



**HAL**  
open science

# Étude des assemblages collés sous choc - Propriétés mécaniques après choc laser

Gilles Tahan

► **To cite this version:**

Gilles Tahan. Étude des assemblages collés sous choc - Propriétés mécaniques après choc laser. Matériaux et structures en mécanique [physics.class-ph]. ENSTA Bretagne - École nationale supérieure de techniques avancées Bretagne, 2018. Français. NNT : 2018ENTA0014 . tel-03179874

**HAL Id: tel-03179874**

**<https://theses.hal.science/tel-03179874>**

Submitted on 24 Mar 2021

**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.

# THESE DE DOCTORAT DE

L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE  
DE TECHNIQUES AVANCÉES BRETAGNE  
COMUE UNIVERSITÉ BRETAGNE LOIRE

ÉCOLE DOCTORALE N° 602  
Sciences pour l'Ingénieur  
Spécialité : Mécanique des solides, des Matériaux,  
des Structures et des Surfaces

Par

**Gilles TAHAN**

## **Etude des assemblages collés sous choc – Propriétés mécaniques après choc laser**

Thèse présentée et soutenue à Brest le 13 décembre 2018

Unité de recherche : Institut de Recherche Dupuy de Lôme UMR CNRS 6027

### **Composition du Jury :**

#### **Président :**

#### **Rapporteurs :**

Catherine FROUSTEY  
Michel BOUSTIE

Maitre de conférences HDR, I2M, Bordeaux  
Directeur de recherche, PPRIME, Poitiers

#### **Examineurs :**

Franck LAURO  
Frédéric DAU  
Jean-François FERRERO  
Jean-Christophe SANGLEBOEUF

Professeur des Universités, LAMIH, Valenciennes  
Maitre de conférences, I2M, ENSAM Bordeaux  
Professeur des Universités, ICA, Toulouse  
Professeur des Universités, IPR, Rennes

#### **Dir. de thèse :**

David THÉVENET

Professeur de l'ENSTA Bretagne, IRDL, Brest

#### **Co-encadrants :**

Michel ARRIGONI  
Pierre BIDAUD

Professeur de l'ENSTA Bretagne, IRDL, Brest  
Professeur de l'ENSTA Bretagne, IRDL, Brest



Etude des assemblages collés sous choc – Propriétés mécaniques  
après choc laser

Gilles TAHAN

Novembre 2018



# Remerciements

Avant tout, je tenais à remercier Catherine Froustey et Michel Boustie d'avoir accepté de rapporter mon manuscrit, et aussi pour leurs conseils pertinents et leurs corrections. De même, merci beaucoup à Jean-Christophe Sangleboeuf pour avoir accepté de présider mon jury. Merci aussi à Franck Lauro, Frédéric Dau et Jean-François Ferrero pour leur intérêt porté à cette étude et pour avoir accepté de faire partie du jury.

Ce projet de thèse s'est avéré difficile par moment, mais il aurait pu l'être davantage sans l'aide de mes encadrants.

Je tenais donc à remercier Michel Arrigoni pour son soutien et son accompagnement tout au long de ce travail. Merci pour ton aide même dans les moments les plus critiques et aussi pour les conseils qui m'ont permis d'avancer dans ma démarche sans (trop) me perdre dans la jungle de questions qu'a pu soulever ce projet. Je te suis très reconnaissant pour tout ce que j'ai pu apprendre, et aussi pour avoir partagé ton expérience de l'expérimental et ton enthousiasme pour la recherche.

Un grand merci à David Thévenet de m'avoir encadré sur ce sujet, et de m'avoir accompagné dans la démarche scientifique de cette thèse. Merci pour l'aide apportée en particulier sur la gestion du projet, ton calme et tes conseils ont pu éviter de nombreuses crises. Tu as su recentrer le projet sur l'essentiel et garder une vision d'ensemble qui a permis de garder le projet cohérent malgré toutes les disciplines impliquées.

Merci aussi à Pierre Bidaud pour son accompagnement au cours de la thèse et en particulier pour son aide sur les adhésifs et leur caractérisation. Ton aide et ta pédagogie m'ont permis d'appréhender plus sereinement un sujet qui m'était jusque-là totalement inconnu. Merci aussi pour ta disponibilité et pour tes conseils sans lesquels je n'aurais pas avancé autant.

Cette thèse a aussi été l'occasion de travailler avec d'autres équipes et d'autres laboratoires. Parmi eux, merci à l'équipe de la plateforme Héphaïstos du PIMM pour les essais et les discussions enrichissantes sur le choc laser.

Ces travaux principalement expérimentaux ont aussi été possibles grâce à l'aide du soutien technique de l'ENSTA Bretagne et à l'équipe de l'IUT de Brest. Un grand merci pour leur aide sur les machines hydrauliques, la conception de circuit de mesure ou la préparation des échantillons qui m'a grandement facilité la tâche.

Cette thèse à l'IRDL a été un moment agréable. J'ai beaucoup apprécié les échanges et l'entraide entre les gens, la convivialité et surtout les pauses café toujours animées. Ces trois années passées ici ont été vraiment géniales. Salut à Camille, Jaime, Alin, Jérémy, Jean-Baptiste et tous les autres avec qui j'ai eu le plaisir de partager le bureau D117.

Bien évidemment, merci aussi à mes amis, qui ont connu la thèse ou pas, de m'avoir changé

les idées quand il le fallait que ce soit sur un mur de bloc ou autour d'une bière aux Fauvettes. Et bon courage à ceux qui soutiendront !

Enfin, rien de tout ceci n'aurait été possible sans ma famille qui m'a toujours encouragé dans ces projets un peu fou, et qui ne m'a jamais lâché. Papa, Maman, Anne-Claire et Yves je ne pourrais jamais vous remercier assez pour tout ce que vous avez fait.





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
Bibliographie . . . . .	5
<b>1 Éléments bibliographiques</b>	<b>7</b>
1.1 Contrôle des assemblages collés . . . . .	7
1.1.1 Intérêt pour les joints collés . . . . .	7
1.1.2 Problème du contrôle des assemblages collés . . . . .	8
1.2 Choc laser : principe et applications . . . . .	9
1.2.1 Interaction laser matière et choc généré par laser . . . . .	9
1.2.2 Propagation des chocs dans les milieux condensés . . . . .	10
1.2.3 Compléments sur la propagation des chocs . . . . .	16
1.2.4 Mesures et diagnostics . . . . .	16
1.3 Procédé LASAT : état de l'art . . . . .	17
1.3.1 Historique de la méthode . . . . .	17
1.3.2 Principe de la méthode . . . . .	18
1.3.3 Exemples d'applications . . . . .	20
1.3.4 Limites de l'essai LASAT . . . . .	24
1.4 Caractérisation des colles et composite par méthode Arcan . . . . .	24
1.4.1 Caractérisation des assemblages collés en quasi statique . . . . .	24
1.4.2 Utilisation de l'essai Arcan modifié pour la caractérisation des adhésifs . . . . .	29
1.4.3 Application de l'essai Arcan aux caractérisations des composites . . . . .	30
1.5 Synthèse de chapitre . . . . .	31
Bibliographie . . . . .	32
<b>2 Montage expérimental</b>	<b>37</b>
2.1 Introduction . . . . .	37
2.2 Dispositif de tir LASER . . . . .	37
2.2.1 Source laser : des photons au plasma . . . . .	37
2.2.2 Contrôle de la puissance . . . . .	38
2.2.3 Confinement et surface sacrificielle . . . . .	40
2.3 Estimation des paramètres du laser . . . . .	41
2.3.1 Énergie laser . . . . .	41
2.3.2 Profil temporel . . . . .	41
2.3.3 Profil spatial du laser . . . . .	41
2.3.4 Mise en place d'une impulsion de référence . . . . .	44
2.4 Post-traitement vélocimétrie hétérodyne . . . . .	47
2.4.1 Mesure de vitesse en face arrière . . . . .	47
2.4.2 Analyse en fréquence du signal. . . . .	48
2.5 Synthèse de chapitre . . . . .	53
Bibliographie . . . . .	54

