux simulations.

Enfin, les figures 3.26 a) et b), présentent respectivement les champs de contrainte Σ_{yy} [1] issus de la simulation de [Ahn et al., 2017] et du présent modèle.

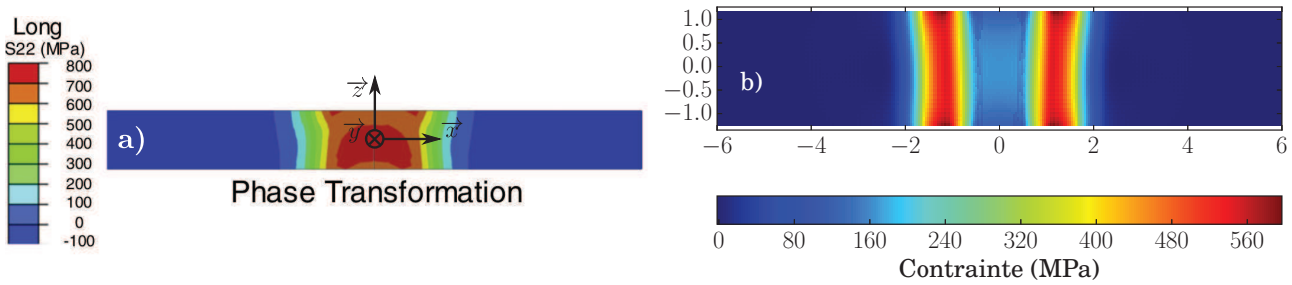


FIGURE 3.26 – Champs de contrainte Σ_{yy} (contrainte normale à la surface), a) simulation réalisée par [Ahn et al., 2017] et b) simulation issue du modèle de comportement de la présente thèse

Contrairement aux champs de contrainte Σ_{xx} et Σ_{zz}, le champ Σ_{yy} n'est pas le même entre la simulation de [Ahn et al., 2017] et la simulation de ce présent travail. D'après la simulation de [Ahn et al., 2017], la zone fondue présente un état de traction selon la direction de soudage.

1. La composante $\Sigma_{\theta\theta}$ correspond à la direction de soudage. Cette dernière est normale à la surface d'analyse.

La simulation de la figure 3.26 b) présente deux bandes en traction et une contrainte quasiment nulle entre les deux. De plus, cette simulation prédit une contrainte maximale de 600 MPa contre 800 MPa dans la simulation de [Ahn et al., 2017]. L'origine de cet écart peut être lié aux transformations de phase et plus particulièrement à la variation de volume entre les phases β et α'. Deux simulations, avec et sans transformations de phase, ont donc été réalisées sur un élément de type c2d4. Les transformations de phase ont été supprimées. Pour cela, la température de transus β a été augmentée artificiellement au delà de la température maximale de la simulation. Ainsi, la dissolution des phases α et/ou α' n'a pas lieu. De plus, la température de début de transformation martensitique Ms a été abaissée à 0°C. Cela assure le fait que la transformation $\beta \rightarrow \alpha'$ n'interviendra pas lors du refroidissement.

Un calcul élémentaire a été réalisé. Ainsi, un élément a été bloqué selon la direction $\overrightarrow{u}_x$. L'évolution de la composante Σ_{xx} en fonction de la température a été extraite. Cette dernière est présentée sur la figure 3.27.

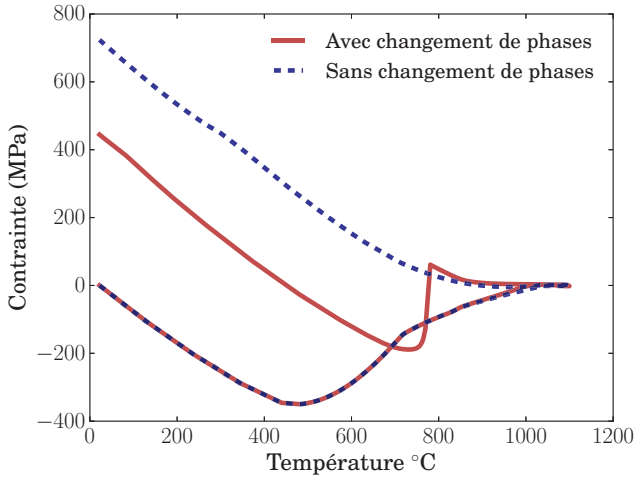


FIGURE 3.27 – Évolution de la contrainte macroscopique Σ_{xx} en fonction de la température

L'évolution de la contrainte en fonction de la température est similaire avec ou sans transformation de phases au cours de la phase de chauffe. La différence intervient lors du refroidissement à 780°C. Cette température marque le début de la transformation martensitique $\beta \rightarrow \alpha'$. Lorsque cette dernière est prise en compte, la contrainte chute jusqu'à la fin de la transformation à 600°C. Elle augmente de nouveau jusqu'à la température ambiante. À cette température, la contrainte est de traction dans les deux cas. Toutefois, la contrainte sans transformation de phases est de 723 MPa contre 444 MPa avec transformation de phase. D'autres simulations ont été réalisées afin d'identifier l'origine de cette chute de contrainte lors de la transformation $\beta \rightarrow \alpha'$. Il apparaît que la chute de contrainte est directement liée à l'écart de propriétés mécaniques entre les phases β et α'. Ainsi, si les paramètres mécaniques de ces deux phases sont identiques, alors l'évolution de la contrainte en fonction de la température est similaire à celle de la figure 3.27 sans transformation de phase. Il apparaît que la variation de volume libre n'influence quasiment pas l'évolution de la contrainte en fonction de la température.

Un calcul de structure a été entrepris en supprimant les transformations de phase. La simulation a été réalisée dans les mêmes conditions que le cas précédent. Le champ de contrainte Σ_{yy} résultant est comparé à la simulation de [Ahn et al., 2017].

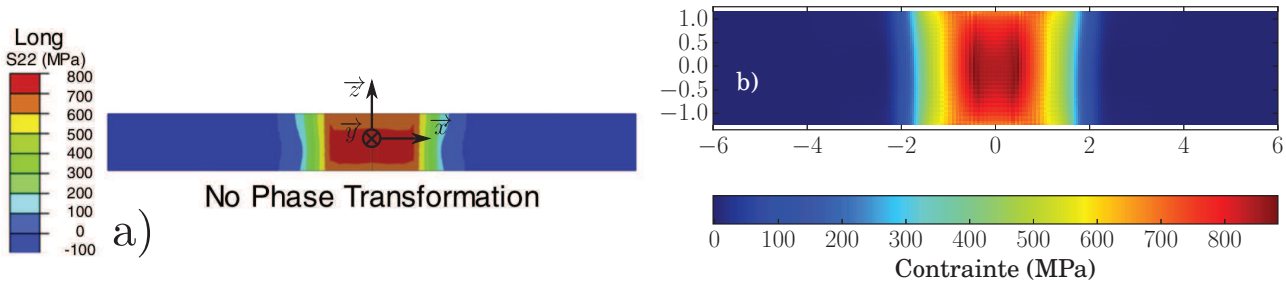


FIGURE 3.28 – Champs de contrainte Σ_{yy} (contrainte normale à la surface), a) simulation réalisée par [Ahn et al., 2017] et b) simulation issue du modèle de comportement de la présente thèse (sans prise en compte des transformations de phase)

La suppression des transformations de phase permet de restituer le champ Σ_{yy} prédit par [Ahn et al., 2017] (c.f. figure 3.28). Il est également intéressant de remarquer que le champ de contrainte Σ_{yy} prédit par le modèle est similaire au profil de contrainte $\Sigma_{\theta\theta}$ présenté sur la figure 3.10. Il s'agit de la même composante que la contrainte Σ_{yy} (c.f. figures 3.28).

Enfin, une dernière simulation a été réalisée. Une valeur unitaire du paramètre D_ϕ a été appliquée à toutes les phases. La simulation a été réalisée dans les mêmes conditions que le cas précédent. Le champ de contrainte Σ_{yy} résultant est de nouveau comparé à la simulation de [Ahn et al., 2017].

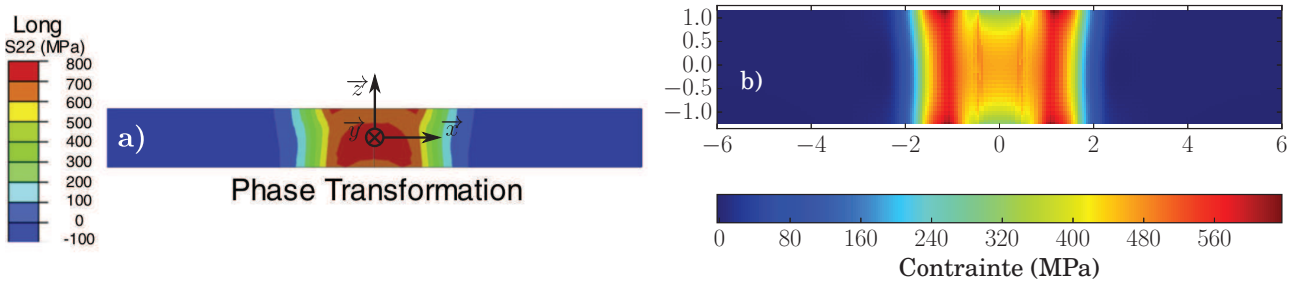


FIGURE 3.29 – Champs de contrainte Σ_{yy} (contrainte normale à la surface), a) simulation réalisée par [Ahn et al., 2017] et b) simulation issu du modèle de comportement de la présente thèse (avec le paramètre D_ϕ unitaire)

En diminuant les paramètres D_ϕ, le champ Σ_{yy} se rapproche encore davantage de celui prédit par [Ahn et al., 2017] (c.f. figure 3.25). Cela signifie que la méthode d'identification de ces paramètres serait à reprendre.

Au delà de la difficulté rencontrée sur la composante Σ_{yy}, le modèle de la présente thèse est capable de restituer les résultats du modèle issu de [Ahn et al., 2017]. Cette démarche a permis de valider partiellement le modèle de comportement. Toutefois, tout comme le modèle de cette thèse, le modèle proposé par [Ahn et al., 2017] est mis en défaut pour la prédiction de la composante Σ_{xx} par rapport aux résultats expérimentaux obtenus. Ainsi, la sensibilité des paramètres du modèle pour prédire les transformations de phase montre qu'une étape d'identification plus précise serait intéressante à mener pour affiner les prédictions.

3.4 Conclusions

L'estimation des champs de contrainte résiduelle résultant de l'opération de soudage est un vaste problème tant du point de vue expérimental que de la simulation numérique. Il s'agit néanmoins d'un travail primordial. En effet, ces contraintes peuvent nuire à l'intégrité d'une structure comme l'a constaté [Kostrivas et al., 2003] (c.f. figure 3.1). Pour cette raison, ce chapitre visait à déterminer le champ de contrainte résiduelle résultant d'une opération de soudage laser. En premier lieu, une approche expérimentale a été mise en place. Les contraintes résiduelles ont été déterminées par le biais de la méthode des $\sin^2\psi$. Celle-ci met en œuvre la diffraction des rayons X. Les essais conduits à l'ESRF ont permis de réaliser des cartographies des contraintes axiales et radiales. D'après les résultats, il apparaît que la zone fondue présente des contraintes de compression. Ces dernières atteignent approximativement -400 MPa. La zone affectée thermiquement présente un état mécanique de traction atteignant au maximum 200 MPa. Il convient de noter que ces résultats sont similaires à ceux de la littérature.

Le recours à la simulation numérique permet de mieux comprendre l'origine des contraintes résiduelles. Le modèle utilisé dans le cadre de ce travail est basé de la thèse de [Robert, 2007]. En résumé, il s'agit d'un modèle métallurgique couplé à un modèle mécanique. Le premier modèle permet de simuler les transformations de phase se produisant à l'état solide dans le TA6V. Il permet ainsi de prédire l'état métallurgique du TA6V après l'opération de soudage. Le modèle de comportement mécanique a, quant à lui, été couplé au modèle métallurgique. Ce dernier, décrit le comportement des trois phases du système α, α' et β. Les contraintes associées à chacune des phases ont été calculées par le biais d'un modèle de transition d'échelles.

Il apparaît que le modèle ne restitue pas complètement les résultats expérimentaux. Il est tout de même possible de reproduire les champs de contrainte issus de la bibliographie (c.f. figure 3.24). Il convient d'admettre que la détermination expérimentale des contraintes résiduelles dans les assemblages soudés est complexe. En effet, les évolutions métallurgiques du TA6V peuvent perturber l'analyse expérimentale des contraintes. Il pourrait alors être intéressant de reprendre cette étude avec un matériau présentant un comportement métallurgique plus simple. Le titane de pureté commerciale paraît bien adapté pour cela. L'intérêt de celui-ci est qu'il est monophasé à température ambiante. Cela permet de supprimer un nombre important de variables. De plus, il ne présente qu'une transformation de phase $\alpha \rightarrow \beta$. Enfin, le gradient de composition chimique est fortement réduit. Dans ces conditions, il serait plus simple de confronter les champs de contrainte expérimentaux et ceux issus de la simulation.

La détermination de l'état mécanique post-soudage constituait la seconde étape de ce projet. Pour rappel, la caractérisation métallurgique de la liaison soudée représentait la première étape. Il convient à présent de s'intéresser au comportement mécanique de cette liaison. C'est l'objet du dernier chapitre de ce document (c.f. chapitre 4).

Chapitre 4

Études et modélisation des comportements mécaniques

Sommaire

4.1 Caractérisations mécaniques macroscopiques 125
4.1.1 Comportement mécanique du métal de base 125
4.1.2 Comportement mécanique des microstructures de trempe 129
4.1.3 Comportement mécanique des liaisons soudées 133
4.2 Caractérisation de la rupture ductile 139
4.2.1 Présentation des essais 139
4.2.2 Rupture du métal de base 141
4.2.3 Rupture des microstructures de trempe 145
4.2.4 Rupture des liaisons soudées 147
4.2.5 Influence de la microstructure 150
4.3 Modélisation du comportement des liaisons soudées 151
4.3.1 Modélisation du comportement élasto-viscoplastique 151
4.3.2 Identification des paramètres du modèle élasto visco-plastique 154
4.3.3 Modélisation de la rupture ductile 159
4.3.4 Identification des paramètres du modèle d'endommagement 161
4.3.5 Simulation de la rupture de la liaison soudée 164
4.3.6 Discussion 174
4.4 Conclusions 177

L'opération de soudage engendre des évolutions métallurgiques du TA6V. Cela se traduit par l'introduction entre autre d'un gradient de microstuctures. Le chapitre 2 a mis en évidence des microstructures radicalement différentes entre le métal de base et la zone fondue. En conséquence, les comportements mécaniques de ces deux microstructures sont significativement différents comme le souligne [Akman et al., 2009].

L'objectif de ce chapitre est de simuler le comportement mécanique des liaisons soudées TA6V/TA6V. Les matériaux de l'étude ont été caractérisés selon plusieurs types d'essais mécaniques. Ces derniers ont également permis d'alimenter un modèle de comportement. Ainsi, ce présent chapitre est scindé en deux parties. La première présente le comportement mécanique des matériaux de l'étude tandis que la seconde est dédiée à la simulation du comportement mécanique de la liaison soudée.

4.1 Caractérisations mécaniques macroscopiques

4.1.1 Comportement mécanique du métal de base

Le comportement mécanique du TA6V à l'état de réception a été caractérisé par le biais d'essais de traction uniaxiaux. Pour rappel, dans le cadre de ce travail, le TA6V à l'état de réception est désigné par le terme métal de base. Ces essais ont été conduits sur une machine servo-hydraulique MTS de capacité 250 kN. Les essais ont été pilotés à vitesse de déplacement de traverse constante. La vitesse de déformation visée est de $2.10^{-4}s^{-1}$. La déformation a été mesurée à partir d'un extensomètre MTS de longueur initiale 20 mm.

Les éprouvettes présentent une géométrie cylindrique dont le diamètre initial, ϕ_0, est de 4 mm. Ces dernières ont été prélevées dans le sens axial de la barre d'approvisionnement (c.f. figure 4.1). Les éprouvettes du métal de base ont été prélevées sur le même rayon de la barre d'approvisionnement. Ce choix permet de s'affranchir d'éventuelles hétérogénéités (chimiques/mécaniques) radiales. Une démarche identique a été réalisée pour les éprouvettes destinées à être traitées thermiquement.

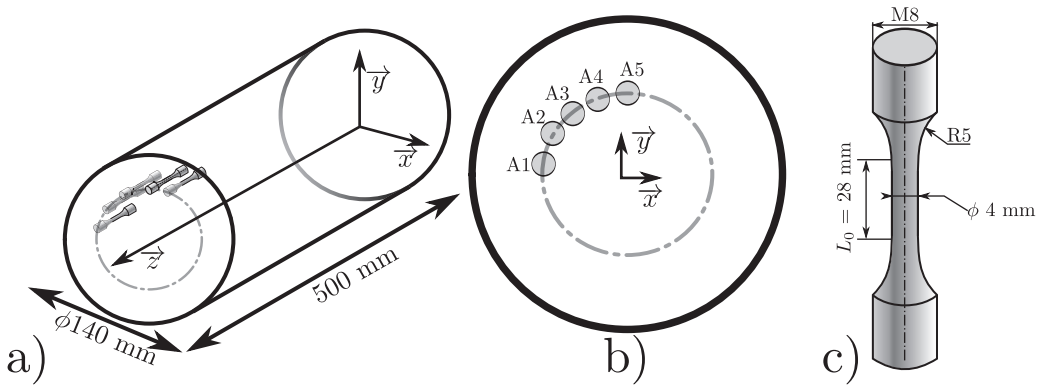
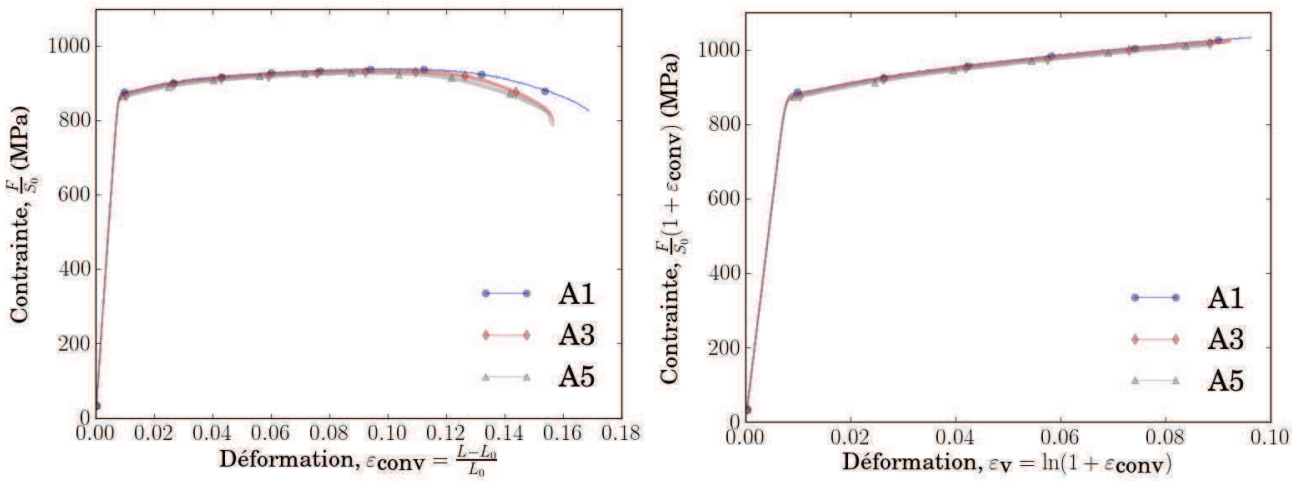


FIGURE 4.1 – Caractérisations mécaniques du métal de base, a) plan de prélèvement des éprouvettes dans la barre d'approvisionnement ϕ 140 mm, b) désignation des éprouvettes et c) plans des éprouvettes lisses ϕ 4 mm

Les figures 4.2 présentent la réponse du comportement mécanique du métal de base. Seules les éprouvettes A1, A3, et A5 ont été sollicitées jusqu'à la rupture.



(a) (b)

FIGURE 4.2 – Caractérisation mécanique du métal de base, a) sans rationalisation et b) avec rationalisation

La figure 4.2 a) ne met pas en évidence une forte dispersion du comportement mécanique du métal de base. Le tableau 4.1 présente les paramètres mécaniques déterminés par le biais de ces essais. Ces caractéristiques mécaniques sont similaires à celles déterminées par [Buirette, 2011].

	Nom	**Module élastique (GPa)**	$Rp_{0,2}$ **(MPa)**	Rm **(MPa)**	A_{gt}
	A1	115	884	1049	0,101
	A2	113	879	1042	0,096
	A3	113	876	1032	0,092
Moyenne		114	880	1041	0,097
Écart type		1	3	7	0,006

Tableau 4.1 – Caractéristiques mécaniques du métal de base (prélèvement dans le sens axial de la barre d'approvisionnement)

Selon la figure 4.2 et le tableau 4.1, l'écart de contrainte entre la limite d'élasticité conventionnelle et la contrainte nominale maximale n'est que de 160 MPa. Cet écart représente 18 % de la limite d'élasticité du métal de base. Il apparaît que le métal de base s'écrouit peu. [Jaoul, 1965] a proposé une méthode permettant de caractériser l'écrouissage des matériaux métalliques. Celle-ci permet de détecter des changements de mécanisme d'écrouissage au cours de la déformation plastique. L'auteur suggère de calculer le taux d'écrouissage et de le tracer en fonction de la déformation plastique (c.f. l'équation 4.1). Chaque variation de ce taux peut être attribuée à un mécanisme d'écrouissage [Barkia, 2014].

$$\Theta = \frac{d\sigma}{d\varepsilon_p} \tag{4.1}$$

Avec :

- Θ : taux d'écrouissage ;
- $d\sigma$: variation de la contrainte de Cauchy ;
- $d\varepsilon_p$: variation de la déformation plastique.

Pour faciliter le calcul de l'équation 4.1, une moyenne glissante a été appliquée à la courbe de comportement (c.f. figure 4.2 a)). Le taux d'écrouissage est présenté sur la figure 4.3.

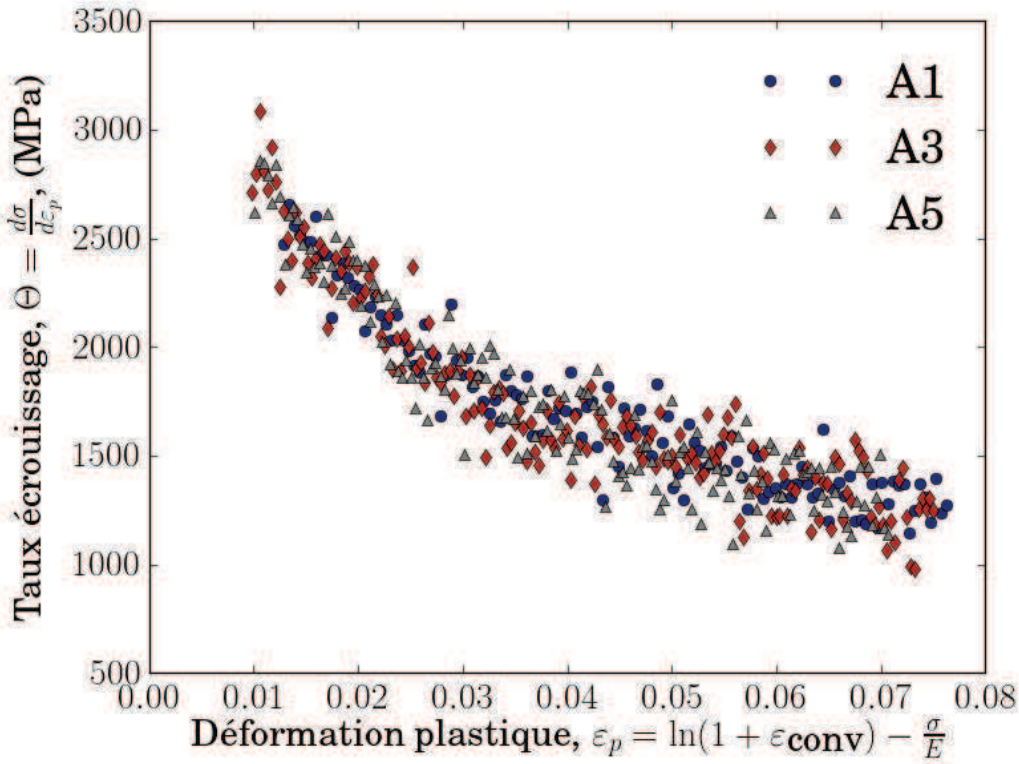


FIGURE 4.3 – Courbes d'écrouissage du métal de base

Selon la figure 4.3, le taux d'écrouissage est important au début de l'écoulement plastique, il diminue rapidement avec la déformation plastique. De plus, l'écrouissage est de type non linéaire. Toutefois, un essai de traction uniaxial ne permet pas d'identifier sa nature (isotrope et/ou cinématique) [Besson et al., 2001]. Du point de vue de la modélisation, plusieurs choix sont alors envisageables. En effet, l'écrouissage peut être considéré purement isotrope, purement cinématique ou être un mélange de ces deux derniers. Ce point est discuté au sein de la section 4.3.1.

Au cours du deuxième chapitre, (c.f. chapitre 2, section 2.1.3) la présence d'une texture cristallographique a été mise en évidence. Cette texture est susceptible d'engendrer une anisotropie de comportement mécanique [Paillard, 2012]. Pour quantifier son influence sur le comportement mécanique, des éprouvettes ont été prélevées dans le sens radial et orthoradial de la barre d'approvisionnement (c.f. figure 4.4).

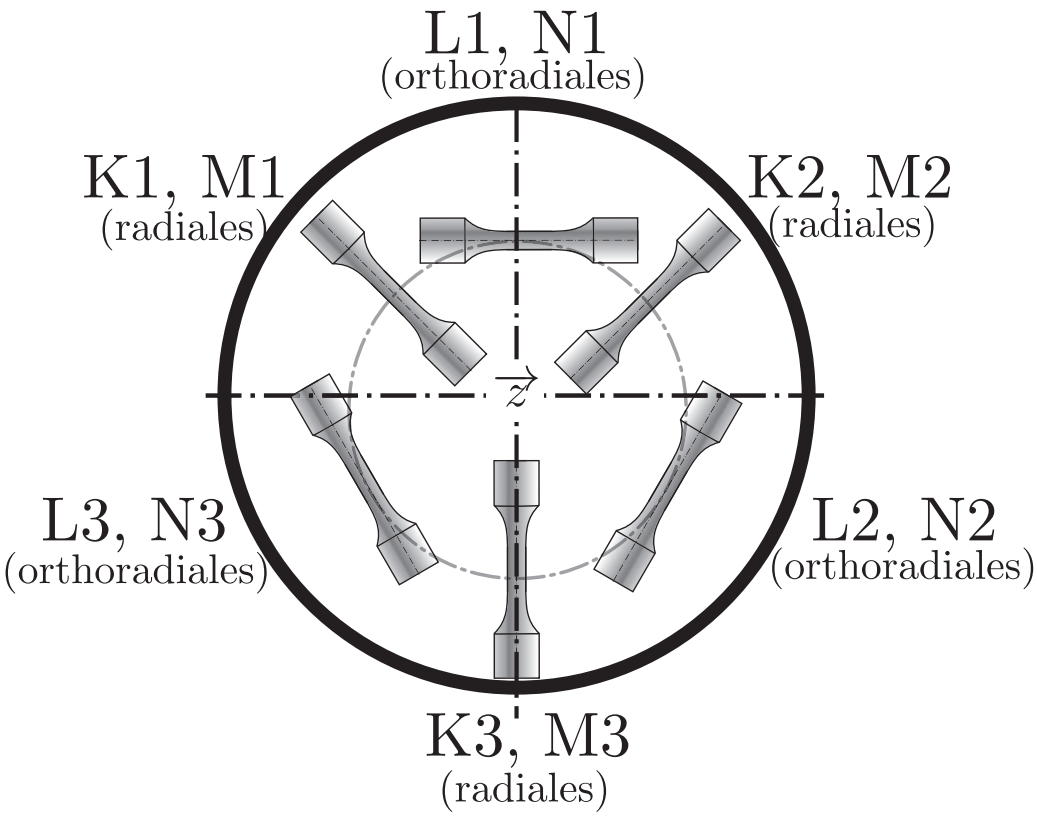


FIGURE 4.4 – Zones de prélèvement des éprouvettes pour la caractérisation de l'anisotropie de comportement mécanique du métal de base

Les sens radiaux et orthoradiaux ont été déclinés en trois sous directions, chacune étant décalée de 120°. De plus, deux essais par direction ont été réalisés, cela représente au total 12 essais. Ces derniers ont été réalisés selon la même procédure que les essais précédemment décrits. La figure 4.5 présente les réponses mécaniques associés aux éprouvettes de la figure 4.4.

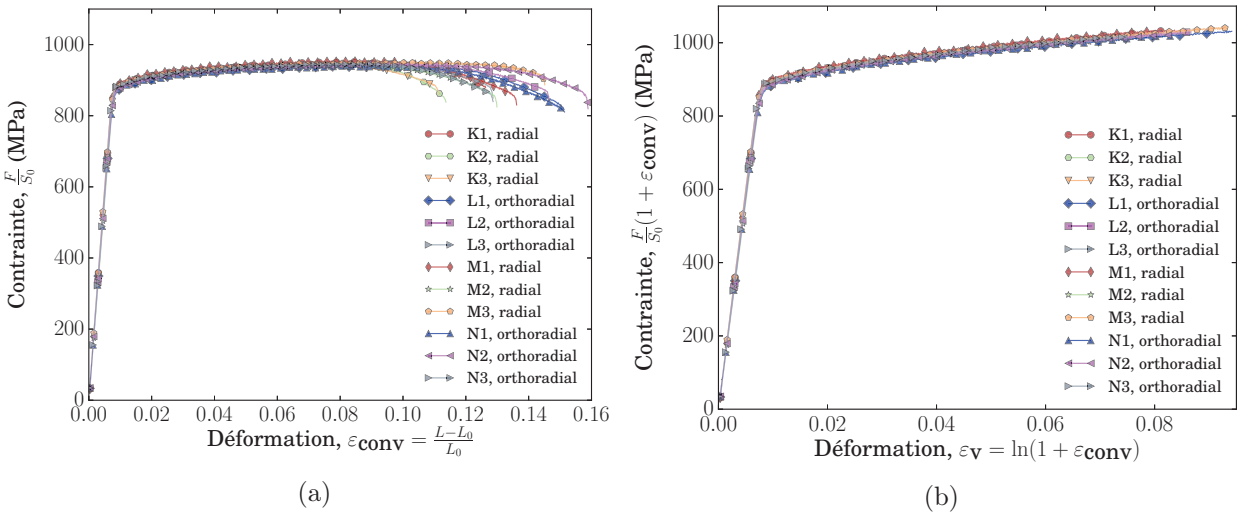


FIGURE 4.5 – Caractérisation mécanique de l'anisotropie du métal de base, a) sans rationalisation et b) avec rationalisation

Il apparaît alors que l'anisotropie de la réponse en contraintes n'est pas très marquée. La limite d'élasticité conventionnelle est sensiblement la même quelle que soit la direction de sollicitation. Ces caractéristiques mécaniques usuelles sont regroupées dans le tableau 4.2.

Type	Module d'Young (GPa)	$Rp_{0,2}$ (MPa)	Rm (MPa)	A_{gt}
axial	114 ± 1	880 ± 3	1041 ± 7	0,097 ± 0,006
radial	116 ± 2,4	892 ± 5	1038 ± 14	0,082 ± 0,008
orthoradial	116 ± 1,5	879 ± 4	1043 ± 7	0,087 ± 0,008

Tableau 4.2 – Évolution des caractéristiques mécaniques en fonction de la direction de prélèvement

Les courbes d'écrouissage ont également été déterminées (c.f. figure 4.6). La méthode de traitement est identique au cas précédent (c.f. figure 4.3).

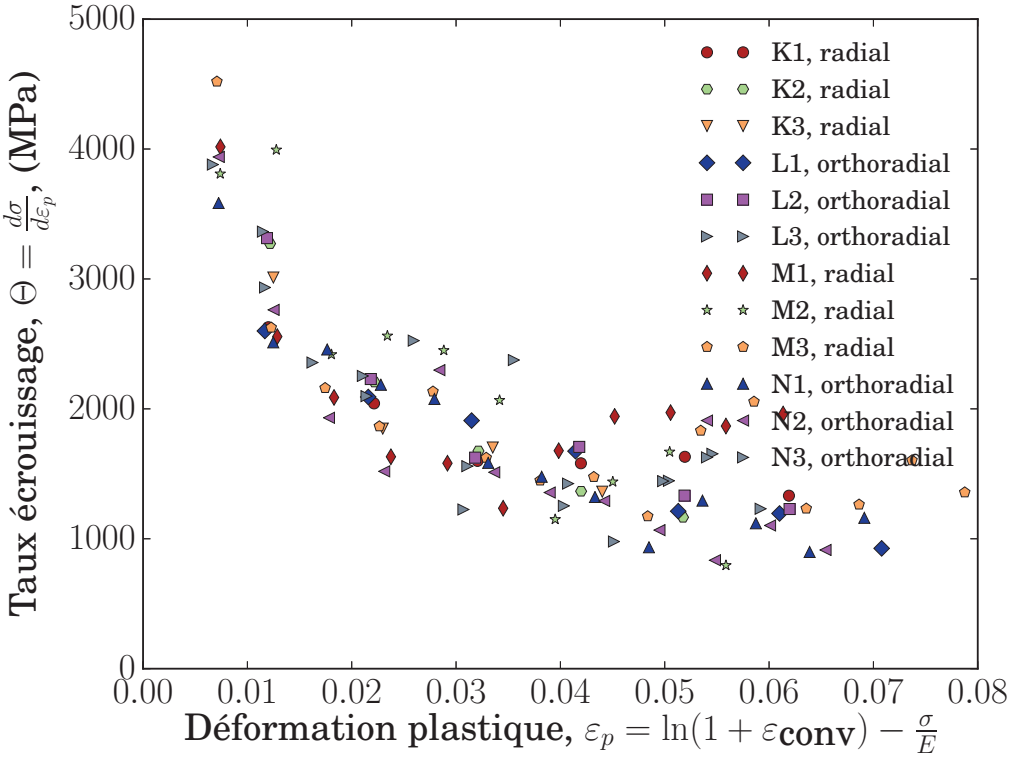


FIGURE 4.6 – Courbes d'écrouissage du TA6V associées aux directions de prélèvement radiales et orthoradiales

D'après la figure 4.6, l'écrouissage n'est pas influencé par la direction de sollicitation. Ce dernier est du même type que celui déterminé selon la direction axiale de la barre d'approvisionnement.

Ces essais ont permis de mettre en évidence une faible anisotropie en contraintes. Les propriétés mécaniques telles que la limite d'élasticité, ou encore l'allongement à striction ne sont pas fortement affectées par la direction de sollicitation. Dans ces conditions, il ne semble pas nécessaire de prendre en compte les effets d'anisotropie dans la modélisation du métal de base.

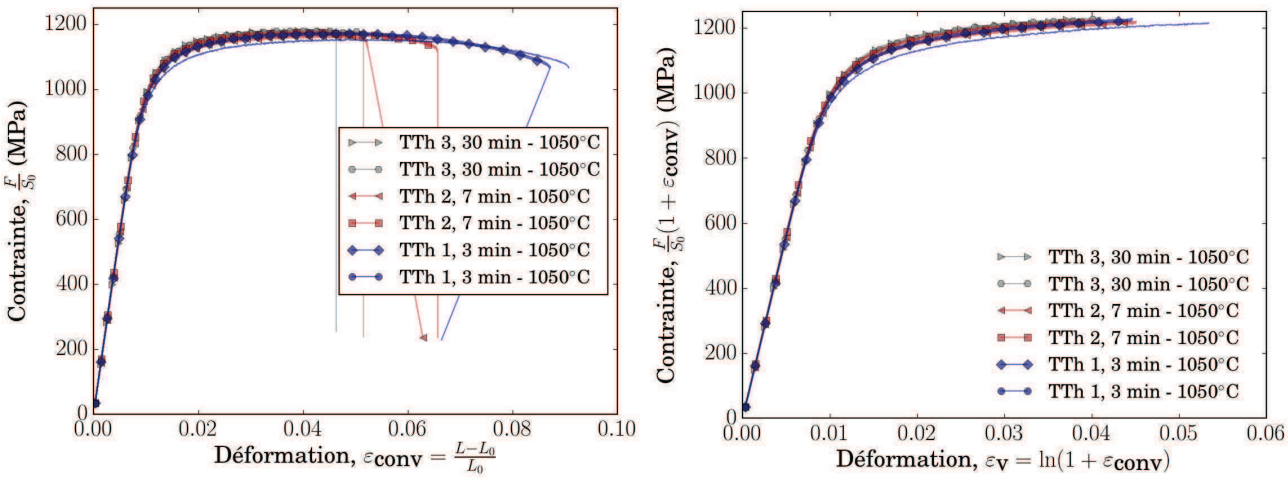
4.1.2 Comportement mécanique des microstructures de trempe

Pour rappel, l'objectif de ce chapitre est de modéliser le comportement mécanique des liaisons soudées. Il convient pour cela de mettre en place un modèle approprié. Quel que soit le modèle retenu, celui-ci requiert un certain nombre de paramètres matériaux qu'il est nécessaire de déterminer. L'étape d'identification est alors essentielle. Cette dernière ne pose pas de difficulté particulière pour le métal de base. Il n'en est pas de même pour la zone fondue. En effet,

cette zone présente une grande quantité de défauts (c.f. chapitre 2 partie 2.2.5). Dans ces conditions, il est difficile d'identifier des paramètres matériaux intrinsèques à la microstructure de la zone fondue. Pour cette raison, des traitements thermiques ont été réalisés afin de reproduire une microstructure martensitique similaire à celle de la zone fondue (c.f. chapitre 2 section 2.3). L'objectif des traitements est de s'affranchir des défauts engendrés par l'opération de soudage. Ainsi, ces échantillons permettent de caractériser et d'identifier le comportement mécanique intrinsèque associé à une microstructure martensitique α'. Pour rappel, ces traitements thermiques ont consisté en une mise en solution du TA6V au dessus de la température de transus β, suivie d'une trempe à l'eau. La méthode de traitement thermique utilisée ne permet pas d'assurer simultanément une taille d'*ex*-grain β et une homogénéité chimique similaire à celles de la zone fondue (c.f. chapitre 2 section 2.3). Il a donc été décidé de réaliser trois traitements thermiques (3 min 30, 7 min et 30 min tous à 1050°C) afin d'étudier l'influence de la taille des *ex*-grains β sur le comportement mécanique. En conséquence, le diamètre moyen des *ex*-grains β, pour les trois traitements thermiques est respectivement de 150 µm, 350 µm et 550 µm.

Le comportement mécanique de ces microstructures a été caractérisé par le biais d'essais de traction. Ces essais ont été réalisés dans les mêmes conditions que ceux conduits sur le métal de base (c.f. section 4.1.1). Il convient de préciser que les éprouvettes ont été prélevées uniquement dans le sens axial de la barre d'approvisionnement.

La figure 4.7 présente la réponse mécanique en traction des microstructures issues de ces traitements thermiques.



(a) (b)

FIGURE 4.7 – Caractérisations mécaniques des microstructures de trempe, a) courbes de comportement mécaniques conventionnelles et b) courbes de comportement mécaniques rationalisées

Il apparaît que les microstructures de trempe présentent un $R_{p0,2}$ et un R_m supérieur d'environ 20 % par rapport au métal de base. Cette différence de comportement peut s'expliquer par un nombre d'interfaces plus important dans le cas des microstructures de trempe. Selon [Renaud, 2017], ces interfaces entravent l'écoulement plastique et *in-fine* contribuent à augmenter les caractéristiques mécaniques du TA6V trempé.

D'après la figure 4.7, la taille de grain β n'influence pas significativement le comportement élastoplastique. Afin d'illustrer plus clairement cette influence, la limité d'élasticité conventionnelle $R_{p0,2}$ et la contrainte maximale R_m ont été extraites des courbes de traction (c.f. figure 4.7). Ces deux paramètres mécaniques sont présentés sur la figure 4.8 pour les trois microstructures de trempe.

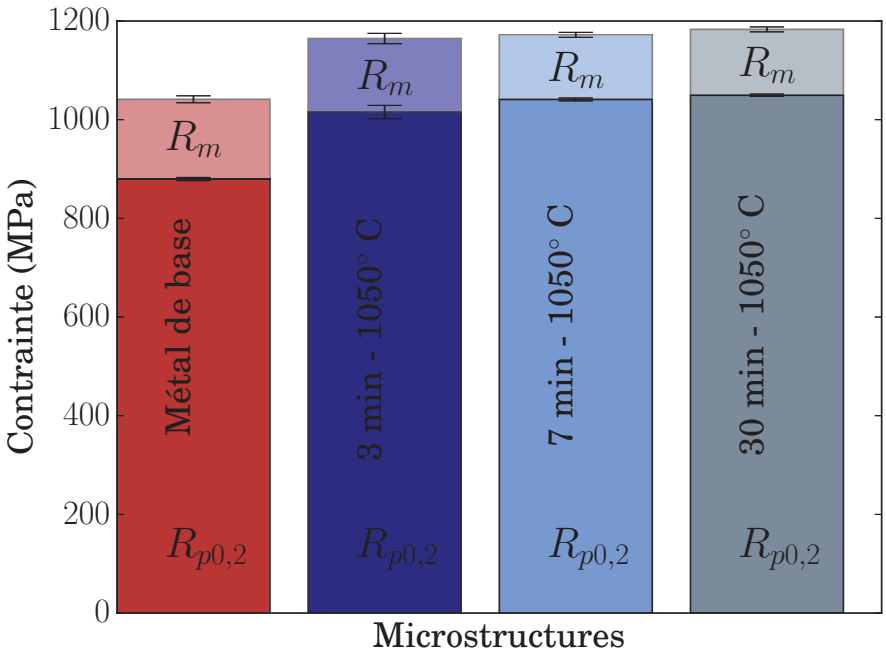


FIGURE 4.8 – Influence du traitement thermique sur la limité d'élasticité conventionnelle $R_{p0,2}$ et la contrainte maximale R_m

La figure 4.8 confirme le constat observé sur la figure 4.7. La limité d'élasticité conventionnelle $R_{p0,2}$ et la contrainte maximale R_m varient faiblement en fonction des trois traitements thermiques. En effet, les écarts sont du même ordre de grandeur que la dispersion et de l'incertitude. Il est donc difficile de se prononcer à propos de l'influence de la taille des *ex*-grains β sur le comportement élastoplastique du TA6V. Toutefois, [Chong et al., 2017] ont pu mettre en évidence une augmentation du $R_{p0,2}$ et du R_m avec la diminution de la taille des *ex*-grains β. Il convient de préciser que ces auteurs ont pu faire varier la taille de grains β de 8 à 200 µm. Ce qui représente un rapport de taille de grain de 25. À titre indicatif, ce rapport vaut environ 3 dans le cadre de cette étude (c.f. chapitre 2, section 2.44). Une diminution de la taille de grains β d'un facteur 25 entraîne selon [Chong et al., 2017] une augmentation de la contrainte maximale de 250 MPa. Un effet de type [Hall, 1951] serait responsable de ce mécanisme. De plus, [Chong et al., 2017] constatent un changement de régime de comportement élastoplastique lorsque la taille de grains β passe de 40 à 200 µm. Le comportement associé à une taille de grains 200 µm observé par [Chong et al., 2017] est très similaire avec ceux présentés sur la figure 4.8.