<b>3</b>	<b>Dispositif expérimental de l'étude</b>	<b>55</b>
3.1	Préambule . . . . .	55
3.2	Configuration retenue . . . . .	55
3.3	Modélisation de l'alliage d'aluminium 2024 T3 sous choc . . . . .	57
3.3.1	Comportement général sous choc . . . . .	57
3.3.2	Comportement hydrodynamique . . . . .	57
3.3.3	Plasticité sous choc . . . . .	58
3.3.4	Plasticité indépendante de la vitesse de déformation . . . . .	60
3.3.5	Viscoplasticité . . . . .	61
3.3.6	Choix d'un modèle pour l'alliage d'aluminium 2024 T3 . . . . .	62
3.3.7	Méthode d'identification . . . . .	62
3.4	Modélisation et identification des adhésifs sous choc . . . . .	67
3.4.1	Modèles de viscoélasticité unitaires . . . . .	67
3.4.2	Modèles de viscoélasticité généralisés . . . . .	69
3.4.3	Choix d'un modèle de viscoélasticité . . . . .	70
3.4.4	Méthode d'identification . . . . .	71
3.5	Synthèse de chapitre . . . . .	74
	Bibliographie . . . . .	75
<b>4</b>	<b>Mise en place d'un assemblage de référence</b>	<b>77</b>
4.1	Préambule . . . . .	77
4.2	Mise en place d'un assemblage de référence . . . . .	78
4.2.1	Vérification de l'assemblage à l'aide des lois de comportement identifiées . . . . .	80
4.3	Vérifications expérimentales . . . . .	81
4.3.1	Paramètres expérimentaux . . . . .	81
4.3.2	Protocole de collage . . . . .	82
4.3.3	Mesures de vitesse en face arrière . . . . .	82
4.3.4	Observation d'endommagement . . . . .	85
4.3.5	Interprétation . . . . .	88
4.4	Modélisation 2D axisymétrique . . . . .	88
4.4.1	Comparaison Essai/Calcul . . . . .	88
4.4.2	Étude préliminaire sur l'endommagement . . . . .	90
4.4.3	Modèles d'endommagement . . . . .	90
4.4.4	Implémentation des modèles d'endommagement . . . . .	94
4.4.5	Influence des ondes traverses . . . . .	99
4.5	Synthèse de chapitre . . . . .	100
	Bibliographie . . . . .	101
<b>5</b>	<b>Évaluation des propriétés mécaniques post-choc</b>	<b>103</b>
5.1	Préambule . . . . .	103
5.2	Adaptation au montage Arcan . . . . .	103
5.3	Déroulement d'une campagne . . . . .	106
5.4	SAF30/45 sous Arcan . . . . .	108
5.4.1	Essais sans lamelle . . . . .	108
5.4.2	Essais post-chocs sur lamelles . . . . .	109
5.5	Lord410-17 sous Arcan . . . . .	115
5.6	Araldite 2012 sous Arcan . . . . .	117
5.7	Synthèse de chapitre . . . . .	119
	Bibliographie . . . . .	120
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>121</b>
6.1	Conclusion . . . . .	121

<b>A</b>	<b>Annexe : Paramètres d'échantillonnage pour spectrogramme</b>	<b>125</b>
A.1	Importance des paramètres de dépouillement . . . . .	125
A.2	Influence de la fonction de fenêtrage . . . . .	125
A.3	Influence de la taille de fenêtrage . . . . .	131
	Bibliographie . . . . .	133
<b>B</b>	<b>Annexe : Paramètre d'entrée ESTHER</b>	<b>137</b>
<b>C</b>	<b>Fiche produit adhésif</b>	<b>139</b>
<b>D</b>	<b>Caractérisation par PVDF</b>	<b>143</b>
D.1	Objectif de la mesure . . . . .	143
D.2	Présentation du PVDF . . . . .	143
D.3	Méthode et résultats . . . . .	145
	Bibliographie . . . . .	147



# Introduction

L'utilisation de plus en plus poussée de nouveaux matériaux, tels que les matériaux polymères renforcés par fibres, complexifie grandement la conception des structures industrielles. En effet, initié par le secteur de la construction aéronautique (figure 1, les structures industrielles modernes font de plus en plus appel à l'utilisation de matériaux composites à matrice polymère renforcés par fibres carbone ou verre. La problématique de l'assemblage a aussi donné lieu à de nombreux progrès et diversification des techniques. L'utilisation de colles semble être l'une des avancées les plus prometteuses dans ce domaine. L'emploi d'adhésifs est avantageux sur plusieurs points. Elle permet notamment l'assemblage des structures composites qui supportent assez mal les techniques classiques de rivetage ou de boulonnage. Les joints de colles ont aussi la particularité de mieux répartir le chargement dans l'assemblage et ainsi éviter les concentrations de contraintes, ce qui peut augmenter significativement la durée de vie d'un système.

Cette technologie présente cependant des conditions de mise en œuvre particulières. Une partie des collages nécessite une préparation de surface spécifique, et/ou une polymérisation à haute température. Il faut de même veiller à ne pas "polluer" la surface soit par des produits chimiques, soit par des phénomènes plus naturels comme la condensation. De faibles variations lors de sa mise en œuvre peuvent donc changer la qualité finale de l'assemblage. Un contrôle des assemblages collés est donc primordial pour garantir la bonne tenue mécanique d'une structure. De nombreuses méthodes ont été développées pour caractériser la tenue des assemblages collés et contrôler leur qualité afin d'en détecter d'éventuels défauts. Néanmoins, certaines avaries sont difficilement détectables. En effet si la plupart des méthodes de contrôle non destructives permettent l'inspection du joint de colle, elles ne permettent pas d'évaluer la tenue mécanique du joint. On peut donc avoir un joint sans défauts apparents (ou simplement trop petits pour être détectés), mais dont la capacité à reprendre l'effort est inférieure à la valeur attendue : ce type de défaut est appelé un "weak bond" (si l'effort est en partie repris) et "kissing bond" (en cas de contact simple sans effort transmissible). Ces catégories de défauts constituent une réelle problématique industrielle. Afin de détecter ces défauts, des méthodes de contrôle non destructives étendues ont été développées et visent à solliciter le joint.

C'est dans cet objectif qu'a été développé l'essai LASAT (LASer Adhesion Test) au début des années 2000, sur la base des travaux d'Auroux [2]. Ce protocole d'estimation de l'adhésion par choc laser a été créé lors de différentes collaborations entre laboratoires et industriels. L'objectif est d'utiliser un laser impulsionnel puissant qui génère un plasma à haute pression à la surface de l'assemblage collé, propageant ainsi une onde de choc dans l'assemblage. Par effet de réflexion en face arrière, une onde de traction est créée et vient alors solliciter le joint de colle. Différents moyens de mesure, comme une vélocimétrie en face arrière, permettent de détecter une éventuelle rupture dans l'assemblage. Le but est de déterminer l'intensité laser amenant à une contrainte de référence, par exemple 80% de la contrainte à rupture dans un assemblage sain. Un joint sans défaut sollicité à cette intensité ne sera pas endommagé tandis qu'un joint défectueux sera endommagé et caractérisé comme tel grâce à la mesure de vitesse en face arrière. Celle-ci apporte la possibilité de remonter à l'historique des contraintes par approche inverse reposant sur la simulation numérique, mais aussi d'identifier la signature d'un endommagement

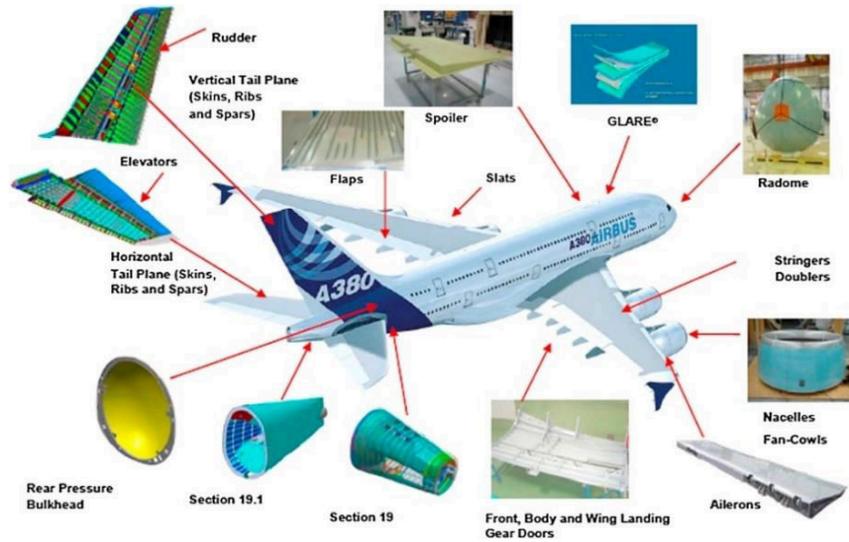


FIGURE 1 – Exemple d’application d’assemblages collés sur un Airbus A380 [1].

à l’interface. Cette méthode est donc un test d’épreuve qui permet de discriminer un assemblage valide d’un assemblage non conforme, avec comme avantage d’être sans contact et local dans des conditions dynamiques, en plus d’être automatisable. Elle a pu être utilisée avec succès pour l’optimisation des paramètres de projection thermique dans le cadre des dépôts de cuivre projetés sur l’aluminium [3] et dans cet esprit, pourrait également s’utiliser pour le collage.

Cette méthode présente de nombreux intérêts et demeure une solution intéressante pour la détection des ”weak bonds” et des ”kissing bonds”. Cependant, les études menées jusqu’à présent se sont principalement focalisées sur la caractérisation des matériaux sous choc et sur l’estimation de l’état de contraintes au niveau du joint de colle [4] [5]. Ces études proposent aussi de nombreuses solutions aux principaux problèmes rencontrés dans la mise en place du LASAT, en particulier sur les matériaux composites [6][7]. Cependant, la question de l’innocuité de la méthode est une question qui est souvent laissée en suspend. En effet, le joint de colle est fortement sollicité et les méthodes de détection de l’endommagement présentent des limites en termes de résolution. Il s’agit donc de savoir si les propriétés du joint de colle se trouvent modifiées par le passage du choc par exemple par des phénomènes de plastification ou encore par des phénomènes d’endommagements dans la microstructure du matériau.

L’étude présentée dans ce manuscrit s’inscrit dans la suite de travaux effectués lors de différents projets au sein de différents laboratoires concernant le développement d’un essai d’adhésion par choc laser. Le but est de développer une méthode d’évaluation des propriétés mécaniques après choc laser d’un assemblage collé. Il ne s’agira donc pas d’évaluer un niveau d’adhésion à l’aide du choc laser, mais de considérer et d’évaluer l’influence éventuelle d’un choc laser sur les propriétés mécaniques d’un assemblage. Cette étude ne concerne donc que des assemblages sains dont il conviendra d’évaluer les propriétés mécaniques avant et après choc, pour différentes amplitudes dans la gamme de pression usuelle de la méthode LASAT.

Cette caractérisation d’assemblages passe par le choix d’une méthode adaptée aux joints de colle, capable de prendre en compte les spécificités liées à la géométrie du substrat, mais aussi de générer un champ de contraintes souhaité. La méthode retenue est l’essai mécanique ARCAN, capable d’évaluer la tenue d’un assemblage collé sous sollicitations quasi statiques, en traction, en cisaillement ou mixtes [8]. En outre, l’essai ARCAN permet l’identification de lois de comportements des joints de colle. De même, il est possible de caractériser les lamelles composites dans leur comportement hors plan.

Ce travail a été réalisé à l’Institut Dupuy De Lôme, sur le site de l’ENSTA Bretagne à Brest, en



FIGURE 2 – Exemple de radôme météorologique Engie Ineo.

partenariat avec Engie Ineo dont l'activité, la construction de radôme en matériaux composites (figure 2), est concernée par les questions de contrôle des assemblages collés. Ces travaux ont aussi été l'occasion d'une collaboration avec le CEA DAM DIF qui a mis à disposition un code de simulation d'interaction laser matière ESTHER [9]. Ces travaux ont été possibles grâce au soutien financier de la Région Bretagne et de l'ENSTA Bretagne.

Cette thèse a donc pour objectif de proposer un protocole d'évaluation des propriétés mécaniques d'un assemblage collé ayant été soumis au choc laser. Ce protocole implique plusieurs questions et verrous scientifiques :

- Caractériser le choc laser : comprendre et modéliser les conditions aux limites générées par l'ablation laser ;
- Dimensionner un assemblage de référence permettant de contrôler le taux d'endommagement tout en limitant les phénomènes annexes (effet de bord, amortissement hydrodynamique) ;
- Caractériser les matériaux sous choc : comprendre le comportement des matériaux retenus afin de pouvoir modéliser les phénomènes de propagation de choc au sein de l'assemblage ;
- Définir une méthode de caractérisation quasi statique des propriétés mécaniques d'un joint de colle au sein d'un assemblage et adapter cette méthode à l'étude de joints de colle ayant subi un choc.

Contrairement à d'autres travaux sur le sujet [6], cette étude se concentre sur un cas simplifié afin de comprendre l'influence de l'ensemble des paramètres et de caractériser la sollicitation laser ainsi que les paramètres matériaux dans l'objectif de comprendre au mieux les phénomènes impliqués dans l'altération des propriétés du joint de colle après choc. Pour cela, une configuration aluminium/colle/aluminium a été retenue. De même, cette étude ne concerne que des assemblages sains, aucune pollution volontaire ni aucun vieillissement n'est effectué sur les échantillons

soumis au choc.

Ce mémoire est scindé en cinq parties :

La première partie permet de faire un état de l'art sur l'utilisation des assemblages collés et les méthodes pour contrôler leur validité. Cette partie s'attarde essentiellement sur le choc laser et son application dans la méthode de contrôle d'adhésion. Les travaux existants y sont présentés avec les progrès récents réalisés dans ce domaine. Les questions relatives à l'innocuité de cette méthode seront abordées par une revue des travaux effectués sur le sujet de l'endommagement lié au choc laser. Il s'agit de comprendre quels outils sont disponibles, en plus des contrôles non destructifs, pour pouvoir détecter une influence du choc sur le comportement mécanique de l'assemblage collé. Ce chapitre fait donc aussi le point sur les méthodes d'évaluation quasi statiques des caractéristiques mécaniques des assemblages collés, en comparant leurs avantages et inconvénients. Ceci permet de justifier l'intérêt de l'utilisation d'un montage Arcan modifié [8] qui sera utilisé dans ces travaux de thèse pour la caractérisation de joints de colles ayant subi un choc (caractérisation dite "post-choc" dans la suite du document).

La deuxième partie présente le montage expérimental du choc laser et caractérise la sollicitation en pression que l'ablation laser engendre. Le but est de définir les données d'entrée pour les modèles numériques qui sont développés. Il faut définir une pression d'entrée dont le profil temporel, mais aussi la répartition spatiale doivent être le plus proche possible de la réalité afin d'obtenir des modélisations pertinentes. Cette étape est importante, car elle permet de minimiser l'erreur d'identification des matériaux sollicités. Ce chapitre présente aussi le moyen de mesure utilisé pour la vitesse en face arrière, la vélocimétrie hétérodyne (VH), son post-traitement ainsi que ses limites et les éventuels biais engendrés par cette technologie.

La troisième partie est dédiée à l'identification des matériaux utilisés pour les assemblages étudiés : l'alliage d'aluminium 2024 T3 et l'adhésif méthacrylate SAF 30/45. Ce chapitre met en évidence des phénomènes propres aux matériaux ainsi que les signatures équivalentes sur la mesure de vitesse en face arrière par exemple la présence de précurseur élastique. Les modèles de viscoplasticité et de viscoélasticité utilisés y sont présentés ainsi que les méthodes d'identification des paramètres matériaux associés. L'intérêt de l'identification par approche inverse y est expliqué ainsi que les limites de cette méthode et les solutions utilisées dans ces travaux pour minimiser la multiplicité des choix de paramètres matériaux. Ce chapitre présente aussi l'importance de considérer les ondes transverses, c'est-à-dire les ondes en provenance des bords du chargement, dans la compréhension du phénomène, en particulier l'influence de ces dernières dans l'amortissement de la vitesse en face arrière.