L'écrouissage des microstructures de trempe a été caractérisé de la même manière que celui du métal de base.

D'après la figure 4.9, la taille de grain β n'influence pas significativement le comportement élastoplastique du TA6V trempé. De plus, un seul régime d'écrouissage est identifié sur cette même figure.

Enfin, les courbes de traction (c.f. figure 4.7 b)) mettent en évidence une évolution de l'allongement avec le traitement thermique (c.f. figure 4.10).

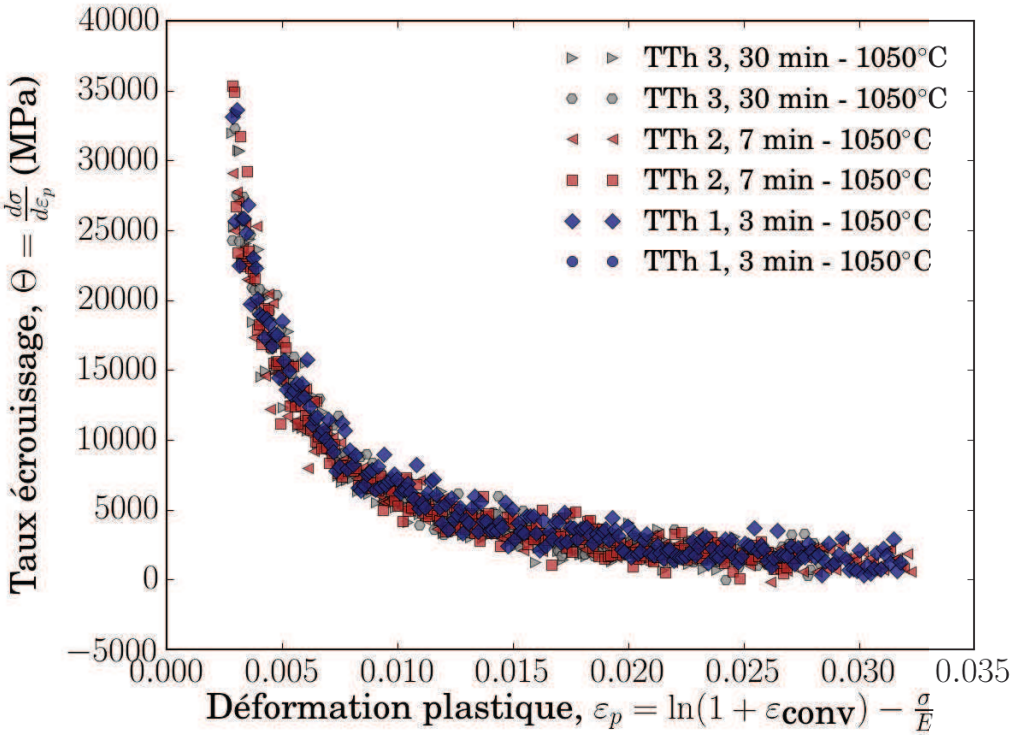


FIGURE 4.9 – Taux d'écrouissage des microstructures de trempe

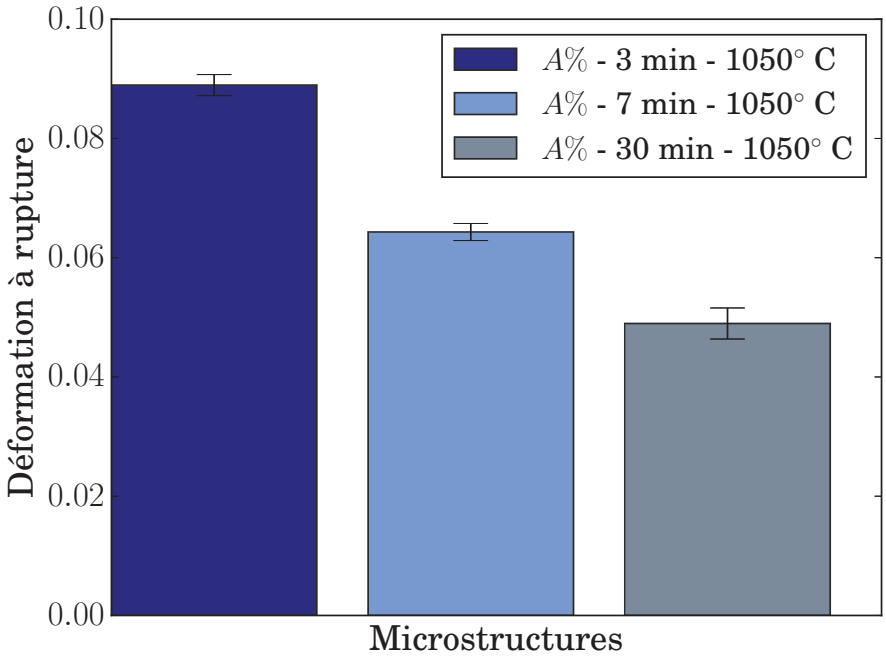


FIGURE 4.10 – Influence du traitement thermique sur l'allongement calculé

D'après la figure 4.10, le traitement thermique influence la déformation à rupture. Autrement dit, il semble qu'une augmentation de la taille des *ex*-grains β conduit à une diminution de la déformation à rupture. Des observations similaires ont été réalisées par [Bell and Dicks, 1965]. Ces auteurs ont étudié l'influence de la taille de grain β sur le comportement d'un alliage de zirconium (Zr-2.5Nb). Le protocole expérimental utilisé par ces auteurs est identique à celui

mis en place dans le cadre de cette étude. Les auteurs n'observent pas d'influence significative de la taille de grain β sur la contrainte d'écoulement plastique. Ils constatent une réduction de l'allongement à rupture avec l'augmentation de la taille de grain β. Toutefois, ces auteurs ne proposent pas de mécanisme pour expliquer cette observation.

À partir de ces essais mécaniques les paramètres du modèle de comportement associés à la zone fondue ont été identifiés. Ce travail est présenté au sein de la section 4.3.

4.1.3 Comportement mécanique des liaisons soudées

L'opération de soudage est responsable de l'introduction d'un gradient de microstructure (c.f. chapitre 2). Cela implique des hétérogénéités de propriétés mécaniques au sein de la liaison soudée. La dureté est un moyen simple permettant de quantifier ces hétérogénéités. Une carte de dureté Vickers a été réalisée sur une coupe transverse d'une liaison soudée (c.f. figure 4.11).

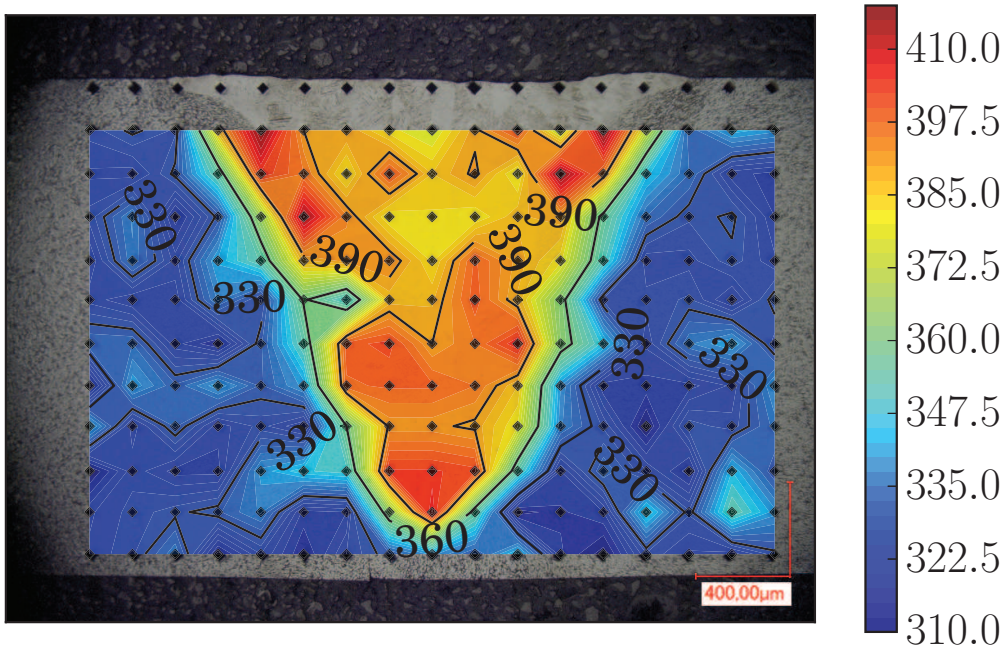


FIGURE 4.11 – Microdureté Vickers d'une soudure autogène en TA6V (charge de 500 g et une diagonale d'environ 50 µm)

La zone fondue apparaît en rouge sur la figure 4.11. Cette dernière présente une dureté moyenne 20 % supérieure à celle du métal de base. Ce qui signifie que la liaison soudée présente un comportement mécanique dit *d'overmatch* [Zerbst et al., 2014]. La zone affectée thermiquement, quant à elle, ne présente pas de comportement mécanique intrinsèque. En effet, seule une variation monotone de la dureté est observée entre le métal de base et la zone fondue. De plus, la première ZAT est indiscernable de la seconde (c.f. chapitre 2).

La liaison soudée a été caractérisée par le biais d'essais mécaniques. Pour cela, des éprouvettes avec une zone parallélépipédique ont été prélevées dans des plaques soudées. Il s'avère que ces dernières ne sont pas normalisées. Deux directions de sollicitation ont été caractérisées : la première perpendiculaire au cordon de soudure et la deuxième dans la direction du cordon de soudure (c.f. figure 4.12 a)). Les géométries des éprouvettes employées sont présentées sur les figures 4.12 b) et c). Il convient de préciser que l'embrèvement a été retiré, par une opération d'usinage (c.f. figure 4.12 d)).

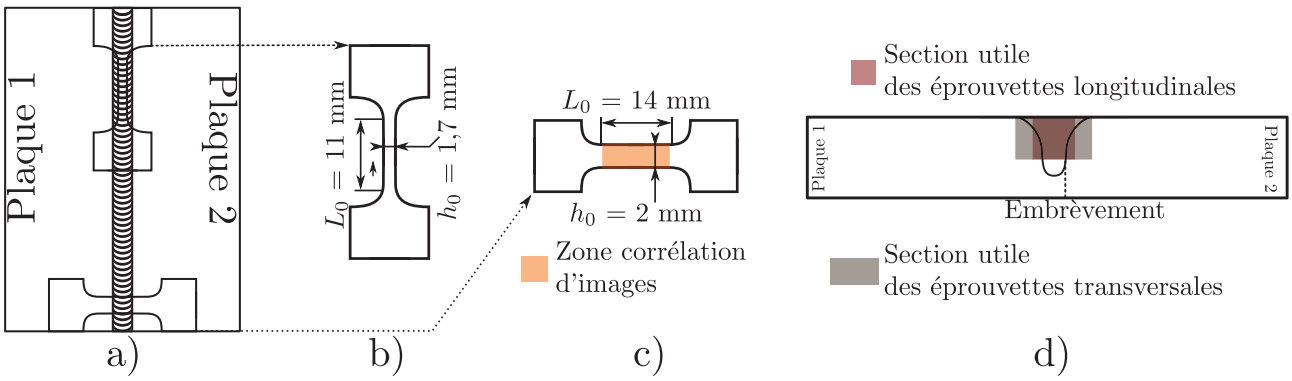


FIGURE 4.12 – Géométrie des éprouvettes utilisées pour caractériser le comportement mécanique des liaisons soudées, a) zone de prélèvement, b) géométrie des éprouvettes longitudinales, c) géométrie des éprouvettes transversales et d) section utile des éprouvettes longitudinales et transversales

Les essais ont été effectués sur une machine électromécanique Zwick de 10 kN. Les essais ont été pilotés à vitesse de déplacement traverse constante. La vitesse de déformation cible est de $10^{-4}s^{-1}$. Les résultats associés aux essais longitudinaux sont présentés en premier lieu suivis des essais transverses.

Les figures 4.12 a) et b) présentent respectivement la zone de prélèvement et la géométrie des éprouvettes utilisées. La déformation a été mesurée par le biais d'un extensomètre Zwick. La longueur initiale de ce dernier a été fixée à 7 mm. Les figures 4.13 a) et b) présentent la réponse mécanique des liaisons soudées sollicitées dans le sens longitudinal.

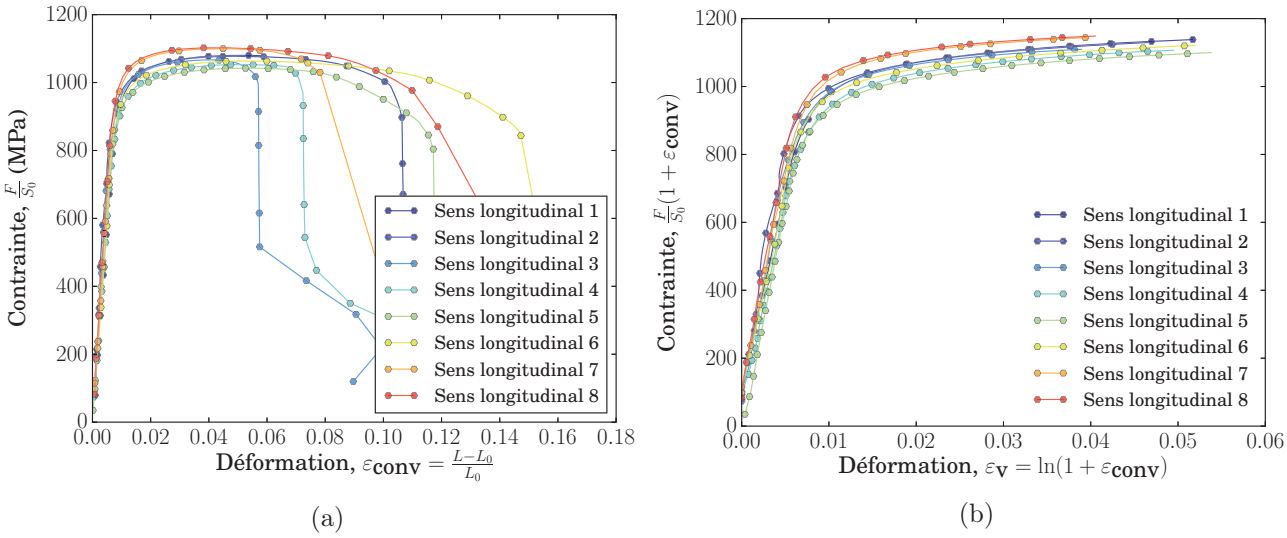


FIGURE 4.13 – Caractérisations mécaniques des liaisons soudées (sens longitudinal), a) courbes de comportement mécaniques conventionnelles et b) courbes de comportement mécaniques rationalisées

Il apparaît que ces essais sont dispersés (c.f. figure 4.13 b)). Cette dispersion concerne aussi bien le comportement élastoplastique que l'endommagement. Afin de mieux comprendre l'origine de ces écarts, les faciès de rupture des éprouvettes *longitudinale 3* et *longitudinale 6* ont été observés au microscope électronique à balayage. Ces deux éprouvettes correspondent aux comportements extrêmes observés sur la figure 4.13. Les clichés résultants sont présentés sur les figures 4.17 a) et b). Sur cette figure, les traits discontinus blancs représentent la zone fondue.

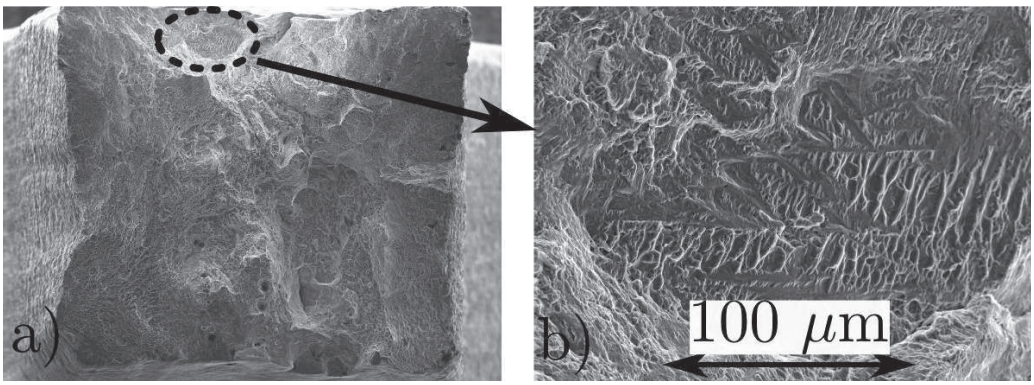


FIGURE 4.14 – Cliché MEB du faciès de rupture de l'éprouvette *longitudinale 6*, a) vue globale de la surface de rupture et b) vue détaillée d'une zone du faciès de rupture

Il apparaît sur la figure 4.17 a), un pore dont le diamètre est significatif. Ce dernier a été évalué à 190 µm (diamètre circonscrit). Pour rappel, la population de défauts a été présentée dans le chapitre 2 section 2.2.5. Les caractérisations tomographiques n'ont pas mis en évidence de défaut de cette dimension. En effet, sur 11 mm de cordon analysé, 1139 défauts ont été identifiés. Le défaut présentant le plus grand diamètre a été évalué à 123 µm (le défaut est supposé sphérique). Il convient de préciser que le défaut observé sur la figure 4.17 a) a pu croître sous l'action du chargement. La figure 4.17 b) met uniquement en évidence des pores de faibles diamètres (environ 20 µm). Dans ce cas, l'allongement à rupture est plus important. Il est fort probable que la population de défauts soit à l'origine des écarts en réponse mécanique observés sur les figures 4.13 a) et b).

Par ailleurs, une attention particulière a été portée à une zone du faciès de rupture présenté sur la figure 4.14 a). Une vue détaillée de cette zone est exposée sur la figure 4.14 b).

La morphologie de cette zone est intéressante (c.f. figure 4.14 b)). Il semble qu'il y a eu une décohésion autour des aiguilles α'. De plus, il pourrait s'agir d'un *ex*-grain β. En effet, les dimensions de cette zone sont du même ordre de grandeur. Ce point est également discuté au sein de la section 4.2.3.

La liaison soudée a également été caractérisée selon une direction transverse au cordon de soudure. Ces essais correspondent aux géométries présentées sur la figure 4.12 c). La figure 4.15 expose la réponse mécanique des liaisons soudées sollicitées dans le sens transverse.

Les courbes (c.f. figure 4.15) présentent un allongement total relativement faible par rapport au métal de base (c.f. figure 4.2). Cet écart peut s'expliquer par le fait que la géométrie des éprouvettes employées entre ces deux essais est différente. Les caractérisations conduites sur le métal de base ont été réalisées par le biais d'éprouvettes cylindriques. La déformation mesurée dépend des dimensions et de la géométrie des éprouvettes [Jaoul, 1965]. Il est alors cohérent d'obtenir des allongements à rupture différents entre ces deux géométries d'éprouvettes. De plus, cet écart est également lié au positionnement de l'extensomètre sur l'éprouvette. En effet, ce dernier a été disposé au centre des éprouvettes transverses. Autrement dit, il a été positionné de part et d'autre du cordon de soudure comme le montre la figure 4.16.

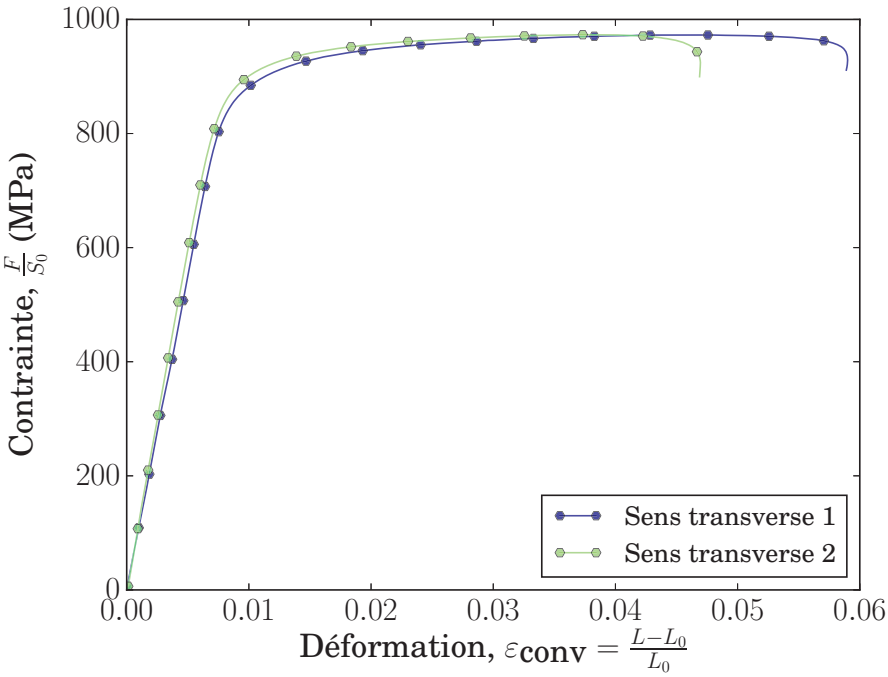


FIGURE 4.15 – Comportement mécanique des liaisons soudées (sens transverse)

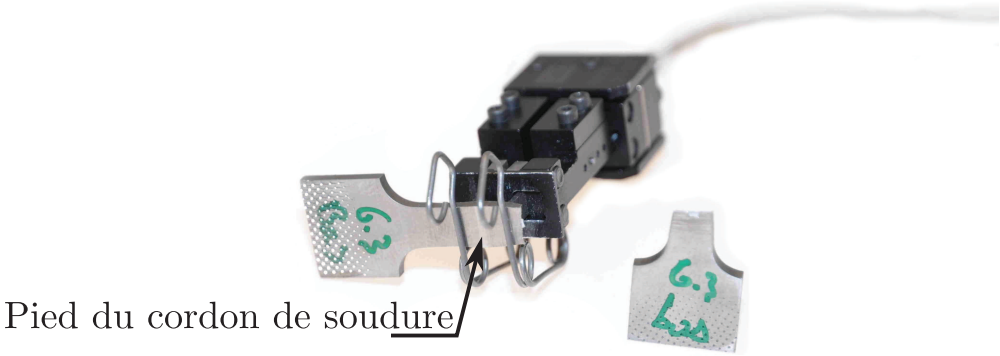


FIGURE 4.16 – Mise en place de l'extensomètre sur les éprouvettes transverses

La courbe nommée soudure transverse 2, sur la figure 4.15, correspond à une mise en place de l'extensomètre comme illustré par la figure 4.16. Les couteaux sont en contact avec le haut du joint soudé. La courbe nommée soudure transverse 1 (c.f. figure 4.15 a)) correspond au montage opposé. Dans ce cas, les couteaux sont placés en contact avec le pied du joint soudé. Quel que soit l'échantillon, il apparaît que la déformation se localise en dehors des couteaux de l'extensomètre. Ainsi, la rupture n'a pas eu lieu entre ces couteaux. Pour cette raison, l'allongement total est faible.

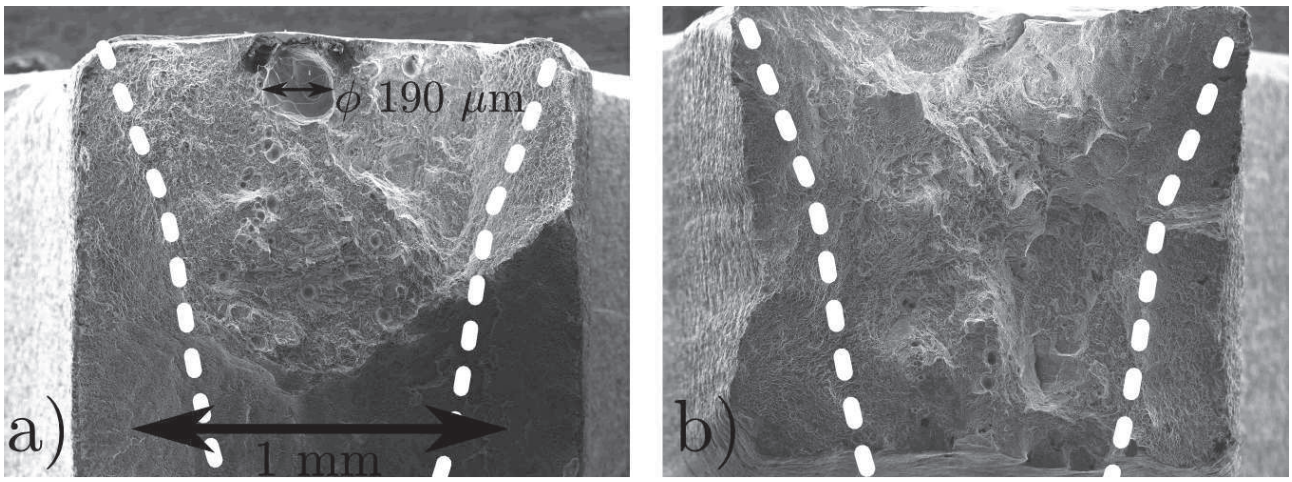


FIGURE 4.17 – Faciès de rupture observés au microscope électronique à balayage, a) éprouvette soudure *longitudinale 3* et b) éprouvette soudure *longitudinale 6*

La corrélation d'images numériques a été utilisée afin de quantifier l'hétérogénéité de déformation d'une éprouvette transverse. Cette méthode consiste à calculer un champ de déformation à partir d'une série d'images. La première image est associée à l'état de référence et les suivantes à l'état déformé. En premier lieu, la méthode requiert la définition d'une région d'intérêt. Celle-ci est ensuite discrétisée en plusieurs sous domaines nommés imagettes. Chaque imagette doit contenir suffisamment de pixels et de contraste pour être unique dans la région d'intérêt. En effet, si les pixels présentent tous le même niveau de gris, une imagette ne sera pas unique. Dans ces conditions, la corrélation d'images numériques ne fonctionnera pas. Afin d'éviter ce problème, un mouchetis est déposé sur la surface de l'éprouvette, formant ainsi un motif aléatoire. En pratique, cela garantit un contraste suffisant. La seconde étape consiste à identifier la même imagette dans la configuration initiale et déformée. Cette étape est nommée l'appariement. Pour cela, la région d'intérêt, de l'état déformé, est parcourue à la recherche de l'imagette associée à l'état de référence. La dernière étape consiste à calculer la déformation. Elle est calculée à partir de la position du centre de l'ensemble des imagettes composant la région d'intérêt. La résolution spatiale du champ de déformation est directement liée à la taille de l'imagette, ainsi qu'au taux de recouvrement.

Les essais ont été filmés à l'aide d'une caméra CCD. Les images acquises ont été traitées à l'aide du logiciel commercial [GOM, 2009]. La zone d'intérêt est représentée en orange sur la figure 4.12 d) et sur la figure 4.18a. Les champs de déformation sont présentés sur les figures 4.18 a) et b). Il convient de préciser que ces champs correspondent au dernier état mécanique avant la rupture de l'éprouvette. De plus, l'axe de soudage est colinéaire avec l'axe x. La zone fondue correspond à la zone rouge au centre de la figure 4.18 a).

La carte de dureté (c.f. figure 4.11) a mis en évidence le caractère en *overmatch* de la zone fondue. C'est ce caractère qui est à l'origine de l'hétérogénéité des champs de déformation déterminés par la corrélation d'images (c.f. figures 4.18 a) et b)). En effet, il apparaît qu'au cours de la sollicitation, la déformation se localise dans le voisinage de la zone fondue. Cette dernière est peu déformée. Ceci met nettement en évidence le caractère en *overmatch* de la liaison soudée TA6V/TA6V. La rupture intervient dans la zone rouge exposée sur la figure 4.18 b).

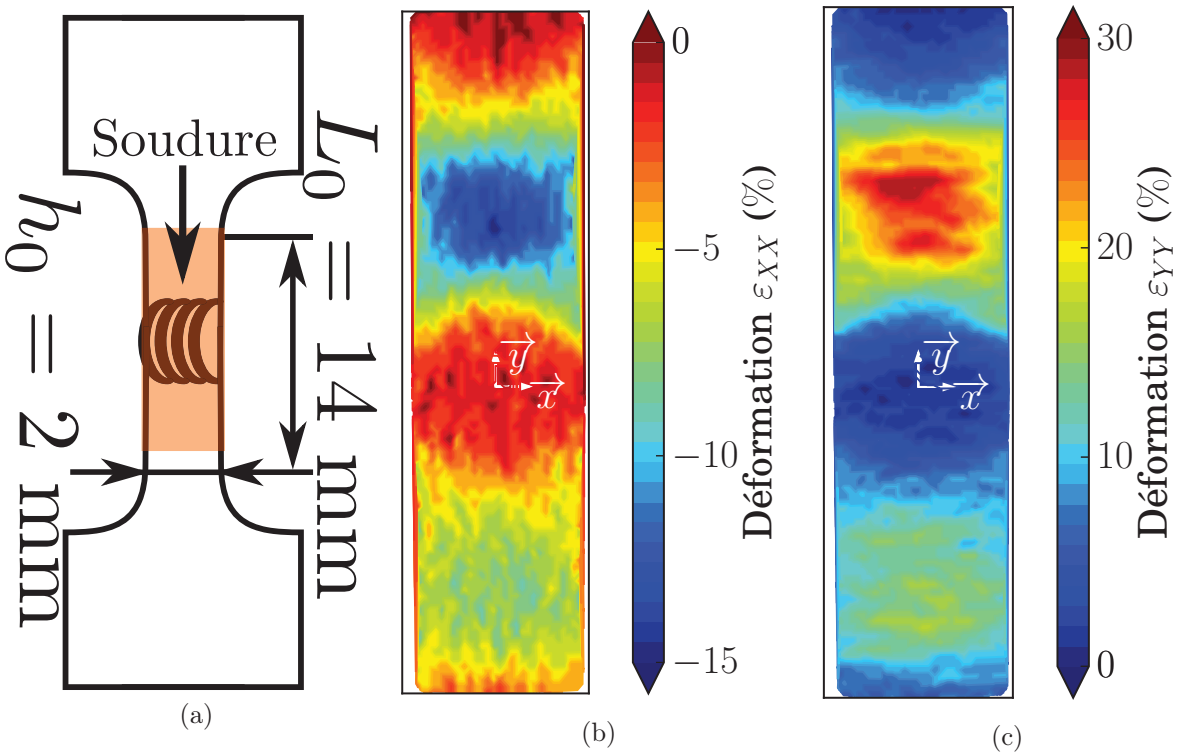


FIGURE 4.18 – Champ de déformation déterminé selon la direction, a) transverse à l'axe de la sollicitation (x) et b) de sollicitation (y) (dernier état avant la rupture de l'éprouvette)

Il est présenté en annexe E, une étude des mécanismes de déformation de la zone fondue à l'échelle microscopique. Pour se faire, des essais *in-situ* sous MEB ont été réalisés. Ces essais ont également permis d'identifier les mécanismes de germination des cavités dans la microstructure aciculaire.

Ces caractérisations ont mis en évidence l'influence de la population de défauts sur le comportement mécanique des liaisons soudées. Ainsi, la porosité abaisse la résistance mécanique de la zone fondue. Néanmoins, tous les essais de traction transverse ont conduit à une rupture au sein du métal de base. Cela signifie que la porosité n'est pas suffisamment importante pour entraîner la rupture dans la zone fondue. L'effet d'*overmatch* domine l'effet lié à la porosité de la zone fondue. Toutefois, ces défauts compliquent l'identification du comportement mécanique de la zone fondue. Pour cette raison, le comportement mécanique de la zone fondue a été identifié par le biais des essais conduits sur des traitements thermiques représentatifs.

4.2 Caractérisation de la rupture ductile

La rupture représente la dernière grande étape du comportement mécanique des matériaux. La maîtrise des composants industriels nécessite une compréhension de ce phénomène. Pour cette raison, la rupture ductile du TA6V a été caractérisée.

4.2.1 Présentation des essais

Le taux de triaxialité des contraintes est un paramètre scalaire défini comme le rapport entre la contrainte moyenne et la contrainte équivalente de von Mises. Il s'agit d'une combinaison des deux premiers invariants du tenseur des contraintes. Ce paramètre revêt une importance particulière dans la cinétique d'endommagement. En effet, le taux de triaxialité des contraintes influence directement les mécanismes d'endommagement des matériaux métalliques. [Helbert et al., 1996] ont étudié l'influence de ce paramètre sur les mécanismes d'endommagement du TA6V. Ainsi, d'après ces auteurs, lorsque le taux de triaxialité des contraintes est faible ($\chi < 1$), la germination des cavités assiste la rupture du TA6V. Puis, lorsque le taux de triaxialité des contraintes est supérieur à 1, le mécanisme de croissance régit la rupture du TA6V.

[Helbert et al., 1996] ont eu recours à des éprouvettes axisymétriques entaillées pour faire varier le taux de triaxialité des contraintes. Ainsi, par effet géométrique, ces éprouvettes permettent d'atteindre localement des niveaux de contraintes bien supérieurs à celui d'un essai de traction simple. Une démarche similaire a été utilisée dans le cadre de ce projet pour caractériser la rupture ductile du TA6V pour deux microstructures : équiaxe et aciculaire. Les géométries des éprouvettes utilisées sont présentées sur la figure 4.19. Ces dernières ont été prélevées selon le sens axial de la barre d'approvisionnement.

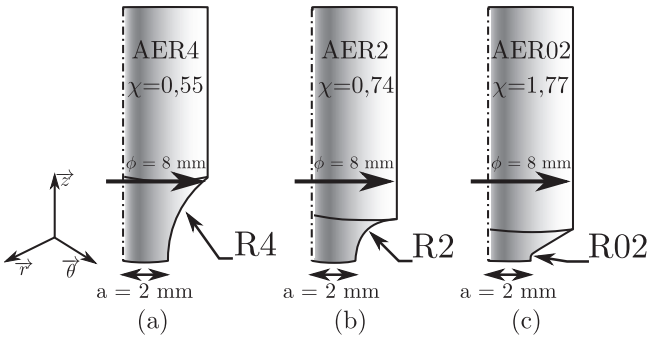


FIGURE 4.19 – Géométries des éprouvettes employées pour étudier la rupture ductile du TA6V

Il convient de remarquer que la section initiale des éprouvettes entaillées est la même que celle des éprouvettes de caractérisation mécanique. Par convention, celles-ci sont désignées par le terme AER-X, ce qui signifie, axisymétrique entaillée dont le rayon d'entaille est de X mm. Chacune des géométries est associée à un taux de triaxialité des contraintes moyen (c.f. figure 4.19). Ce taux est calculé par le biais de l'équation proposée par [Bridgman, 1952] (c.f. équation 4.2) excepté pour la géométrie AER02. Le taux de triaxialité des contraintes moyen associé à l'éprouvette AER02 a été estimé par le biais d'un calcul de structure en élasto-viscoplasticité.

$$\chi = \frac{1}{3} + \ln\left(1 + \frac{a}{2R}\right) \tag{4.2}$$

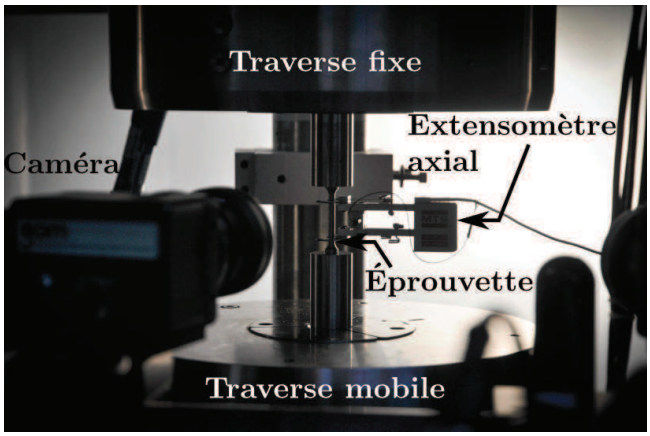
Avec :

- χ : taux de triaxialité des contraintes ;

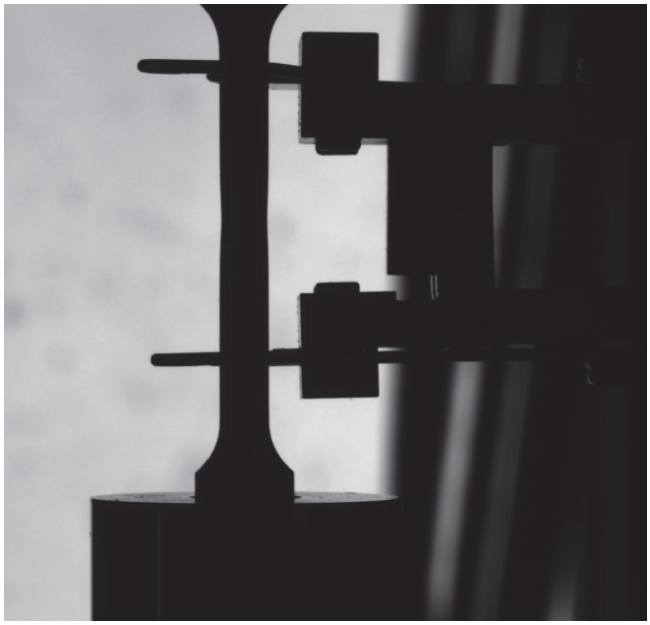
- a : rayon initial de l'éprouvette ;
- R : rayon de l'entaille ou de striction.

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 4.20 a). Les éprouvettes ont été sollicitées par le biais d'une machine servo-hydraulique MTS de capacité 250 kN. Les essais ont été pilotés à vitesse de déplacement de la traverse constante. Cela implique que la vitesse de déformation n'est pas identique dans toutes les éprouvettes.

La déformation axiale moyenne a été calculée à l'aide d'un extensomètre MTS. Les couteaux de l'extensomètre sont disposés de part et d'autre de l'entaille. La déformation radiale a été calculée par le biais d'analyses d'images. Pour cela, les essais ont été filmés à l'aide d'une caméra numérique. Ceci permet d'extraire, après traitement, l'évolution du diamètre au cours de l'essai et *in-fine* la déformation radiale. L'essai a été filmé avec une seule caméra. Implicitement, cela revient à écarter les effets d'anisotropie.



(a)



(b)

FIGURE 4.20 – Étude de la rupture ductile, a) montage mis en place pour déterminer la réduction de section des éprouvettes au cours du chargement et b) image acquise par la caméra

La source de lumière est disposée au dos de la machine d'essai. Cette configuration permet de filmer la silhouette de l'éprouvette (c.f. figure 4.20b). La fréquence d'acquisition a été fixée à 5 images par seconde. Ces dernières ont ensuite été traitées afin d'extraire le diamètre de l'éprouvette. Pour se faire, la première étape du traitement consiste à binariser l'image. Puis, les contours ont été déterminés à l'aide du module skimage (bibliothèque python). Enfin, le diamètre réel de l'éprouvette a été déterminé. La figure 4.21 présente un exemple d'exploitation d'une éprouvette axisymétrique entaillée.

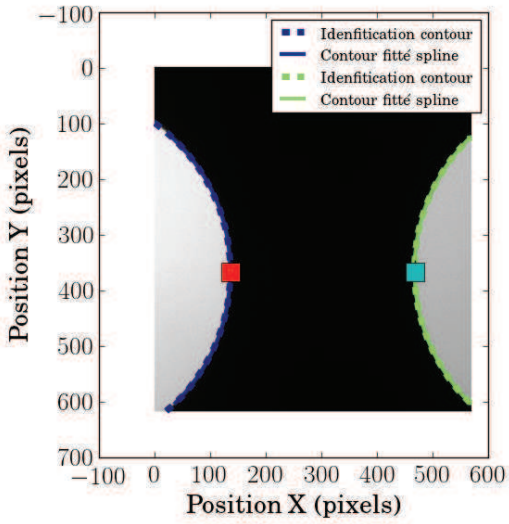


FIGURE 4.21 – Exploitation du profil d'une éprouvette axisymétrique entaillée d'un rayon initial de 4 mm (AER4)

Les traits discontinus sur la figure 4.21 représentent l'identification des contours de l'éprouvette. Les deux marqueurs présents sur la figure 4.21 mettent en évidence la section minimale de l'éprouvette. La déformation radiale est alors calculée comme la variation relative du diamètre par rapport au diamètre initial (c.f. équation 4.3).

$$\varepsilon_{rr} = \left| \frac{\Delta\phi}{\phi_0} \right| \tag{4.3}$$

Avec :

- $\Delta\phi$: variation du diamètre de l'éprouvette :
- ϕ_0 : diamètre initial de l'éprouvette.

4.2.2 Rupture du métal de base

Les figures 4.22 présentent la réponse mécanique des éprouvettes entaillées. La déformation radiale est calculée par le biais de la relation 4.3.

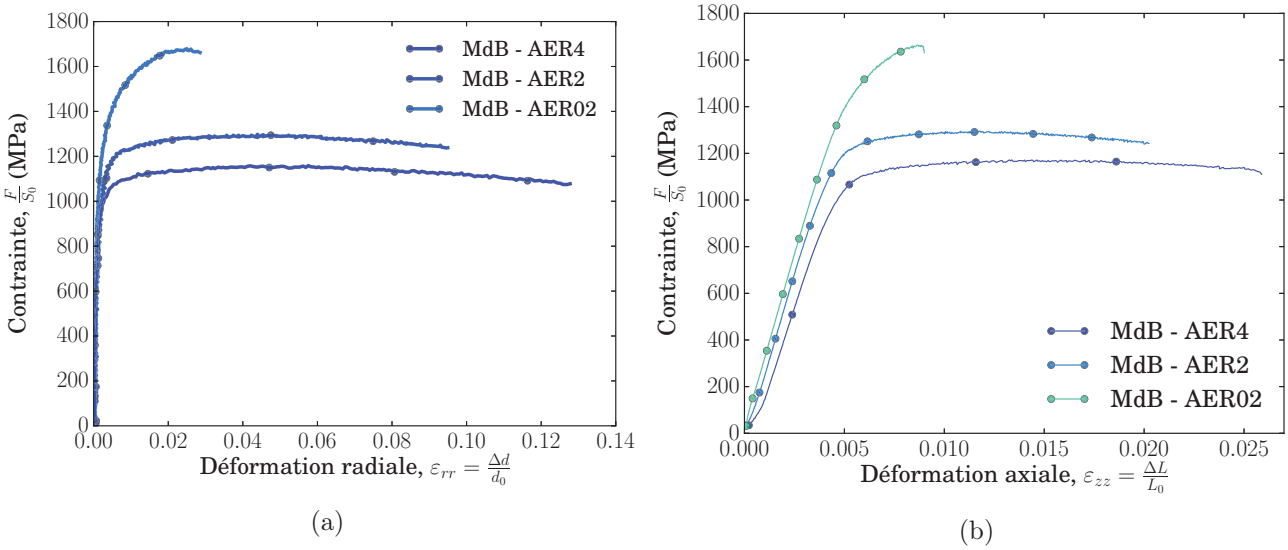


FIGURE 4.22 – Comportement mécanique des éprouvettes entaillées associées au métal de base, a) déformation radiale et b) déformation axiale

Quelque soit le taux de triaxialité des contraintes, le métal de base ne présente pas un comportement adoucissant marqué. De plus, la figure 4.22 met nettement en évidence l'influence du taux de triaxialité des contraintes. En effet, l'augmentation du taux de triaxialité des contraintes engendre une augmentation de la contrainte moyenne axiale. Dans le même temps, la déformation à rupture chute. En complément, l'allongement longitudinal a également été calculé par le biais de l'extensomètre MTS (c.f. figure 4.22b). Les tendances observées sur la figure 4.22a sont similaires avec celles de la figure 4.22b. La surface de rupture des éprouvettes a été observée par microscopie électronique à balayage (c.f. figures 4.23).

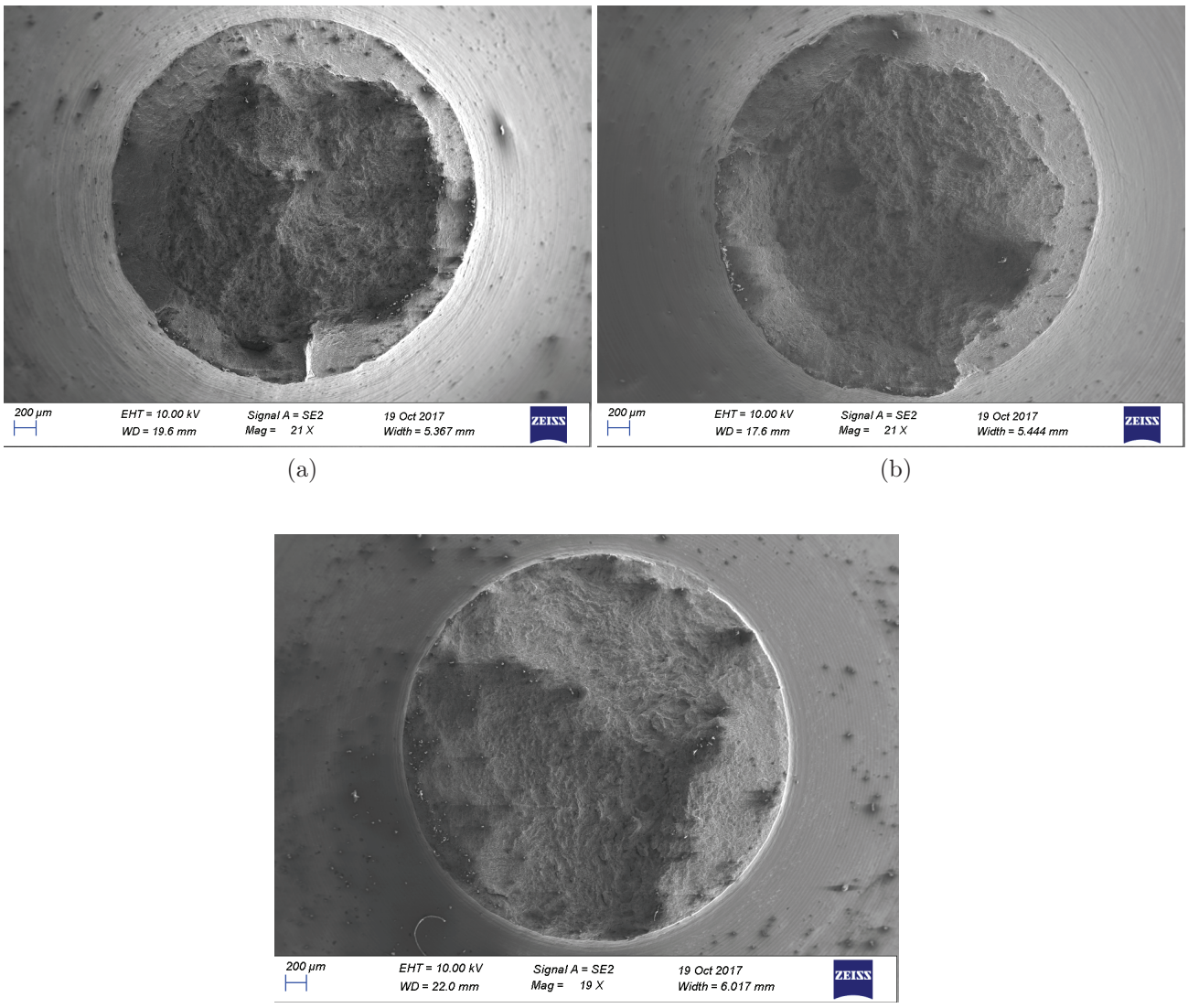


FIGURE 4.23 – Clichés MEB des surfaces de rupture associées au métal de base, a) éprouvette AER4, b) éprouvette AER2 et c) éprouvette AER02

D'un point de vue macroscopique, les figures 4.23a et 4.23b présentent un mécanisme de rupture dite en *cup-cone*. À cette échelle, il est difficile d'identifier l'influence du taux de triaxialité des contraintes. Une vue rapprochée permet de mieux appréhender les mécanismes de rupture (c.f. figure 4.24). Par ailleurs, la rupture en *cup-cone* n'est pas observée sur la figure 4.23c. En effet, cette dernière présente le taux de triaxialité des contraintes le plus important.

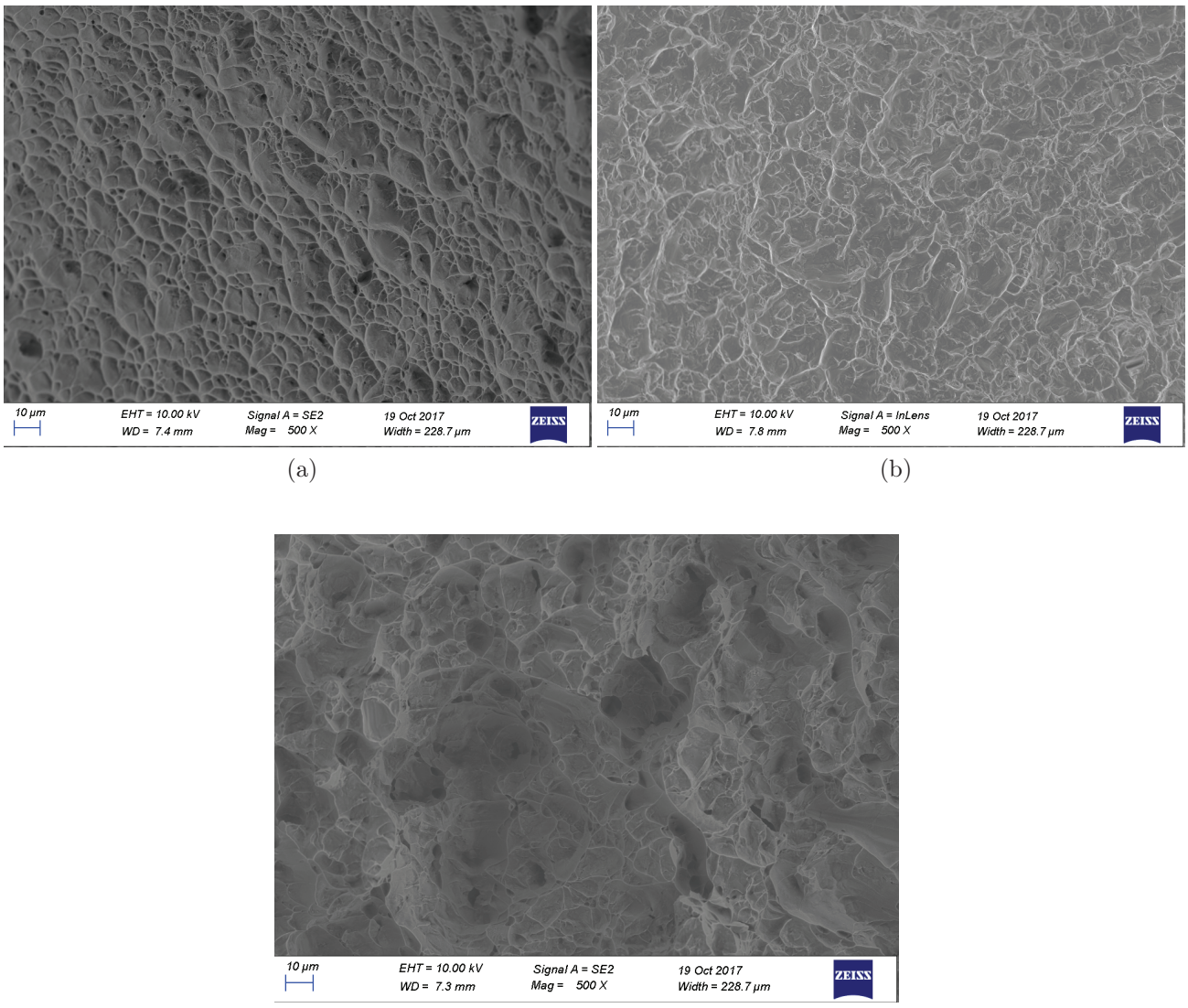


FIGURE 4.24 – Clichés MEB des surfaces de rupture associées au métal de base, a) éprouvette AER4, b) éprouvette AER2 et c) éprouvette AER02

Il semble que l'augmentation de cette grandeur contribue à augmenter les dimensions des cupules. Cette observation est particulièrement marquée entre les figures 4.24a et 4.24c.

Enfin, l'analyse des surfaces de rupture a permis de déterminer une estimation du coefficient d'anisotropie [Lankford et al., 1950]. Ce dernier est défini par l'équation 4.4.

$$r = \frac{D_{max}}{D_{min}} \tag{4.4}$$

- r : rapport d'anisotropie ;
- D_{max} : diamètre maximal mesuré sur l'éprouvette rompue (normal à la surface de rupture) ;
- D_{min} : diamètre minimal mesuré sur l'éprouvette rompue (normal à la surface de rupture) ;

Ce paramètre est présenté sur la figure 4.25.

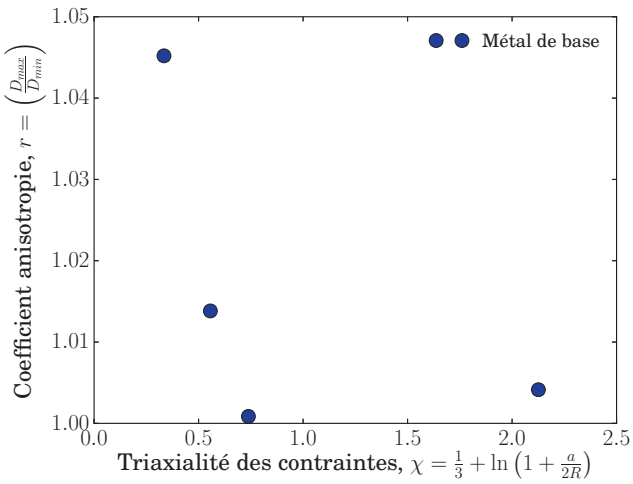


FIGURE 4.25 – Évaluation de l'anisotropie de comportement du métal de base

Par commodité, le paramètre a été présenté en fonction du taux de triaxialité des contraintes. Il apparaît que le coefficient d'anisotropie est voisin de 1. Cela signifie que l'anisotropie plastique du métal de base n'est pas marquée dans le plan perpendiculaire à l'axe z.

4.2.3 Rupture des microstructures de trempe

La figure 4.26 présente le comportement mécanique des éprouvettes entaillées associé aux microstructures de trempe.

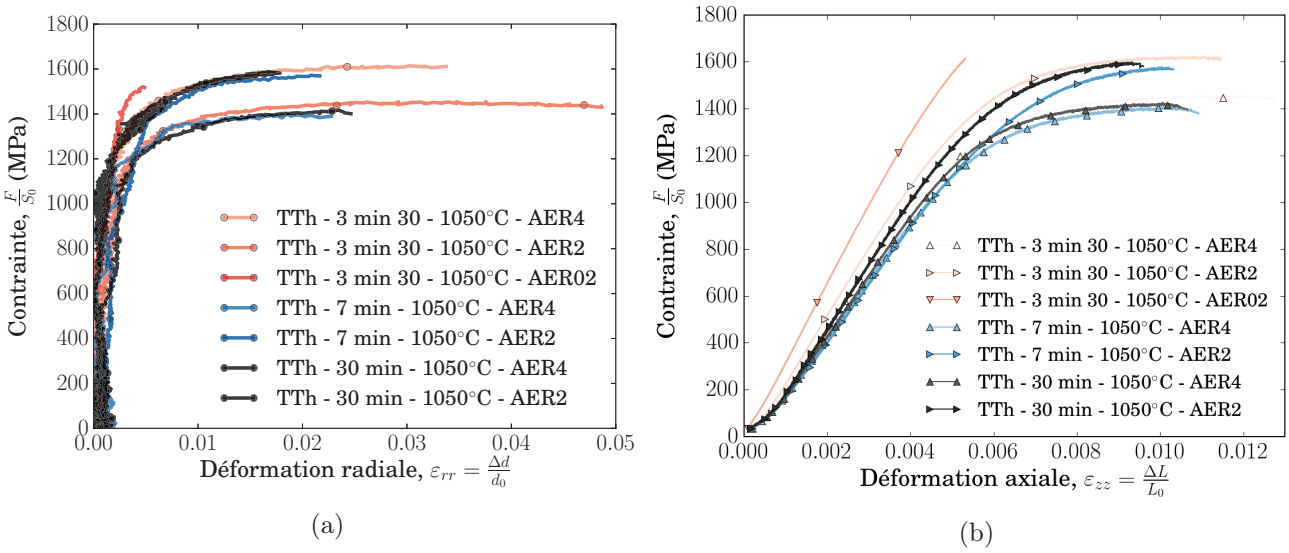
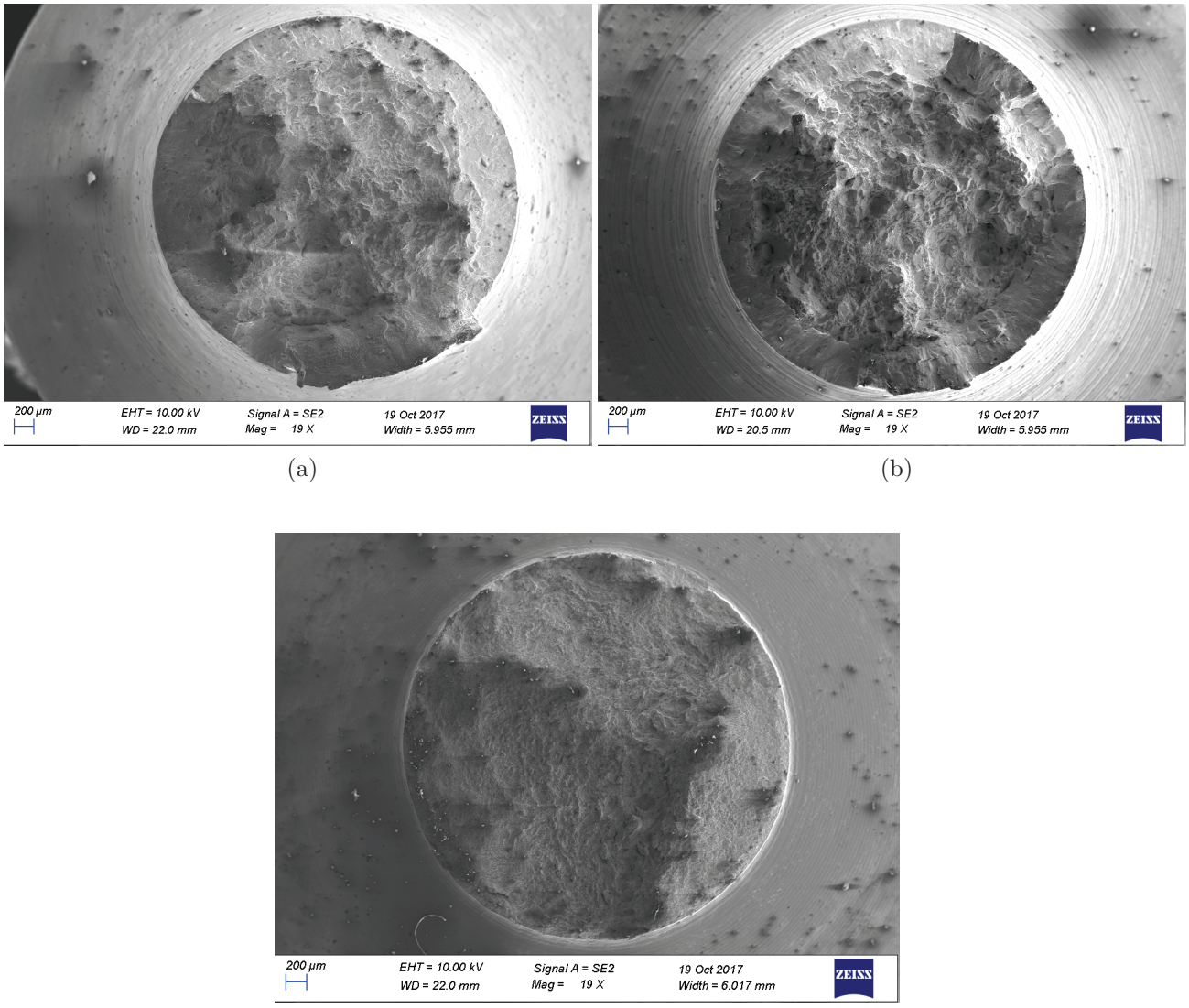


FIGURE 4.26 – Réponse mécanique des éprouvettes entaillées associées microstructures de trempe, a) déformation radiale et b) déformation axiale

Il apparaît que l'augmentation du taux de triaxialité des contraintes agit de la même manière que pour le métal de base. Toutefois, la contrainte est approximativement 20% supérieure à ce dernier, quel que soit le taux de triaxialité des contraintes. D'un point de vue macroscopique, l'éprouvette $AER02 - TTh1$ (c.f. figure 4.26) présente peu de déformation plastique. Cela signifie que les mécanismes d'endommagement dominent ceux associés à la plasticité. De plus, le taux de triaxialité des contraintes étant important, la cinétique d'endommagement est très rapide. C'est ce qui explique probablement qu'à l'échelle macroscopique, l'éprouvette AER02,

ne présente pas de déformation plastique. De plus, il apparaît que la taille des *ex*-grains β abaisse la déformation à rupture.

Les surfaces de rupture des éprouvettes ont été observée au microscope électronique à balayage (c.f. figures 4.27). Toutefois, suite à des problèmes techniques du MEB et par manque de temps, seuls les faciès de rupture associés au traitement thermique 1 (3 min 30 - 1050°C) ont été observés.



(a) (b) (c)

FIGURE 4.27 – Clichés MEB des surfaces de rupture associées aux microstructures de trempe (TTh1 - 3 min 1050°C), a) éprouvette AER4, b) éprouvette AER2 et c) éprouvette AER02

D'un point de vue macroscopique, les figures 4.27c et 4.27b présentent tout comme le métal de base une rupture en *cup-cone*. L'échelle d'observation ne permet pas d'identifier l'influence du taux de triaxialité des contraintes. Des vues rapprochées ont alors été réalisées (c.f. figure 4.28).

La surface de rupture est similaire à celle observée sur la figure 4.17. L'empreinte des aiguilles α' est une nouvelle fois observée. De plus, il semble que les *ex*-grains β sont également observés sur la figure 4.28. Toutefois, leurs dimensions sont inférieures à celles déterminées sur les micrographies présentées au cours du chapitre 2. Des essais conduits sous tomographe permettraient de mieux comprendre et de quantifier la cinétique d'endommagement en lien avec le taux de triaxialité des contraintes.

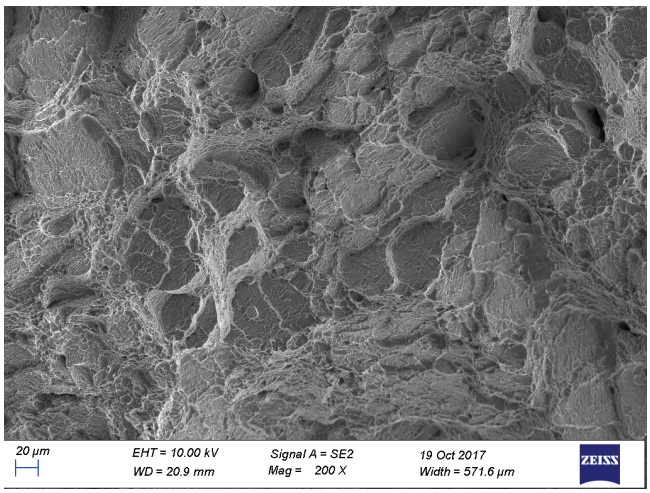


FIGURE 4.28 – Vue rapprochée de l'éprouvette AER2 (3 min - 1050°C)

Le rapport d'anisotropie a également été déterminé pour les microstructures de trempe (c.f. figure 4.29).

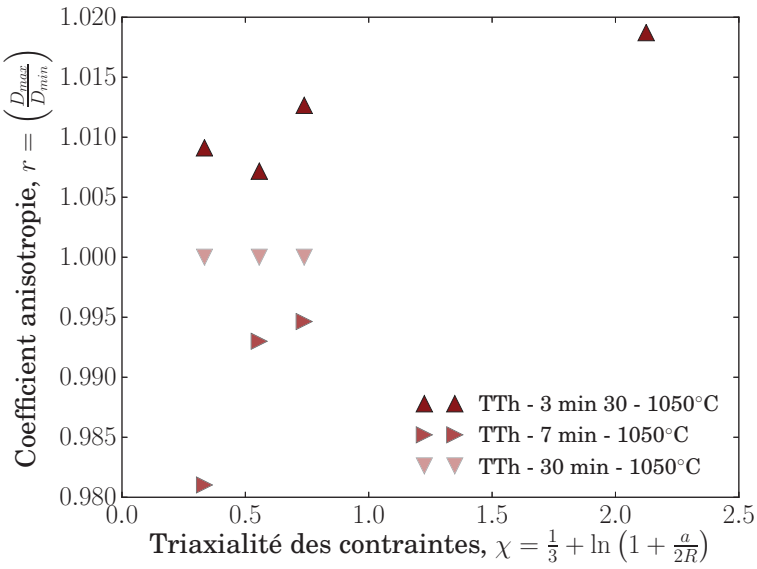


FIGURE 4.29 – Évaluation de l'anisotropie de comportement du TA6V trempé (3 min 1050°C)

Tout comme le métal de base, le coefficient d'anisotropie des microstructures de trempe est voisin de 1. Par conséquent, l'anisotropie plastique des microstructures de trempe est négligeable.

4.2.4 Rupture des liaisons soudées

La rupture des liaisons soudées a été caractérisée. Pour se faire, des éprouvettes parallélépipédiques ont été prélevées au sein de plaques soudées (c.f. figure 4.30).

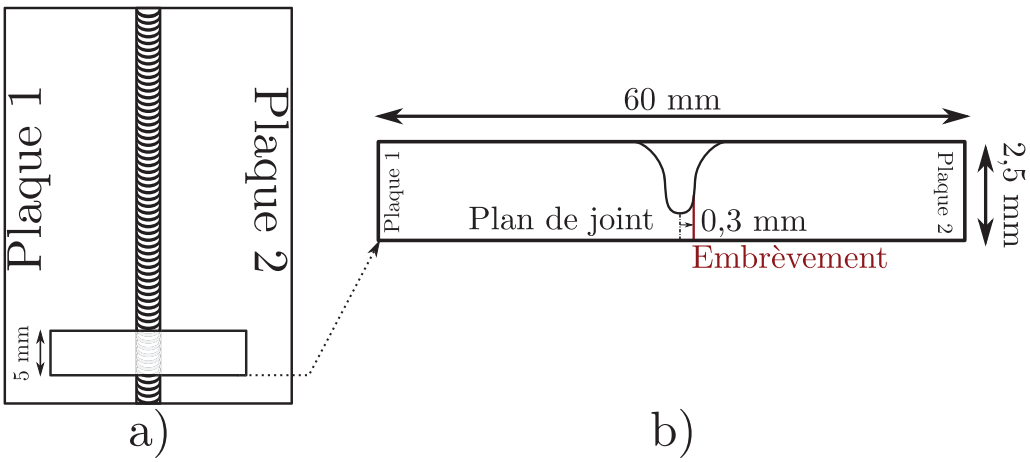


FIGURE 4.30 – Caractérisation de la rupture des liaisons soudées, a) zone de prélèvement et b) géométrie des éprouvettes

Au total, 6 essais de ce type ont été réalisés. Ces derniers ont été conduits sur une machine électromécanique Zwick de capacité 100 kN. L'ouverture a été calculée par l'intermédiaire d'un extensomètre MTS (c.f. section 4.1.3).

Les courbes force-déplacement associées à ces essais sont présentées sur la figure 4.31.

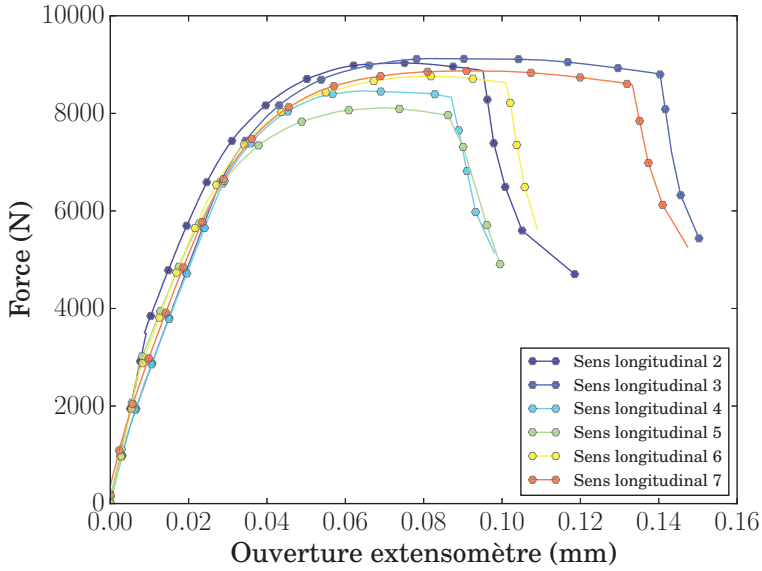


FIGURE 4.31 – Réponse mécanique des liaisons soudées sollicitées en traction

Ces essais présentent une dispersion relativement importante. Celle-ci peut être attribuée à la population de défauts. La force maximale est en moyennne de 8700 ± 350 N.

Une caméra à haute fréquence d'acquisition a été utilisée afin de mieux comprendre la cinétique de rupture de ces éprouvettes. Ainsi, un essai a été filmé avec une fréquence de 36 000 images par seconde. En amont, l'éprouvette a été polie et une attaque chimique a permis de révéler la zone fondue. Les figures 4.32 a), b), c), et d) présentent l'évolution de la fissure au cours de l'essai.

La figure 4.32 a) illustre une localisation de la déformation en pointe d'embrèvement. La déformation augmente sous l'action de la sollicitation (c.f. figure 4.32 b)). La figure 4.32 c), présente l'amorçage de la macrofissure. Enfin, elle se propage et bifurque vers le métal de base.

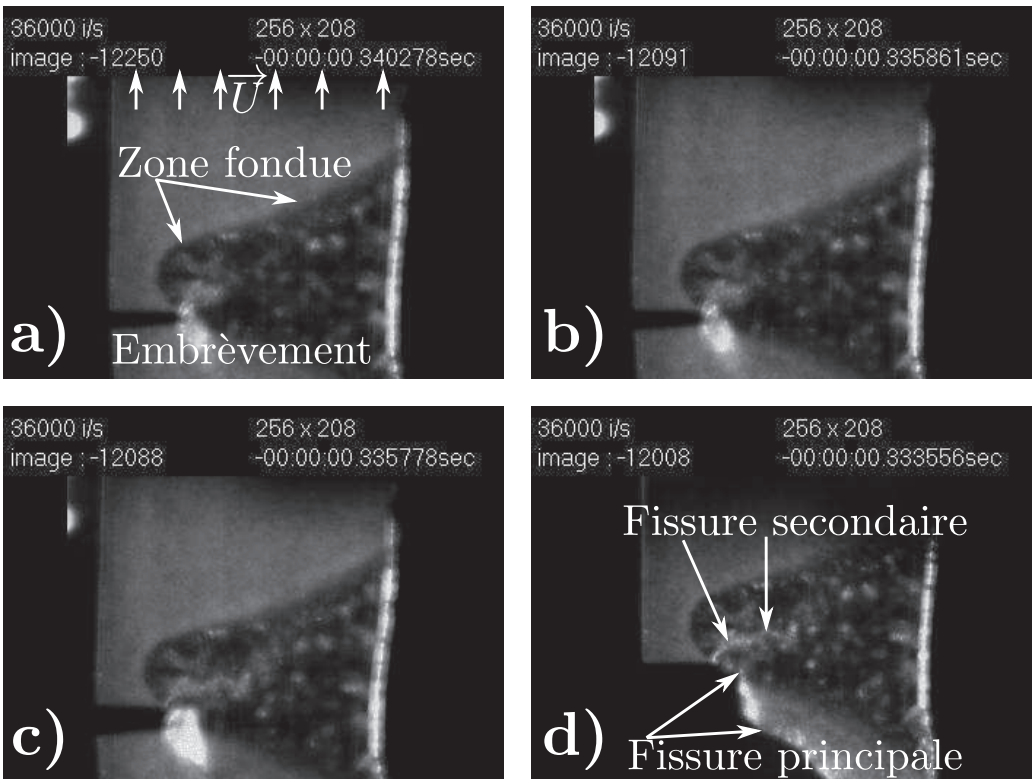
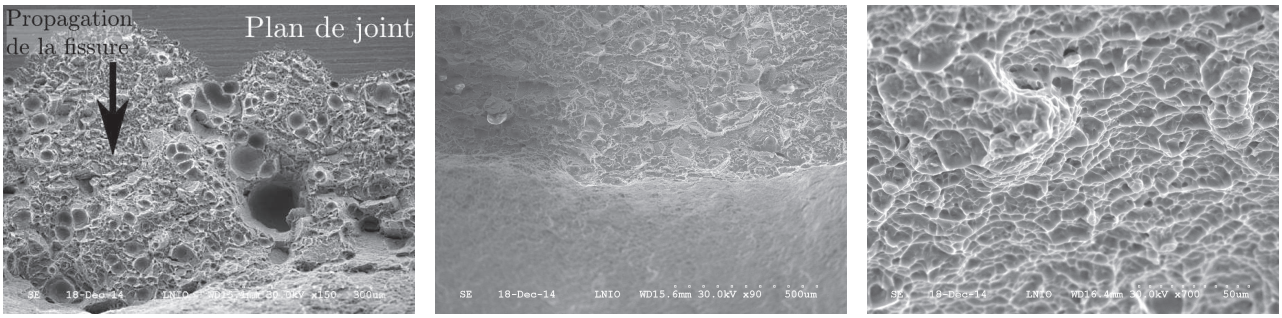


FIGURE 4.32 – Rupture d'une liaison soudée, a) localisation de la déformation en pointe d'entaille, b) amorçage de la fissure, c) propagation de la fissure et d) propagation finale de la fissure

Une fissure secondaire est par ailleurs observable sur la figure 4.32 d). La propagation de la fissure principale est particulièrement brutale. Elle intervient dans un intervalle de temps de 0,3 ms. L'examen *post-mortem* de cette éprouvette a révélé une longueur de fissuration totale de 2,75 mm. Ainsi, la vitesse de fissuration a été estimée à environ 9,2 m.s^{-1}.

La surface de rupture a été observée au microscope électronique à balayage (c.f. figures 4.33).



(a) (b) (c)

FIGURE 4.33 – Faciès de rupture d'une liaison soudée rompue, a) pied de cordon, b) bifurcation de la fissure et c) métal de base

Le premier cliché, exposé sur la figure 4.33a, correspond au pied du cordon. Cette zone présente une importante densité de défauts. Le deuxième cliché 4.33b met en évidence une zone de transition. Cette dernière correspond à la bifurcation de la fissure vers le métal de base. Une

fois dans le métal de base (c.f. figure 4.33c), le faciès de rupture est similaire à celui observé précédemment (c.f. section 4.2.2).

4.2.5 Influence de la microstructure

Les sections 4.2.2 et 4.2.3 ont mis en évidence une dépendance de l'endommagement au taux de triaxialité des contraintes. Une manière simple de quantifier cette observation, consiste à tracer la déformation moyenne à rupture en fonction du taux de triaxialité des contraintes. La déformation moyenne à rupture s'exprime selon l'équation 4.5 [Bao and Wierzbicki, 2004].

$$\overline{\varepsilon_f} = 2\ln\left(\frac{R_0}{R_f}\right) \tag{4.5}$$

Avec :

- $\overline{\varepsilon_f}$: déformation moyenne à rupture ;
- R_0 : rayon initial de l'éprouvette ;
- R_f : rayon après rupture.

Le taux de triaxialité des contraintes a été calculé par le biais de l'équation 4.2. La figure 4.34 présente l'évolution de la triaxialité des contraintes en fonction de la déformation moyenne à rupture. Le premier point sur la figure 4.34 correspond à un essai de traction.

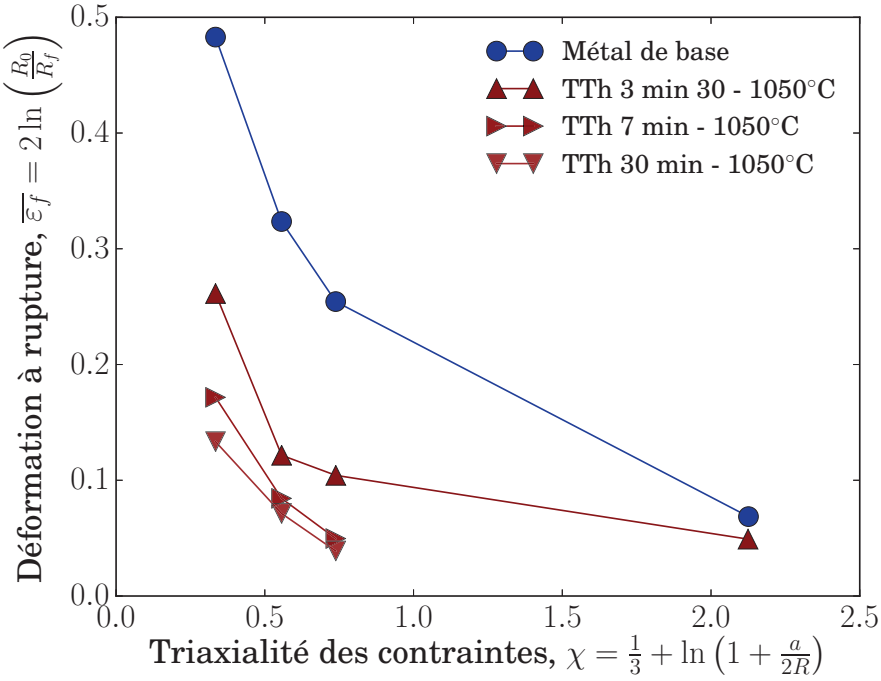


FIGURE 4.34 – Évolution de la déformation moyenne à rupture en fonction de la triaxialité des contraintes

Il apparaît d'après la figure 4.34, que la dépendance à la triaxialité des contraintes est similaire entre les microstructures équiaxe et martensitique (TTh 3 min - 1050°C). La microstructure martensitique abaisse l'ensemble de la courbe par rapport au métal de base. Par ailleurs, cette figure met en évidence une réduction de la déformation moyenne à rupture avec l'augmentation de la taille des *ex*-grains β.

Ces essais permettent d'identifier un critère de rupture comme celui proposé par [Bao and Wierzbicki, 2004] ou [Coppola et al., 2009]. Toutefois, dans le cadre de ce travail,

une approche couplée a été retenue. Ainsi, ces essais ont été utilisés pour identifier les paramètres matériaux du modèle de comportement ce qui a permis de simuler la rupture de la liaison soudée autogène. Ce point fait l'objet de la dernière partie de ce chapitre.

4.3 Modélisation du comportement des liaisons soudées

Les résultats expérimentaux ont permis de caractériser le comportement mécanique du TA6V et de sa soudure. Les essais n'ont pas révélé d'anisotropie plastique marquée, ce qui justifie l'emploi d'un critère de plasticité et d'endommagement isotrope. Le modèle de comportement retenu est présenté au sein de la section 4.3.1. Puis, l'identification des paramètres matériaux est exposée au sein de la partie 4.3.2. La section 4.2.5 a mis en évidence l'influence de la microstructure et de la triaxialité des contraintes sur les mécanismes de rupture. Afin de simuler la rupture de la liaison soudée, plusieurs types de modèles peuvent être envisagés. Le modèle retenu est présenté dans la section 4.3.3. L'identification des paramètres de ce modèle est présentée au sein de la section 4.3.4. À partir de ces paramètres la simulation de la rupture du TA6V a pu être réalisée (c.f. section 4.3.5).

4.3.1 Modélisation du comportement élasto-viscoplastique

Les différents essais mécaniques réalisés n'ont pas mis en évidence une forte anisotropie plastique. Le recours à des modèles anisotropes n'est pas nécessaire en première approche. Le TA6V est alors supposé isotrope.

La partie élastique du comportement est décrite selon la loi de Hooke. La surface de charge associée au TA6V est décrite par le biais du critère de von Mises (c.f. équation 4.6). Celle-ci est exprimée en considérant un écrouissage cinématique et un écrouissage isotrope.

$$f(\underset{\sim}{\sigma}, \underset{\sim}{\mathbf{X}}, R) = J\left(\underset{\sim}{\sigma} - \underset{\sim}{\mathbf{X}}\right) - R - \sigma_y \tag{4.6}$$

Avec :

- $f = 0$: surface de charge ;
- $J\left(\underset{\sim}{\sigma} - \underset{\sim}{\mathbf{X}}\right)$: second invariant du tenseur des contraintes effectives ;
- $\underset{\sim}{\mathbf{X}}$: tenseur associé à l'écrouissage cinématique ;
- R : variable associée à l'écrouissage isotrope ;
- σ_y : limité d'élasticité.

Les variables $\underset{\sim}{\mathbf{X}}$ et R décrivent l'écrouissage du matériau. Ce mécanisme désigne l'augmentation de la limite d'élasticité au cours de la déformation plastique. L'écrouissage peut être de deux natures : isotrope et/ou cinématique. L'écrouissage isotrope engendre une augmentation du domaine élastique de façon identique dans toutes les directions de l'espace des contraintes (c.f. figures 4.35). Une variable scalaire est alors suffisante pour sa description.

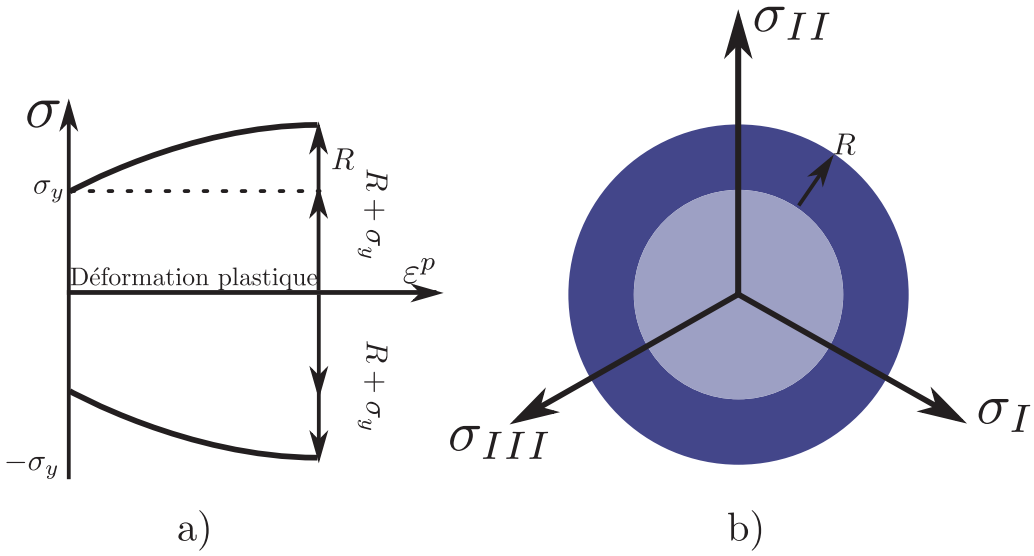


FIGURE 4.35 – Influence de l'écrouissage isotrope, a) sur une courbe de comportement et b) sur la surface de plasticité dans l'espace des contraintes

L'écrouissage cinématique engendre un déplacement du centre de la surface de charge. La figure 4.36 b), illustre le déplacement de cette surface pour un chargement uniaxial.

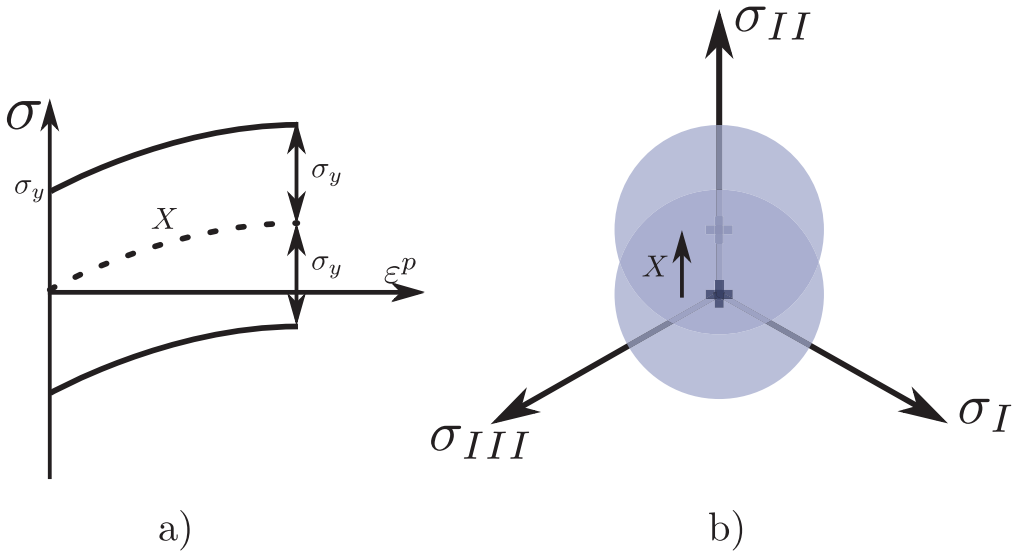


FIGURE 4.36 – Influence de l'écrouissage cinématique, a) sur une réponse en traction uniaxiale et b) sur la surface de plasticité dans l'espace des contraintes

Une variable tensorielle est néanmoins requise pour la description de l'écrouissage cinématique. Ainsi, ce dernier ne fait pas varier la taille du domaine d'élasticité et seule la position de son centre change. D'après les figures 4.35 a) et 4.36 a), un essai de traction uniaxial ne permet pas d'identifier la nature de l'écrouissage. En effet, quelle que soit la nature de ce dernier, la réponse d'un essai de traction est la même. Le choix de la nature de l'écrouissage revêt une importance particulière. En effet, [Helbert and Feaugas, 1997] et [Helbert et al., 1999] ont montré l'influence de l'écrouissage cinématique sur la cinétique d'endommagement du TA6V. De plus, [Besson and Guillemer-Neel, 2003] ont montré via des calculs sur des cellules élémentaires que l'écrouissage cinématique accélère la cinétique de croissance des cavités. Trois possibilités sont alors envisageables, l'écrouissage peut être considéré soit : purement isotrope ou purement

cinématique ou mixte. Les deux premières possibilités correspondent à des cas extrêmes de comportement plastique. En réalité, un matériau métallique présente les deux types d'écrouissage en plus ou moins grande proportion.