La quatrième partie présente le dimensionnement de l'assemblage de référence utilisé dans cette thèse pour favoriser l'endommagement par choc laser. Ce dimensionnement est basé sur la chronologie d'arrivée des diverses ondes générées par le choc laser, mais aussi celles issues des réflexions/transmissions aux interfaces. Il doit en outre être compatible avec le montage Arcan modifié. Ce chapitre développe la méthode utilisée pour le dimensionnement et montre les résultats observés après un tir laser sur cet assemblage. En particulier, l'influence des ondes transverses sur l'endommagement sous choc et l'amortissement de l'onde sont étudiés. Cette partie présente aussi les modèles d'endommagement utilisés ainsi qu'une comparaison avec les résultats expérimentaux (les vitesses de face arrière).

La cinquième partie explique la mise en place de l'assemblage choqué dans le dispositif Arcan afin de pouvoir caractériser celui-ci en termes de raideur et d'effort à rupture. Elle présente en particulier les questions liées à la mise en place de l'essai comme l'étude du champ de contrainte

dans la lamelle et dans les joints de colle la reliant aux substrats. Les différents procédés et traitements de surface y sont détaillés. Cette partie présente les résultats de l'étude sur la SAF 30/45, mais aussi deux autres adhésifs (la colle époxy Araldite 2012 et la colle méthacrylate Lord 410-17) afin de comparer les résultats. Une comparaison y est réalisée sur la base de plusieurs critères comme la raideur de l'assemblage et l'effort à rupture.

Enfin, des annexes viennent compléter les propos illustrés : le post-traitement des mesures de vitesse en face arrière, les détails de la simulation d'interaction laser matière et des documentations fournisseurs des adhésifs utilisés.

## Bibliographie

- [1] Ch.V. Katsiropoulos, A.N. Chamos, K.I. Tserpes, and Sp.G. Pantelakis. Fracture toughness and shear behavior of composite bonded joints based on a novel aerospace adhesive. *Composites Part B : Engineering*, 43(2) :240–248, mar 2012.
- [2] E. Aurroux. *Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser*. Phd, Université de Poitiers, 1999.
- [3] S. Barradas. *Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces cuivre/aluminium et cuivre/cuivre obtenues par projection thermique*. Thèse, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, December 2004.
- [4] M. Arrigoni, S.E. Krugerand, A. Blouin, D. Lévesque, B. Arsenault, J.P. Monchalin, M. Boustie, and L. Berthe. Adhesive bond testing by laser induced shock waves. In *17th World Conference on Nondestructive Testing, Shanghai, China*, pages 25–28, 2008.
- [5] D. Laporte. *Analysis of the response of bonded assemblies under shock wave loading - Experiments and modelling*. Thèse, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, October 2011.
- [6] R. Ecault. *Experimental and numerical investigations on the dynamic behaviour of aeronautic composites under laser shock - Optimization of a shock wave adhesion test for bonded composites*. Thèse, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, December 2013.
- [7] E. Gay. *Composite behaviour under laser driven shock : Development of an adhesion test using shock for composite bonded assemblies*. Thèse, Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, December 2011.
- [8] J. Cognard, P. Davies, B. Gineste, and L. Sohier. Development of an improved adhesive test method for composite assembly design. *Composites Science and Technology*, 65(3-4) :359–368, mar 2005.
- [9] S. Bardy, B. Aubert, L. Berthe, P. Combis, D. Hébert, E. Lescoute, J.L.Rullier, and L. Videau. Numerical study of laser ablation on aluminum for shock-wave applications : development of a suitable model by comparison with recent experiments. *Optical Engineering*, 56(1) :011014, aug 2016.



# Chapitre 1

## Éléments bibliographiques

### 1.1 Contrôle des assemblages collés

#### 1.1.1 Intérêt pour les joints collés

L'utilisation d'adhésifs tend à se démocratiser dans l'industrie, en particulier via l'utilisation de plus en plus courante des matériaux composites, et notamment de polymères renforcés par fibres (Fiber Reinforced Polymers ou FRP). Ceux-ci présentent une réponse aux défis actuels posés par les questions environnementales et la course à l'efficacité énergétique. Les FRP allègent en effet les structures en proposant une raideur et une tenue mécanique équivalente à des métaux pour une masse inférieure. Dans le cas d'un véhicule, la consommation en carburant est réduite pour des performances similaires. On peut aussi considérer l'économie du point de vue logistique : des objets plus légers coûtent moins cher à transporter. Enfin, certaines applications nécessitent par contrainte des matériaux composites. On peut citer dans ce cas les radômes, ces structures qui protègent les antennes radars. L'émission et la réception des ondes électromagnétiques conditionnent le matériau constituant du radôme qui doit être transparent aux longueurs d'onde du système (figure 1.1 et 1.2). Cette structure nécessite donc l'emploi de composite en fibres de verre afin de ne pas entraver le passage des ondes. Pour ces nombreuses raisons, les polymères deviennent indispensables et plusieurs questions sur la mise en œuvre de ces matériaux se posent.



FIGURE 1.1 – Exemple de radôme aéronautique (image INEO Défense)



FIGURE 1.2 – Exemple de radôme météorologique (image INEO Défense)

L'assemblage de ces matériaux reste en effet une question difficile en raison de la difficulté de mise en œuvre de méthodes classiques impliquant un perçage, comme le boulonnage ou le rivetage. Ces techniques fragilisent les matériaux composites en initiant des fissures, impactant directement la durée de vie du système. L'utilisation de joints collés reste aujourd'hui une des solutions les plus fiables. L'assemblage par adhésifs comporte également d'autres avantages tels que la possibilité de joindre des matériaux a priori non soudables, de formes et de tailles variées.

Un autre aspect intéressant des adhésifs est une meilleure répartition de la charge dans le

joint de colle qui présente un avantage par rapport à des solutions de type boulon ou rivet. Ces solutions créent systématiquement des concentrations de contrainte, propices à l'amorce de fissure, du fait de la zone réduite d'application [1]. Les assemblages par joints de colle favorisent donc la durabilité des structures.

### 1.1.2 Problème du contrôle des assemblages collés

Même s'ils présentent des intérêts majeurs, de nombreuses questions liées à la mise en œuvre des assemblages collés demeurent. Un des inconvénients majeurs de cette technique repose sur la variabilité de la qualité d'un joint en fonction des conditions de mise en œuvre. En effet, la préparation de l'état de surface, la pose du joint ainsi que les conditions de polymérisation de l'adhésif ont des effets majeurs sur les propriétés mécaniques de celui-ci. Ainsi on peut rapidement obtenir une dispersion dans les propriétés mécaniques due à ces différentes étapes, ce qui rend difficile la garantie de la qualité de l'assemblage final. En plus de ces questions pratiques ou relatives au procédé peuvent s'ajouter des défauts à l'interface :

- **La décohésion complète** : On peut observer un espace entre le joint de colle et le polymère. Ce défaut est aisément détectable par ultrasons [1].
- **"Le kissing bond"** : l'adhésif et le support sont en contact, mais sans adhésion. Ce défaut est détectable par ultrasons [2], mais à hautes fréquences et grandes amplitudes.
- **"Le weak bond"** : l'adhésif et le support sont en adhésion, mais avec des propriétés mécaniques dégradées (le seuil est fixé à 80% des propriétés mécaniques d'adhésion nominales). Ce type de défaut est difficile à détecter par des méthodes d'imagerie classiques, car il est difficile d'évaluer les propriétés mécaniques en raison des faibles amplitudes utilisées.