Pour le TA6V, les essais d'écrouissage cycliques réalisés par [Robert, 2007] n'ont pas mis en évidence de durcissement et/ou d'adoucissement. Pour cette raison, seul l'écrouissage cinématique a été pris en compte dans la simulation du champ de contraintes résiduelles. Il serait cohérent de considérer ici aussi uniquement de l'écrouissage cinématique. Toutefois, les deux types d'écrouissage ont été utilisés. Leurs influences respectives sont présentées et discutées au sein de la section 4.3.4.

Si l'écrouissage est considéré comme purement cinématique, l'énergie libre du système est formulée selon l'équation 4.7.

$$\rho\psi = \rho\psi^e + \frac{1}{3}C\left(\underset{\sim}{\alpha} : \underset{\sim}{\alpha}\right) \tag{4.7}$$

Avec :

- ρ : masse volumique ;
- ψ : énergie libre massique ;
- ψ^e : énergie libre massique liée à la partie élastique ;
- C : paramètre matériau lié à l'écrouissage cinématique ;
- $\underset{\sim}{\alpha}$: variable tensorielle associée à l'écrouissage cinématique.

$$\underset{\sim}{\mathbf{X}} = \rho\frac{\partial\psi}{\partial\underset{\sim}{\alpha}} = \frac{2}{3}C\underset{\sim}{\alpha} \tag{4.8}$$

Avec :

- $\underset{\sim}{\mathbf{X}}$: variable duale de $\underset{\sim}{\alpha}$.

Les figures 4.3 et 4.6 ont mis en évidence un écrouissage non-linéaire. Ainsi, le modèle d'écrouissage cinématique non linéaire de type [Frederick and Armstrong, 2007] a été retenu. La loi d'évolution de l'écrouissage cinématique est décrite par le biais de l'équation 4.9.

$$\dot{\underset{\sim}{\alpha}} = \dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}^p - D\underset{\sim}{\alpha}\dot{p} \tag{4.9}$$

Avec :

- $\dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}^p$: loi d'évolution du tenseur de déformation plastique ;
- D : paramètre matériau associé à l'écrouissage cinématique ;
- $\dot{p}$: vitesse de déformation plastique cumulée.

Si l'écrouissage est considéré comme purement isotrope, il peut être modélisé, par exemple, selon l'équation 4.10 de [Voce, 1955].

$$R(p) = \sum_{i=1}^{N} Q_i\left(1 - e^{-b_i p}\right) \tag{4.10}$$

Avec :

- Q_i : paramètres matériau, pilotant l'amplitude de l'écrouissage ;
- b_i : paramètres matériau, pilotant la vitesse de saturation de l'écrouissage.

Enfin, le TA6V présente à température ambiante un comportement visqueux [Surand, 2013]. Il a été décidé de prendre en compte cet effet dans le modèle de comportement. Le modèle de [Norton, 1929] a été utilisé (c.f. équation 4.11).

$$\dot{p}^{vp} = \left\langle \frac{f}{K} \right\rangle^{n} \tag{4.11}$$

Avec :

- $\dot{p}^{vp}$: vitesse de déformation visco-plastique cumulée ;
- K et n : paramètres matériau de viscosité ;
- f : fonction de charge.

Les paramètres matériaux du modèle de comportement élasto-viscoplastique à identifier sont regroupés dans le tableau 4.3.

Élastique		
E	ν	
Viscosité		
K	n	
Plastique		
σ_y	Q	b
	C	D

Tableau 4.3 – Ensemble des paramètres du modèle pour la description du comportement élasto-viscoplastique du TA6V

4.3.2 Identification des paramètres du modèle élasto visco-plastique

L'identification est une étape importante dans le processus de simulation. En effet, le modèle présenté au cours de la section précédente possède 5 à 7 paramètres qu'il convient de déterminer. Sans ces derniers, il ne serait pas possible de procéder à des simulations. Ces paramètres sont donc à identifier pour chaque microstructure. Il convient de noter que seul le comportement mécanique de la microstructure de trempe 1 (3 min - 1050°C) a été identifié. En effet, ce traitement présente une taille de grains β moyenne la plus proche de celle de la zone fondue. Ce paramètre a été privilégié devant l'homogénéité chimique.

L'essentiel des paramètres du modèle de comportement a été identifié par le biais des essais de traction. L'identification a été réalisée en considérant, dans un premier temps, un écrouissage isotrope seul pour les deux microstructures. Pour se faire, un élément fini de type cax4 (élément du logiciel Z-set) a été déformé à la même vitesse que celle des essais de traction soit $\dot{\varepsilon} = 2.10^{-4}s^{-1}$. Le comportement résultant a été ajusté sur les courbes de traction rationalisées du métal de base et du TA6V trempé. La figure 4.37 présente les résultats de l'identification.

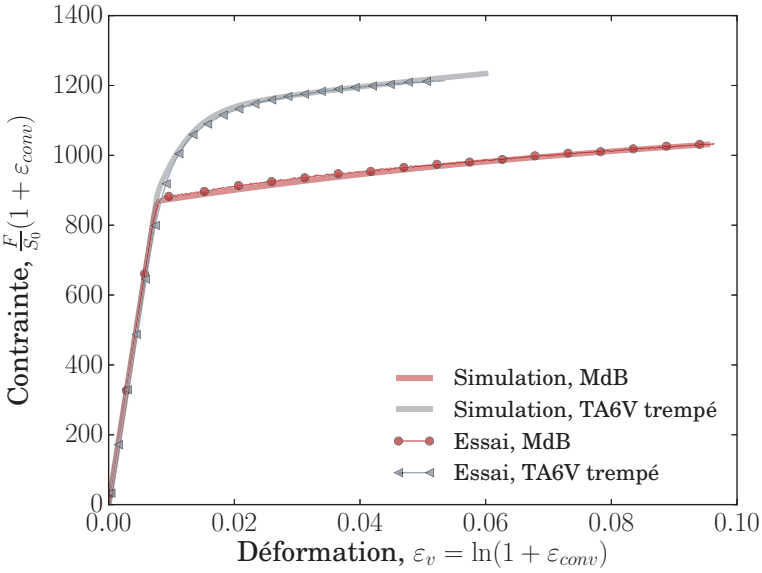


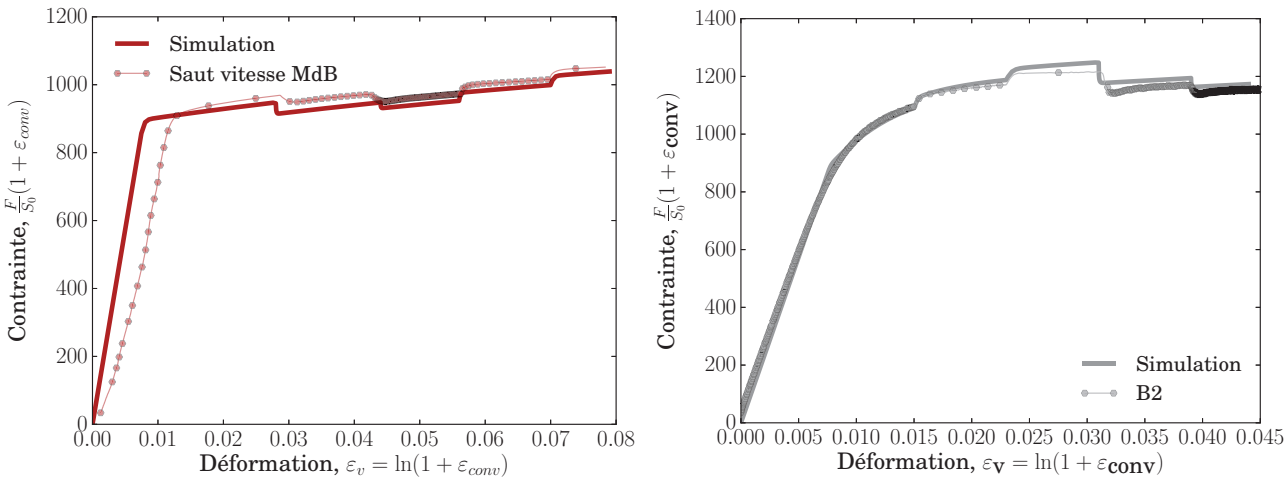
FIGURE 4.37 – Identification du modèle de comportement élasto visco-plastique (écrouissage purement isotrope)

Des essais avec changement de directions sont usuellement utilisés pour identifier les paramètres de l'écrouissage cinématique. Par manque de temps, ce type d'essai n'a pas été mis en œuvre dans le cadre de ce travail. Néanmoins, pour un chargement uniaxial, la contrainte en présence d'écrouissage cinématique s'exprime selon l'équation 4.12.

$$\sigma = \sigma_y + \frac{C}{D}(1 - \exp(-Dp)) + K(\dot{p})^{\frac{1}{n}} \tag{4.12}$$

L'équation 4.12 présente une forme identique à la relation de [Voce, 1955] (c.f. équation 4.10). Ainsi, les paramètres de l'écrouissage cinématique ont été déterminés tels que $\frac{C}{D} = Q$ et $D = b$.

L'identification des paramètres de viscosité requiert un essai au cours duquel la vitesse de déformation change. Pour cela, des essais de relaxation ou des essais de traction avec sauts de vitesse peuvent être réalisés [Barkia, 2014]. Dans le cadre de cette étude, ce dernier type d'essais a été employé pour identifier les paramètres K et n. Les simulations ont été réalisées sur un seul élément fini (de type cax4). Ces dernières ont été pilotées selon les mêmes conditions que les essais. Les figures 4.38a et 4.38b présentent le résultat de l'identification.



(a) (b)

FIGURE 4.38 – Identification des paramètres de viscosité, a) métal de base et b) microstructure de trempe

L'essai associé au métal de base (c.f. figure 4.38a) a été réalisé sur une machine électromécanique Zwick. Or, les jeux associés à ce montage sont plus importante que ceux associés à la machine servo-hydraulique MTS. L'éprouvette B2 a été sollicitée par le biais de la machine servo-hydraulique. C'est ce qui explique l'écart sur le comportement élastique (c.f. figure 4.38a). Il apparaît que le modèle permet de restituer de manière acceptable le comportement visqueux du TA6V.

Une manière de valider l'identification des paramètres consiste à simuler le comportement des éprouvettes axisymétriques entaillées utilisées pour caractériser la rupture ductile (c.f. section 4.2). La géométrie des éprouvettes a été maillée sous Z-set (c.f. figures 4.42). Des éléments de type cax4 ont été employés.

Une formulation de la déformation en Lagrangien réactualisé a été utilisée. Il s'agit d'une méthode numérique permettant d'étendre une formulation en petites déformations au cas des transformations finies [Lemaitre et al., 2009]. Pour cela, le code éléments finis utilise le maillage déformé comme configuration de référence. De plus, les géométries (c.f. figures 4.42) ont été sollicitées en imposant un déplacement sur la surface supérieure des éprouvettes. Ce chargement est représenté par les flèches sur les figures 4.39a, 4.39b et 4.39c. La vitesse de chargement est identique à celle des essais. De plus, une condition de symétrie est appliquée. Ces simulations ont été post-traitées de la même manière que les essais expérimentaux. Ainsi, la déformation axiale a été calculée par le biais d'un extensomètre virtuel, telle que $\varepsilon_{yy} = \dfrac{L - L_0}{L_0}$. La contrainte axiale est calculée directement par l'intermédiaire de l'effort de réaction tel que $\sigma_{yy} = \dfrac{F}{S_0}$.

Les figures 4.40 a) et b) présentent respectivement les simulations du comportement élasto-viscoplastique des éprouvettes axisymétriques entaillées du métal de base et du TA6V trempé.

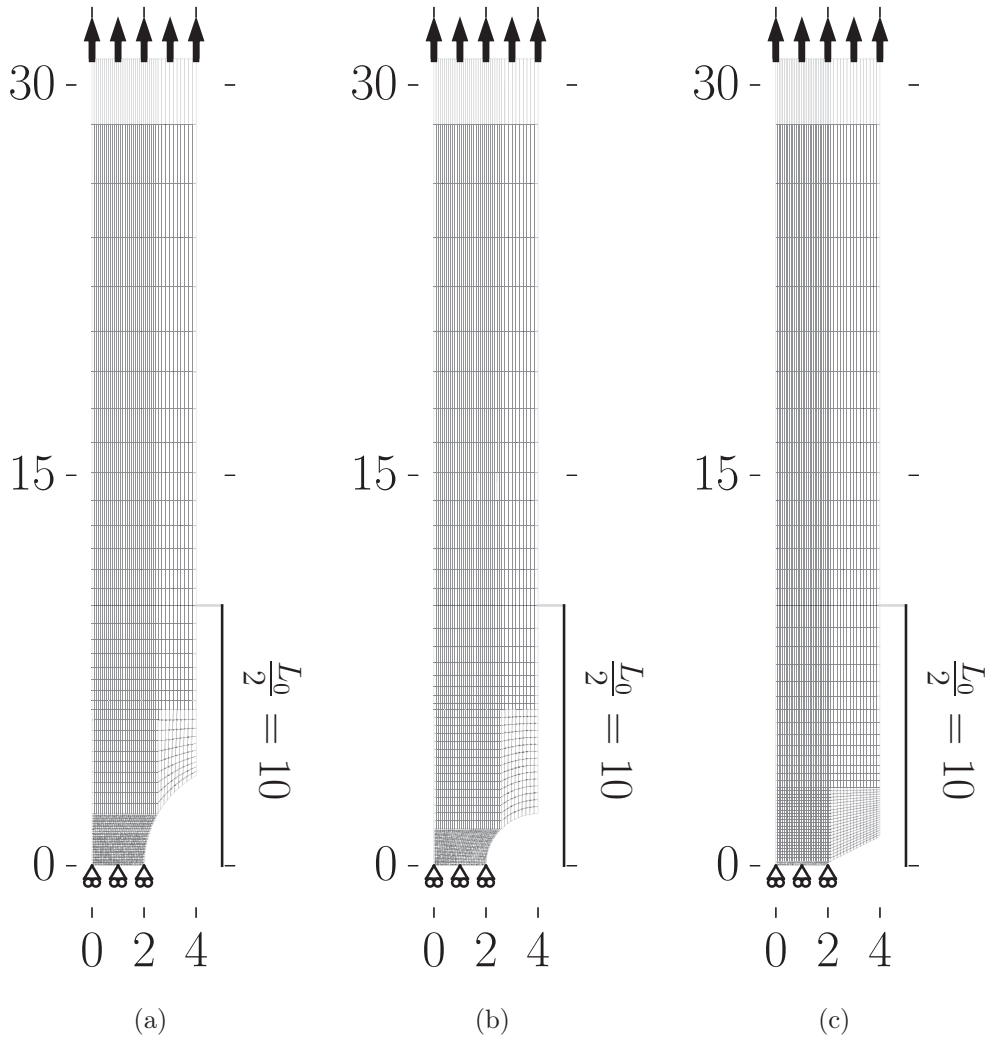


FIGURE 4.39 – Géométries des éprouvettes axisymétriques entaillées, a) AER4, b) AER2 et c) AER02

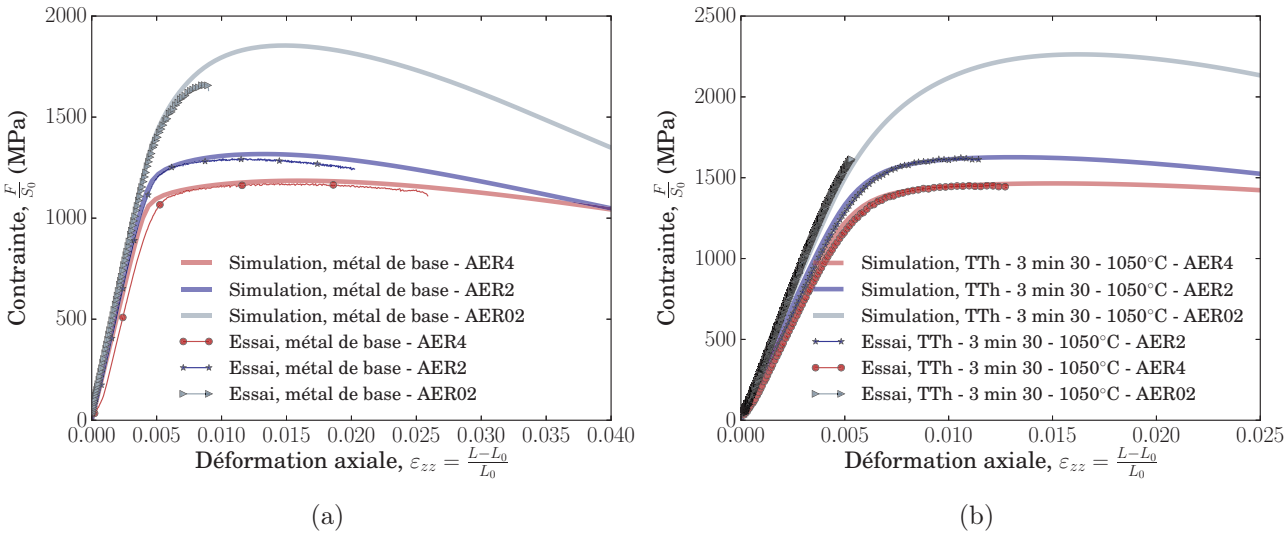


FIGURE 4.40 – Restitution du modèle de comportement visco-plastique (écrouissage purement isotrope), a) métal de base et b) microstructure de trempe

Il n'a pas été nécessaire de reprendre l'identification des paramètres pour simuler les essais présentés sur les figures 4.40. En d'autre termes, l'identification des paramètres élasto-viscoplastique a permis de restituer directement le comportement des éprouvettes entaillées.

Le tableau 4.4 présente l'ensemble des paramètres matériaux du modèle identifié.

		Métal de base	**Microstructure trempée (TTh 1)**
Élasticité	E (GPa)	115	115
	ν	0,3	0,3
Viscosité	K (MPa $s^{-\frac{1}{n}}$)	310	310
	n	15	12
Plasticité	σ_y (MPa)	700	753
	Q_1 (MPa)	285	222
	b_1	10	290
	Q_2 (MPa)	-	285
	b_2	-	10

Tableau 4.4 – Paramètres identifiés du modèle de comportement élasto-viscoplastique

Pour un chargement uniaxial, la contrainte s'exprime selon l'équation 4.13.

$$\sigma = \sigma_y + Q\left(1 - \exp(-bp)\right) + K\left(\dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}^{vp}\right)^{\frac{1}{n}} \tag{4.13}$$

L'application numérique est réalisée pour le métal de base. La contrainte $\sigma(0,2\ 10^{-2})$ à 0,2 % de déformation plastique vaut 876 MPa (avec $\dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}^{vp} = 2\ 10^{-4}\ s^{-1}$) ce qui correspond bien au $Rp_{0,2}$ présenté dans le tableau 4.1. Par ailleurs, il apparaît que la contrainte visqueuse ($K\dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}^{\frac{1}{n}}$) représente 20 % de la contrainte.

Il est pertinent de comparer ces données à celles de la littérature. Ainsi, les paramètres viscoplastiques du métal de base ont été comparés avec ceux du travail de [Renaud, 2017]. Ce dernier a mis en place le même modèle de comportement que celui utilisé dans le cadre de ce travail. Les paramètres de viscosité K et n ont été respectivement identifiés à 290 et 12 par. Ces paramètres sont similaires à ceux présentés dans le tableau 4.4. Les paramètres d'écrouissage Q et b, quant à eux, ont été respectivement identifiés à 105 et 440. Ces derniers sont assez éloignés de ceux présentés dans le tableau 4.4. Les paramètres identifiés conduisent à une saturation rapide de l'écrouissage. L'équation 4.14 permet de déterminer la déformation conduisant à la saturation de l'écrouissage.

$$\varepsilon_{sat} = -\frac{1}{b}\ln\left(Q - 0,99Q\right) \tag{4.14}$$

La saturation de l'écrouissage est atteinte dès 1 % de déformation plastique avec les paramètres de [Renaud, 2017]. Cela signifie qu'au delà de cette déformation, le taux d'écrouissage est nul. Or, d'après la figure 4.3 (c.f. section 4.1.1) pour 10 % de déformation plastique, le taux d'écrouissage n'est pas nul. Il convient de préciser que les essais de traction réalisés par [Renaud, 2017] n'ont pas dépassé 2 % de déformation totale. Cette remarque pourrait être à l'origine de l'écart sur les paramètres Q et b.

4.3.3 Modélisation de la rupture ductile

Une multitude de modèles existe permettant de décrire la rupture des matériaux métalliques [Kachanov, 1958], [Lemaitre, 1985], [Bonora, 1997], [Chaboche, 1982], [Chaboche et al., 2006]. Ces modèles appartiennent à la mécanique de l'endommagement continu (CDM). Les cavités représentent des discontinuités que la mécanique des milieux continus ne peut décrire. Pour s'affranchir de cette difficulté, la CDM propose de remplacer le milieu réel endommagé par un milieu homogène équivalent. Cette hypothèse permet d'appliquer les équations de comportement issues de la thermodynamique des processus irréversibles. Il s'agit d'une approche phénoménologique. L'endommagement est décrit par le biais d'une variable scalaire ou tensorielle D, variant continument de 0 à 1. Lorsque D atteint 1, le VER (volume élémentaire représentatif) est considéré rompu. Cette variable présente une loi d'évolution $\dot{D}$ dépendant, entre autres, de la déformation plastique. Plusieurs formulations de cette loi ont été proposées [Chaboche et al., 2006]. Le couplage avec le comportement peut être réalisé par l'intermédiaire d'une hypothèse d'équivalence en énergie entre les deux configurations. L'équivalence en énergie conduit à un terme de couplage de la forme $\sqrt{1-D}$. Ce terme de couplage porte sur toutes les variables internes du problème. La partie élastique du comportement est également affectée par ce couplage.

Il existe dans la littérature d'autres approches permettant de modéliser la rupture ductile. Une revue non-exhaustive de ces dernières peut être trouvée dans [Besson, 2009].

Dans le cadre de ce travail, le modèle de [Gurson, 1977] a été retenu. Plus particulièrement, l'extension de Tvergaard-Needleman a été mise en œuvre. Ce modèle a été présenté au sein du premier chapitre (c.f. chapitre 1). La fonction de plasticité s'exprime selon l'équation 4.15.

$$\psi_{GTN} = \left(\frac{\sigma_{eq}}{R}\right)^2 + 2q_1 f \cosh\left(\frac{q_2 Tr\underset{\sim}{\sigma}}{2R}\right) - 1 - (q_1 f)^2 \tag{4.15}$$

Avec :

- $\psi_{GTN} = 0$: surface de plasticité associée au modèle de Gurson ;
- σ_{eq} : contrainte équivalente de von Mises ;
- R : fonction décrivant l'écrouissage isotrope ;
- f_g : porosité liée à la croissance des cavités ;
- q_1 et q_2 : paramètres pour l'interaction des cavités ;
- $Tr\underset{\sim}{\sigma}$: trace du tenseur des contraintes.

La loi d'évolution associée à la fraction de vide est déterminée à partir de la conservation de la masse. Le développement complet est donné par [Leblond, 2003]. L'équation résultante est présentée ci-dessous (c.f. équation 4.16).

$$\dot{f}_g = (1-f)Tr(\dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}^p) \tag{4.16}$$

Avec :

- f_g : porosité liée à la croissance ;
- $\dot{\underset{\sim}{\varepsilon}}^p$: vitesse de déformation plastique.

Cette loi d'évolution est associée à la croissance des cavités. Or, la germination est un mécanisme dominant dans le processus d'endommagement du TA6V. Pour cette raison, il est nécessaire de l'inclure au modèle. Il existe dans la littérature plusieurs modèles permettant de prendre en compte la germination. L'approche de [Chu and Needleman, 1980] a été retenue. La porosité associée à la germination ne présente qu'une dépendance à la déformation plastique. L'expression de cette dernière est donnée par l'équation 4.17.

$$\dot{f}_n = \frac{F_n}{s_n\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{p-\varepsilon_n}{s_n}\right)^2\right)\dot{p} \tag{4.17}$$

Avec :

- $\dot{f}_n$: évolution de la porosité liée au mécanisme de germination ;
- s_n, ε_n et F_n : paramètres matériau (c.f. figure 4.41).

L'expression 4.17 est une fonction gaussienne. La figure 4.41 représente la forme intégrée de cette équation.

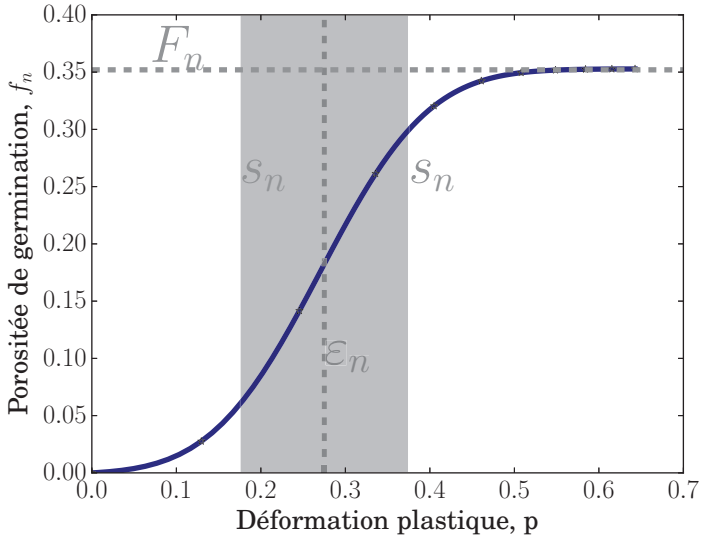


FIGURE 4.41 – Évolution de la porosité liée à la germination en fonction de la déformation plastique cumulée

Le paramètre ε_n agit comme un seuil. Plus ce dernier est faible plus la germination débutera tôt. Le paramètre s_n permet de contrôler la cinétique de germination. Plus s_n est important, plus la cinétique de germination sera lente. Enfin, le paramètre F_n représente la porosité totale engendrée par la germination. En d'autres termes, lorsque la germination occupe une place importante dans le processus d'endommagement, F_n sera important par rapport à f_g. Cette fonction ne présente donc qu'une dépendance à la déformation plastique cumulée. Or, [Helbert et al., 1996] ont mis en évidence un changement des mécanismes de rupture en fonction de la triaxialité des contraintes. Lorsque ce paramètre est faible, la rupture est principalement assistée par la germination. Inversement, lorsque la triaxialité des contraintes est forte, la rupture est essentiellement assistée par la croissance. Pour cette raison, ces auteurs ont proposé une expression de $\dot{f}_n$ dépendant du taux de triaxialité des contraintes et de la déformation plastique cumulée. Ce point est discuté au sein de la section 4.3.6.

La porosité s'écrit comme la somme de la porosité liée à la croissance et de celle liée à la germination.

$$\dot{f}_t = \dot{f}_n + \dot{f}_g \tag{4.18}$$

Avec :

- $\dot{f}_t$: évolution de la porosité ;
- $\dot{f}_n$: évolution de la porosité liée au mécanisme de germination ;
- $\dot{f}_g$: évolution de la porosité liée au mécanisme de croissance.

Il convient enfin de préciser que la coalescence n'a pas été prise en compte. En effet, l'étude de la rupture du TA6V n'a pas mis en évidence de non linéarité durant la phase d'adoucissement. Dans ces conditions, il ne paraît pas pertinent de prendre en compte ce mécanisme dans le modèle. De plus, cela permet de limiter le nombre de non linéarité. Du point vue de la modélisation, cela sous entend que la porosité effective n'a pas été utilisée. En d'autres termes, $f^* = f$.

L'ensemble des paramètres matériaux à identifier est regroupé au sein du tableau 4.5.

Germination			
f_0	F_n	s_n	ε_n
Croissance			
	q_1	q_2	

Tableau 4.5 – Ensemble des paramètres matériaux du modèle GTN

4.3.4 Identification des paramètres du modèle d'endommagement

Le modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman requiert un certain nombre de paramètres matériau (c.f. tableau 4.5) qu'il convient d'identifier. Pour cela, les paramètres ont été identifiés par le biais des essais de traction uniaxiaux et des essais conduits sur les éprouvettes entaillées (c.f. figures 4.42). Les simulations sont conduites rigoureusement de la même manière que les essais expérimentaux (c.f. section 4.2). Il en va de même pour le post-traitement des calculs. La déformation axiale est calculée à partir du déplacement relatif de deux nœuds du maillage (c.f. figures 4.42). Ceux-ci sont séparés d'une distance L_0 identique à celle de l'extensomètre. La condition de symétrie axiale a été supprimée (c.f. figures 4.42). De plus, les modèles d'endommagement couplés présentent une forte dépendance vis-à-vis du maillage. Dans ces conditions, la taille de maille est considérée comme un paramètre du modèle. Des modèles de second gradient permettraient de s'affranchir de cette dépendance [Bergheau et al., 2014] [Zhang, 2016].

Les paramètres liés à la germination F_n, S_n et ε_n ont été ajustés afin de restituer l'adoucissement des essais de traction. Ceux liés à la croissance (q_1 et q_2) ont été fixés respectivement à 1,5 et 1 conformément aux résultats proposés par [Koplik and Needleman, 1988]. Toutefois, ce jeu de paramètres n'a pas permis d'ajuster de manière satisfaisante les essais entaillés. Pour cette raison, le processus d'identification a nécessité plusieurs itérations entre les essais de traction et essais entaillés pour converger vers une solution acceptable. La figure 4.43 présente le résultat final issu de l'identification du modèle GTN associée à un essai de traction. Il convient de préciser que ce travail a été réalisé en considérant uniquement l'écrouissage isotrope. Des simulations ont par la suite été réalisées en substituant l'écrouissage isotrope par du cinématique. Cette démarche permet d'évaluer l'influence de la nature de l'écrouissage sur l'endommagement (c.f. figure 4.45).

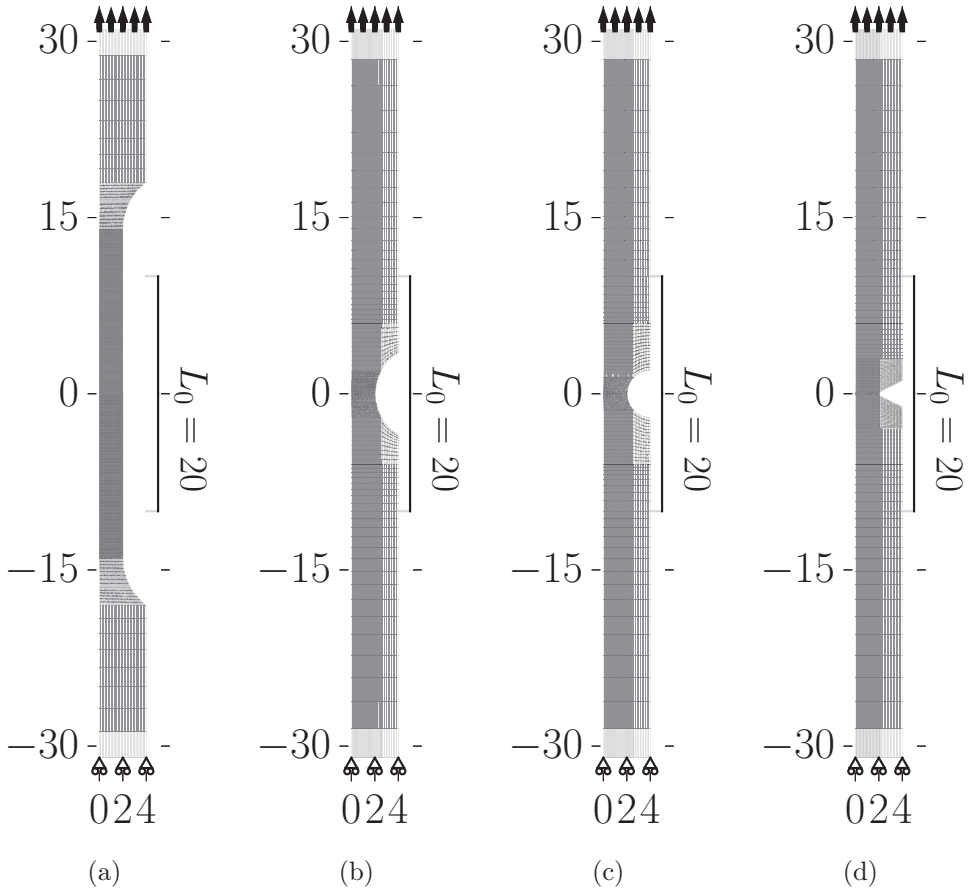


FIGURE 4.42 – Maillages des éprouvettes utilisées pour identifier les paramètres du modèle GTN, a) éprouvette de traction, b) AER4, c) AER2 et d) AER02

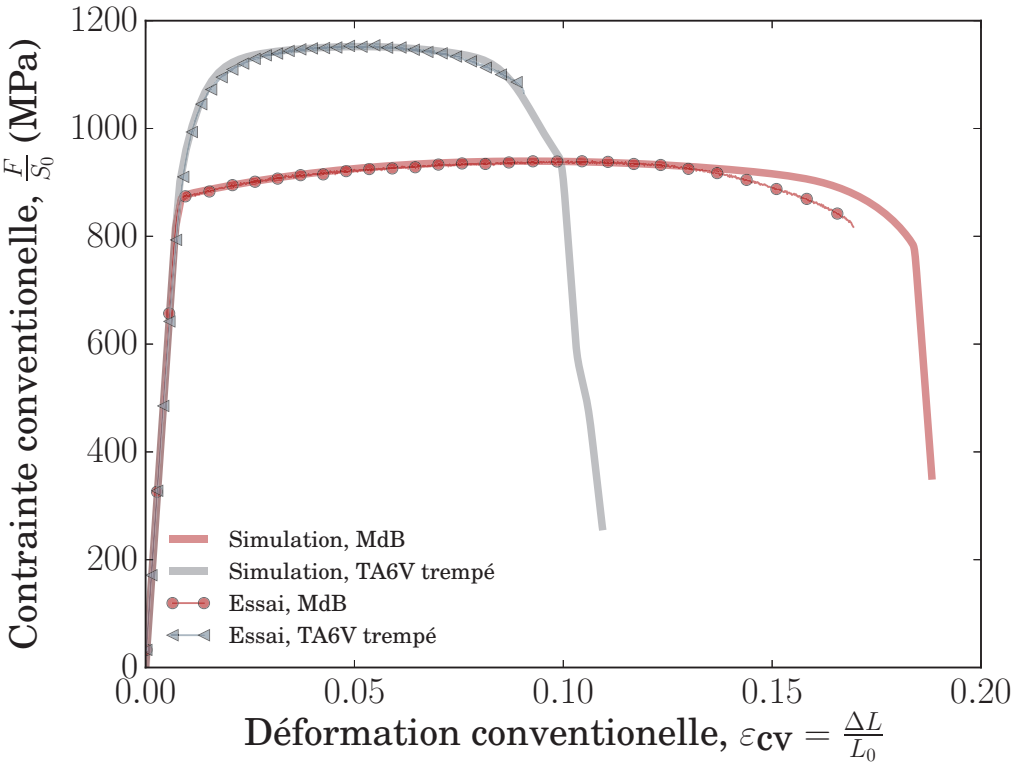


FIGURE 4.43 – Identification du modèle d'endommagement par le biais d'essais de traction

Lors des premières itérations, la chute de charge associée à l'essai de traction du métal de base a été ajustée. Toutefois, dans ces conditions, il n'a pas été possible de restituer le comportement des éprouvettes entaillées (c.f. figure 4.44 a)). Pour cette raison, il a été décidé de ne pas ajuster rigoureusement la chute de charge sur l'essai de traction. Une démarche similaire a été utilisée pour identifier les paramètres du modèle GTN associés à la microstructure de trempe (c.f. figures 4.44 b)).

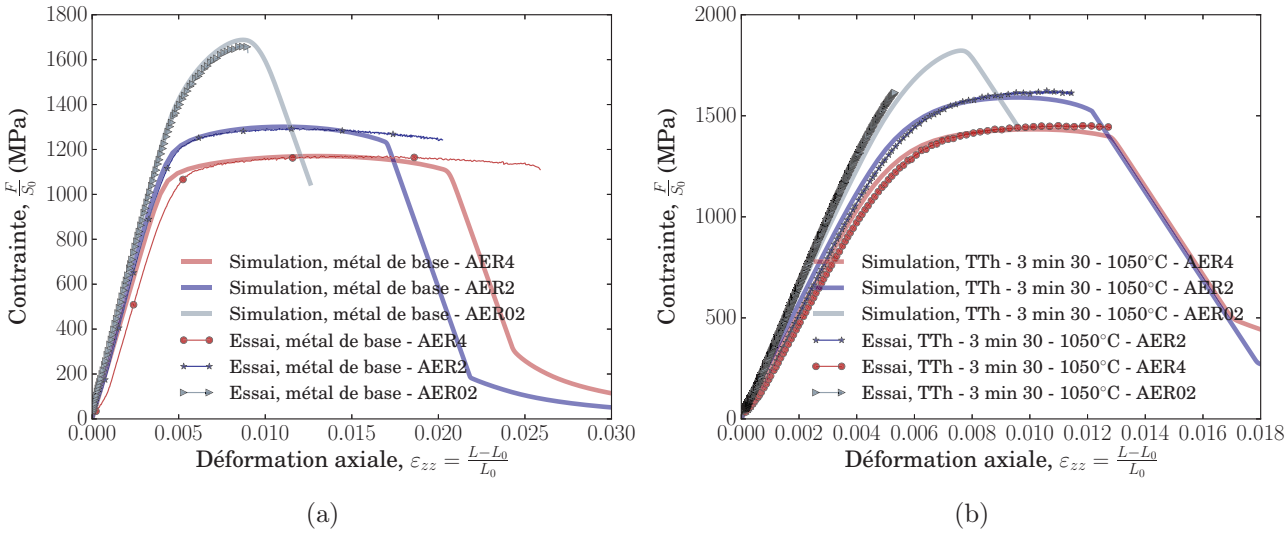


FIGURE 4.44 – Simulation des essais sur éprouvettes entaillées, a) métal de base et b) microstructure de trempe

Les figures 4.44 illustrent que les simulations ne restituent pas rigoureusement les essais expérimentaux. En effet, il est difficile de simuler la rupture de tous les états de triaxialité des contraintes avec le même jeu de paramètres. Ceci est particulièrement vrai pour le taux de triaxialité des contraintes de 1,80 correspondant à l'éprouvette AER02. Ceci est probablement lié à un changement de mécanisme d'endommagement (c.f. section 4.2.3).

Par ailleurs, les mêmes simulations ont été réalisées en substituant l'écrouissage isotrope par du cinématique. Cette démarche a permis d'étudier l'influence de l'écrouissage cinématique sur l'endommagement du TA6V. Les résultats sont présentés sur la figure 4.45.

Il apparaît que l'écrouissage cinématique accélère légèrement la cinétique d'endommagement. L'influence de ce dernier est d'autant plus importante que le taux de triaxialité des contraintes est faible. Ces résultats sont similaires à ceux de [Besson and Guillemer-Neel, 2003]. L'abattement de comportement dû à l'écrouissage cinématique représente approximativement 6%. Toutefois, cette influence est moins marquée sur le TA6V trempé.

Le tableau 4.6 regroupe les différents paramètres du modèle GTN.

		Métal de base	**Microstructure de trempe (TTh 1)**
Germination	f_0	10^{-5}	$0,45\ 10^{-3}$
	F_n	0,35	0,20
	s_n	0,10	0,038
	ε_n	0,275	0,107
Croissance	q_1	1,1	1,08
	q_2	1	1,13

Tableau 4.6 – Paramètres du modèle d'endommagement GTN

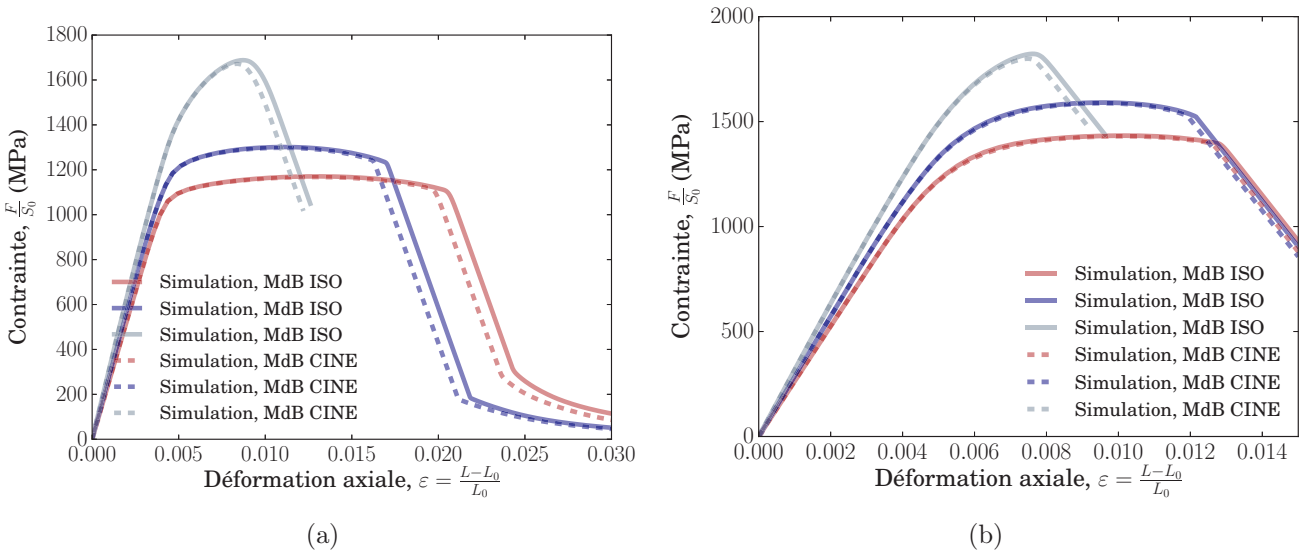


FIGURE 4.45 – Influence de l'écrouissage cinématique sur, a) le comportement du métal de base et b) le comportement de la microstructure de trempe

Les paramètres associés au métal de base peuvent être comparés avec ceux identifiés par [Helbert et al., 1998]. Il convient toutefois de préciser que ces auteurs n'ont pas eu recours au modèle de germination de [Chu and Needleman, 1980]. Par conséquent, seuls les paramètres liés au mécanisme de croissance peuvent être mis en relation. [Helbert and Feaugas, 1997] ont identifié les paramètres q_1 et q_2 respectivement à 1,2 et 3,5. Le paramètre q_1 présenté dans le tableau 4.6 est proche de celui proposé par ces auteurs. Ce qui n'est pas le cas pour le paramètre q_2. En effet, le paramètre déterminé par [Helbert and Feaugas, 1997] est environ 3 fois supérieur à celui identifié dans le cas de la présente étude. [Helbert and Feaugas, 1997] ont déterminé les paramètres q_1 et q_2 à partir de l'état mécanique local du TA6V. Pour cela, ces auteurs ont déterminé l'évolution de la densité surfacique de cavités en fonction de la déformation plastique. Plusieurs taux de triaxialité des contraintes ont été étudiés par ces auteurs. Les détails de cette méthode ont été présentés au cours du premier chapitre (c.f.chapitre 1). L'origine de cet écart pourrait donc être liée à l'échelle d'étude.

Par ailleurs, des simulations visant à simuler la rupture des éprouvettes entaillées du métal de base ont été conduites avec les paramètres proposés par [Helbert and Feaugas, 1997]. Les simulations ont rapidement atteint un pas de temps très faible voisin 10^{-12} s. Cela s'explique par le fait que le paramètre q_2 est important. En effet, ce paramètre contrôle l'évolution de f. Dans ces conditions, la cinétique d'endommagement est très rapide. La convergence du calcul requiert alors un petit pas de temps. Toutefois, un pas de temps voisin de 10^{-12} s ne permet pas de satisfaire le critère de convergence. Le calcul a alors été interrompu. Les essais expérimentaux associés au métal de base n'ont pas pu être restitués avec ces paramètres.

4.3.5 Simulation de la rupture de la liaison soudée

Dans un premier temps, les essais de traction conduits sur des soudures longitudinales ont été simulés (c.f. section 4.1.3). Les dimensions de l'éprouvette sont données sur la figure 4.46.

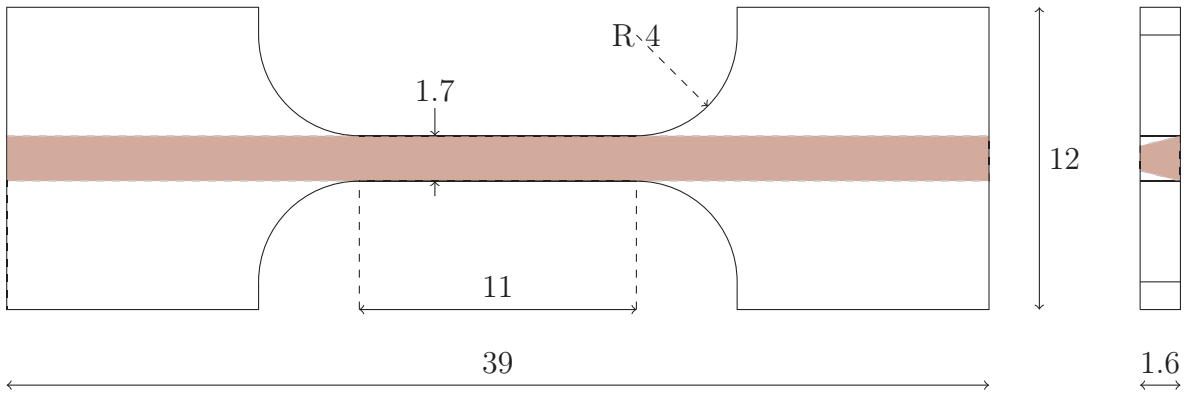


FIGURE 4.46 – Représentation schématique de l'éprouvette de type longitudinale (dimensions données en mm)

La porosité initiale associée respectivement au métal de base et à la zone fondue sont données dans le tableau 4.7.

f_0 (Métal de base)	f_0 (Zone fondue)
1,25 10^{-5}	4,5 10^{-3}

Tableau 4.7 – Porosité initiale du métal de base et de la zone fondue

Le maillage utilisé est présenté sur la figure 4.47. La géométrie de la zone fondue a été modélisée par le biais d'une fonction gaussienne. Les paramètres de cette dernière ont été ajustés à partir de micrographies (c.f. chapitre 2). Ainsi, la hauteur et la largeur de cette fonction sont respectivement fixées par la hauteur liaisonnée et la largeur de la soudure. L'ensemble des éléments associés à la zone fondue est tracé en rouge sur la figure 4.47. Le comportement mécanique des microstructures de trempe a été attribué à ces éléments. Les éléments restant ont été attribués au métal de base. Il convient de préciser que la zone affectée thermiquement n'a pas été prise en compte. La taille de maille au sein de la zone utile est la même que celle présentée dans le tableau 4.6. Une approche en Lagrangien réactualisé a été utilisée. Les lois de comportement ont été intégrées par le biais d'une méthode implicite.

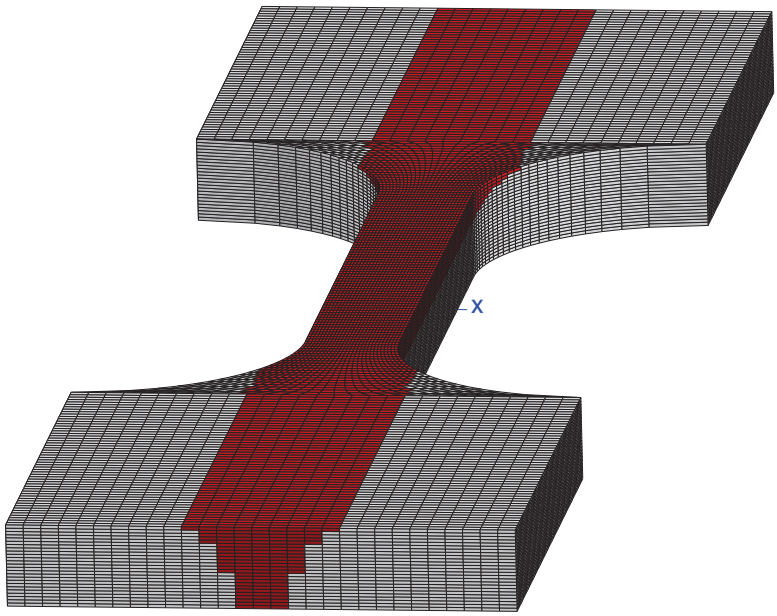


FIGURE 4.47 – Maillage utilisé pour la simulation des essais de traction

Les simulations ont été réalisées dans les mêmes conditions que les essais expérimentaux. La déformation axiale a été calculée à partir de deux nœuds du maillage (A et B) distants de 7 mm ($\varepsilon_{ax} = U_B - U_A / \mid\mid U_{B(0)} - U_{A(0)} \mid\mid$), soit la longueur initiale de l'extensomètre. La contrainte axiale a été calculée à partir de l'effort axial dans l'éprouvette.

La figure 4.48 présente la restitution du comportement mécanique des liaisons soudées sollicitées dans le sens longitudinal.

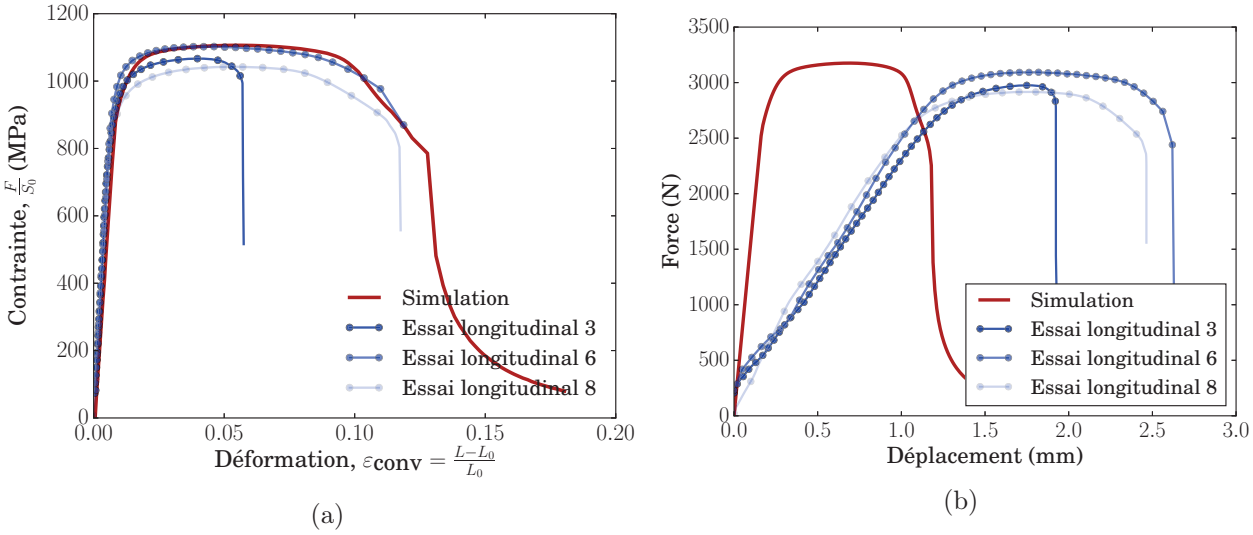


FIGURE 4.48 – Simulation du comportement mécanique des liaisons soudées, a) courbe contrainte déformation et b) courbe force en fonction du déplacement

D'après la figure 4.48a, le modèle permet de restituer de manière satisfaisante les essais expérimentaux. L'effort maximal atteint est de 3200 N ce qui est en accord avec les résultats expérimentaux (c.f. figure 4.48b). Toutefois, il apparaît que la réponse du modèle est assez éloignée de l'essai 3. Pour rappel, le faciès de rupture associé à cette éprouvette présente un pore dont le diamètre a été estimé à 123 µm. Ce défaut est probablement responsable de l'abaissement de l'allongement à rupture. En l'état, le modèle de comportement ne permet pas de restituer cet essai. En effet, la porosité appliquée dans la zone fondue est une valeur moyenne. Pour affiner la prédiction du modèle, il conviendrait d'initialiser la simulation à l'aide d'un champ de défauts. Ce travail est en cours de réalisation dans la thèse de Laurent Lacourt (Mines ParisTech).

Dans un deuxième temps, les essais présentés à la section 4.2.4 ont été simulés. Une démarche similaire au cas précédent a été employée pour modéliser la géométrie de la zone fondue (c.f. figure 4.49). Des éléments de type c2d4 ont été utilisés et les calculs ont été effectués en déformations planes. Il s'agit d'éléments linéaires à 4 nœuds et 4 points d'intégration. Il convient de préciser que la zone affectée thermiquement n'a pas été prise en compte. La figure 4.49 présente les conditions aux limites utilisées.

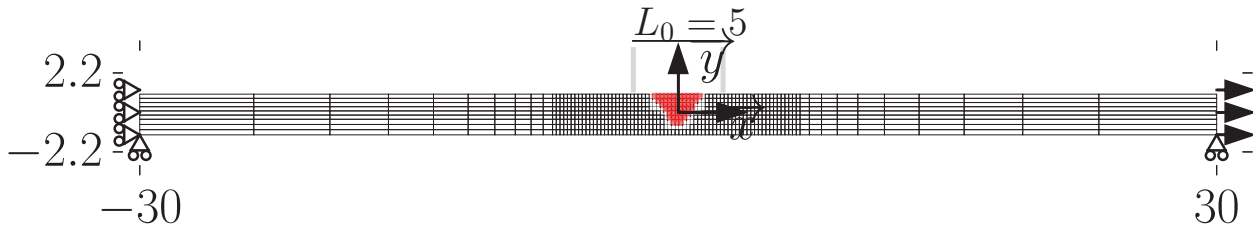


FIGURE 4.49 – Présentation du maillage et des conditions aux limites (dimensions données en mm)

Le voisinage de la zone fondue présente un maillage régulier dont la taille de maille est de 63 µm. Il s'agit d'une zone rectangulaire de 7 mm de longueur et 3 mm de hauteur. Afin de réduire les temps de calculs, la densité de nœuds a été réduite selon la direction $\overrightarrow{x}$. Au total, le maillage de la plaque (c.f. figure 4.49) présente 6040 éléments soit 12480 degrés de libertés.

La mise en position des plaques, avant soudage, est assurée par l'intermédiaire du plan de joint. Ce dernier est illustré sur la figure 4.50. Pour rappel, le décalage par rapport au plan de joint est nommé embrèvement. Comme le montre la figure 4.50, ce dernier subsiste après l'opération de soudage. L'embrèvement agit comme une entaille et influence significativement le comportement mécanique de la liaison soudée (c.f. section 4.2.4).

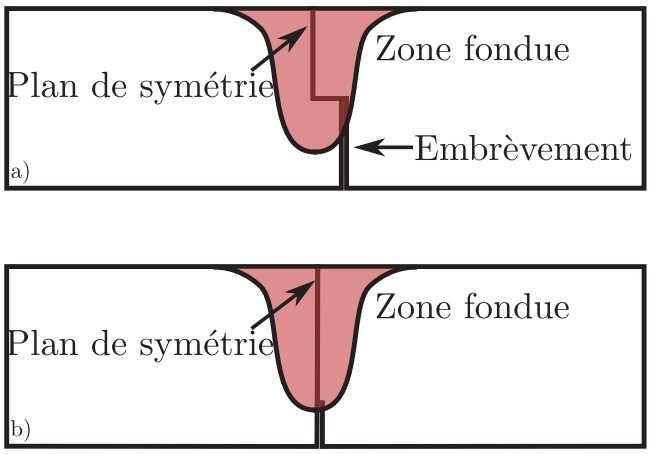


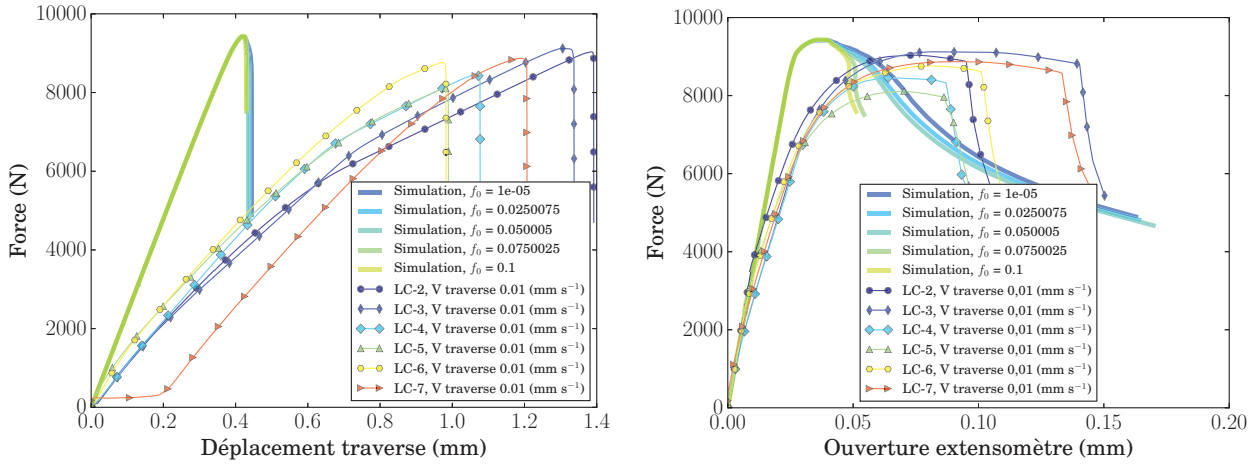
FIGURE 4.50 – Configuration du plan de joint, a) avec embrèvement et b) sans embrèvement

L'embrèvement a été intégré à la simulation. Pour cela, une série de nœuds a été séparée en pied de cordon faisant ainsi office d'entaille. Ainsi, l'embrèvement a été positionné à 0,3 mm du plan de symétrie du cordon.

L'analyse des faciès de rupture a mis en évidence une importante population de défauts en pied de cordon. La simulation numérique permet d'estimer l'influence de ces défauts sur le comportement mécanique des liaisons soudées. Pour se faire, des simulations ont été réalisées en faisant varier la porosité initiale f_0 de la zone fondue. Cette propriété varie de 10^{-5} à 10^{-3} avec 5 cas intermédiaires. Il convient de préciser qu'il s'agit d'une porosité moyenne. Ce qui représente une approximation de la réalité physique.

Enfin, les calculs ont été conduits en imposant une vitesse de déplacement constante du bord droit de la plaque (c.f. figure 4.49). Celle-ci a été fixée à 0,01 mm.s^{-1} conformément aux essais expérimentaux (c.f. section 4.2.4).

Les figures 4.51 confrontent les résultats issus de la simulation avec les essais expérimentaux.



(a) (b)

FIGURE 4.51 – Comparaison de l'expérience avec la simulation, a) force en fonction du déplacement de la traverse et b) force en fonction de l'ouverture de l'extensomètre

Il s'avère que la simulation permet de restituer la force maximale (c.f. figure 4.51a). Toutefois, la rigidité du montage entrave la comparaison entre les simulations et les essais expérimentaux. L'allure de la chute de charge prédite par la simulation est similaire à celle des essais expérimentaux. Pour une comparaison plus pertinente, les simulations ont été post-traitées de la même manière que les essais. Ainsi, le déplacement relatif de deux nœuds (c.f. figure 4.49), correspondant aux couteaux de l'extensomètre, a été calculé. Ce déplacement a été tracé en fonction de l'effort de réaction extrait de la surface de droite (c.f. figure 4.49). Il apparaît que la simulation sous estime la déformation. Une partie de cet écart est probablement liée à l'étape d'identification. En effet, les simulations du métal de base ont conduit à sous-estimer la déformation des éprouvettes AER4 et AER2. Il convient de rappeler qu'il n'a pas été possible de restituer simultanément tous ces essais avec le même jeu de paramètres. Par ailleurs, les résultats du Sandia fracture challenge [Boyce et al., 2016] illustrent la difficulté de simuler la rupture du TA6V par des modèles usuels.

La figure 4.52 présente le chemin de fissuration prédit par le modèle GTN.

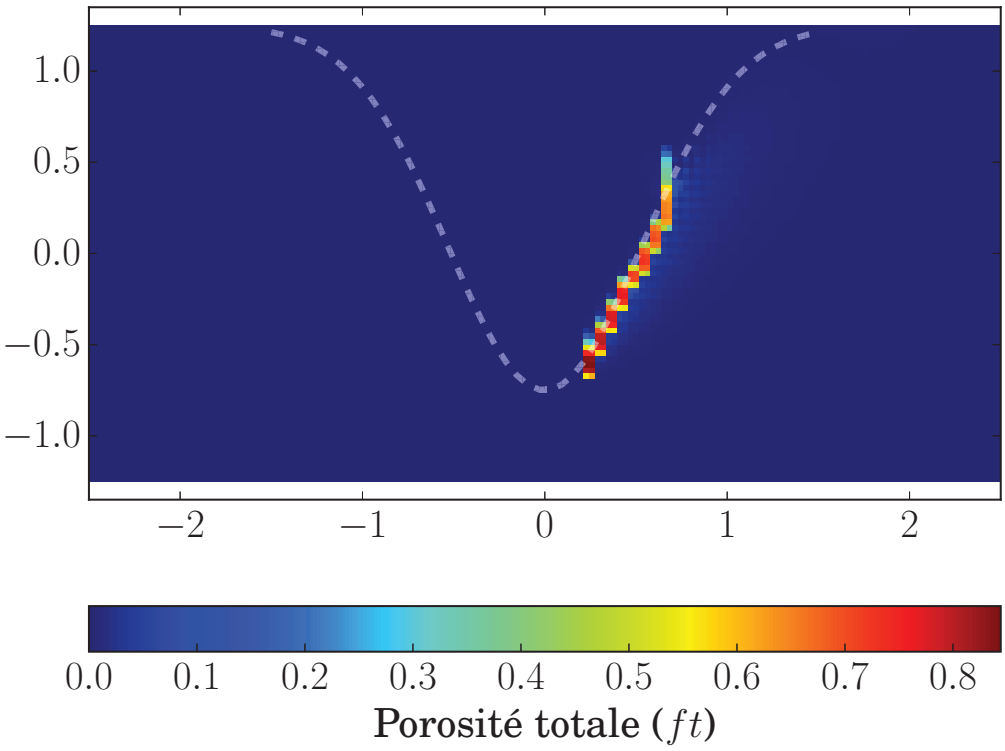


FIGURE 4.52 – Simulation numérique de la rupture d'une liaison soudée (avec écrouissage isotrope)

Il apparaît que la fissure se propage le long de l'interface entre la zone fondue et le métal de base. Ce résultat est lié au caractère d'*overmatch* de la liaison. Toutefois, les essais ont mis en évidence une bifurcation plus franche vers le métal de base. Il convient de rappeler que la zone affectée thermiquement a été négligée. Des simulations contenant cette zone permettraient d'étudier son influence sur le chemin de fissuration.

Les simulations ont mis évidence une influence modérée de la porosité initiale de la zone fondue. De nouvelles simulations ont été réalisées pour étudier l'influence de la position de l'embrèvement sur le comportement mécanique des liaisons soudées. Pour se faire, sa position a été imposée entre 0 à 0,6 mm avec 5 cas intermédiaires. La porosité initiale f_0 de la zone fondue a également varié de 10^{-5} à 10^{-3} avec 5 cas intermédiaires. Pour chaque simulation, l'effort maximal ainsi que le déplacement maximal ont été extraits. Cela permet de mettre en évidence l'influence de la porosité et de l'embrèvement sur la résistance mécanique de la liaison soudée. Ces deux éléments ont été représentés sur une carte 2D en fonction respectivement du déplacement et de l'effort de réaction (c.f. figures 4.53).

Il apparaît d'après les figures 4.53 que la position de l'embrèvement influence significativement la résistance mécanique de la liaison soudée. Ce dernier agit comme un paramètre de premier ordre. La porosité initiale influence modérément la résistance mécanique de la liaison soudée. Pour une position d'embrèvement donnée, l'augmentation de la porosité conduit à un léger abattement de la force maximale (c.f. figure 4.53a). L'évolution de la chute de charge avec la diminution de la hauteur liaisonnée apparaît comme quasiment linéaire (c.f. figure 4.53a).

En outre, les mêmes simulations ont été réalisées en substituant l'écrouissage isotrope par un écrouissage cinématique. Des résultats très similaires ont été obtenus à ceux présentés sur les figures 4.53.

Enfin, des simulations d'essais mécaniques en 3D ont été réalisées. La démarche est rigoureusement la même que pour les cas 2D. L'objectif est toujours de restituer les essais présentés à la section 4.2.4. Les dimensions de l'éprouvette sont données sur la figure 4.54.

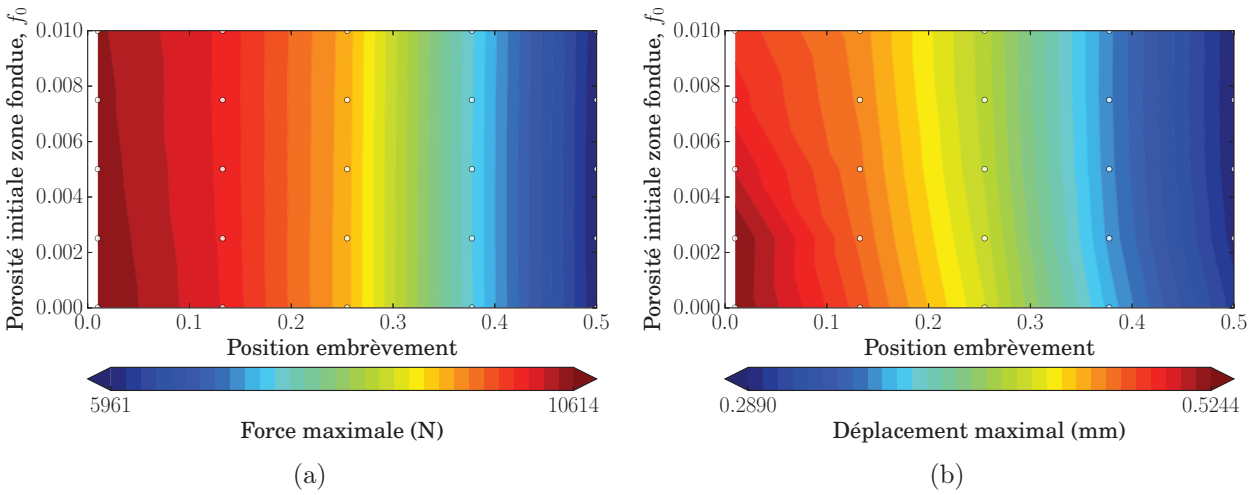


FIGURE 4.53 – Évolution, a) de l'effort de réaction maximal, et b) du déplacement maximal en fonction de la position de l'embrèvement et de la porosité

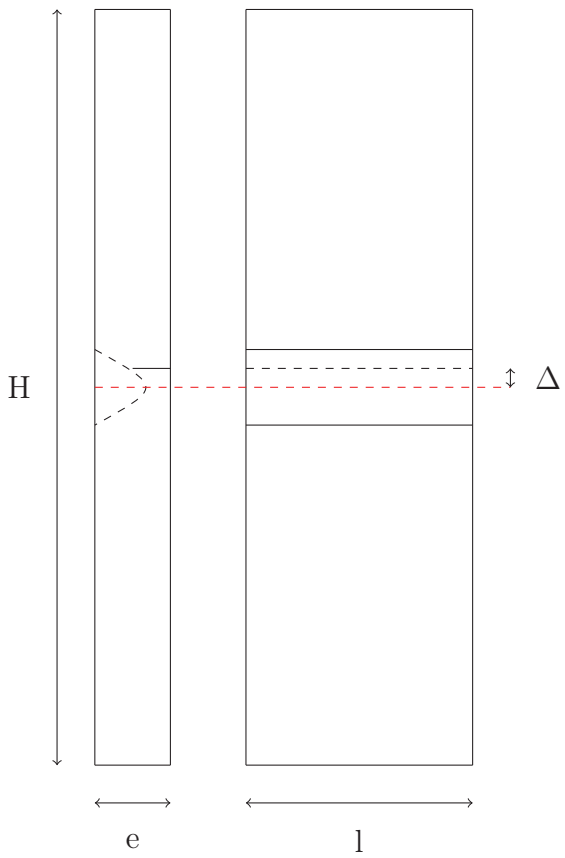


FIGURE 4.54 – Représentation schématique de l'éprouvette utilisée pour caractériser la rupture des liaisons soudées (avec embrèvement décalé)

Le tableau 4.8 regroupe les dimensions des éprouvettes employées. De plus, il est précisé les porosités initiales dans le métal de base et la zone fondue. La valeur numérique de cette dernière correspond à la porosité moyenne calculée par le biais des analyses tomographiques (c.f. chapitre 2).

H (mm)	e (mm)	l (mm)	Δ (mm)	f_g^0 (métal de base)	f_g^0 (zone fondue)
60	2,5	5	0,335	$1,25\ 10^{-5}$	$4,5\ 10^{-3}$

Tableau 4.8 – Paramètres géométriques des éprouvettes

La figure 4.55 présente le maillage utilisé. La zone fondue est représentée par les éléments rouge. Le reste des éléments est associé au métal de base. L'embrèvement est également visible.

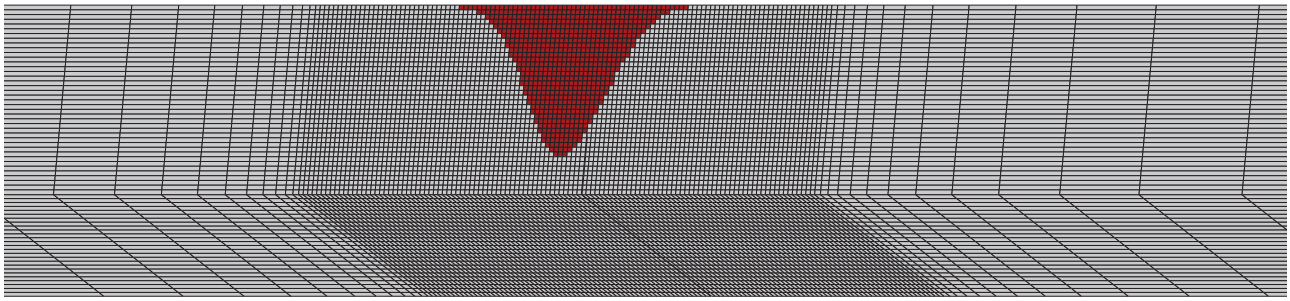


FIGURE 4.55 – Maillage utilisé pour la modélisation de la rupture des liaisons soudées

Les conditions aux limites sont strictement identiques à celles des simulations 2D. Il en est de même pour la procédure de dépouillement des simulations.

La figure 4.56 présente la courbe d'effort en fonction du déplacement total.

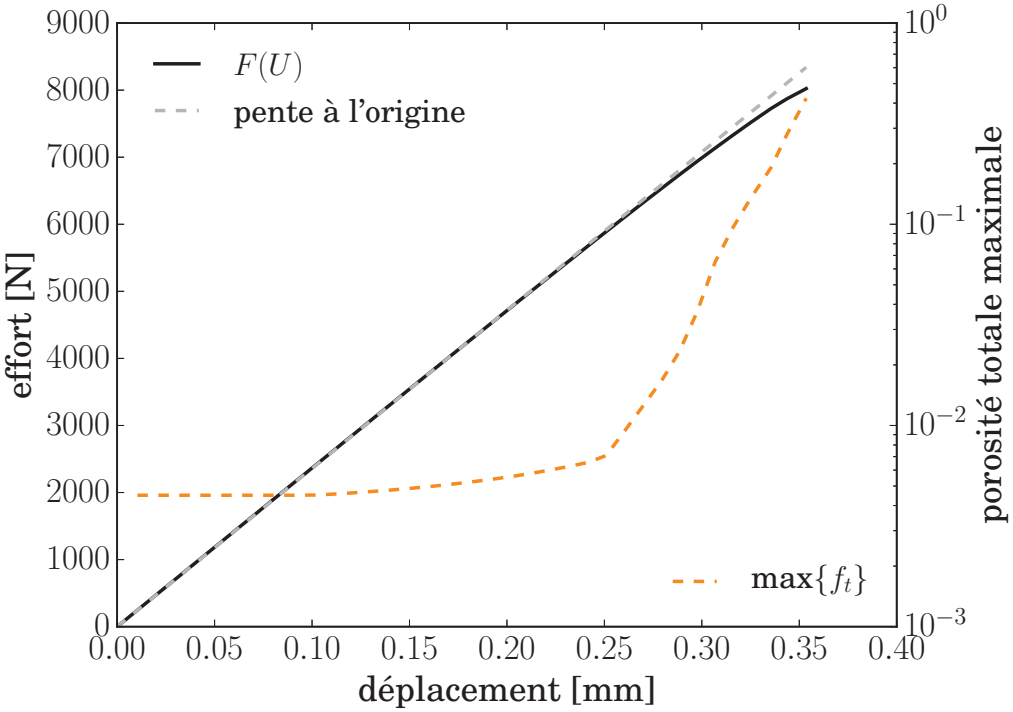
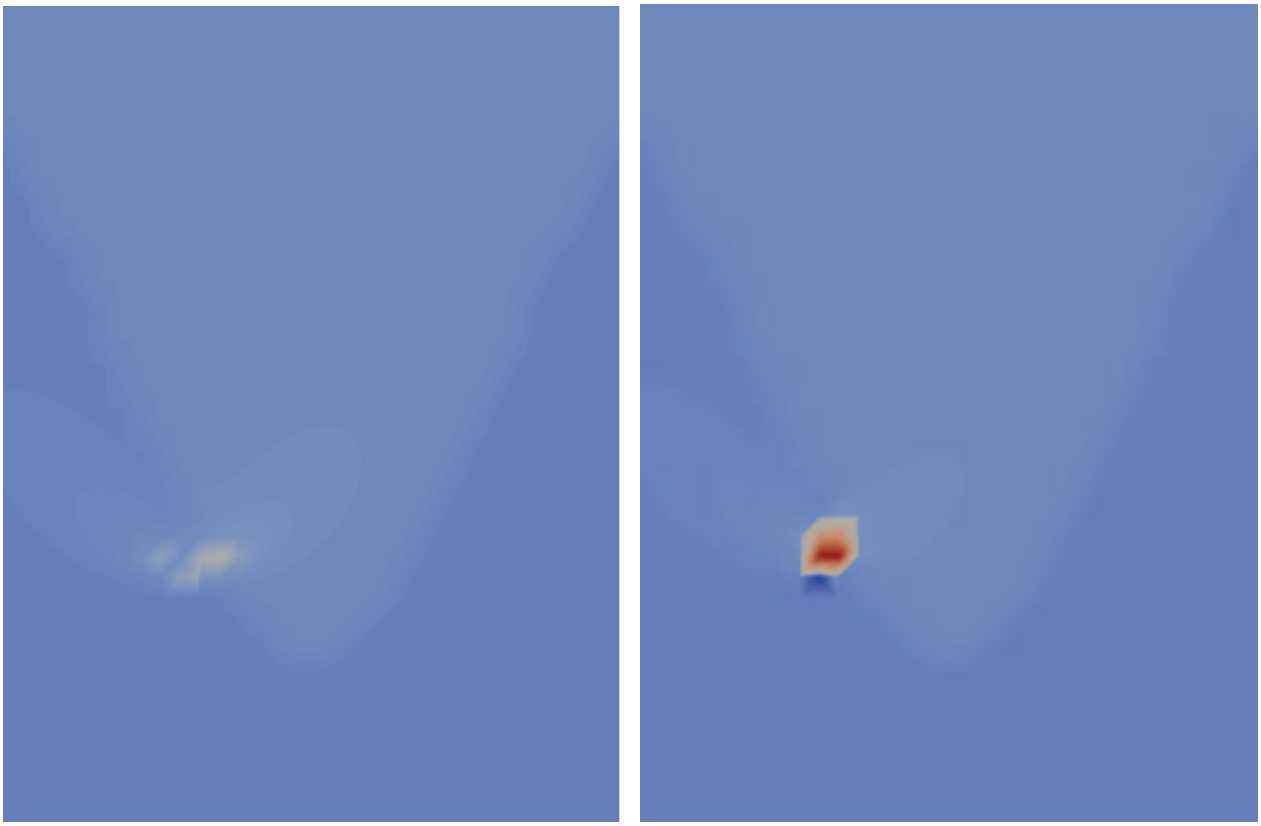


FIGURE 4.56 – Courbe d'effort en fonction du déplacement

La figure 4.56 présente également l'évolution du maximum de la porosité totale f_t. Au début de l'essai, la porosité croît légèrement. Son influence n'est pas marquée sur la courbe effort-déplacement. La porosité augmente significativement lorsque le déplacement atteint 0,25 mm. À cet instant la porosité totale est de 0,7 %. L'effort maximal atteint est de 8 kN. Il est du même ordre de grandeur que les essais expérimentaux (c.f. section 4.2.4). Finalement, la simulation est interrompue du fait d'un pas de temps trop faible ($\Delta t < 10^{-12} s$).



(a) (b)

FIGURE 4.57 – Vues du champ de porosité totale, a) sur la surface libre et b) en volume (la couleur bleue correspond à une porosité de $1,25\ 10^{-5}$ tandis que la couleur rouge représente une porosité $f_t = 0,8$)

Il n'a pas été possible de propager la fissure comme en témoigne la figure 4.57. En effet, la cinétique d'endommagement est très rapide. En conséquence, le pas de temps du calcul a atteint une fois encore la valeur seuil de 10^{-12} s. Toutefois, le modèle GTN prédit un effort à rupture proche de celui déterminé expérimentalement. Pour palier à ce problème, une technique de suppression d'éléments a été utilisée. Cette dernière doit permettre de faire propager la fissure. Ainsi, un autre calcul a été entrepris avec un sous-programme permettant de désactiver des éléments. Cette routine permet de retirer un élément dont au moins un point de Gauss atteint une porosité de $0,2$ %.

La figure 4.58 présente la courbe d'effort en fonction du déplacement.

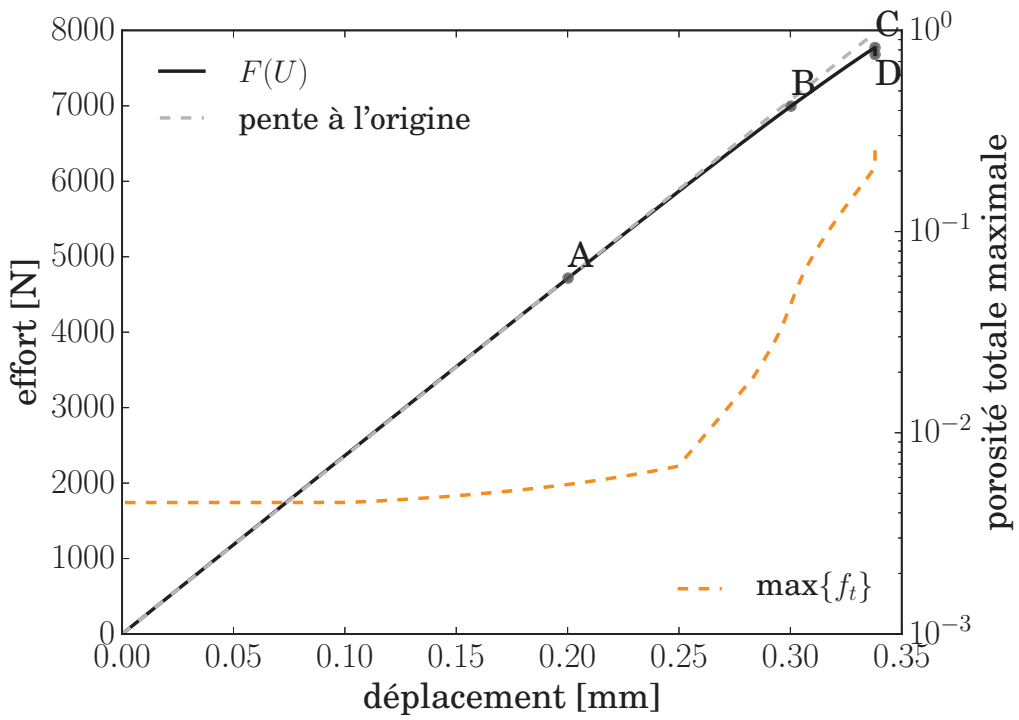


FIGURE 4.58 – Courbe d'effort en fonction du déplacement

Il apparaît d'après la figure 4.58 que l'effort maximal est de 7773 N. Cet effort est en accord avec les efforts à rupture obtenus expérimentalement. Il est à noter que la suppression d'éléments constitue une méthode plus conservative.

De plus, quatre points d'analyse sont représentés sur cette dernière. À chaque instant de calcul, la porosité totale f_t a été extraite. Le figure 4.59 présente le champ de porosité dans le voisinage de la zone fondue pour les quatre instants du calcul. Il convient de préciser qu'une porosité seuil de 10^{-3} a été utilisée.

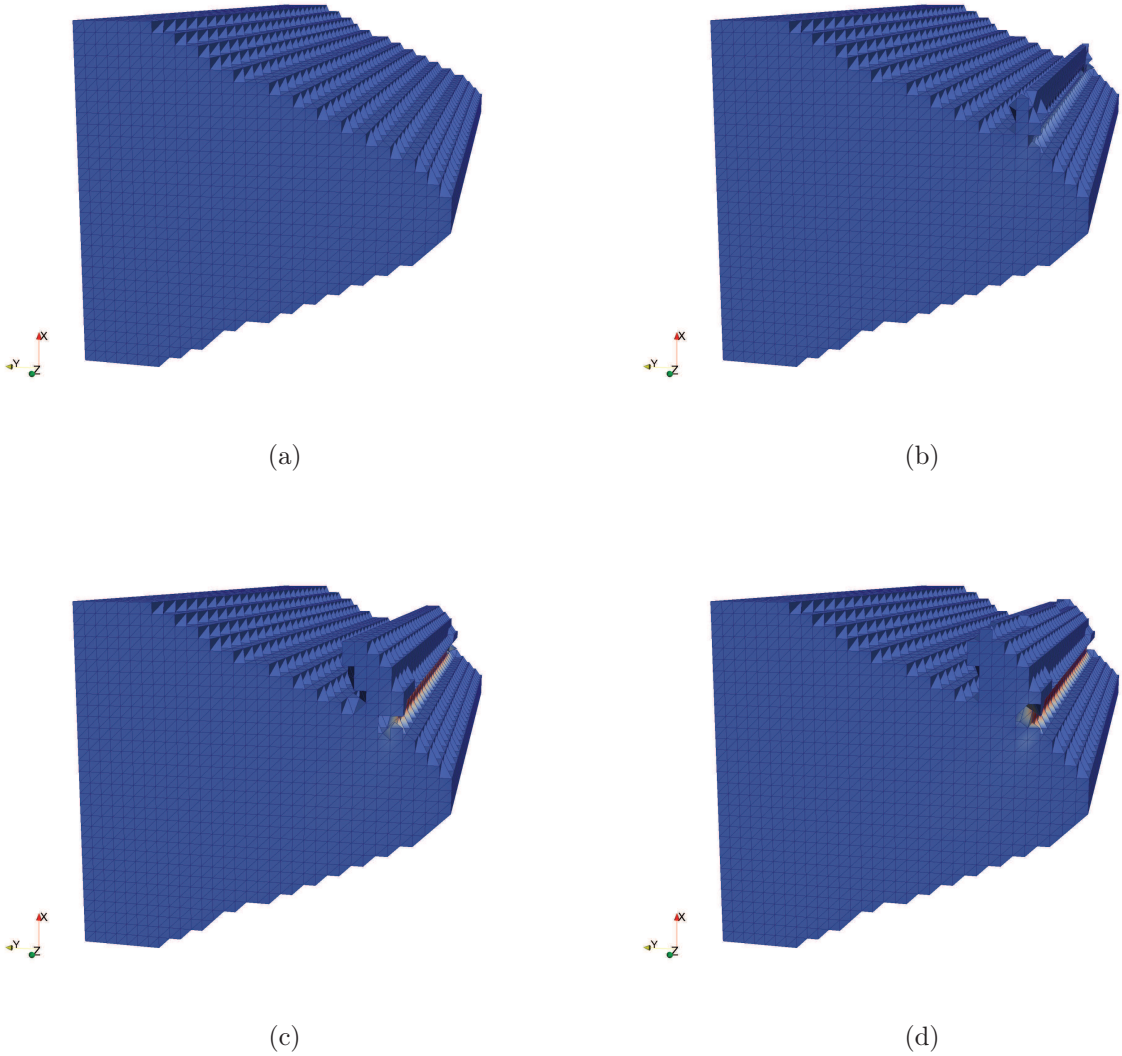


FIGURE 4.59 – Champ de porosité au voisinage de l'embrèvement pour les instants, a) A, b) B, c) C et d) D (seuil de porosité à 10^{-3} autour de la zone fondue)

Les figures 4.59 mettent en évidence une porosité importante dans le métal de base. Il convient de préciser que la figure 4.59d correspond au dernier état avant l'arrêt du calcul. En effet, ce dernier a été interrompu car le pas de temps a atteint la valeur seuil de 10^{-12} s. Ces simulations ont également permis de déterminer une vitesse de fissuration. Cette dernière a été estimée de par la propagation du seuil d'endommagement de 10^{-2}. Une vitesse de fissuration d'environ 13 m.s^{-1} a été évaluée. Celle-ci est du même ordre de grandeur que celle déterminée expérimentalement soit environ 9 m.s^{-1}.