Les défauts peuvent aussi se situer au sein de l'adhésif :

- **Les fissures** : celles-ci peuvent être dues à des contraintes résiduelles liées aux procédés d'assemblage ou des sollicitations mécaniques durant le cycle de vie.
- **Les porosités** : ce type de défaut peut être créé lors du mélange des composants initiaux de la colle par exemple. On observe de petites cavités réparties de façon homogène. Ces défauts sont détectables par ultrason ou radiographie, [1] mais peuvent être invisibles pour les plus petits d'entre eux.
- **Les bulles ou cavités** : une mauvaise répartition du polymère lors de l'encollage peut amener à piéger des bulles. Ces défauts sont détectables par ultrason ou radiographie [1].
- **Une polymérisation inadaptée** : un mauvais contrôle de la polymérisation, ou un mauvais mélange des réactifs (pour les adhésifs multi-composants) peut engendrer des zones dont les propriétés mécaniques ne sont pas nominales. Il peut tout aussi bien s'agir d'une polymérisation incomplète que d'une sur réaction (polymère fissuré ou fragile). Ces défauts sont détectables par ultrasons [3].

Le contrôle des assemblages collés est donc critique et doit être mis en œuvre aussi bien en fin de procédé qu'en phase d'utilisation du système. Dans le premier cas, il s'agit de vérifier la présence d'éventuels défauts de fabrication qui pourraient nuire au fonctionnement de la pièce. La plupart des défauts sont détectables par des méthodes de défectoscopie par ultrasons, de radiographie, ou bien encore de thermographie infrarouge. Tant qu'il s'agit de détecter la présence d'un défaut, la plupart des méthodes de contrôle non destructif fournissent des résultats plus ou moins acceptables.

Il faut bien remarquer que les méthodes de contrôle non destructif sont principalement utilisées pour une observation simple et fournissent des informations qualitatives quant à l'état du joint de colle. Cependant, les méthodes simples permettant d'évaluer quantitativement l'adhésion demeurent rares, en particulier pour les pièces de grandes tailles ou les contrôles *in situ*. En

effet, les méthodes de contrôle actuelles ne sollicitent pas assez le joint de colle, ce qui rend difficile, voire impossible, la détection de défaut de type "weak bond".

Les méthodes actuelles permettant la détection de "kissing bonds" et de "weak bonds" sont basées sur un couplage de méthodes d'observation classiques, mais couplées à une sollicitation mécanique extérieure. On peut prendre pour exemple le cas de l'utilisation couplée d'ultrasons et de vibrations [4] [5]. D'autres solutions nécessitent l'utilisation de machines de traction pour solliciter l'échantillon et détecter d'éventuels défauts par thermographie ou émissivité acoustique [6] [7].

Ces quelques cas démontrent assez bien la nécessité de coupler sollicitation et mesure dans la détection de "kissing bonds" et de "weak bonds" et illustrent un tournant dans les pistes de recherche cette dernière décennie. Il s'agit de mettre en place une forme d'essai de mise à l'épreuve pour solliciter l'assemblage et dans le cas particulier de nos travaux d'évaluer, s'il y a lieu, la dégradation de l'assemblage après cet essai.

La suite de ce chapitre consistera à développer l'état de l'art une source de sollicitation possible : le choc laser. De nombreux travaux antérieurs [8] [9] [10] [11] ont montré qu'il était possible d'utiliser les lasers impulsionsnels de puissance comme source de sollicitation mécanique. En effet, le choc généré par l'ablation de la surface permet d'éprouver l'adhésion d'interfaces d'assemblages collés.

## 1.2 Choc laser : principe et applications

### 1.2.1 Interaction laser matière et choc généré par laser

La dynamique rapide, sujet à part entière de la mécanique, englobe de nombreux cas d'études allant du crash de voitures à l'impact de météorites en passant par les explosions. Ce domaine est donc un centre d'intérêt important dont l'étude nécessite une reproduction des phénomènes en laboratoire. Pour cela, de nombreux dispositifs permettent de balayer les vitesses de déformation, pressions et temps caractéristiques existants dans la nature. Ces moyens sont nombreux et complémentaires et peuvent être classés selon leurs caractéristiques. Pour les chocs de faibles amplitudes les barres d'Hopkinson sont régulièrement utilisées et permettent d'étudier le comportement dynamique des matériaux pour des vitesses de déformation comprises entre  $10^2 s^{-1}$  et  $10^4 s^{-1}$  [12][13]. Pour les phénomènes plus intenses comme l'impact rapide, les canons de Taylor présentent un intérêt car ils permettent d'atteindre des vitesses de déformation de l'ordre de  $10^5 s^{-1}$  [14][13]. Les explosifs détonants peuvent être utilisés jusqu'à  $10^5 s^{-1}$  [15][13]. Au-delà de ces valeurs, les canons à gaz léger, avec des projectiles allant de 3 à 10 km/s, peuvent permettre d'atteindre  $10^6 s^{-1}$ . En ce qui concerne le choc laser, cette méthode permet d'obtenir des chocs intenses et de très faibles durées, menant à des vitesses de déformation de  $10^4 s^{-1}$  à  $10^9 s^{-1}$  [13]. Plusieurs temps caractéristiques sont accessibles : de la dizaine de nanosecondes à la quelques femtosecondes. Les régimes qui sont liés à l'interaction laser matière varient en fonction du régime étudié. L'utilisation de lasers impulsionsnels destinés à générer un choc remonte au début des années 60 [16][17]. Le développement de lasers de plus en plus performants et de plus en plus puissants a permis l'évolution de cette méthode.

Ce paragraphe traite de la génération de plasma par une impulsion laser de quelques nanosecondes. Les cas exposés se focaliseront uniquement sur les interactions laser avec de l'aluminium.

Le principe de fonctionnement du choc laser est de créer une poussée sur une cible irradiée par rayonnement laser. Dans la zone d'interaction, l'énergie déposée soudainement sublime le matériau (régime d'ablation), ce qui génère l'expansion d'un plasma [18]. Les gaz ainsi créés forment un plasma à haute pression dont l'éjection induit par réaction une onde de choc dans le matériau (figure 1.3). Pour un laser dont le profil temporel est gaussien, le choc créé suit le profil temporel de pression présenté sur la figure 1.4. À noter que les paramètres influents de ce profil de pression sont les caractéristiques du laser (longueur d'onde, profil temporel d'intensité), l'intensité, déterminée par la relation (1.1), au niveau de la zone irradiée ainsi que le milieu de

confinement utilisé. Cette dernière méthode consiste à appliquer un matériau transparent comme de l'adhésif, du verre ou de l'eau, au niveau de la zone de l'ablation, ce qui a pour effet de retenir l'expansion du plasma hors de la cible [19]. Le plasma sera créé entre le confinement et la matière cible et atteindra des pressions plus élevées pendant une durée plus longue. La figure 1.4 montre différents profils temporels de pression obtenus pour des conditions d'interaction laser-matière variées, allant de la surface nue au confinement par ajout d'eau, en passant par l'ajout d'une peinture absorbante [20]. Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'une jauge de pression en quartz (mesure de pression par jauge piézoélectrique).