4.3.6 Discussion

Le TA6V est un alliage largement répandu. Néanmoins, ses mécanismes de rupture n'ont pas fait l'objet de nombreuses études. Les principales études ont été présentées au cours du premier chapitre (c.f. chapitre 1, section 1.4). Les mécanismes d'endommagement changent en fonction du taux de triaxialité des contraintes. Pour rappel, lorsque ce paramètre est faible, la germination assiste la rupture du TA6V. Ce mécanisme change pour les niveaux de triaxialité des contraintes élevés. Dans ce cas, la rupture est assistée par la germination. Ainsi, la modélisation de cette observation représente une réelle difficulté. Celle-ci réside essentiellement

dans le choix de la fonction de germination. [Helbert et al., 1998] ont proposé de modéliser la germination des cavités dans le TA6V selon l'équation 4.19. Cette dernière dépend de la déformation plastique cumulée et du taux de triaxialité des contraintes. Cette expression a également été utilisée par [Huez et al., 1998] pour modéliser la germination des cavités dans un titane de pureté commerciale (T40) en présence d'hydrures.

$$\dot{f}_n = E \exp(F\chi)\dot{p}^{eq} \tag{4.19}$$

Avec :

- $\dot{f}_n$: porosité liée au mécanisme de germination ;
- E et F : paramètres matériau à identifier ;
- χ : triaxialité des contraintes ;
- $\dot{p}^{eq}$: taux de déformation plastique cumulée.

Lorsque le taux de triaxialité des contraintes est faible, le terme $\dot{f}_n$ est important. Puis, lorsque le taux de triaxialité des contraintes augmente, le terme $\dot{f}_n$ devient faible devant le terme de croissance f_g. Une identification de cette fonction de germination a été entreprise dans le cadre de cette étude. Cependant, il n'a pas été possible d'ajuster les différents essais mécaniques. De ce fait, il a été décidé d'utiliser la fonction de germination de [Chu and Needleman, 1980]. Toutefois, il apparaît que cette fonction ne permet pas d'ajuster rigoureusement les essais entaillés des microstructures de trempe (c.f. section 4.43). Il pourrait être intéressant de travailler sur la formulation d'un terme de germination. Celui-ci pourrait permettre de restituer plus fidèlement le comportement mécanique des liaisons soudées.

4.4 Conclusions

En premier lieu, des caractérisations mécaniques du métal de base ont été réalisées. Celles-ci ont mis en évidence un écrouissage non linéaire de faible amplitude. L'anisotropie de comportement du métal de base a également été caractérisée. Il a été montré que le métal de base ne présentait pas d'anisotropie plastique marquée. Une démarche identique a été utilisée pour la caractérisation des microstructures obtenues par des traitements thermiques. Ces dernières présentent un comportement mécanique supérieur au métal de base. Un écart d'environ 20 % a été déterminé sur la contrainte maximale. Tout comme le métal de base, ces microstructures présentent un écrouissage non linéaire. Par ailleurs, l'influence de la taille des *ex*-grains β n'est pas marquée sur le comportement élastoplastique. Cette influence est plus significative sur l'allongement total. Il est apparu que l'augmentation de la taille des *ex*-grains β conduisait à une réduction de cette caractéristique. Le mécanisme responsable de cette observation n'a pas été clairement identifié. Des essais de traction *in-situ* (comme ceux conduits sur la zone fondue c.f. annexe E) auraient pu permettre de mieux comprendre l'influence des *ex*-grains β sur le comportement mécanique du TA6V.

Dans un second temps, les caractérisations mécaniques conduites sur la liaison soudée ont été présentées. Des analyses de dureté ont mis en évidence une dureté moyenne 20 % plus importante dans la zone fondue que dans le métal de base. De ce fait, la liaison soudée présente un caractère mécanique d'*overmatch*. De plus, ces analyses n'ont pas mis en évidence de singularité de comportement dans la zone affectée thermiquement. Seul un gradient linéaire de dureté a été observé entre la zone fondue et le métal de base. Des essais mécaniques ont également mis en exergue le caractère d'*overmatch* de la liaison soudée. Ainsi, une forte localisation de la déformation dans le métal de base a lieu lorsque cette liaison est sollicitée de manière transverse. Le comportement des liaisons soudées, sollicitées dans le sens longitudinal, présentent une dispersion importante. L'analyse des faciès de rupture a mis en évidence une forte population de défauts. L'origine de cette dispersion est probablement liée à ces défauts. Par ailleurs, ils ont entravé l'identification du comportement mécanique de la zone fondue. Pour cette raison, cette étape a été conduite sur les microstructures de trempe. Ces investigations ont permis de caractériser le comportement global de la zone fondue.

La rupture ductile du TA6V a été étudiée. Il a été mis en évidence une dépendance non linéaire de la déformation à rupture avec le taux de triaxialité des contraintes. Toutefois, l'examen des faciès de rupture n'a pas clairement mis en évidence le rôle de ce paramètre. Quelle que soit la microstructure, la rupture en *cup-cone* n'est pas observée pour les taux de triaxialité des contraintes proche de 1,8.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre a été consacrée à la modélisation de la rupture des liaisons soudées. La première étape a consisté à identifier les paramètres du modèle de comportement retenu. Des simulations ont permis de restituer de manière acceptable le comportement mécanique des liaisons soudées. Toutefois, des améliorations pourraient être apportées au modèle, en particulier sur le terme de germination.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Les travaux de cette thèse visaient à une meilleure compréhension de l'influence d'une opération de soudage sur l'état métallurgique et mécanique d'un alliage de titane. Cette étude s'est articulée autour de trois axes.

Le premier axe a consisté à caractériser l'état métallurgique de la liaison soudée. Le métal de base présente une microstructure équiaxe composée de grains α entourés de liserets de phase β. Des observations métallographiques ont mis en évidence un fort gradient de microstructure entre le métal de base et la zone fondue. Cette dernière présente une microstructure aciculaire caractéristique d'une vitesse de refroidissement élevée. La zone affectée thermiquement, quant à elle, présente un état microstructural triphasé (α, β et α'). Deux zones affectées thermiquement ont été mises en évidence. Des caractérisations par diffraction des rayons X ont été réalisées à l'ESRF (ligne BM02). Des analyses de Rietveld ont mis en évidence une légère augmentation de la phase β dans la zone affectée thermiquement. Enfin, des microstructures représentatives de la zone fondue ont été élaborées. L'élaboration de ces dernières a été motivée par la volonté d'étudier le comportement mécanique des microstructures aciculaires. Les traitements thermiques utilisés ont consisté en une mise en solution du TA6V au dessus de la température de transus β. Les échantillons ont ensuite été trempés. Il apparaît que plus le temps de traitement est long, plus l'échantillon présente une composition chimique homogène et plus la taille des *ex*-grains β augmente. L'influence de ces traitements thermiques sur le comportement mécanique a été étudié.

Le deuxième axe de cette étude a porté sur l'estimation et la modélisation de l'état mécanique post-soudage. D'un point de vue expérimental, l'état de contrainte résiduelle associé à une bague soudée a été déterminé par le biais de la diffraction des rayons X. Plus précisément, la méthode des $\sin^2\psi$ a été utilisée. Pour cela, une campagne de caractérisation a été conduite sur la ligne BM02 de l'ESRF. Ces analyses ont permis de déterminer la répartition des contraintes résiduelles axiales, radiales et orthoradiales associées à la bague soudée. Il apparaît que la zone fondue présente un état de compression selon la direction axiale. Le champ de contrainte radiale a été plus difficile à interpréter. En effet, ce dernier a pu être relaxé durant l'opération de découpe de la bague. Enfin, la contrainte orthoradiale présente un état de traction dans la zone fondue. Par ailleurs, cette dernière composante présente le niveau de contrainte le plus élevé. Du point de vue de la simulation, l'objectif était d'estimer la capacité de prédiction du modèle de comportement formulé. Ce dernier se compose d'un modèle métallurgique, d'un modèle de comportement mécanique et d'un modèle d'homogénéisation. Il s'est avéré que le modèle n'a pas permis de restituer rigoureusement les champs de contrainte déterminés expérimentalement. Néanmoins, le modèle a permis de reproduire des résultats issus de la littérature, ce qui représente un résultat encourageant pour les perspectives de ce travail.

Le dernier axe de ce travail a été dédié à l'étude et la modélisation du comportement mécanique des liaisons soudées. Plusieurs essais ont été utilisés pour caractériser le comportement mécanique des liaisons soudées. Ceux-ci ont mis en évidence le caractère d'*overmatch* de la zone

fondue. Il apparaît, d'après ces essais, que la population de défauts influence significativement le comportement mécanique des liaisons soudées. En effet, ils abaissent leur résistance mécanique. Toutefois, malgré le caractère poreux de la zone fondue, la rupture est toujours intervenue dans le métal de base. Ces essais mécaniques ont permis d'alimenter un modèle de comportement. Ce dernier est de type élasto-viscoplastique couplé à un modèle d'endommagement. Pour se faire, le modèle de Gurson Tvergaard Needleman a été retenu. Ainsi, le modèle a été identifié pour deux microstructures : celle du métal de base et celle de la zone fondue. La zone affectée thermiquement, quant à elle, a été négligée dans la démarche de modélisation. Des difficultés ont été rencontrées lors de l'identification des paramètres matériau associés à la zone fondue. En effet, la population de défauts a entravé le processus d'identification. Ces difficultés avaient motivé l'élaboration de microstructures représentatives de la zone fondue. Ces dernières ont permis d'étudier le comportement mécanique des microstructures de trempe. Il a été mis en exergue une diminution de la déformation à rupture avec l'augmentation de la taille des *ex*-grains β. Toutefois, le mécanisme responsable de cette observation n'a pas été identifié. Les microstructures de trempe ont également été utilisées pour identifier le comportement mécanique de la zone fondue. Des simulations de la rupture des liaisons soudées ont ainsi pu être conduites. Le modèle a permis de restituer de manière satisfaisante le comportement mécanique des liaisons soudées.

Au cours de l'introduction, quatre éléments susceptibles d'influencer la résistance mécanique de la liaison soudée avaient été identifiés :

- microstructures du joint soudé ;
- contraintes résiduelles ;
- porosité de la zone fondue ;
- position du plan de joint (embrèvement).

D'après les simulations, la position de l'embrèvement affecte significativement la résistance de la liaison soudée. Cet élément agit au premier ordre sur le comportement mécanique du joint soudé. La porosité et la microstructure agissent de manière antagoniste. Les caractérisations mécaniques ont montré que l'effet de la microstructure domine celui induit par la porosité. Toutefois, lorsque la zone fondue contient un pore de grand diamètre (150 - 190µm), le comportement mécanique de la liaison soudée est fortement abaissé. Les pores de cette taille sont minoritaires, ils ne représentent qu'une faible partie de la population des défauts présents au sein de la zone fondue. Ce cas de figure n'a pas pu être restitué par le biais de l'approche mise en place. Enfin, l'impact des contraintes résiduelles sur la résistance mécanique n'a pas pu être étudié par manque de temps. Il est toutefois probable que leurs influences soient modérées sur le comportement mécanique monotone des liaisons soudées. Les contraintes résiduelles influencent plus significativement le comportement en fatigue des soudures. Cette thématique fait partie des perspectives de ce travail.

Perspectives

Deux axes de travail futurs se dégagent de cette étude. Le premier porte sur la détermination de l'état mécanique post-soudage. Les perspectives associées à cette thématique peuvent être subdivisées selon les aspects expérimentaux et numériques. D'un point de vue expérimental, l'allure des champs de contrainte résiduelle n'est pas clairement bien comprise. Il pourrait être envisagé d'étudier l'état de contrainte d'un matériau possédant un comportement métallurgique simple. En effet, les évolutions métallurgiques du TA6V sont complexes. Le titane de pureté commerciale, comme le T40, pourrait convenir. À température ambiante, ce dernier ne présente qu'une seule phase, α. De plus, il ne fait intervenir qu'une seule transformation, $\beta \rightarrow \alpha$, dont

la nature ne change pas avec la vitesse de refroidissement. Il conviendrait alors de reproduire la démarche expérimentale et numérique utilisée pour le TA6V. Du point de vue de la modélisation, il est apparu que la réduction du paramètre D, de la loi en β, permettait d'approcher les résultats de [Ahn et al., 2017]. Ainsi, il paraît pertinent de reprendre la procédure d'identification de ce paramètre. Une alternative consisterait à utiliser une autre loi d'homogénéisation.

Le deuxième axe de travail porte sur l'étude du comportement mécanique du TA6V. Les perspectives associées à cette thématique peuvent également être subdivisées selon les aspects expérimentaux et numériques. Dans le cadre de cette thèse, seuls les aspects liés au comportement mécanique monotone des liaisons soudées ont été étudiés. Or, il pourrait être intéressant d'étudier le comportement en fatigue de la liaison soudée. En particulier, il serait pertinent d'étudier l'influence de la population de défauts et des contraintes résiduelles sur la tenue en fatigue de la liaison soudée. Cette perspective fait en partie l'objet du travail de thèse de Laurent Lacourt. En outre, il apparaît comme essentiel de comprendre le mécanisme conduisant à un abaissement de la ductilité avec l'augmentation de la taille des *ex*-grains β. Pour se faire, des essais mécaniques conduit sous un tomographe permettrait d'accéder aux cinétiques d'endommagement. Ceux-ci permettraient également de caractériser la morphologie des cavités. Ainsi, il pourrait être envisagé d'inclure ce paramètre dans le modèle d'endommagement. Dans le cadre de ce travail, le modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman a été employé pour modéliser la rupture ductile des liaisons soudées. Toutefois, il existe d'autres approches. Parmi celles-ci, la mécanique de l'endommagement continu apparaît comme une alternative intéressante. Il s'agit d'une approche s'inscrivant dans le cadre théorique de la thermodynamique des processus irréversibles. Quelque soit le modèle employé, il serait également intéressant d'étudier l'influence du champ de contrainte résiduelle sur la résistance mécanique de la liaison soudée. Enfin, les analyses tomographiques ont permis de caractériser la population de défauts résultant de l'opération de soudage. Il est envisagé d'utiliser ces données pour calculer le champ de porosité associé. La simulation pourrait alors être conduite avec ce champ initial de porosité.

Annexe A

Analyses EDS et par microsonde de Castaing

Ces méthodes d'analyse permettent d'identifier et de quantifier la concentration d'un élément chimique [Ruste, 2009]. Elles reposent sur le même principe physique. La surface de l'échantillon à analyser est bombardée par un faisceau d'électrons primaires. Ces derniers peuvent alors interagir avec le nuage électronique des atomes du matériau cible. Les atomes sont alors portés dans un état excité. Afin de retrouver son état stable, l'atome excité émet un photon. L'énergie de ce photon s'exprime, selon l'équation A.1. L'énergie e est intrinsèquement liée à la nature de l'atome émetteur.

$$e = h\nu \tag{A.1}$$

Avec :

- h : constante de Planck ;
- ν : fréquence du photon émis.

Expérimentalement, les photons sont collectés par un détecteur. Puis, l'analyse de leur énergie permet alors d'identifier la nature de l'élément émetteur.

La microsonde Castaing utilise ce principe pour identifier et quantifier la concentration d'un élément. Ce moyen a, entre autre, été employé pour caractériser l'état métallurgique des microstructures de trempe (c.f. chapitre 2). Les paramètres d'analyse sont donnés dans le tableau A.1.

Tension	**Courant de sonde**	**Diamètre faisceau**	**Éléments analysés**		
15 kV	60 nA	$\phi = 5$ µm	$Al\ K_\alpha$	$Ti\ K_\alpha$	$V\ K_\beta$

Tableau A.1 – Conditions d'analyse associées aux caractérisations par microsonde de Castaing

Les analyses métallurgiques du métal de base et de la liaison soudée ont été réalisées à l'aide d'un MEB équipé d'un détecteur EDS (c.f. chapitre 2). Les paramètres d'analyse sont donnés dans le tableau A.2.

Tension	**Courant de sonde**	**Diamètre faisceau**	**Éléments analysés**		
15 kV	40 pA	$\phi = 50$ nm	$Al\ K_\alpha$	$Ti\ K_\alpha$	$V\ K_\beta$

Tableau A.2 – Conditions d'analyse associées aux caractérisations EDS

La résolution spatiale de la microsonde de Castaing et de l'analyse EDS sont du même ordre de grandeur soit environ 1 µm.

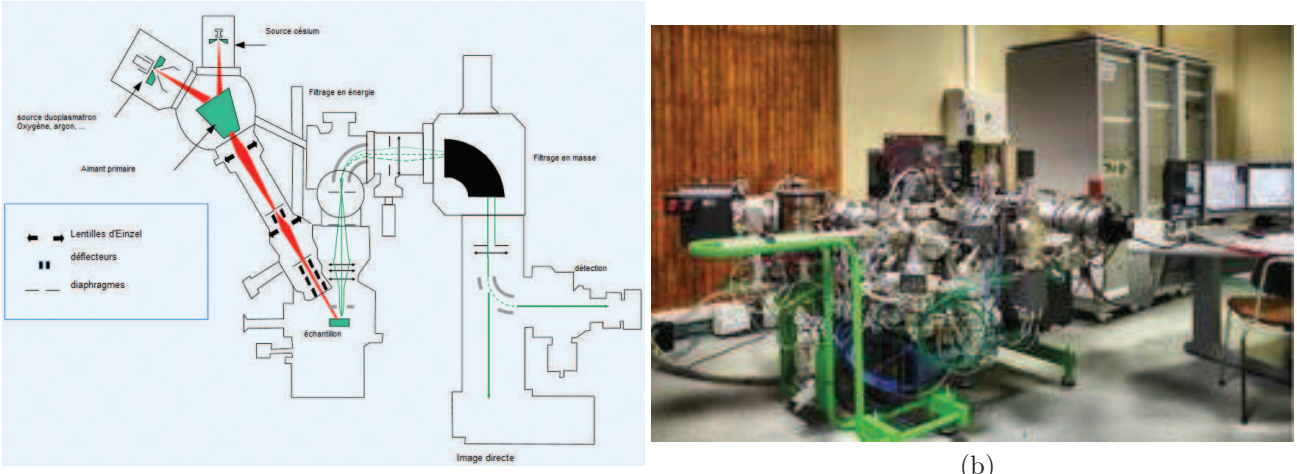
Annexe B

Analyses par SIMS

Le SIMS est une technique d'analyse physico-chimique [Benninghoven et al., 1987]. Cet acronyme désigne la spectrométrie de masse à ionisation secondaire ou en anglais *secondary ion mass spectrometry*. Cette méthode d'analyse est utilisée pour plusieurs types d'applications :

- analyse des éléments légers (dont hydrogène) ;
- profils de concentrations en fonction de l'épaisseur ;
- analyse des matériaux isolants ;
- images de répartition des éléments.

La figure B.1 présente le principe de fonctionnement de ce moyen.



(a) (b)

FIGURE B.1 – Spectromètre de masse à ionisation secondaire, a) principe de fonctionnement du SIMS et b) SIMS utilisé à l'Institut Jean Lamour

La surface de l'échantillon est bombardée par un faisceau d'ions primaires (c.f. figure B.1a). Dans le cadre de ce travail, ces ions sont issus d'une source de césium. Ainsi, des ions césium Cs+ ont été utilisés. Les ions Cs+ sont dirigés vers l'échantillon par le biais de la colonne électronique. Sous l'action des ions primaires, des atomes de la surface de l'échantillon sont expulsés. Cela signifie que le SIMS est une technique d'analyse destructive. Les ions secondaires sont ensuite collectés et analysés par le biais d'un spectromètre de masse [Darque-Ceretti et al., 2014]. Tout comme la microsonde de Castaing, le SIMS permet d'identifier et de quantifier la nature de l'élément chimique.

Le SIMS utilisé dans le cadre de ce travail est présenté sur la figure B.1b. Il s'agit du modèle IMS-7F. Ce moyen est fabriqué par la société Cameca.

Les conditions d'analyse utilisées dans le cadre de ce travail sont regroupées dans le tableau B.1.

Énergie des ions	**Diamètre faisceau**	**Éléments analysés**	
10 keV	$\phi = 20$ µm	hydrogène	oxygène

Tableau B.1 – Conditions d'analyse associées aux caractérisations SIMS

Annexe C

Généralités sur l'ESRF et sur la ligne BM02

L'ESRF ou *European synchrotron radiation facility* est un très grand instrument exploitant le rayonnement synchrotron. Il s'agit d'un synchrotron de troisième génération comme les synchrotrons SOLEIL (région parisienne) [Soleil, 2017], APS (États Unis) [APS, 2017] ou encore SPRING 8 (Japon) [Spring8, 2017]. Ces derniers utilisent un accélérateur circulaire d'électrons pour produire un rayonnement d'une grande brillance (flux de photons). Ce rayonnement est produit lorsque des électrons circulant à haute vitesse sont déviés par un champ magnétique.

La figure C.1 présente un plan de l'ESRF. Les électrons sont issus d'un canon à électrons. Ceux-ci sont ensuite accélérés par le Linac (c.f. figure C.1). Il s'agit d'un accélérateur linéaire. Ils sont ensuite placés dans le *booster* (c.f. figure C.1). Ce dispositif permet d'augmenter l'énergie des électrons jusqu'à 6 GeV. Lorsque ces derniers ont atteint cette énergie, ils sont injectés dans l'anneau de stockage (c.f. figure C.1).

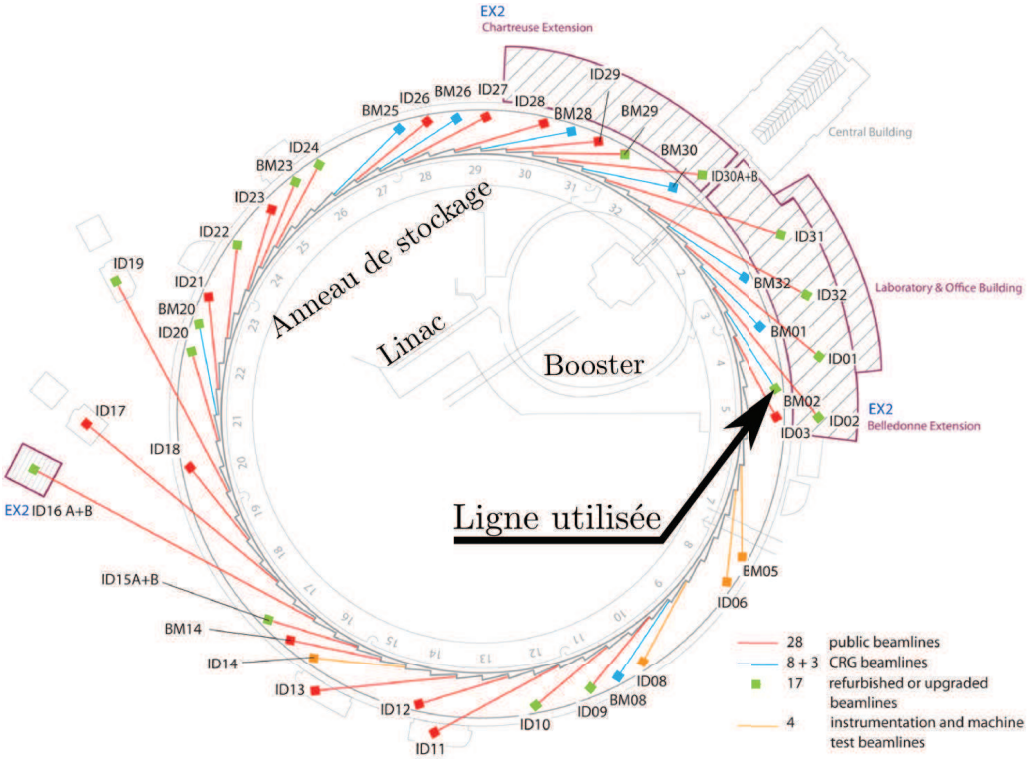


FIGURE C.1 – Ensemble des lignes disponibles à l'ESRF [ESRF, 2016]

L'anneau de stockage est constitué d'un ensemble de segments rectilignes et courbes (c.f.

figure C.1). Des aimants de courbures sont utilisés pour donner une trajectoire circulaire aux électrons. Ces derniers sont alors déviés de leur trajectoire rectiligne lorsqu'ils traversent ces aimants. Les électrons émettent alors un rayonnement appelé rayonnement synchrotron. Les photons sont émis tangentiellement à l'anneau de stockage. Ils se dirigent finalement vers les lignes de lumières. La figure C.1 présentent l'ensemble des lignes de l'ESRF. Il existe au total 44 lignes à l'ESRF.

Les analyses de diffraction des rayons X ont été conduites sur la ligne BM02 (c.f. figure C.1). Il s'agit d'une ligne majoritairement dédiée à la caractérisation et à l'étude de la structure des matériaux. Il convient de préciser que le rayonnement synchrotron est polychromatique. Or, les analyses présentées dans le chapitre 3 ont requis un rayonnement monochromatrique. Pour cela, la ligne BM02 est équipée d'un monochromateur à double cristaux en silicium. L'énergie disponible sur la ligne s'étend de 5 à 25 keV. La ligne est également équipée d'un goniomètre 4 cercles. Le schéma de ce dernier est présenté sur les figures C.2.

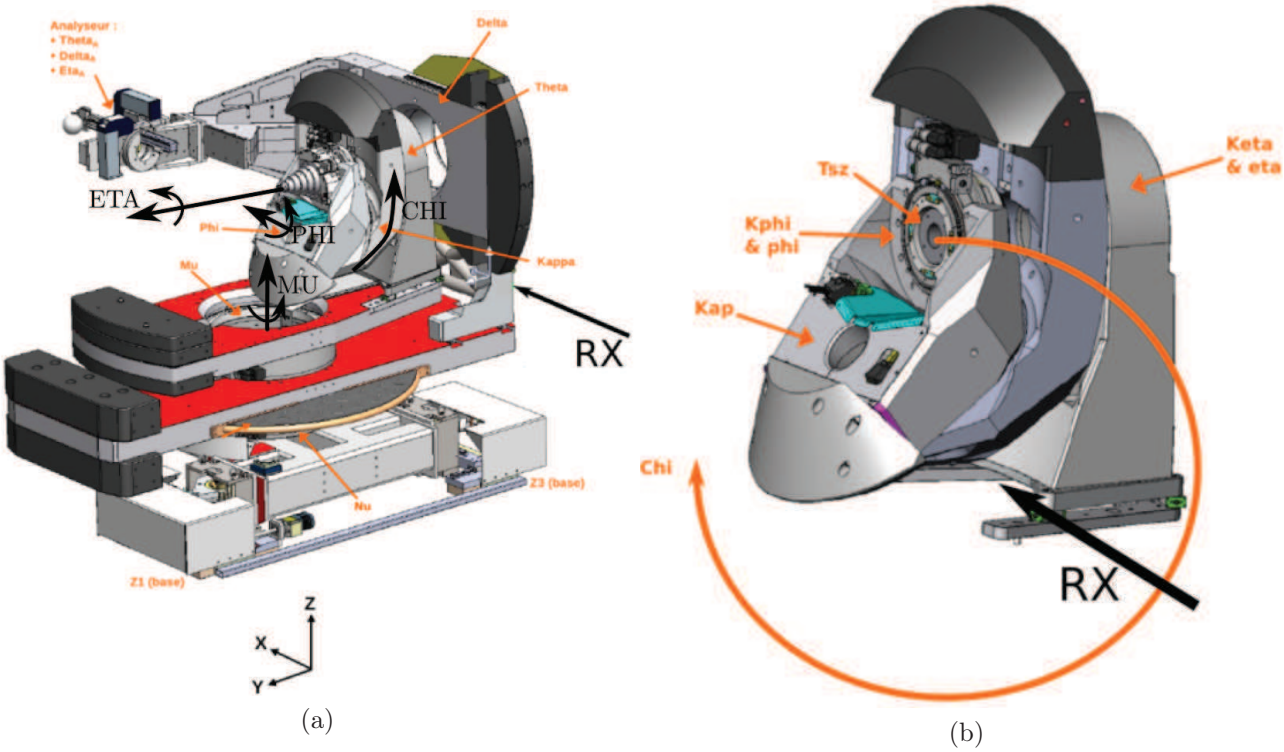


FIGURE C.2 – Goniomètre de géométrie Kappa installé sur la ligne BM02, a) plan d'ensemble et b) vue détaillée [ESRF, 2016]

Les angles présentés sur les figures C.2 sont détaillés ci-dessous :

- MU : rotation autour de l'axe z ;
- ETA : rotation de l'échantillon autour de l'axe perpendiculaire à faisceau incident ;
- CHI : rotation du berceau ;
- PHI : rotation normale à la surface de l'échantillon.

Annexe D

Simulations de l'état mécanique post-soudage

Cette annexe présente des résultats supplémentaires à propos de simulation numérique des contraintes résiduelles. En effet, l'influence du champ de température sur le champ de contrainte résiduelle a été simulée (c.f. section D.1). L'influence de l'état mécanique a également été simulée (c.f. section D.2).

D.1 Influence du champ de température

L'allure du champ de température, et en particulier son gradient, influence directement l'état métallurgique du TA6V et donc *in-fine* le champ de contrainte résiduelle. Dans le cadre de cette section, l'influence du gradient de température sur le champ de contrainte a été étudié. Pour cela, le gradient de température a été augmenté par rapport à la valeur de référence (c.f. figure 3.19). En somme, la largeur de la deuxième courbe gaussienne a été multipliée par 5 par rapport à celle présentée sur le champ de la figure 3.19. Il convient de préciser que le facteur 5 est complètement arbitraire. Le champ de température résultant est présenté sur la figure D.1. Les conditions aux limites appliquées sont les mêmes que celles utilisées pour le premier cas simulé (c.f. figure 3.20). Les simulations ont été réalisées pour un état de contrainte plane.

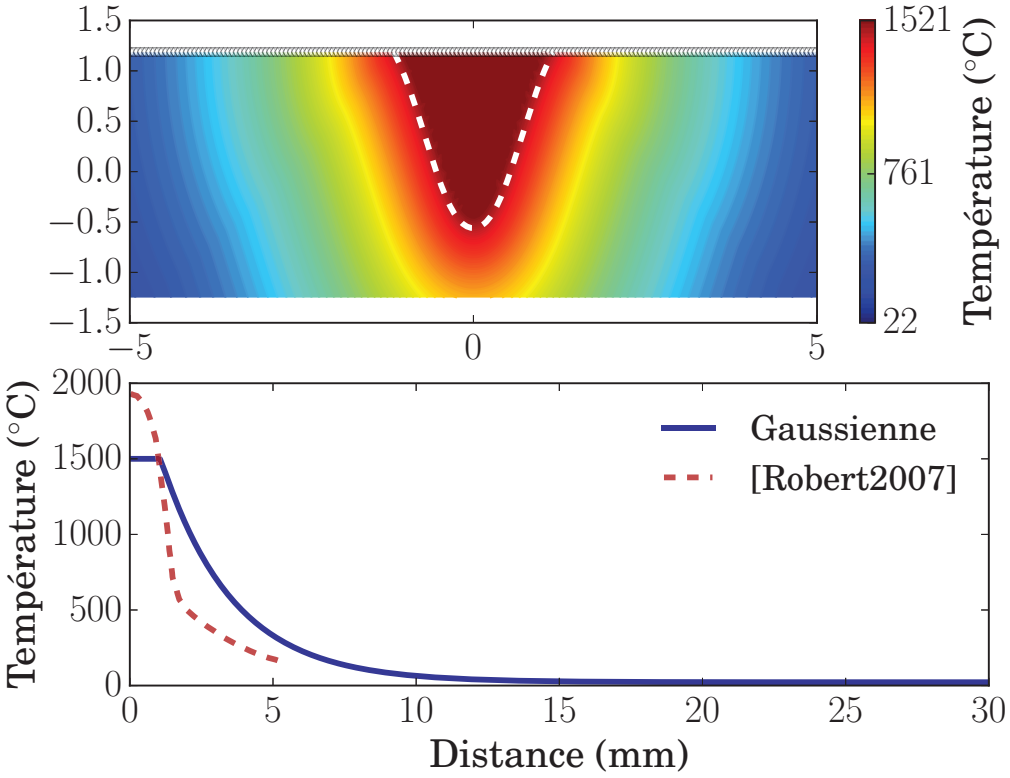


FIGURE D.1 – Champ de température imposé dont la largeur de la deuxième courbe gaussienne a été multiplié par 5

L'action sur la deuxième courbe gaussienne du champ de température se traduit par une augmentation du gradient thermique (c.f. figure D.1).

Les figures D.2 a) et b) présentent respectivement les champs de contrainte Σ_{xx} et Σ_{yy} à l'issu du cycle thermique.

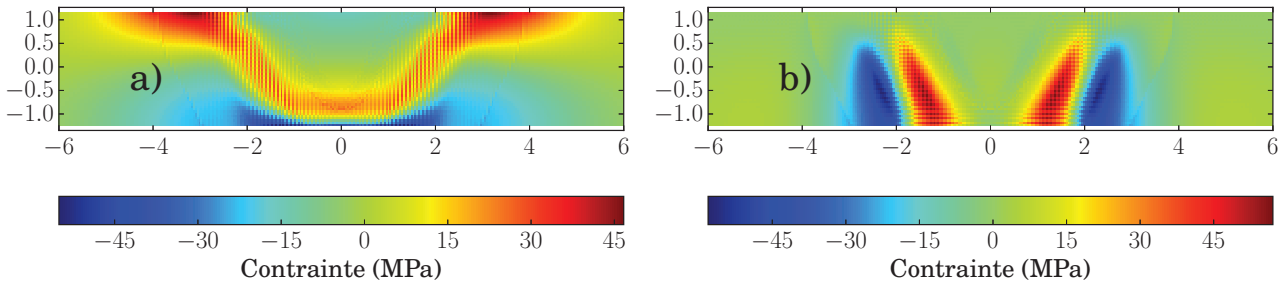


FIGURE D.2 – Champs de contraintes résiduelles, a) champ de contraintes axial Σ_{xx} et b) champ de contraintes axial Σ_{yy} (valeurs aux points d'intégration)

Il apparaît que le champ de température influence significativement le niveau et l'allure du champ de contrainte résiduelle. Ainsi, plus le gradient est important plus la zone subissant la transformation martensitique est grande. Cela se traduit par une augmentation des dimensions de la zone fondue (c.f. figure D.3).

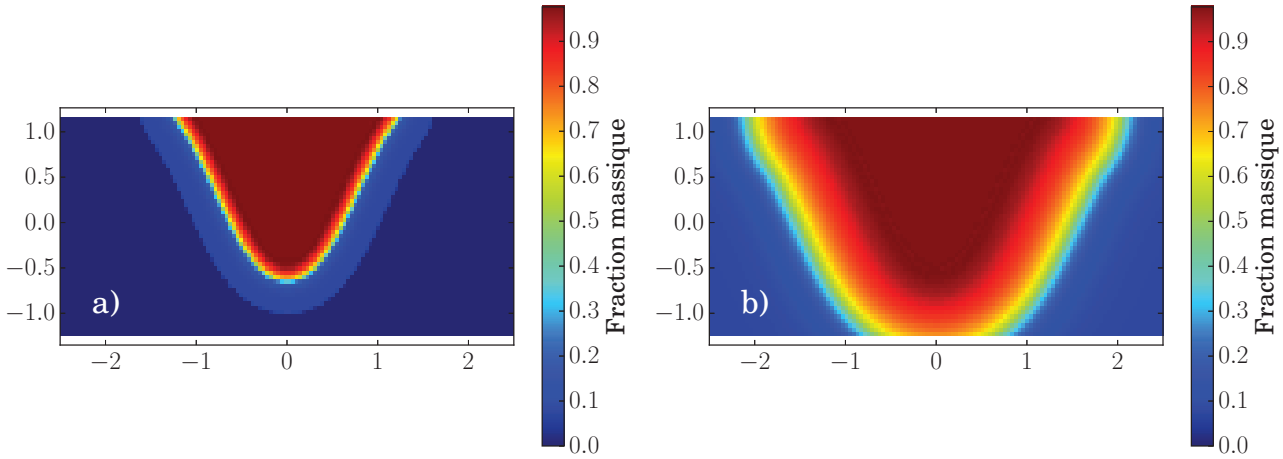


FIGURE D.3 – Fraction de phase α', a) gradient de température identique à celui de [Robert, 2007] et b) gradient cinq fois moins sévère (valeurs aux points d'intégration)

In-fine, l'augmentation de ce gradient contribue à étendre le champ de contrainte résiduelle. Cependant, bien que plus étendu, le niveau des contraintes est inférieur à la simulation présentée au cours du troisième chapitre (c.f. figure 3.21). En effet, la contrainte maximale en valeur absolue passe de 320 à 50 MPa lorsque le gradient de température est multiplié par 5.

Cette simulation met en évidence une forte dépendance du champ de contraintes vis-à-vis de celui de température. Par ailleurs, [Akman et al., 2009] a montré que les paramètres de soudage (puissance crête et temps de maintient) affectent significativement la morphologie du cordon de soudure (dimensions de la zone fondue et de la zone affectée thermiquement). Cela implique que les paramètres de soudage modifient l'allure du champ de température et les cinétiques thermiques. La simulation robuste du soudage nécessite de disposer d'un modèle thermique. Dans ce travail, l'approche thermique est simplifiée. Il faudrait poursuivre ces travaux en se basant sur [Dal and Fabbro, 2016] et [Bergheau, 2004].

D.2 Influence des conditions mécaniques

La simulation présentée au cours du chapitre 3 section 3.2.5 figures 3.21 a été réalisée dans des conditions de contrainte plane. Cette condition correspond à l'état mécanique des bagues analysées par DRX. Or, avant la découpe, l'état mécanique de ces dernières correspond à des conditions axisymétriques. Pour cette raison, des simulations ont été réalisées dans ces conditions. Le champ de température de référence a été utilisé ici (c.f. figure 3.19). Les conditions limites retenues sont représentées sur la figure D.4. Celles-ci ont été imposées conformément au mode opératoire de soudage. En effet, l'une des deux demi-bagues est maintenue par le biais d'un mandrin. La seconde demi-bague est alors mise en place sur la première par l'intermédiaire du plan de joint. Quelques points de soudage sont appliqués sur l'ensemble pour le maintenir. Enfin, les deux demi-bagues sont soudées. Seule la surface inférieure est contrainte (c.f. figure D.4).

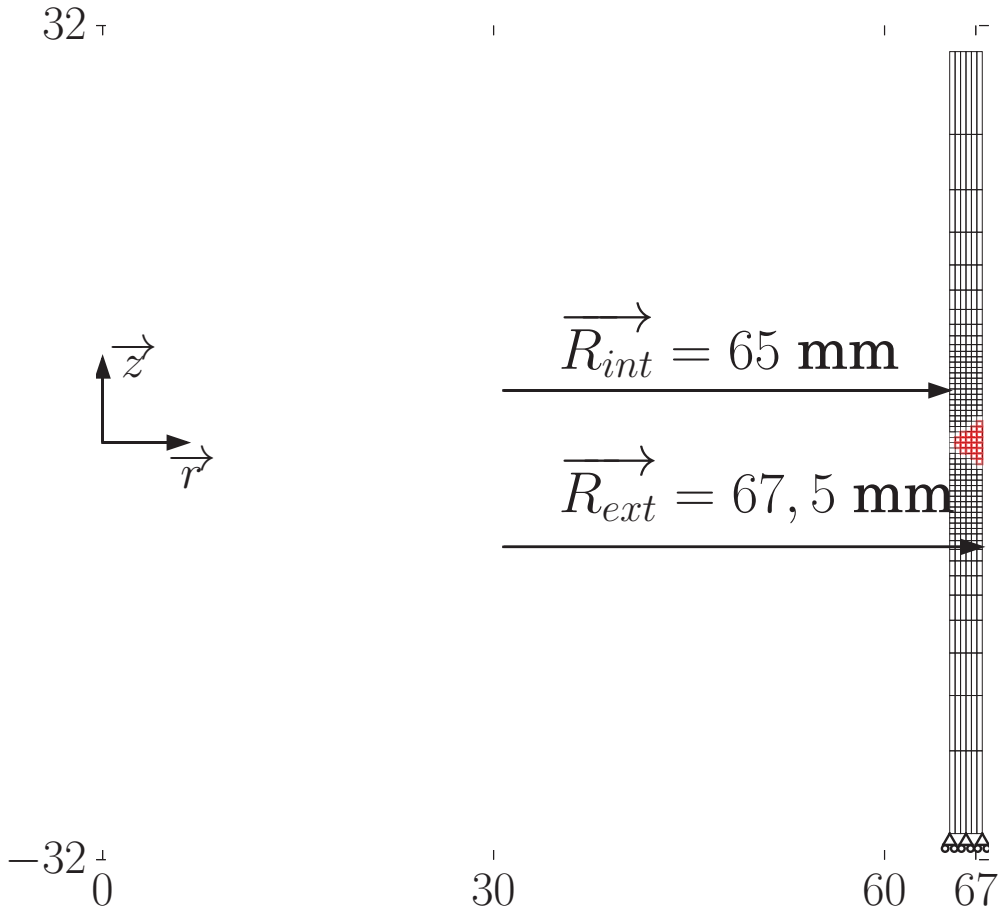


FIGURE D.4 – Présentation du maillage 2D pour des conditions axisymétriques (bridage partiel)

Les champs de contrainte Σ_{rr}, Σ_{zz} et $\Sigma_{\theta\theta}$ sont présentés respectivement sur les figures D.5 a), b) et c).

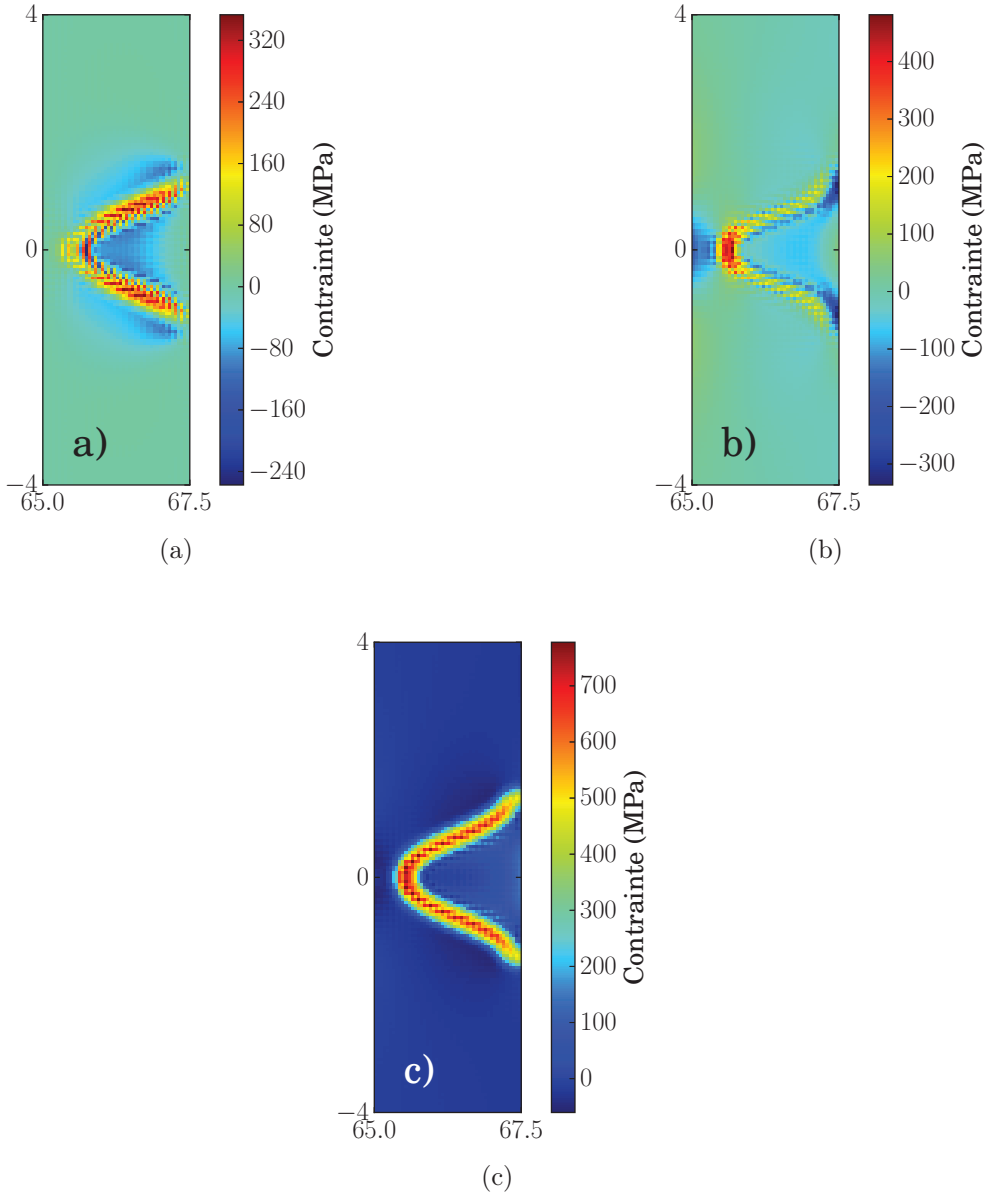


FIGURE D.5 – Champs de contrainte résiduelle, a) champ de contrainte Σ_{rr}, b) champ de contrainte Σ_{zz} et c) champ de contrainte $\Sigma_{\theta\theta}$ (valeurs aux points d'intégration)

Il apparaît que le niveau des contraintes est plus important que dans le cas des contraintes planes. Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que l'allure du champ $\Sigma_{\theta\theta}$ est similaire au champ Σ_{yy} présenté dans le chapitre 3, section 3.3.1. Une bande de traction est présente le long de la zone affectée thermiquement. Ce champ ne correspond pas à l'allure déterminé expérimentalement (c.f. chapitre 3, section 3.1.4, figure 3.9).