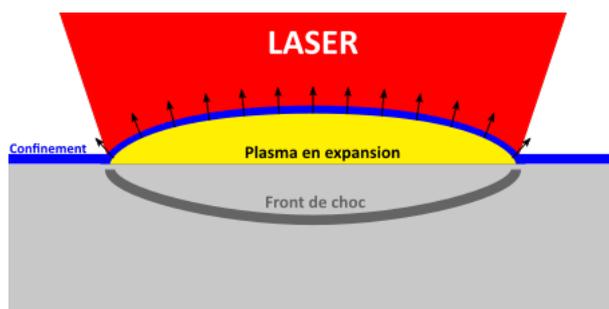


FIGURE 1.3 – Configuration de choc en irradiation en régime confiné par l'ajout d'une couche d'eau.

$$\left\{ \begin{array}{l} F = \frac{E}{S}, \text{ la fluence} \\ I = \frac{dF}{dt}, \text{ l'intensité} \\ \text{Avec } E \text{ l'énergie déposée en Joule et } S \text{ la surface irradiée} \end{array} \right. \quad (1.1)$$

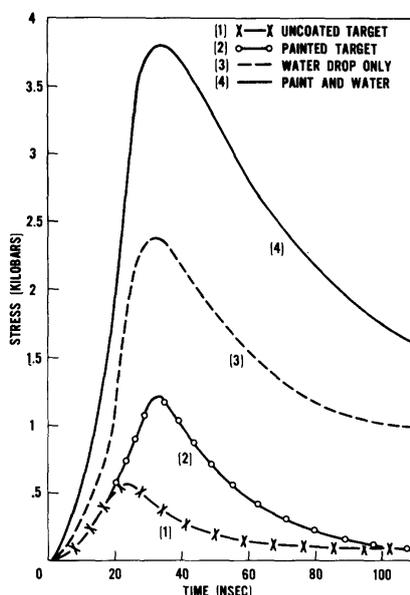


FIGURE 1.4 – Profil de pression classique généré par impulsion laser confinée par eau et non confiné. Données issues des travaux de Fox (1974) [20]

## 1.2.2 Propagation des chocs dans les milieux condensés

Commençons par aborder le problème d'un point de vue 1D dans un cadre hydrodynamique. Prenons un choc simple issu d'une compression, avec un front de choc supposé établi comme sur la figure 1.5.

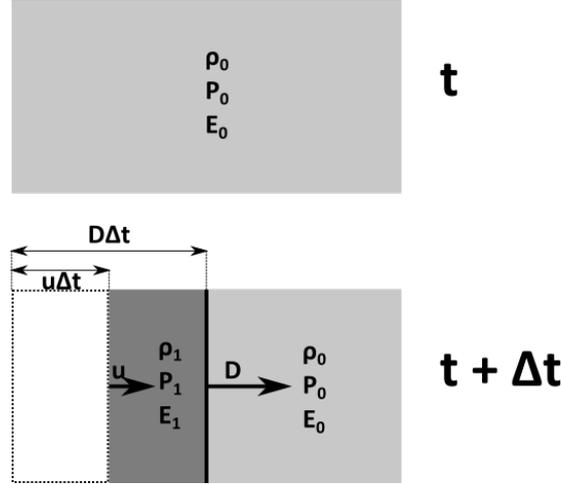


FIGURE 1.5 – Bilan de variables lors d'un choc soutenu.

Il s'agit dans un premier temps de comprendre l'évolution des variables de pression  $P$ , de masse volumique  $\rho$  et de l'énergie  $E$  au passage du choc, qui se propage dans le matériau à la vitesse  $D$ . Pour cela, on considère un état amont (0) et un état en aval du choc (1). On peut effectuer un bilan de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, équation (1.2) qui nous donne les trois relations de Rankine-Hugoniot :

$$\begin{cases} \rho_0 D = \rho_1 (D - u), & \text{conservation de la masse} \\ P - P_0 = \rho_0 D u, & \text{conservation de la quantité de mouvement} \\ P u = \frac{1}{2} (\rho_0 D u^2) + \rho_0 D (E - E_0), & \text{conservation de l'énergie} \end{cases} \quad (1.2)$$

Ces trois équations mettent en jeu cinq variables ( $\rho, D, u, E, p$ ). Il manque donc deux autres équations pour résoudre ce système : une équation d'état et une relation de fermeture. L'équation d'état permet de relier les variables d'état, c'est-à-dire l'aspect thermodynamique. Une équation couramment utilisée est celle de Mie-Grüneisen. Elle relie la pression  $p$ , l'énergie  $E$ , le volume massique  $v$  et un coefficient  $\Gamma$  :

$$p_1 - p_0 = \frac{\Gamma(v)}{v} (E_1 - E_0) \quad (1.3)$$

En ce qui concerne la dernière relation, une solution est d'utiliser la relation (1.4) vérifiée expérimentalement [21]. Celle-ci met en relation la vitesse de choc  $D$ , la vitesse matérielle  $u$  et la vitesse du son dans le matériau  $C_0$  :

$$D = C_0 + s u \quad (1.4)$$

En injectant cette équation dans le système précédent apparaît la relation (1.5) :

$$P - P_0 = \rho_0 (C_0 u + s u^2) \quad (1.5)$$

Celle-ci donne un lien entre la pression et la vitesse des particules. La courbe  $P(u)$  issue de cette relation est appelée polaire de choc, qui est une caractéristique intrinsèque du matériau considéré et représente les états thermodynamiques qui sont accessibles sous choc. Cette relation permet d'obtenir une première bonne approximation du comportement d'une onde en 1D. À noter que ces équations sont valables pour la compression, mais différent pour la détente. Les

polaires de compression et de détente ne se modélisent pas de la même façon. Cependant, sous l'approximation d'un choc en dessous de 10 *GPa*, ces deux polaires peuvent-être équivalentes [21] [22].

On voit apparaître ici la quantité  $Z = \rho D$ , aussi appelée l'impédance de choc, qui traduit la propension d'un matériau à générer de la pression par apport de vitesse, ou réciproquement de se mettre en mouvement à pression donnée. Dans le cas de chocs de faibles intensités, on peut approximer  $Z$  par  $Z \approx \rho_0 C_0$ .

Dans le cas de chocs de pressions inférieures à 10 *GPa*, nous pouvons considérer les approximations suivantes :

- Pour une onde se propageant dans le sens négatif (dans la même direction que la normale de la surface impactée), la polaire est le symétrique de la polaire en sens direct ;
- Lors du passage de l'onde à une interface, il y a équilibre de la pression de part et d'autre de l'interface ;
- Lorsqu'un milieu possède une polaire issue d'un matériau avec une vitesse initiale, sa polaire de choc peut-être déterminée en translatant sa polaire au repos. De même avec une polaire déterminée à une vitesse donnée (par exemple après choc) ;
- la polaire de la détente peut être approximée par la polaire de compression

À partir de ces hypothèses, on peut définir les états sous choc de matériaux en compression et en détente. Il existe plusieurs conditions aux limites : le chargement en pression et l'impact de deux matériaux à vitesse donnée. Le choc laser charge la surface exposée en pression. Pour comprendre les principaux phénomènes, étudions un cas de chargement en pression sur plusieurs configurations :

- Cas 1 : chargement en pression rectangulaire sur un matériau simple ;
- Cas 2 : chargement en pression rectangulaire sur un assemblage tel que  $Z_A > Z_B$  ;
- Cas 3 : chargement en pression rectangulaire sur un assemblage tel que  $Z_B < Z_A$ .

### 1.2.2.1 Chargement en pression d'un matériau simple : principe d'écaillage.

Dans ce premier cas, il s'agit d'étudier un chargement rectangulaire sur un échantillon d'épaisseur finie et de polaire de choc connue. Pour représenter la propagation du choc, on utilise un diagramme de marche qui est le défilement de la propagation 1D de l'onde au cours du temps (fig. 1.6). Les différents états du matériau sous choc sont représentés dans le diagramme pression-vitesse (P-u) (fig. 1.7).

La phase (I) se situe avant le choc, le matériau se situe à l'état (0) c'est-à-dire à pression nulle et vitesse nulle. Vient ensuite le début du chargement à la phase (II) avec une propagation d'onde qui fait passer le matériau de l'état (0) à l'état (1) à une pression  $P_1$  et donc une vitesse déterminée par la polaire (a). Cette polaire est celle d'un matériau à l'origine au repos qui est mis en vitesse par une onde se propageant en sens direct.

L'onde atteint ensuite la face arrière en phase (III). On considère que la face arrière est à pression nulle et donc que l'état à atteindre est un état (2) à l'intersection avec la polaire de l'atmosphère ou du vide, confondu avec l'abscisse, par une polaire en sens indirect en partant de (1). Cet état commun est celui qui satisfait la condition d'égalité des pressions et vitesses matérielles en choc frontal lors du franchissement d'une interface. La polaire (b) se trace donc comme le symétrique de la polaire (a) par rapport à l'état (1), reliant les états (1) et (2) déterminés ci-devant.

À la fin du chargement en pression une détente se propage dans le matériau et croise la détente issue de la face arrière. Pour déterminer l'état (3) il faut considérer les passages de (0) à (3) et de (2) à (3) :

- L'onde qui passe le matériau de (0) à (3) se propage dans le sens indirect : la polaire (c) est issue de (0) en sens indirect ;
- L'onde qui passe le matériau de (2) à (3) se propage dans le sens direct : la polaire (d) est issue de (2) en sens direct.

L'état (3) correspond à l'état commun entre les deux passages, c'est-à-dire au croisement des deux polaires. On peut constater ici que l'état (3) se situe en dessous de l'état (0) déjà à pression nulle. C'est donc un niveau de pression négatif, c'est-à-dire un état de traction. Il est important de remarquer que cet état peut engendrer la rupture du matériau : ce phénomène s'appelle l'écaillage. Cet état se propage comme n'importe quelle onde et peut atteindre les surfaces et les interfaces. En fonction des impédances de choc des différents matériaux, cette onde peut solliciter en traction une interface : c'est le principe de base de la méthode LASAT (LASer Adhesion Test) qui sera détaillée plus loin dans ce chapitre.

À noter que l'épaisseur  $e_{ec}$  d'écaillage peut être estimée par l'équation (1.6) :

$$e_{ec} = \frac{c - c_0}{2c} \left[ c\tau + \left( 1 - \frac{c + u_1}{D} e_{tot} \right) \right] \quad (1.6)$$

Avec  $c_0$  la vitesse du son au repos,  $c$  la vitesse du son sous choc,  $u_1$  la vitesse des particules sous choc,  $D$  la vitesse du front de choc,  $\tau$  la durée de l'impulsion et  $e_{tot}$  l'épaisseur totale du substrat. Suivant une approximation acoustique, cette relation devient :

$$e_{ec} = \frac{D\tau}{2} \approx \frac{C_0\tau}{2} \quad (1.7)$$

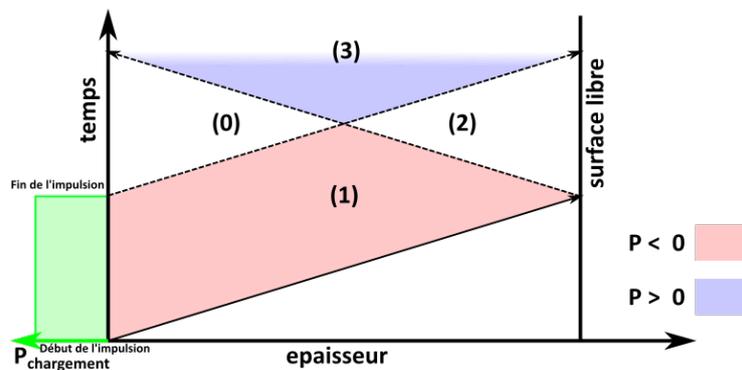


FIGURE 1.6 – Diagramme de marche d'un choc sur matériau simple.

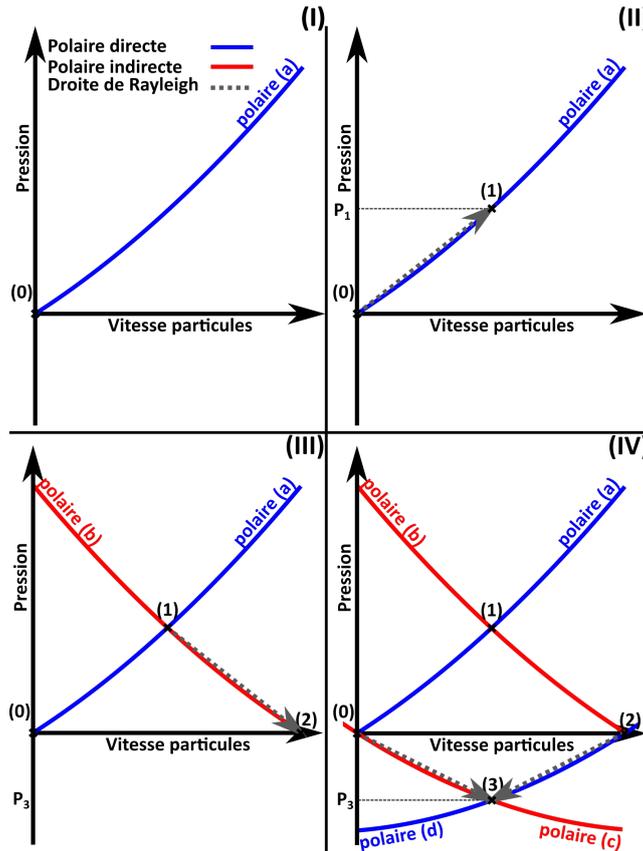


FIGURE 1.7 – Diagrammes P-u des différentes étapes du choc

### 1.2.2.2 Interaction d'une onde et d'une interface ( $Z_A > Z_B$ )

Lors de la propagation d'une onde dans un matériau hétérogène (assemblage, revêtement), celle-ci va interagir avec une interface pour créer un état commun entre les deux matériaux. Un raisonnement par les polaires de choc permet de montrer que l'onde transmise dans le matériau en aval est de même nature que l'onde incidente. En revanche, la nature de l'onde réfléchie dépend de la désadaptation d'impédance des deux matériaux. Si nous notons A le matériau amont et B celui aval, la propagation des ondes à l'interface entre ces deux matériaux peut être décrite par un diagramme présentant le temps en ordonnée et la position dans le milieu de propagation en ordonnée figure 1.8. Soit un cas où les impédances de choc sont telles que  $Z_A > Z_B$ . De la même façon que pour le premier cas, il s'agit de comprendre comment le matériau change d'état au passage de l'onde :

- le passage (1) → (2) se fait par une onde qui se propage en sens indirect dans le matériau A. On prend donc la polaire du matériau A issue de (1) en sens indirect.
- le passage (0) → (2) se fait par une onde qui se propage en sens direct dans le matériau B. On prend donc la polaire du matériau B issue de (0) en sens direct.

L'état (2) se détermine par l'intersection entre les deux polaires déterminées précédemment, illustrée sur la figure 1.8, toujours pour les raisons d'égalité de pressions et de vitesses matérielles au franchissement d'une interface par un choc frontal. Dans ce cas, le passage (1) → (2) se traduit par une baisse de pression : l'onde réfléchie est donc une détente. On observe aussi que la pression propagée dans le matériau B est inférieure à la pression de chargement, mais la vitesse particulaire a augmenté de l'état (1) à l'état (2).

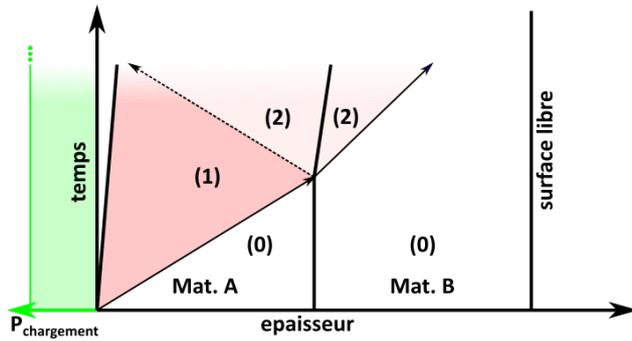


FIGURE 1.8 – Diagramme de marche d'un choc à l'interface ( $Z_A > Z_B$ )

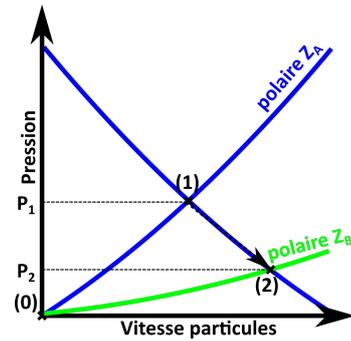


FIGURE 1.9 – Diagrammes P-u d'un choc se propageant à l'interface ( $Z_A > Z_B$ )

### 1.2.2.3 Interaction d'une onde et d'une interface ( $Z_A < Z_B$ )

Comme pour le cas précédent, il est possible de déterminer la nature de l'onde réfléchiée en faisant un bilan des sauts de pression et de vitesse dans les matériaux au passage des ondes en étudiant le diagramme P-u figure 1.10. Dans le cas  $Z_A < Z_B$  :

- le passage (1) → (2) se fait par une onde qui se propage en sens indirect dans le matériau A. On prend donc la polaire du matériau A issue de (1) en sens indirect.
- le passage (0) → (2) se fait par une onde qui se propage en sens direct dans le matériau B. On prend donc la polaire du matériau B issue de (0) en sens direct.