Les conditions mécaniques ne permettent donc pas d'expliquer l'écart constaté entre les données expérimentales et les simulations.

Annexe E

Analyse des mécanismes de déformation

Les caractérisations métallurgiques conduites (c.f. chapitre 2) ont mis en évidence une microstructure au sein de la zone fondue radicalement différente de celle du métal de base. En conséquence, son comportement mécanique est différent du métal de base (c.f. section 4.1.3). La zone fondue présente une limite d'élasticité 20% supérieure à celle du métal de base. Afin de mieux comprendre la relation microstructure/comportement mécanique de la zone fondue, des essais de traction *in-situ* ont été réalisés. La section E.1 présente le principe des essais *in-situ*. Les résultats sont présentés au sein de la section E.1.

E.1 Présentation des essais *in-situ*

Ces essais permettent de solliciter et d'observer simultanément la déformation d'une microstructure. Dans le cadre de cette étude, ces essais ont été réalisés au sein d'un microscope électronique à balayage. Ce type d'essai permet d'accéder aux mécanismes de déformation à l'échelle de la microstructure. Ces essais ont été réalisés avec l'aide de Joseph Djouda-Marae (EPF, École polytechnique féminime) et Fabrice Gaslain (Centre des Matériaux de l'École des Mines de Paris). La machine de traction est alors pilotée avec une vitesse de déplacement constante fixée à 6 µm/s.

Un réseau de plots a été déposé sur la surface de l'éprouvette par lithographie électronique. Cette étape a été réalisée au sein du laboratoire LNIO par Jérémy Béral. Son principe est schématisé sur la figure E.1.

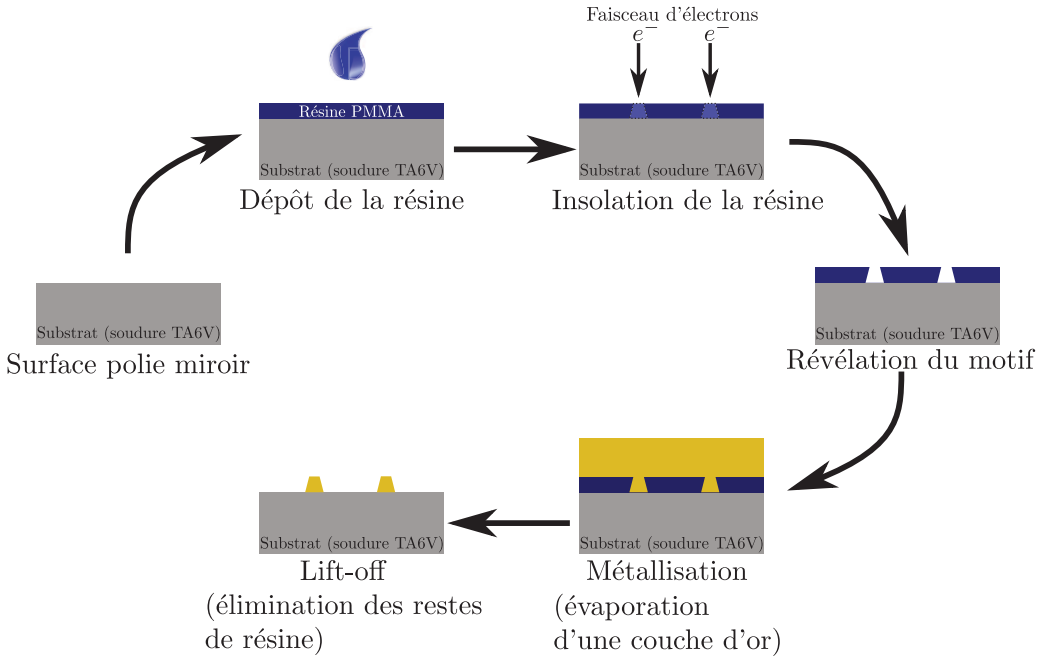


FIGURE E.1 – Principe de la lithographie électronique

La première étape consiste à polir l'éprouvette jusqu'à l'obtention d'une surface polie miroir. Sur cette surface est déposée une goutte de résine en PMMA (polyméthacrylate de méthyle). Puis, le faisceau d'électrons est piloté afin d'insoler la résine. L'échantillon est ensuite plongé dans une solution de MIBK (méthylisobutylcétone). Cette dernière permet d'éliminer les zones irradiées par le faisceau d'électrons. L'avant dernière étape consiste à évaporer de l'or sur la surface de l'échantillon. L'or va se placer au sein des trous présents au sein du réseau. Enfin, la dernière étape consiste à retirer le reste de résine PMMA non insolée (*lift-off*). Pour ce faire, l'échantillon est plongé dans une solution d'acétone. À l'issu du processus, il ne reste plus que le réseau de plots d'or (c.f. figure E.3). Ce dernier a été déposé au centre de la zone utile de l'éprouvette (c.f. figure E.2).

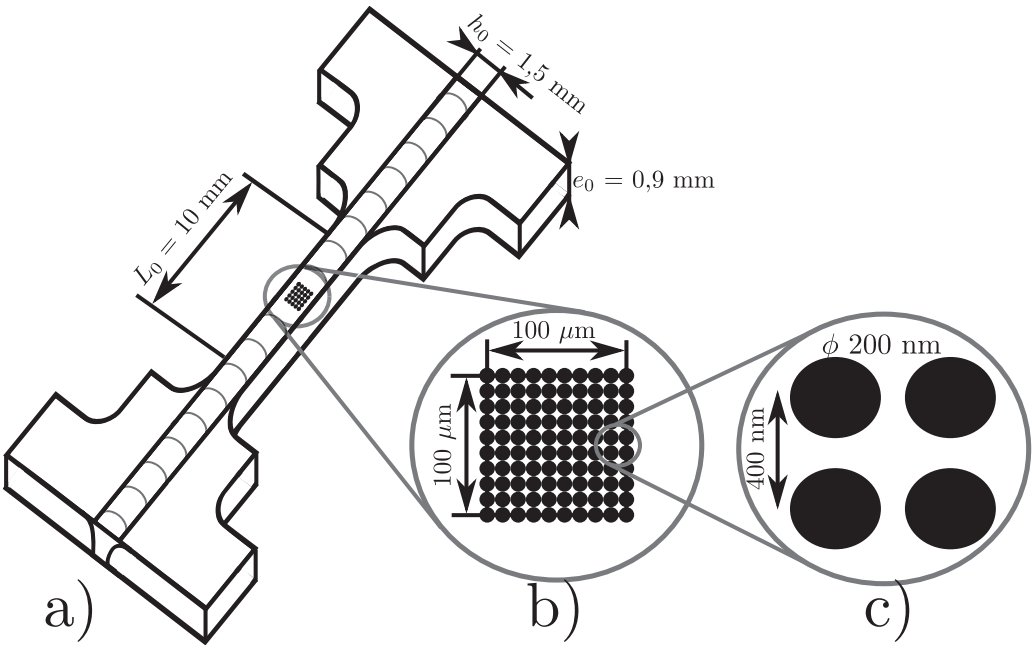


FIGURE E.2 – Représentation schématique, a) de la géométrie des éprouvettes utilisées pour les essais *in-situ*, b) dimensions de la zone lithographiée et c) dimensions des plots lithographiés

La microstructure de la zone fondue présente une double échelle. La première est celle de l'*ex*-grain β, la seconde est celle de l'aiguille α'. En fonction des mécanismes recherchés, les dimensions de la zone lithographiée ne sont pas les mêmes. L'objectif est d'apporter des éléments de compréhension sur les mécanismes de déformation à l'échelle de l'*ex*-grain β. Pour cette raison, les dimensions de la zone lithographiée représentent 100 µm de côté (c.f. figure E.3). Cette zone permet de suivre l'évolution d'un ou deux *ex*-grains β.

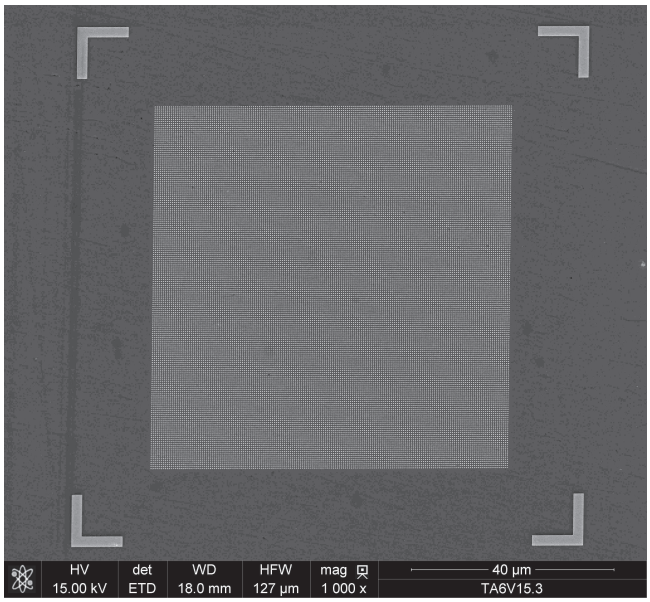


FIGURE E.3 – Présentation d'un réseau lithographié

Le réseau de plots présenté sur la figure E.3 donne accès aux champs de déformation. Les plots quant à eux présentent un diamètre de 200 nm. Ils sont séparés de 400 nm (distance centre à centre). Les essais ont été pilotés à vitesse de déplacement de traverse constante. Lors

de l'acquisition des images MEB, le déplacement traverse a été bloqué. Ce qui signifie que l'éprouvette se relaxe durant l'acquisition de l'image. Des incréments de 0,15 % de déformation ont été appliqués jusqu'à la rupture de l'éprouvette. Trois essais de ce type ont été réalisés.

Initialement, l'évolution de la microstructure devait être suivie par EBSD (diffraction des électrons rétrodiffusé). Cependant, le réseau de nano-plots a fortement perturbé la diffraction des électrons rétrodiffusés. Finalement, l'EBSD n'a pu être mis en œuvre ce qui a compliqué l'interprétation des résultats. Effet, il n'a pas été possible de déterminer la nature du glissement des aiguilles α'.

E.2 Détermination des champs de déformation locaux

Les champs de déformation ont été déterminés par le biais de deux méthodes : par suivi de marqueurs et par corrélation d'images numériques. La première méthode consiste à calculer en utilisant les plots comme des marqueurs. Celle-ci a été développée par Benoît Panicaud sous forme d'un script Matlab ®. Cette méthode est présentée dans l'annexe F.

La deuxième méthode employée repose sur la corrélation d'images numériques. La démarche est rigoureusement identique à celle utilisée dans la section 4.1.3. L'intérêt de cette méthode réside dans sa simplicité de mise en œuvre. Pour ce faire, les images MEB, acquises pour différents états de déformation ont été importées au sein du logiciel [GOM, 2009]. L'application de la corrélation d'images numériques permet alors de déterminer les champs de déformation. Ces champs sont présentés sur les figures E.4 a), b) et sur la figure E.5. Il s'agit des champs de déformation déterminés selon la direction de sollicitation, soit selon la direction $\overrightarrow{x}$ (direction horizontale de l'image).

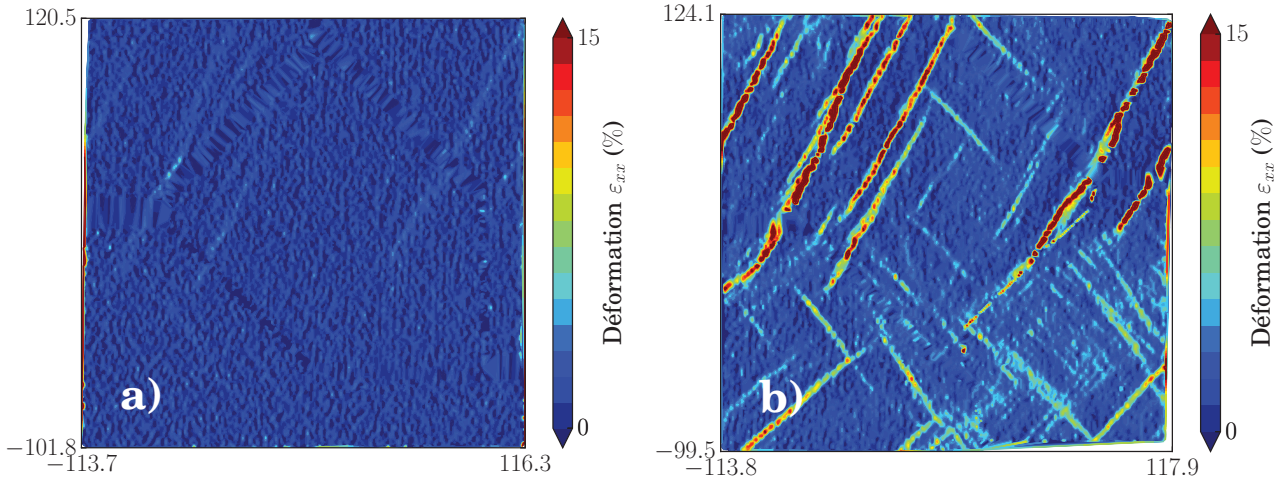


FIGURE E.4 – Champ de déformation ε_{xx} déterminé par corrélation d'images numériques, a) début du chargement et b) au cours du chargement

La figure E.4 a) illustre un champ de déformation homogène. Les hétérogénéités de déformation apparaissent dès 2 % de déformation totale. La figure E.4 b) met en évidence des bandes de déformation. Sous l'action de la sollicitation, les bandes de glissements déjà présentes s'intensifient tandis que de nouvelles apparaissent (c.f. figure E.5). Par ailleurs, la déformation macroscopique totale associée au champ de déformation présenté sur la figure E.6 est faible. Cette dernière a été calculée à 6 %.

Les dimensions de ces bandes de glissement sont proches de celles des aiguilles α'. Néanmoins, sans information sur la microstructure, l'interprétation des résultats est délicate. La figure E.6 est le cliché MEB associé au champ de déformation présenté sur la figure E.5. Il apparaît que

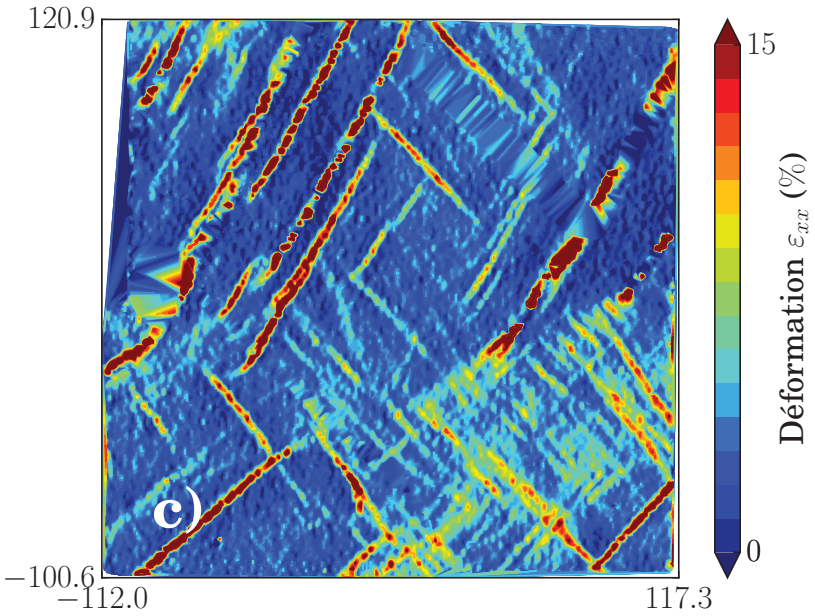


FIGURE E.5 – Champ de déformation ε_{xx} associé au dernier état avant la rupture de l'éprouvette

ces bandes sont orientées, selon deux directions par rapport à la direction de sollicitation $\overrightarrow{x}$. En d'autres termes, ces bandes forment un angle d'environ 60° avec la direction de traction. De plus, [Book and Sangid, 2016] a mis en évidence deux familles de systèmes de glissement : basal et prismatique. Ces auteurs précisent toutefois que le glissement prismatique est majoritaire.

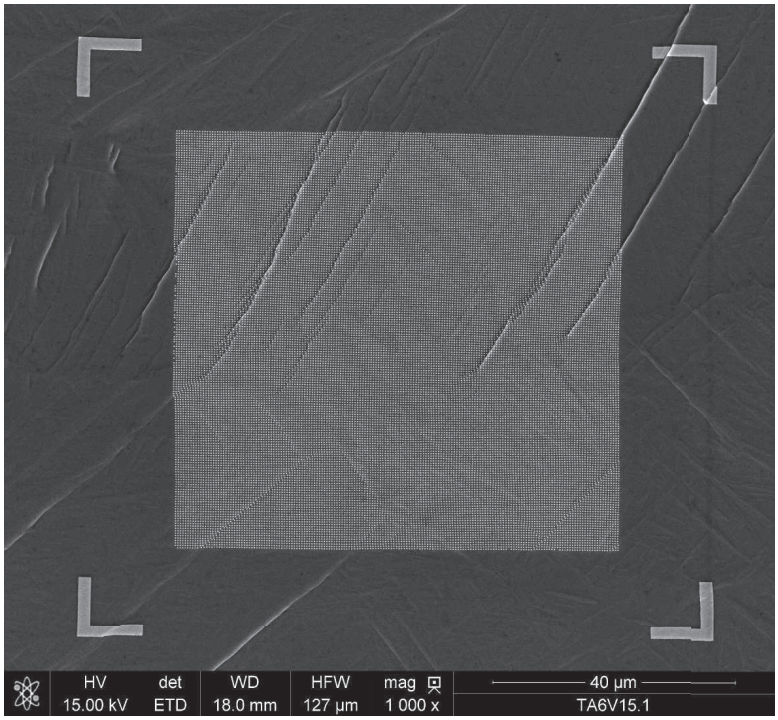


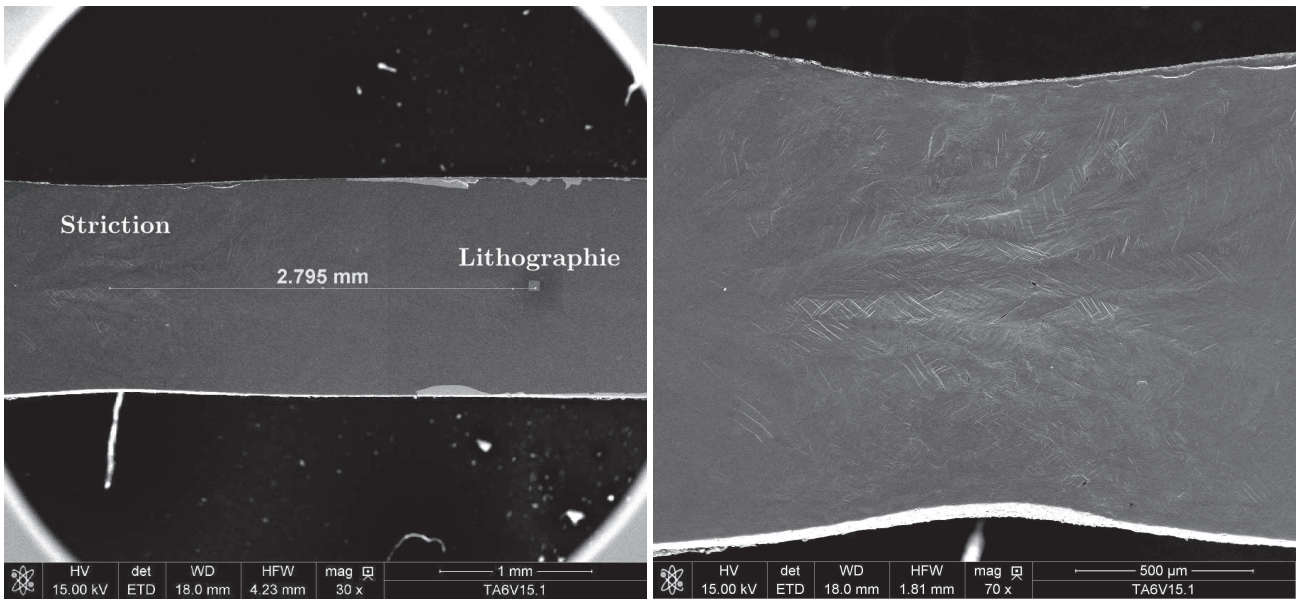
FIGURE E.6 – Cliché MEB du réseau lithographié déformé avant la rupture de l'éprouvette

Il apparaît, d'après la figure E.6, que les zones blanches correspondent aux bandes de déformation déterminées grâce à la corrélation d'images numériques (c.f. figure E.5).

E.3 Observation de l'endommagement

Initialement, ces essais visaient à étudier et à quantifier les hétérogénéités de déformation au sein de la microstructure de la zone fondue. Toutefois, ces essais ont également permis d'observer la germination des cavités. Il convient de préciser que les résultats présentés dans cette section sont uniquement qualitatifs.

Pour chaque état de déformation, la surface de l'éprouvette a été parcourue à la recherche de cavités. Les premières cavités en surface ont été observées après le début de la striction (c.f. figure E.7b). Cette dernière se situe à environ 2,7 mm par rapport à la zone lithographiée (c.f. figure E.7a).



(a) (b)

FIGURE E.7 – Observation de la surface de l'éprouvette, a) cliché MEB de la striction et b) distance de la striction par rapport à la zone lithographiée

La figure E.8 présente une vue rapprochée de la cavité observée au centre de la striction (c.f. figure E.7b).

Il apparaît que les cavités présentent une forme elliptique. Il semble qu'elles se forment le long des interfaces α'/α'. [Gao et al., 2014] évoquent une décohésion de l'interface. C'est ce que semble indiquer le faciès de rupture des éprouvettes longitudinales (c.f. chapitre 4, section 4.1.3 figure 4.14). Selon [Gao et al., 2014], les cavités peuvent également germer sur les *ex*-joints de grains β. Toutefois, en l'absence d'information sur les orientations cristallographiques, il n'est pas possible de déterminer si les cavités observées sur la figure E.8 se trouvent sur un *ex*-joint de grain β.

Les cavités semblent être issues de l'activité plastique des aiguilles α'. Selon [Book and Sangid, 2016], les cavités se formeraient dans le voisinage d'une ou plusieurs aiguilles α' présentant un niveau d'activité plastique élevé. Ainsi, l'activité plastique entraînerait une forte concentration de contrainte dans l'interface. Ces incompatibilités de déformation conduiraient à la décohésion de l'interface α'/α'. La germination d'une cavité a été observée au cours d'un autre essai.

La figure E.9a met en évidence la présence d'une cavité germée. Sous l'action du chargement, une seconde cavité a germé dans le voisinage de la première. De plus, une bande de glissement est observée sur la figure E.9a, là où la cavité a germé. Il est compliqué d'aller plus loin dans l'interprétation sans information sur la nature du glissement et de l'état de déformation du

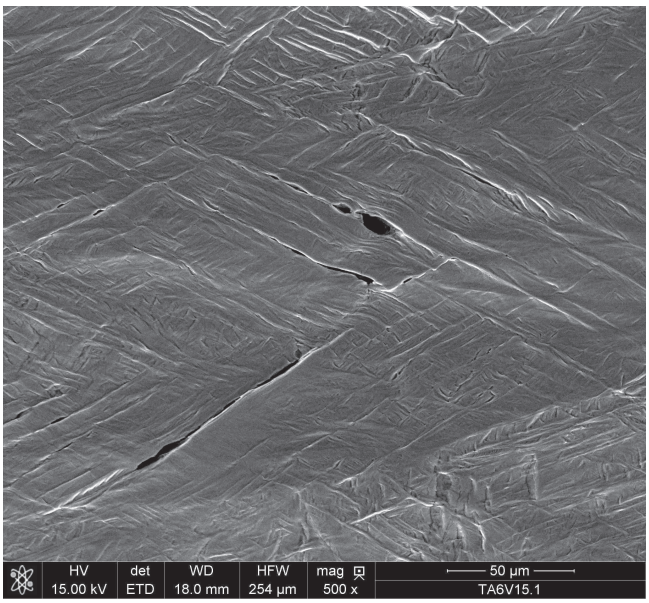
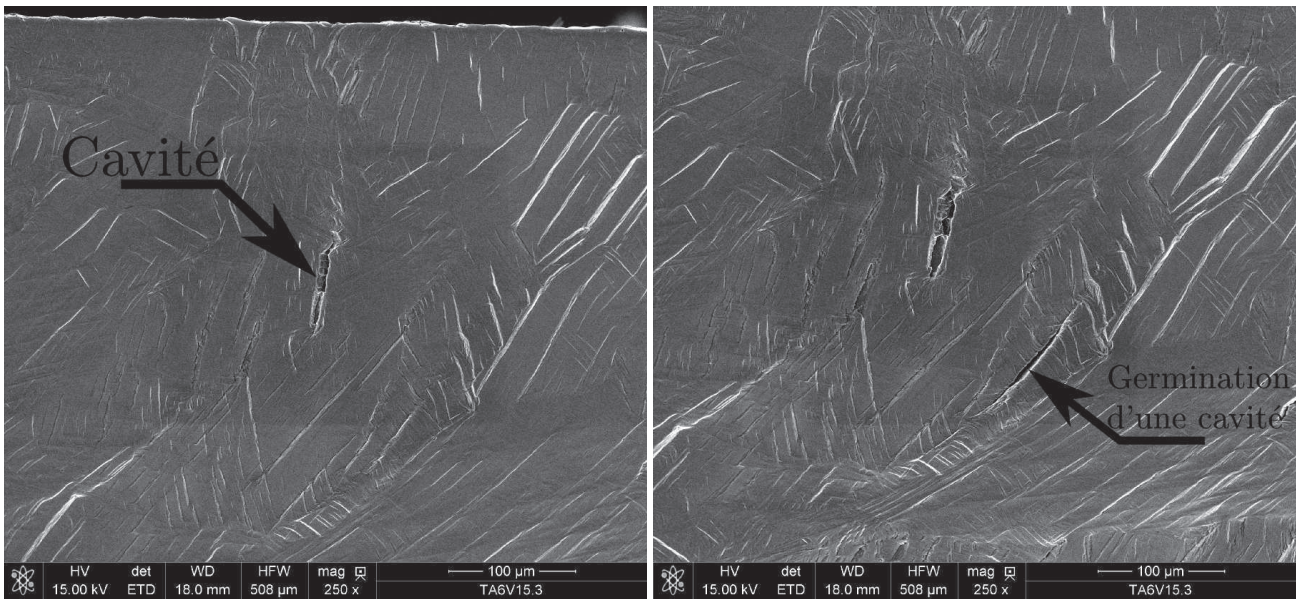


FIGURE E.8 – Cliché MEB d'un ensemble de cavités observées au centre de la zone de striction

voisinage de la cavité (c.f. figure E.9b).

Cette étude met clairement en évidence que les mécanismes d'endommagement de la microstructure aciculaire sont différents de ceux du métal de base identifiés par [Helbert et al., 1996].



(a) (b)

FIGURE E.9 – Observation de la germination d'une cavité, a) cliché MEB de la striction et b) distance de la striction par rapport à la zone lithographiée

Annexe F

Champs de déformation locaux déterminés par la méthode des centres

Les champs de déformation locaux ont également été déterminés par l'intermédiaire d'un programme Matlab conjointement développé par Benoît Panicaud et Joseph Djouda-Marae [Marae Djouda, 2016]. Le principe est de calculer les déformations à partir des positions des centres des plots.

La première étape du traitement consiste à extraire la position du centre de chaque plot associé à chaque état de déformation. Pour cela, une transformée de [Hough, 1962] est appliquée à chaque image MEB. Cette dernière permet d'identifier le centre de chaque plot présent sur l'image (c.f. figure F.1). Les positions de ces derniers sont alors stockées.

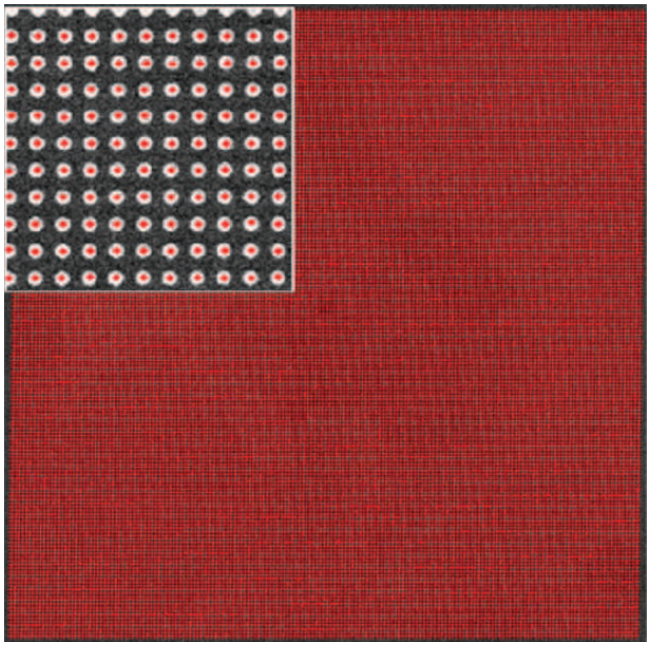


FIGURE F.1 – Exemple d'identification du centre des plots

La deuxième étape du traitement consiste à calculer les champs de déformation. En premier lieu, les composantes planes du champ de déplacement sont calculées à partir des positions extraites des plots. Le plot situé dans le haut gauche de chaque image est choisie comme origine. Les déplacements peuvent être calculés selon les relations F.1 et F.2.

$$u_x^k(x,y) = \sum_{k=0}^{N} x^k - x^0 \tag{F.1}$$

$$u_y^k(x,y) = \sum_{k=0}^{N} y^k - y^0 \tag{F.2}$$

Avec :

- x_i^k : position x des plots pour un état de chargement k ;
- y_i^k : position y des plots pour un état de chargement k ;

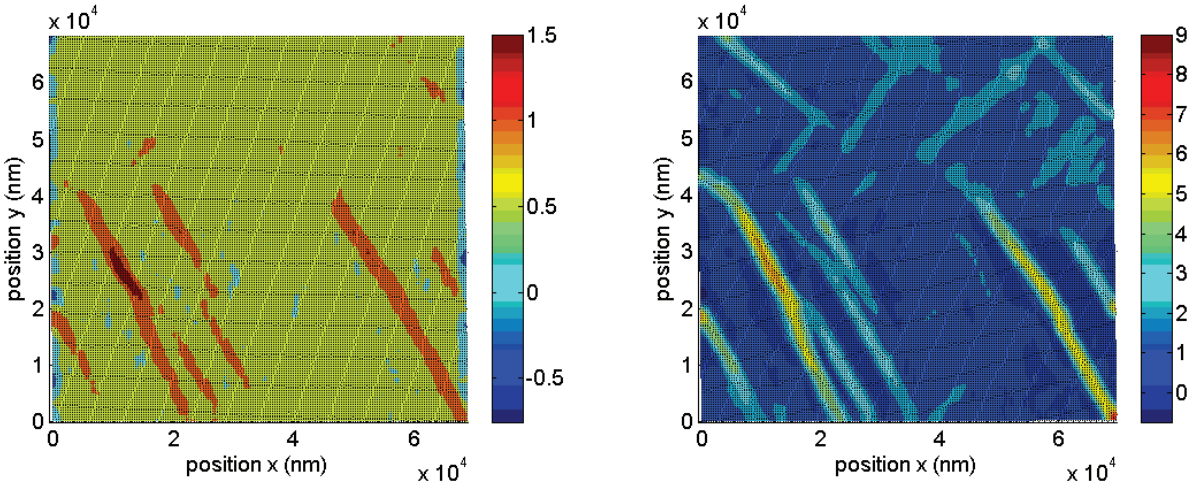
Les champs de déformations peuvent alors être calculés. Les relations F.3, F.4 et F.5 sont associées au tenseur d'Almansi-Euler.

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1}{2}\left(1 - \left(1 - H_{xx}^k\right)^2 - (H_{yx}^k)^2\right) \tag{F.3}$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{1}{2}\left(1 - \left(1 - H_{yy}^k\right)^2 - (H_{xy}^k)^2\right) \tag{F.4}$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2}\left(H_{xy}^k + H_{yx}^k - H_{yy}^k H_{yx}^k - H_{xx}^k H_{xy}^k\right) \tag{F.5}$$

Le terme H_{yy} désigne l'opérateur bidimensionnel proposé par [Nemat-Nasser, 2009].
La figure F.2 présente le champ de déformation selon la direction de sollicitation ($\overrightarrow{x}$).



(a) (b)

FIGURE F.2 – Champ de déformation ε_{xx} déterminé par corrélation d'images numériques, a) début du chargement et b) au cours du chargement

Le champ de déformation présenté sur la figure F.2 est similaire à celui de la figure E.4. Il apparaît que cette méthode donne des résultats très similaires.

Bibliographie

[Ahmed and Rack, 1998] Ahmed, T. and Rack, H. (1998). Phase transformations during cooling in $\alpha + \beta$ titanium alloys. *Materials Science and Engineering : A*, 243(1-2) :206 – 211.

[Ahn et al., 2017] Ahn, J., He, E., Chen, L., Wimpory, R., Dear, J., and Davies, C. (2017). Prediction and measurement of residual stresses and distortions in fibre laser welded Ti-6Al-4V considering phase transformation. *Materials & Design*, 115 :441 – 457.

[Akman et al., 2009] Akman, E., Demir, A., Canel, T., and Sinmazçelik, T. (2009). Laser welding of Ti-6Al-4V titanium alloys. *Journal of Materials Processing Technology*, 209(8) :3705 – 3713.

[Alvarez et al., 2004] Alvarez, A. M., Robertson, I. M., and Birnbaum, H. K. (2004). Hydrogen embrittlement of a metastable β-titanium alloy. *Acta Materialia*, 52(14) :4161 – 4175.

[Ankem and Margolin, 1982] Ankem, S. and Margolin, H. (1982). Finite element method (fem) calculations of stress-strain behavior of α-β Ti-Mn alloys : Part I : Stress-strain relations. *Metallurgical Transactions A*, 13(4) :595–601.

[Ankem and Margolin, 1986] Ankem, S. and Margolin, H. (1986). A rationalization of stress-strain behavior of two-ductile phase alloys. *Metallurgical Transactions A*, 17(12) :2209–2226.

[Ankem et al., 2006] Ankem, S., Margolin, H., Greene, C., Neuberger, B. W., and Oberson, P. G. (2006). Mechanical properties of alloys consisting of two ductile phases. *Progress in Materials Science*, 51(5) :632 – 709.

[APS, 2017] APS (Consulté en 2017). Synchrotron advanced photon source. `https://www.aps.anl.gov/`.

[Asserin et al., 2011] Asserin, O., Loredo, A., Petelet, M., and Iooss, B. (2011). Global sensitivity analysis in welding simulations—what are the material data you really need ? *Finite Elements in Analysis and Design*, 47(9) :1004 – 1016.

[ASTM B348, 2013] ASTM B348 (2013). Standard specification for titanium and titanium alloy bars and billets. *American Society for Testing Material*.

[Asunmaa et al., 1968] Asunmaa, S. K., Ingersoll, R. G., Mackay, T. L., and Tiner, N. A. (1968). Use of electron microautoradiography for evaluating microsegregation of hydrogen in titanium alloys. *ASM TRANSACTIONS QUARTERLY*, 61 :195–202.

[Avrami, 1939] Avrami, M. (1939). Kinetics of phase change. i general theory. *The Journal of Chemical Physics*, 7(12) :1103–1112.

[Bao and Wierzbicki, 2004] Bao, Y. and Wierzbicki, T. (2004). On fracture locus in the equivalent strain and stress triaxiality space. *International Journal of Mechanical Sciences*, 46(1) :81 – 98.

[Barkia, 2014] Barkia, B. (2014). *Titanium viscoplasticity at room temperature, effects of oxygen and hydrogen contents*. Thèse de doctorat, École Polytechnique.

[Baudin and Lodini, 2012] Baudin, T. and Lodini, A. (2012). *Rayonnement synchrotron rayons X et neutrons au service des matériaux*. EDP science.

[Bell and Dicks, 1965] Bell, L. G. and Dicks, T. S. (1965). The effect of prior beta grain size on the ductility of zirconium-2.5 weight per cent niobium alloy. *Canadian Metallurgical Quarterly*, 4(4) :259–268.

[Benninghoven et al., 1987] Benninghoven, A., Rudenauer, F., and Werner, H. (1987). *Secondary ion mass spectrometry : basic concepts, instrumental aspects, applications and trends.* John Wiley and Sons,New York, NY.

[Benzerga and Leblond, 2010] Benzerga, A. A. and Leblond, J.-B. (2010). Ductile fracture by void growth to coalescence. In Aref, H. and van der Giessen, E., editors, *Advances in Applied Mechanics*, volume 44 of *Advances in Applied Mechanics*, pages 169 – 305. Elsevier.

[Béranger et al., 1993] Béranger, A., Feaugas, X., and Clavel, M. (1993). Low cycle fatigue behavior of an $\alpha + \beta$ titanium alloy : Ti-6246. *Materials Science and Engineering : A*, 172(1) :31 – 41.

[Bergheau, 2004] Bergheau, J.-M. (2004). Modélisation numérique des procédés de soudage. *Techniques de l'ingénieur Assemblage des matériaux par soudage*, base documentaire : TIB512DUO.(ref. article : bm7758).

[Bergheau et al., 2014] Bergheau, J.-M., Leblond, J.-B., and Perrin, G. (2014). A new numerical implementation of a second-gradient model for plastic porous solids, with an application to the simulation of ductile rupture tests. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 268 :105 – 125.

[Besson, 2009] Besson, J. (2009). Continuum models of ductile fracture : A review. *International Journal of Damage Mechanics*, 19 :3 – 51.

[Besson et al., 2001] Besson, J., Cailletaud, G., Chaboche, J. L., and Forest, S. (2001). *Mécanique non linéaire des matériaux.* Hermès - Lavoisier.

[Besson and Guillemer-Neel, 2003] Besson, J. and Guillemer-Neel, C. (2003). An extension of the Green and Gurson models to kinematic hardening. *Mechanics of Materials*, 35(1-2) :1 – 18.

[Bonora, 1997] Bonora, N. (1997). A nonlinear CDM model for ductile failure. *Engineering Fracture Mechanics*, 58(1) :11 – 28.

[Book and Sangid, 2016] Book, T. A. and Sangid, M. D. (2016). Strain localization in Ti-6Al-4V Widmanstatten microstructures produced by additive manufacturing. *Materials Characterization*, 122 :104 – 112.

[Boyce et al., 2016] Boyce, B. L., Kramer, S. L. B., Bosiljevac, T. R., Corona, E., Moore, J. A., Elkhodary, K., Simha, C. H. M., Williams, B. W., Cerrone, A. R., Nonn, A., Hochhalter, J. D., Bomarito, G. F., Warner, J. E., Carter, B. J., Warner, D. H., Ingraffea, A. R., Zhang, T., Fang, X., Lua, J., Chiaruttini, V., Mazière, M., Feld-Payet, S., Yastrebov, V. A., Besson, J., Chaboche, J.-L., Lian, J., Di, Y., Wu, B., Novokshanov, D., Vajragupta, N., Kucharczyk, P., Brinnel, V., Döbereiner, B., Münstermann, S., Neilsen, M. K., Dion, K., Karlson, K. N., Foulk, J. W., Brown, A. A., Veilleux, M. G., Bignell, J. L., Sanborn, S. E., Jones, C. A., Mattie, P. D., Pack, K., Wierzbicki, T., Chi, S.-W., Lin, S.-P., Mahdavi, A., Predan, J., Zadravec, J., Gross, A. J., Ravi-Chandar, K., and Xue, L. (2016). The second sandia fracture challenge : predictions of ductile failure under quasi-static and moderate-rate dynamic loading. *International Journal of Fracture*, 198(1) :5–100.

[Bridgman, 1952] Bridgman, P. W. (1952). Studies in large plastic flow and fracture. *Science*, 115(2990) :424–424.

[Bridier et al., 2009] Bridier, F., McDowell, D. L., Villechaise, P., and Mendez, J. (2009). Crystal plasticity modeling of slip activity in Ti-6Al-4V under high cycle fatigue loading. *International Journal of Plasticity*, 25(6) :1066 – 1082.

[Bridier et al., 2005] Bridier, F., Villechaise, P., and Mendez, J. (2005). Analysis of the different slip systems activated by tension in a α/β titanium alloy in relation with local crystallographic orientation. *Acta Materialia*, 53(3) :555 – 567.

[Brocks et al., 1996] Brocks, W., Sun, D.-Z., and Hoenig, A. (1996). Verification of micromechanical models for ductile fracture by cell model calculations. *Computational Materials Science*, 7(1) :235 – 241.

[Bruneseaux, 2008] Bruneseaux, F. (2008). *Apport de la diffraction des rayons X à haute énergie sur les transformations de phases application aux alliages de titane*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine.

[Bruyere et al., 2014] Bruyere, V., Touvrey, C., and Namy, P. (2014). A phase field approach to model laser power control in spot laser welding. Proceedings of the 2014 COMSOL Conference in Cambridge.

[Buirette, 2011] Buirette, C. (2011). *Étude des mécanismes de propagation de fissure dans un alliage de titane TA6V soudé par faisceau d'électrons*. PhD thesis, Université de Toulouse.

[Burgers, 1934] Burgers, W. (1934). On the process of transition of the cubic-body-centered modification into the hexagonal-close-packed modification of zirconium. *Physica*, 1(7) :561 – 586.

[Caglioti et al., 1958] Caglioti, G., Paoletti, A., and Ricci, F. (1958). Choice of collimators for a crystal spectrometer for neutron diffraction. *Nuclear Instruments*, 3(4) :223 – 228.

[Cailletaud and Pilvin, 1994] Cailletaud, G. and Pilvin, P. (1994). Utilisation de modèles polycristallins pour le calcul par éléments finis. *Revue Européenne des éléments Finis*, 3(4) :515–541.

[Cailletaud, G., 1988] Cailletaud, G. (1988). Une approche micromécanique du comportement des polycristaux. *Rev. Phys. Appl. (Paris)*, 23(4) :353–365.

[Cao et al., 2016] Cao, J., Gharghouri, M. A., and Nash, P. (2016). Finite-element analysis and experimental validation of thermal residual stress and distortion in electron beam additive manufactured Ti-6Al-4V build plates. *Journal of Materials Processing Technology*, 237 :409 – 419.

[Cao et al., 2015] Cao, T.-S., Mazière, M., Danas, K., and Besson, J. (2015). A model for ductile damage prediction at low stress triaxialities incorporating void shape change and void rotation. *International Journal of Solids and Structures*, 63 :240 – 263.

[Caron et al., 2010] Caron, J., Heinze, C., Schwenk, C., Rethmeier, M., Babu, S., and Lippold, J. (2010). Effect of continuous cooling transformation variations on numerical calculation of welding induced residual stresses. *Welding Journal*, pages 151 – 160.

[Castany et al., 2007] Castany, P., Pettinari-Sturmel, F., Crestou, J., Douin, J., and Coujou, A. (2007). Experimental study of dislocation mobility in a Ti-6Al-4V alloy. *Acta Materialia*, 55(18) :6284 – 6291.

[Castany et al., 2008] Castany, P., Pettinari-Sturmel, F., Douin, J., and Coujou, A. (2008). In situ transmission electron microscopy deformation of the titanium alloy Ti-6Al-4V : Interface behaviour. *Materials Science and Engineering : A*, 483-484 :719 – 722. 14th International Conference on the Strength of Materials.

[Castro and Seraphin, 1966] Castro, R. and Seraphin, L. (1966). Contribution à l'étude métallographique et structurale de l'alliage de titane Ti-6Al-4V. *Mémoire scientifique revue de métallurgie*, LXIII(12) :1025–1056.

[Chaboche, 1982] Chaboche, J. L. (1982). *Le Concept de Contrainte Effective Appliqué à l'Élasticité et à la Viscoplasticité en Présence d'un Endommagement Anisotrope*, pages 737–760. Springer Netherlands, Dordrecht.

[Chaboche et al., 2006] Chaboche, J. L., Boudifa, M., and Saanouni, K. (2006). A CDM approach of ductile damage with plastic compressibility. *International Journal of Fracture*, 137(1) :51–75.

[Chong et al., 2017] Chong, Y., Bhattacharjee, T., Yi, J., Shibata, A., and Tsuji, N. (2017). Mechanical properties of fully martensite microstructure in Ti-6Al-4V alloy transformed from refined β grains obtained by rapid heat treatment (rht). *Scripta Materialia*, 138 :66 – 70.

[Chu and Needleman, 1980] Chu, C. C. and Needleman, A. (1980). Void nucleation effects in biaxially stretched sheets. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 102 :249–256.

[Colegrove et al., 2009] Colegrove, P., Ikeagu, C., Thistlethwaite, A., Williams, S., Nagy, T., Suder, W., Steuwer, A., and Pirling, T. (2009). Welding process impact on residual stress and distortion. *Science and Technology of Welding and Joining*, 14(8) :717–725.

[Combres and Champin, 1995] Combres, Y. and Champin, B. (1995). Traitements thermiques des alliages de titane. *Techniques de l'ingénieur*, base documentaire : TIB364DUO.(ref. article : m1335). fre.

[Coppola et al., 2009] Coppola, T., Cortese, L., and Folgarait, P. (2009). The effect of stress invariants on ductile fracture limit in steels. *Engineering Fracture Mechanics*, 76(9) :1288 – 1302.

[Cordebois and Sidoroff, 1982] Cordebois, J. P. and Sidoroff, F. (1982). *Damage Induced Elastic Anisotropy*, pages 761–774. Springer Netherlands, Dordrecht.

[Da Costa Teixeira, 2005] Da Costa Teixeira, J. (2005). *Études expérimentales et modélisation des évolutions microstructurales au cours des traitements thermiques post forgeage dans l'alliage de titane Ti17*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine.

[Dal and Fabbro, 2016] Dal, M. and Fabbro, R. (2016). [invited] an overview of the state of art in laser welding simulation. *Optics & Laser Technology*, 78 :2 – 14. The year of light : optical fiber sensors and laser material processing.

[Darque-Ceretti et al., 2014] Darque-Ceretti, E., Aucouturier, M., and Lehuede, P. (2014). Spectrométrie de masse d'ions secondaires : SIMS et ToF-SIMS principes et appareillages. *Techniques de l'ingénieur Analyses de surface et de matériaux*, base documentaire : TIB383DUO.(ref. article : p2618).

[Dechamps et al., 1977] Dechamps, M., Quivy, A., Baur, G., and Lehr, P. (1977). Influence of the distribution of the interstitial oxygen atoms on the lattice parameters in dilute h.c.p. titanium-oxygen solid solutions (90–4000 ppm at). *Scripta Metallurgica*, 11(11) :941 – 945.

[Dong and Brust, 2000] Dong, P. and Brust, F. W. (2000). Welding residual stresses and effects on fracture in pressure vessel and piping components : A millennium review and beyond. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 122(3) :329–338.

[Duval, 2013] Duval, T. (2013). *Analyse multiéchelles des relations microstructure propriétés mécaniques sous sollicitation monotone et cyclique des alliages de titane β métastable*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique.

[Elmer et al., 2005] Elmer, J., Palmer, T., Babu, S., and Specht, E. (2005). In situ observations of lattice expansion and transformation rates of α and β phases in Ti-6Al-4V. *Materials Science and Engineering : A*, 391(12) :104 – 113.

[Elmer et al., 2004] Elmer, J. W., Palmer, T. A., Babu, S. S., Zhang, W., and DebRoy, T. (2004). Phase transformation dynamics during welding of Ti-6Al-4V. *Journal of Applied Physics*, 95(12) :8327–8339.

[Escale, 2012] Escale, N. (2012). *Etude par microscopie electronique en transmission des microstructures et des micromécanismes de déformation d'alliages de titane β-métastables*. PhD thesis, Université de Toulouse.

[ESRF, 2016] ESRF (Consulté en 2016). BM02 - D2AM French crg beamline. `http://www.esrf.eu/UsersAndScience/Experiments/CRG/BM02`. Accessed : 2010-09-30.

[Evans, 1998] Evans, W. (1998). Optimising mechanical properties in $\alpha+\beta$ titanium alloys. *Materials Science and Engineering : A*, 243(100) :89 – 96.

[Faurie et al., 2013] Faurie, D., Geandier, G., Renault, P.-O., Bourhis, E. L., and Thiaudière, D. (2013). $\sin^2\psi$ analysis in thin films using 2D detectors : non-linearity due to set-up, stress state and microstructure. *Thin Solid Films*, 530 :25 – 29. 6th Size-Strain International Conference Diffraction analysis of the microstructure of materials.

[Fitzpatrick et al., 2005] Fitzpatrick, M. E., Fry, A. T., Holdway, P., Kandil, F. A., Shackleton, J., and Suominen, L. (2005). Determination of residual stresses by X-ray diffraction. (52). ISSN : 1368-6550.

[Foster and Osterink, 1970] Foster, J. D. and Osterink, L. M. (1970). Thermal effects in a Nd :YAG laser. *Journal of Applied Physics*, 41(9) :3656–3663.

[François, 2004] François, D. (2004). *Endommagements et rupture de matériaux*. EDP science.

[Frederick and Armstrong, 2007] Frederick, C. and Armstrong, P. (2007). A mathematical representation of the multiaxial Bauschinger effect. *Materials at High Temperatures*, 24(1) :1–26.

[Gao et al., 2014] Gao, X.-L., Zhang, L.-J., Liu, J., and Zhang, J.-X. (2014). Comparison of tensile damage evolution in Ti-6Al-4V joints between laser beam welding and gas tungsten arc welding. *Journal of Materials Engineering and Performance*, 23(12) :4316–4327.

[Gauthier et al., 1981] Gauthier, E., Hazotte, A., Simon, A., and Beck, G. (1981). Caractérisation en continu du comportement thermomécanique et structural des alliages métalliques à l'aide d'un dilatomètre générateur de cycles thermiques et mécaniques rapides. *Acte de congrès, les traitements thermomécaniques : aspects théoriques et applications*, (1-2) :181.

[Gil et al., 2001] Gil, F., Ginebra, M., Manero, J., and Planell, J. (2001). Formation of α Widmanstätten structure : effects of grain size and cooling rate on the Widmanstütten morphologies and on the mechanical properties in Ti-6Al-4V alloy. *Journal of Alloys and Compounds*, 329(1-2) :142 – 152.

[Goldak et al., 1984] Goldak, J., Chakravarti, A., and Bibby, M. (1984). A new finite element model for welding heat sources. *Metallurgical Transactions B*, 15(2) :299–305.

[Goldak and Akhlaghi, 2005] Goldak, J. A. and Akhlaghi, M. (2005). *Computational Welding Mechanics*. Springer US.

[Gologanu et al., 1997] Gologanu, M., Leblond, J., Perrin, G., and Devaux, J. (1997). *Recent extensions of Gurson's model for porous ductile metals*, pages 61–130. Springer Vienna, Vienna.

[GOM, 2009] GOM, editor (2009). Aramis.

[Gravereau, 2011] Gravereau, P. (2011). Introduction à la pratique de la diffraction des rayons X par les poudres. page 209.

[Greenfield and Margolin, 1972] Greenfield, M. A. and Margolin, H. (1972). The mechanism of void formation, void growth, and tensile fracture in an alloy consisting of two ductile phases. *Metallurgical Transactions*, 3(10) :2649–2659.

[Gu and Hardie, 1997] Gu, G. and Hardie, D. (1997). Effect of hydrogen on the tensile ductility of Ti-6Al-4V. *Materials science*, 32(9) :609–617.

[Gurson, 1977] Gurson, A. (1977). Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth : Part I - yield criteria and flow rules for porous ductile media. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 99(2) :2–15. 2-15.

[Haboudou et al., 2003] Haboudou, A., Peyre, P., Vannes, A., and Peix, G. (2003). Reduction of porosity content generated during Nd :YAG laser welding of A356 and AA5083 aluminium alloys. *Materials Science and Engineering : A*, 363(1-2) :40 – 52.

[Halder and Wagner, 1966] Halder, N. C. and Wagner, C. N. J. (1966). *Analysis of the Broadening of Powder Pattern Peaks Using Variance, Integral Breadth, and Fourier Coefficients of the Line Profile*, pages 91–102. Springer US, Boston, MA.

[Hall, 1951] Hall, E. O. (1951). The Deformation and Ageing of Mild Steel : III Discussion of Results. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 64(9) :747.

[Hamide, 2008] Hamide, M. (2008). *Numerical modelling of steel arc welding.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Mines de Paris.

[Handbook, 1974] Handbook (1974). Military handbook titanium and titanium alloys.

[Hanna et al., 2011] Hanna, F., Roux, G. M., Asserin, O., Brachet, J. C., and Billardon, R. (2011). Modelling of the non-isothermal austenite formation kinetics of a X10 Cr Mo V Nb 9-1 martensitic steel. In *Solid-Solid Phase Transformations in Inorganic Materials*, volume 172 of *Solid State Phenomena*, pages 815–820. Trans Tech Publications.

[Hauk, 1997] Hauk, V., editor (1997). Elsevier Science B.V., Amsterdam, elsevier edition.

[Hayes and Phaal, 1998] Hayes, B. and Phaal, R. (1998). Catastrophic failures of steel structures in industry : case histories. 632.

[Heinze et al., 2013] Heinze, C., Pittner, A., Rethmeier, M., and Babu, S. (2013). Dependency of martensite start temperature on prior austenite grain size and its influence on welding-induced residual stresses. *Computational Materials Science*, 69 :251 – 260.

[Helbert and Feaugas, 1997] Helbert, A. and Feaugas, X. (1997). The influence of internal stresses on plastic instabilities in α-β titanium alloys. *Scripta Materialia*, 36(9) :1067 – 1073.

[Helbert et al., 1998] Helbert, A., Feaugas, X., and Clavel, M. (1998). Effects of microstructural parameters and back stress on damage mechanisms in α/β titanium alloys. *Acta Materialia*, 46(3) :939 – 951.

[Helbert et al., 1996] Helbert, A. L., Feaugas, X., and Clavel, M. (1996). The influence of stress triaxiality on the damage mechanisms in an equiaxed α/β Ti-6Al-4V alloy. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 27(10) :3043–3058.

[Helbert et al., 1999] Helbert, A. L., Feaugas, X., and Clavel, M. (1999). The influence of internal stresses on the fracture toughness of α/β titanium alloys. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 30(11) :2853–2863.

[Hickman, 1969] Hickman, B. S. (1969). The formation of omega phase in titanium and zirconium alloys : A review. *Journal of Materials Science*, 4(6) :554–563.

[Hild and Roux, 2006] Hild, F. and Roux, S. (2006). Digital image correlation : from displacement measurement to identification of elastic properties : a review. *Strain*, 42(2) :69–80.

[Hocheid et al., 1970] Hocheid, R., Klima, R., Beauvais, C., Rapin, M., and Roux, C. (1970). Contribution à l'étude des transformations de l'alliage de titane TA6V en conditions isothermes. *Mémoire scientifiques revue de métallurgie*, LXVII(9).

[Hough, 1962] Hough, P. (1962). Method and means for recognizing complex patterns. *US Patent*, 69(3) :21–31.

[Huez et al., 2010] Huez, J., Buirette, C., Andrieu, E., Pérusin, S., and Audion, S. (2010). Characterization of the mechanical behaviour of both fusion zone and base metal of electron beam welded Ti-6Al-4V titanium alloy. *Materials Science Forum*, 654(6) :890–893.

[Huez et al., 1998] Huez, J., Helbert, A. L., Feaugas, X., Guillot, I., and Clavel, M. (1998). Damage process in commercially pure α-titanium alloy without (Ti40) and with (Ti40-H) hydrides. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 29(6) :1615–1628.

[Ivasishin et al., 2002] Ivasishin, O., Semiatin, S., Markovsky, P., Shevchenko, S., and Ulshin, S. (2002). Grain growth and texture evolution in Ti-6Al-4V during β annealing under continuous heating conditions. *Materials Science and Engineering : A*, 337(1-2) :88 – 96.

[Izumi and Ikeda, 2015] Izumi, F. and Ikeda, T. (2015). Implementation of the williamson-hall and halder-wagner methods into rietan-fp. *Annual report Advanced Ceramics Research Center Nagoya Institute of Technology*, 3 :33–38.

[Jaoul, 1965] Jaoul, B. (1965). *Étude de la plasticité et application aux métaux*. Mines ParisTech Les presses.

[Jenney and Brien, 2001] Jenney, C. L. and Brien, A. O. (2001). *Welding science and technology*. American Welding Society.

[Joncour, 2011] Joncour, L. L. (2011). *Analyses expérimentales et modélisations multi-échelles de l'endommagement d'un acier UR45N laminé vieilli*. PhD thesis, Université Technologie de Troyes.

[Jones and Hutchinson, 1981] Jones, I. and Hutchinson, W. (1981). Stress-state dependence of slip in Ti-6Al-4V and other h.c.p. metals. *Acta Metallurgica*, 29(6) :951 – 968.

[Kachanov, 1958] Kachanov, L. M. (1958). On creep rupture time. *Izv. Acad. Nauk SSSR, Otd. Techn. Nauk*, 8 :26–31.

[Kachanov, 1986] Kachanov, L. M. (1986). *Damage Model for Ductile Fracture*. Springer Netherlands, Dordrecht.

[Kashaev et al., 2016] Kashaev, N., Ventzke, V., Fomichev, V., Fomin, F., and Riekehr, S. (2016). Effect of Nd :YAG laser beam welding on weld morphology and mechanical properties of Ti-6Al-4V butt joints and t-joints. *Optics and Lasers in Engineering*, 86 :172 – 180.

[Kennedy et al., 1993] Kennedy, J., Adler, P., and Margolin, H. (1993). Effect of activity differences on hydrogen migration in dissimilar titanium alloy welds. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 24(1) :2763–2771.

[Koplik and Needleman, 1988] Koplik, J. and Needleman, A. (1988). Void growth and coalescence in porous plastic solids. *International Journal of Solids and Structures*, 24(8) :835 – 853.

[Kostrivas et al., 2003] Kostrivas, T., Smith, L., and Gittos, M. (2003). Sustained load cracking in titanium alloys. *10th world conference on titanium*, (41979) :221–229.

[Kröner, 1961] Kröner, E. (1961). Zur plastischen verformung des vielkristalls. *Acta Metallurgica*, 9(2) :155 – 161.

[Lacki and Adamus, 2011] Lacki, P. and Adamus, K. (2011). Numerical simulation of the electron beam welding process. *Computers & Structures*, 89(11) :977 – 985. Computational Fluid and Solid Mechanics 2011.

[Lacourt, 2019] Lacourt, M. (2019). *Étude de la nocivité des défauts dans les structures produites par fabrication additive*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Mines de Paris.

[Lankford et al., 1950] Lankford, W. T., Snyder, S. C., and Bausher, J. A. (1950). New criteria for predicting the press performance of deep drawing sheets. *Transactions of the American Society of Metals*, 42 :1197 – 1232.

[Le Biavant-Guerrier, 2000] Le Biavant-Guerrier, K. (2000). *Étude de l'amorçage de fissures de fatigue dans le Ti-6Al-4V*. Thèse de doctorat, École Centrale Paris.

[Leblond and Devaux, 1984] Leblond, J. and Devaux, J. (1984). A new kinetic model for anisothermal metallurgical transformations in steels including effect of austenite grain size. *Acta Metallurgica*, 32(1) :137 – 146.

[Leblond, 1995] Leblond, J. B. (1995). An improved Gurson type model for hardenable ductile metals. *European journal of mechanics A solids*, 14(4) :499–527.

[Leblond, 2003] Leblond, J.-B. (2003). *Mécanique de la rupture fragile et ductile*. Hermes science publications.

[Lecomte, 2000] Lecomte, J. S. (2000). *Étude de la plasticité de l'alliage TA6V entre 25°C et 600°C*. PhD thesis. Université de Metz.

[Lee, 2004] Lee, E. (2004). *Microstructure evolution and microstructure/mechanical properties relationships in $\alpha + \beta$ titanium alloys*. Thèse de doctorat, Ohio State University.

[Lemaitre, 1985] Lemaitre, J. (1985). A continuous damage mechanics model for ductile fracture. *Journal of Engineering Materials and Technology*, 107 :83 – 89.

[Lemaitre et al., 2009] Lemaitre, J., Chaboche, J.-L., Benallal, A., and Desmorat, R. (2009). *Mécanique des matériaux solides*. Dunod Editions.

[Leriche, 1987] Leriche, D. (1987). *Analyse du comportement thermomécanique de l'alliage TA6V dans le domaine de transformation de phase $\alpha + \beta$; β et conséquences sur le compactage de poudres préalliées*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine.

[Littlewood et al., 2011] Littlewood, P., Britton, T., and Wilkinson, A. (2011). Geometrically necessary dislocation density distributions in Ti-6Al-4V deformed in tension. *Acta Materialia*, 59(16) :6489 – 6500.

[Longuet et al., 2009] Longuet, A., Robert, Y., Aeby-Gautier, E., Appolaire, B., Mariage, J., Colin, C., and Cailletaud, G. (2009). A multiphase mechanical model for Ti-6Al-4V : Application to the modeling of laser assisted processing. *Computational Materials Science*, 46(3) :761 – 766. Proceedings of the 18th International Workshop on Computational Mechanics of MaterialsIWCMM-18.

[Lütjering, 1998] Lütjering, G. (1998). Influence of processing on microstructure and mechanical properties of (α+β) titanium alloys. *Materials Science and Engineering : A*, 243(1-2) :32 – 45.

[Lütjering, 1999] Lütjering, G. (1999). Property optimization through microstructural control in titanium and aluminum alloys. *Materials Science and Engineering : A*, 263(1-2) :117 – 126.

[Lutjering and Williams, 2007] Lutjering, G. and Williams, J. (2007). *Titanium*. Springer editions.

[Lutterotti et al., 1999] Lutterotti, L., Matthies, S., and Wenk, H. (1999). Maud : a friendly java program for material analysis using diffraction. *IUCr : Newsletter of the CPD*, 21(14-15).

[Malinov et al., 2002] Malinov, S., Sha, W., Guo, Z., Tang, C. C., and Long, A. E. (2002). Synchrotron x-ray diffraction study of the phase transformations in titanium alloys. *Materials Characterization*, 48(4) :279 – 295.

[Marae Djouda, 2016] Marae Djouda, J. (2016). *Caractérisation optique des déformations à l'échelle nanométrique*. Thèse de doctorat, Université de Technologie de Troyes. 2016TROY0005.

[Martin, 2013] Martin, G. (2013). *Simulation numérique multi-échelles du comportement mécanique des alliages de titane β métastable Ti5553 et Ti17*. Thèse de doctorat, École National Supérieure des Mines de Paris.

[Masubuchi et al., 2001] Masubuchi, K., Blodgett, W., Matsui, S., Ruud, C. O., and Tsai, C. L. (2001). Prepared by the welding handbook chapter committee on residual stress and distortion.

[Mathers and Abson, 2000] Mathers, G. and Abson, D. (2000). Defects - hydrogen cracks in steels - identification. *Technical report - The welding institute*, 62(7) :724 – 729.

[Matsumoto et al., 2011] Matsumoto, H., Yoneda, H., Sato, K., Kurosu, S., Maire, E., Fabregue, D., Konno, T. J., and Chiba, A. (2011). Room-temperature ductility of Ti-6Al-4V alloy with α' martensite microstructure. *Materials Science and Engineering : A*, 528(3) :1512 – 1520.

[Mehdi et al., 2016] Mehdi, B., Badji, R., Ji, V., Allili, B., Bradai, D., Deschaux-Beaume, F., and Soulié, F. (2016). Microstructure and residual stresses in Ti-6Al-4V alloy pulsed and unpulsed TIG welds. *Journal of Materials Processing Technology*, 231 :441 – 448.

[Molchanova, 1965] Molchanova, E. K. (1965). *Phase diagrams of titanium alloys*. Israel program for scientific translations, Jerusalem.

[Molinier et al., 1974] Molinier, R., Seraphin, L., and Tricot, R. (1974). Les alliages de titane α-β. *Mémoire scientifique revue de métallurgie*, 1(71) :37–49.

[Mur et al., 1996] Mur, F. G., Rodriguez, D., and Planell, J. (1996). Influence of tempering temperature and time on the α' Ti-6Al-4V martensite. *Journal of Alloys and Compounds*, 234(2) :287 – 289.

[Nahshon and Hutchinson, 2008] Nahshon, K. and Hutchinson, J. (2008). Modification of the Gurson model for shear failure. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 27(1) :1 – 17.

[Negre et al., 2004] Negre, P., Steglich, D., and Brocks, W. (2004). Crack extension in aluminium welds : a numerical approach using the Gurson-Tvergaard-Needleman model. *Engineering Fracture Mechanics*, 71(16-17) :2365 – 2383.

[Nemat-Nasser, 2009] Nemat-Nasser, S. (2009). *Plasticity : A Treatise on Finite Deformation of Heterogeneous Inelastic Materials*. Cambridge Monographs on Mechanics. Cambridge University Press.

[Nitschke-Pagel and Wohlfahrt, 2002] Nitschke-Pagel, T. and Wohlfahrt, H. (2002). Residual stresses in welded joints - sources and consequences. 404 :215–226.

[Nonn et al., 2008] Nonn, A., Dahl, W., and Bleck, W. (2008). Numerical modelling of damage behaviour of laser-hybrid welds. *Engineering Fracture Mechanics*, 75(11) :3251 – 3263. Local Approach to Fracture (1986-2006) : Selected papers from the 9th European Mechanics of Materials Conference.

[Norton, 1929] Norton, F. (1929). *The creep of steel at high temperature*. New York : McGraw-Hill.

[Paillard, 2012] Paillard, P. (2012). *Évaluation des contraintes résiduelles dans des assemblages soudés*. EDP science.

[Pardoen, 2006] Pardoen, T. (2006). Numerical simulation of low stress triaxiality ductile fracture. *Computers & Structures*, 84(26-27) :1641 – 1650.

[Paton et al., 1971] Paton, N. E., Hickman, B. S., and Leslie, D. H. (1971). Behavior of hydrogen in α-phase ti-al alloys. *Metallurgical Transactions*, 2(10) :2791–2796.

[Paton and Williams, 1974] Paton, N. E. and Williams, J. C. (1974). Effect of hydrogen on titanium and its alloys. *American Society for Metals*.

[Pearson, 1895] Pearson, K. (1895). Contributions to the mathematical theory of evolution. ii. skew variation in homogeneous material. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 186 :343–414.

[Pederson, 2004] Pederson, R. (2004). *The Microstructures of Ti-6Al-4V and Ti-6Al-2Sn-4Zr-6Mo and their Relationship to Processing and Properties*. Thèse de doctorat, Lulea University of Technology.

[Pennelle and Solas, 2012] Pennelle, R. and Solas, D. (2012). *Influence des textures sur les propriétés physiques*. EDP science.

[Piekarska and Kubiak, 2011] Piekarska, W. and Kubiak, M. (2011). Three-dimensional model for numerical analysis of thermal phenomena in laser–arc hybrid welding process. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(23) :4966 – 4974.

[Piekarska and Kubiak, 2013] Piekarska, W. and Kubiak, M. (2013). Modeling of thermal phenomena in single laser beam and laser-arc hybrid welding processes using projection method. *Applied Mathematical Modelling*, 37(4) :2051 – 2062.

[Puydt, 2012] Puydt, Q. (2012). *Mechanical behaviour of 7xxx series aluminium alloys welds : from microstructure characterization to fracture modeling*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG.

[Puydt et al., 2014] Puydt, Q., Flouriot, S., Ringeval, S., Geuser, F. D., Estevez, R., Parry, G., and Deschamps, A. (2014). Relationship between microstructure, strength, and fracture in an Al-Zn-Mg electron beam weld : Part ii : Mechanical characterization and modeling. *Metallurgical and Materials Transactions A*, 45(13) :6141–6152.

[Reimann and Würschum, 1997] Reimann, K. and Würschum, R. (1997). Distribution of internal strains in nanocrystalline Pd studied by X-ray diffraction. *Journal of Applied Physics*, 81(11) :7186–7192.

[Renaud, 2017] Renaud, J. (2017). *Thermomechanical behaviour and microstructural evolution of a forged $\alpha+\beta$ – Ti-6Al-4V alloy during quenching : experiments, analysis and modelling*. Thèse de doctorat, École des Mines d'Albi-Carmaux.

[Rice and Tracey, 1969] Rice, J. and Tracey, D. (1969). On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 17(3) :201 – 217.

[Rietveld, 1969] Rietveld, H. M. (1969). A profile refinement method for nuclear and magnetic structures. *Journal of Applied Crystallography*, 2(2) :65–71.

[Robert, 2007] Robert, Y. (2007). *Simulation of YAG pulsed laser welding of titanium alloy (TA6V)*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Mines de Paris.

[Rodriguez-Carvajal, 1993] Rodriguez-Carvajal, J. (1993). Recent advances in magnetic structure determination by neutron powder diffraction. *Physica B : Condensed Matter*, 192(1) :55 – 69.

[Rossini et al., 2012] Rossini, N., Dassisti, M., Benyounis, K., and Olabi, A. (2012). Methods of measuring residual stresses in components. *Materials & Design*, 35 :572 – 588. New Rubber Materials, Test Methods and Processes.

[Rousselier, 1987] Rousselier, G. (1987). Ductile fracture models and their potential in local approach of fracture. *Nuclear Engineering and Design*, 105(1) :97 – 111.

[Ruste, 2009] Ruste, J. (2009). Microanalyse x par sonde électronique principe et instrumentation. *Techniques de l'ingénieur Techniques d'analyse par imagerie*, base documentaire : TIB387DUO.(ref. article : p885).

[Saadlaoui et al., 2017] Saadlaoui, Y., Sallem, H., Feulvarch, E., T.Sayet, Leblond, J.-B., and Bergheau, J.-M. (2017). L´influence des écoulements de la matière sur l´évolution des contraintes résiduelles durant le procédé de soudage. In *CSMA Colloque national en calcul des structures*.

[Schajer, 2001] Schajer, G. (2001). *Residual Stresses : Measurement by Destructive Testing*. Elsevier, Oxford, second edition edition.

[Scherrer, 1918] Scherrer, P. (1918). Bestimmung der größe und der inneren struktur von kolloidteilchen mittels röntgenstrahlen. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1918 :98–100.

[Schmid and Boas, 1950] Schmid, E. and Boas, W. (1950). Plasticity of crystals : with special reference to metals. *Kristallplastizitaet*, 67 :53 – 68.

[Semiatin et al., 1996] Semiatin, S., Soper, J., and Sukonnik, I. (1996). Short-time β grain growth kinetics for a conventional titanium alloy. *Acta Materialia*, 44(5) :1979 – 1986.

[Settefrati, 2012] Settefrati, A. (2012). *Etude expérimentale et modélisation par champ de phase de la formation de α dans les alliages de titane β-métastable.* Thèse de doctorat, Université de Lorraine 2012.

[Shi and Wang, 2013] Shi, R. and Wang, Y. (2013). Variant selection during α precipitation in Ti-6Al-4V under the influence of local stress - a simulation study. *Acta Materialia*, 61(16) :6006 – 6024.

[Sieniawskia et al., 2013] Sieniawskia, J., Ziaja, W., Kubiak, K., and Motyka, M. (2013). Microstructure and mechanical properties of high strength two-phase titanium alloys.

[Simmons and Wang, 1971] Simmons, G. and Wang, H. (1971). Single cristal elastic constants and calculated aggregate properties. *The MIT Press*, 15 :364 – 370.

[Solana and Negro, 1997] Solana, P. and Negro, G. (1997). A study of the effect of multiple reflections on the shape of the keyhole in the laser processing of materials. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 30(23) :3216.

[Soleil, 2017] Soleil (Consulté en 2017). Synchrotron Source Optimisée de Lumière d'Énergie Intermédiaire du LURE. `https://www.synchrotron-soleil.fr/`.

[Sprauel et al., 1980] Sprauel, J., Rodriguez, R., Lebrun, J., and Maeder, G. (1980). Contraintes résiduelles après soudage par le procédé tungsten inert gas et par faisceau d'électrons de tôles épaisses en TA6V. *Journal of the Less Common Metals*, 69(1) :107 – 120.

[Spring8, 2017] Spring8 (Consulté en 2017). Synchrotron Super Photon Ring – 8 GeV. `http://www.spring8.or.jp/en/`.

[Stanford and Bate, 2004] Stanford, N. and Bate, P. (2004). Crystallographic variant selection in Ti-6Al-4V. *Acta Materialia*, 52(17) :5215 – 5224.

[Surand, 2013] Surand, M. (2013). *Étude du comportement viscoplastique en traction et en fluage de l'alliage TA6V de 20 à 600 degrés Celsius.* Thèse de doctorat, Université de Toulouse.

[Tanguy, 1999] Tanguy, B. (1999). *Modélisation de l'essai Charpy par l'approche locale de la rupture application au cas de l'acier 16MND5 dans le domaine de transition.* Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure des Mines de Paris.

[Thomason, 1985] Thomason, P. (1985). A three-dimensional model for ductile fracture by the growth and coalescence of microvoids. *Acta Metallurgica*, 33(6) :1087 – 1095.

[Touvrey, 2010] Touvrey, C. (2010). Formation of porosities during spot laser welding : Case of tantalum joining. Proceedings of the 2010 COMSOL Conference in Cambridge.

[Touvrey et al., 2014] Touvrey, C., Bruyere, V., and Namy, P. (2014). Étude numérique et expérimentale des déformations mécaniques induites par le soudage. *Matériaux et Techniques*, 102.

[Tsai and Wang, 2014] Tsai, C. J. and Wang, L. M. (2014). Improved mechanical properties of Ti-6Al-4V alloy by electron beam welding process plus annealing treatments and its microstructural evolution. *Materials & Design*, 60 :587 – 598.

[Tvergaard, 1989] Tvergaard, V. (1989). Material failure by void growth to coalescence. volume 27 of *Advances in Applied Mechanics*, pages 83 – 151. Elsevier.

[Tvergaard and Needleman, 1984] Tvergaard, V. and Needleman, A. (1984). Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar. *Acta Metallurgica*, 32(1) :157 – 169.

[Vassel, 1980] Vassel, A. (1980). Étude du phénomène de rupture différée dans l'air de l'alliage TA6V. *Journal of the Less Common Metals*, 69(1) :293 – 299.

[Voce, 1955] Voce, E. (1955). A practical strain-hardening function. *Metallurgica*, 51 :219–226.

[Wanhill, 1973] Wanhill, R. (1973). A consideration of cleavage in α titanium. *Acta Metallurgica*, 21(9) :1253 – 1258.

[Warren and Averbach, 1950] Warren, B. E. and Averbach, B. L. (1950). The effect of cold work distortion on X ray patterns. *Journal of Applied Physics*, 21(6) :595–599.

[Welsch et al., 1977] Welsch, G., Lütjering, G., Gazioglu, K., and Bunk, W. (1977). Deformation characteristics of age hardened Ti-6Al-4V. *Metallurgical Transactions A*, 8(1) :169–177.

[Williams and Belov, 1982] Williams, J. and Belov, A. F. (1982). *Titanium and titanium alloys, Scientific and Technological Aspects*. Springer editions.

[Williams, 1972] Williams, J. C. (1972). Kinetics and phase transformation. International conference on titanium.

[Williamson and Hall, 1953] Williamson, G. and Hall, W. (1953). X-ray line broadening from filed aluminium and wolfram. *Acta Metallurgica*, 1(1) :22 – 31.

[Wojcik et al., 1988] Wojcik, C., Chan, K., and Koss, D. (1988). Stage I fatigue crack propagation in a titanium alloy. *Acta Metallurgica*, 36(5) :1261 – 1270.

[Wood, 1962] Wood, R. M. (1962). The lattice constants of high purity α titanium. *Proceedings of the Physical Society*, 80(3) :783.

[Yeganeh and Li, 2017] Yeganeh, V. E. and Li, P. (2017). Effect of beam offset on microstructure and mechanical properties of dissimilar electron beam welded high temperature titanium alloys. *Materials & Design*, 124 :78 – 86.

[Yoo and Lee, 1991] Yoo, M. H. and Lee, J. K. (1991). Deformation twinning in h.c.p. metals and alloys. *Philosophical Magazine A*, 63(5) :987–1000.

[Zaefferer, 2003] Zaefferer, S. (2003). A study of active deformation systems in titanium alloys : dependence on alloy composition and correlation with deformation texture. *Materials Science and Engineering : A*, 344(1-2) :20 – 30.

[Zerbst et al., 2014] Zerbst, U., Ainsworth, R., Beier, H., Pisarski, H., Zhang, Z., Nikbin, K., Nitschke-Pagel, T., Münstermann, S., Kucharczyk, P., and Klingbeil, D. (2014). Review on fracture and crack propagation in weldments - a fracture mechanics perspective. *Engineering Fracture Mechanics*, 132 :200 – 276.

[Zhang, 2016] Zhang, Y. (2016). *Robust modeling and numerical simulation of ductile damage*. Thèse de doctorat, PSL Research University.

[Zhou and Tsai, 2006] Zhou, J. and Tsai, H. (2006). Porosity formation and prevention in pulsed laser welding. *Journal of Heat Transfer*, 129(8) :1014–1024.

[Zhu and Li, 2011] Zhu, T. and Li, M. (2011). Lattice variations of Ti-6Al-4V alloy with hydrogen content. *Materials Characterization*, 62(7) :724 – 729.

Résumé

Le soudage est une opération consistant à assembler deux ou plusieurs pièces afin d'assurer la continuité d'une structure. L'assemblage ainsi formé peut supporter des efforts mécaniques, notamment des pressions dans le cadre de réservoirs. Toutefois, l'opération de soudage n'est pas sans conséquence pour le matériau cible. En effet, l'état métallurgique et mécanique de ce dernier est profondément affecté. Cette étude vise à une meilleure compréhension de l'influence du procédé de soudage sur l'état métallurgique et mécanique de l'alliage de titane TA6V. Dans un premier temps, l'état métallurgique de la liaison soudée a été caractérisé. Ces analyses ont mis en évidence un fort gradient de microstructure entre la zone fondue et le métal de base. Ces évolutions engendrent des contraintes résiduelles. Dans un deuxième temps, l'état mécanique post-soudage a été étudié expérimentalement à l'aide de la diffraction des rayons X. Pour cela, une campagne d'essais a été conduite à l'ESRF sur la ligne de lumière BM02. Les champs de contraintes déterminés expérimentalement ont été comparés à la prédiction d'un modèle de comportement mécanique multi-échelles. Les évolutions de microstructure sont également la source d'un gradient de propriétés mécaniques. Finalement, le comportement mécanique des liaisons soudées a été étudié. La zone fondue présente des caractéristiques mécaniques supérieures à celles du métal de base. Ce caractère entraîne une localisation de la déformation plastique dans le métal de base. La rupture intervient finalement au sein de ce dernier, malgré la présence importante de défauts dans la zone fondue. Les résultats ont été comparés à un modèle de comportement de type élastoplastique couplé au modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman. Le modèle permet de restituer de façon très satisfaisante le comportement mécanique des liaisons soudées.

Mots clés : - Titane – Alliages - Soudage laser - Microstructure (physique) - Rayons X – Diffraction - Contraintes résiduelles - Elastoplasticité - Simulation par ordinateur - Installation européenne de rayonnement synchrotron - Endommagement, Mécanique de l'(milieux continus)

Abstract

Welding operation consists of assembling two or more pieces to ensure the continuity of a structure. The resulting assembly may withstand mechanical loads such as internal pressure in the case of pressure vessels. However, the welding operation modifies the state of materials. In other words, the metallurgical and mechanical behaviour of the latter is deeply affected. This work aims to better understand the influence of welding on the metallurgical and mechanical behavior of the Ti-6Al-4V titanium alloy. Firstly, comprehensive metallurgical analyses of the welded joint are carried out and reveal a sharp and strong microstructure gradient between the fusion zone and the base metal. Secondly, several residual stress fields are quantified by X-ray diffraction analyzes on the welded joints. Those residual stress fields are then compared with finite element simulations of the welding of a Ti-6Al-4V titanium alloy. The simulation are based on a weakly coupled simulation framework that accounts for temperature, stresses and phase transformations. Finally, the failure behaviour of the welded joint is studied. An overmatch was highlighted with mechanical tests, which leads to a localization of the plastic deformation in the base metal. The fracture finally occurs in the base metal despite the presence of defects in the fusion zone. A Gurson-Tvergaard-Needleman approach is carried on. The mechanical parameters are quantified from mechanical tests on homogeneous samples of base metal and of a representative microstructure of the welded joint, which has been obtained from a specific thermal treatment. The model predictions are then compared with mechanical tests on actual Ti-6Al-4V welds and a good agreement is found.

Keywords : - Titanium alloys - Welded joints - Microstructure - X-rays–Diffraction - Residual stresses - Synchrotron radiation - Numerical simulation - Elastoplasticity - Continuum damage mechanics - Laser welding

Benjamin SARRE

Doctorat : Matériaux, Mécanique, Optique et Nanotechnologie

Année 2018

Influence du soudage laser Nd:YAG sur les propriétés métallurgiques et mécaniques de l'alliage de titane TA6V

Le soudage est une opération consistant à assembler deux ou plusieurs pièces afin d'assurer la continuité d'une structure. Toutefois, l'opération de soudage n'est pas sans conséquence pour le matériau cible. En effet, l'état métallurgique et mécanique de ce dernier est profondément affecté. Cette étude vise à une meilleure compréhension de l'influence du procédé de soudage sur l'état métallurgique et mécanique de l'alliage de titane TA6V. L'état métallurgique de la liaison soudée a été caractérisé. Ces analyses ont mis en évidence un fort gradient de microstructure entre la zone fondue et le métal de base. Ces évolutions engendrent des contraintes résiduelles. Ces dernières ont été évaluées par le biais de la diffraction des rayons X. Une campagne d'essais a été réalisée à l'ESRF (ligne BM02). Les champs de contraintes ont été comparés aux prédictions d'un modèle de comportement mécanique. Les évolutions de microstructure sont également la source d'un gradient de propriétés mécaniques. Le comportement mécanique des liaisons soudées a été étudié. La zone fondue présente des caractéristiques mécaniques supérieures à celles du métal de base. La rupture intervient au sein de ce dernier, malgré la présence de défauts dans la zone fondue. Les résultats ont été comparés au modèle de Gurson-Tvergaard-Needleman. Le modèle permet de restituer de façon très satisfaisante le comportement mécanique des liaisons soudées.

Mots clés : titane, alliages - microstructure (physique) - contraintes résiduelles - simulation par ordinateur - endommagement, mécanique de l'(milieux continus) - soudage laser - rayons X, diffraction - élastoplasticité - installation européenne de rayonnement synchrotron.

Influence of Laser Beam Welding on the Metallurgical and Mechanical Properties of the Titanium Alloy Ti-6Al-4V

Welding operation consists of assembling two or more pieces to ensure the continuity of a structure. The resulting assembly may withstand mechanical loads. However, the welding operation modifies the state of materials. In other words, the metallurgical and mechanical behaviour of the latter is deeply affected. This work aims to better understand the influence of welding on the metallurgical and mechanical behavior of the Ti-6Al-4V titanium alloy. Comprehensive metallurgical analyses of the welded joint are carried out and reveal a sharp and strong microstructure gradient between the fusion zone and the base metal. Several residual stress fields are quantified by X-ray diffraction analyzes. Those residual stress fields are then compared with finite element simulations of the welding of a Ti-6Al-4V titanium alloy. The simulation are based on a weakly coupled model that accounts for temperature, stresses and phase transformations. The failure behaviour of the welded joint is studied. An overmatch was highlighted with mechanical tests. The fracture finally occurs in the base metal despite the presence of defects in the fusion zone. A Gurson-Tvergaard-Needleman approach is carried on. The mechanical parameters are quantified from mechanical tests on homogeneous samples of base metal and of a representative microstructure of the welded joint, which has been obtained from heat treatments. The model are in good agreement with mechanical tests.

Keywords: titanium alloys – microstructure - residual stresses - numerical simulation - continuum damage mechanics - welded joints - X-rays, diffraction - synchrotron radiation – elastoplasticity – laser welding.

Thèse réalisée en partenariat entre :

Ecole Doctorale "Sciences pour l'Ingénieur"