L'état (2) se détermine par l'intersection entre les deux polaires déterminées précédemment, illustrée sur la figure 1.8. Dans ce cas, le passage (1) → (2) se traduit par une augmentation de pression : l'onde réfléchiée est donc une compression. On observe aussi que la pression propagée dans le matériau B est supérieure à la pression de chargement, mais la vitesse particulaire a diminué de l'état (1) à l'état (2).

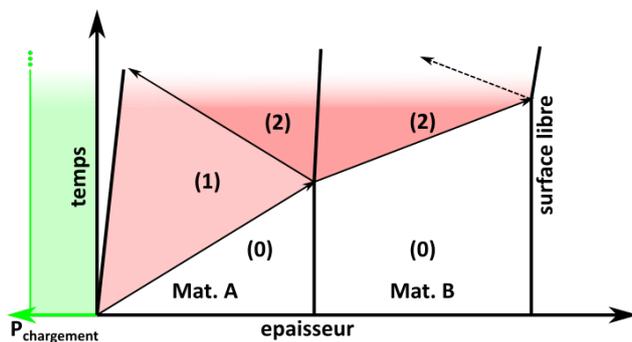


FIGURE 1.10 – Diagramme de marche d'un choc à l'interface ( $Z_A < Z_B$ )

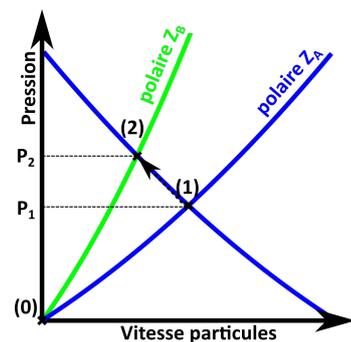


FIGURE 1.11 – Diagrammes P-u d'un choc se propageant à l'interface ( $Z_A < Z_B$ )

Ces interactions sont les principales rencontrées lors de l'interaction d'un choc avec une interface ou une surface libre. Il est à noter la simplification de ces cas pour une meilleure compréhension du phénomène en particulier sur deux points. D'une part, les détente ont été décrites comme des ondes similaires à des chocs alors que dans la réalité on observe un faisceau avec une tête et une queue de détente.

### 1.2.3 Compléments sur la propagation des chocs

#### 1.2.3.1 Comportement des détetes

On peut noter plusieurs phénomènes qui n'ont pas été expliqués précédemment. En réalité, les ondes de compression et de détente ne se comportent pas exactement de la même façon. En effet, les ondes de compression compriment le milieu, c'est-à-dire que toute onde se propageant en aval le fera dans un milieu plus dense et en écoulement, elle se propagera donc plus vite que dans le milieu non comprimé. Des chocs successifs auront donc tendance à se rattraper et à former un seul front de choc : les ondes de compression se raidissent. Au contraire, dans le cas d'une détente le milieu derrière l'onde est moins dense : les ondes se propagent moins vite qu'en amont. Un front initial de détente aura donc tendance à se transformer en gradient de pression avec une tête et une queue de détente (fig. 1.12).

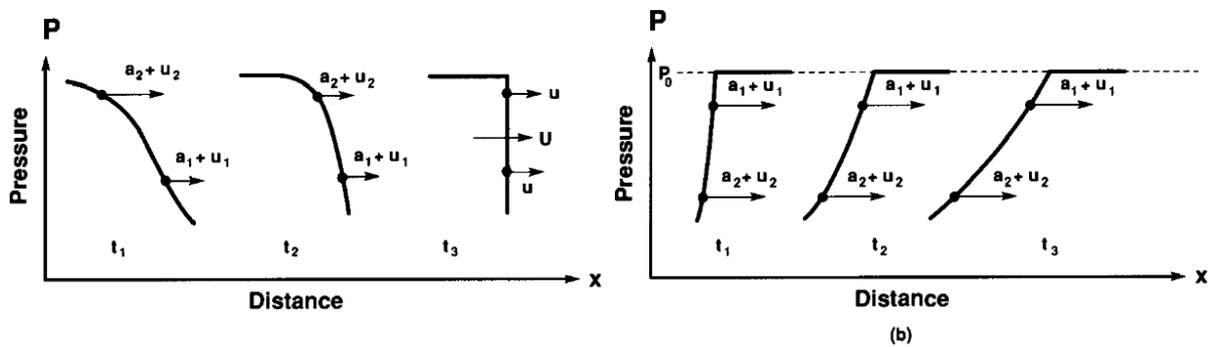


FIGURE 1.12 – Raidissement d'un front de choc (a), formation d'un faisceau de détente (b). Figure issue de [21]

Dans le cas d'une impulsion rectangulaire, le front de choc restera un front de pente quasi infinie tandis que la détente se changera progressivement en gradient. La tête de détente se propagera dans un milieu plus dense que le milieu dans lequel se propage le front de compression. Par conséquent, la détente finit inévitablement par rattraper le choc de compression et ainsi l'absorber pour finalement atténuer l'onde, comme illustré sur la figure 1.13. Ce phénomène est l'amortissement hydrodynamique et explique la dissipation d'une onde, en particulier pour les impulsions courtes. Le choc laser est donc concerné par ce phénomène comme nous le verrons ensuite.

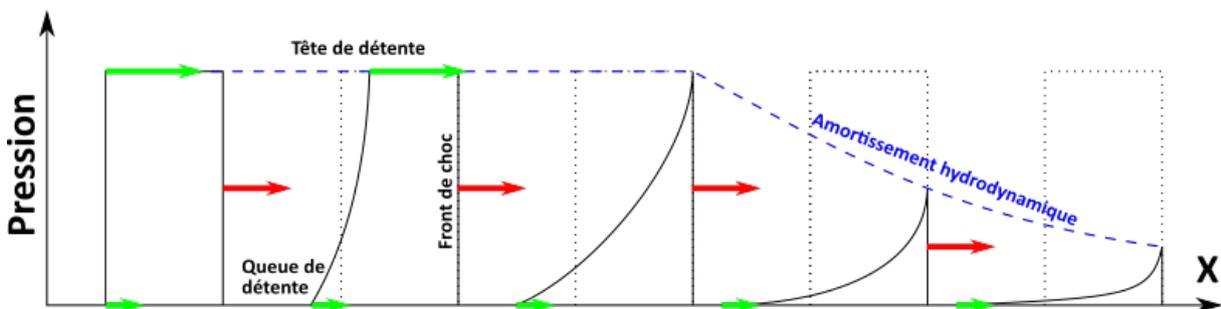


FIGURE 1.13 – Amortissement hydrodynamique

### 1.2.4 Mesures et diagnostics

Les deux principaux paramètres mesurables lors d'un choc sont la pression et la vitesse matérielle. Leur mesure fait appel à une instrumentation rarement intrusive, car susceptible

de perturber le passage du choc. Elles se font donc souvent en face libre, c'est-à-dire la face opposée à la face où est exercé le choc ou l'impact, et sans contact avec les matériaux.

#### 1.2.4.1 Mesure de vitesse en face arrière

Ces mesures font partie des mesures les plus courantes pour étudier la physique des chocs. Ces mesures sont possibles grâce au fait qu'une onde débouchant en face arrière met en mouvement la surface libre.

De nombreuses méthodes optiques peuvent être utilisées, la plupart étant basées sur l'interférométrie. Une des premières à avoir été utilisée pour l'observation des matériaux sous choc est la méthode VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) qui consiste à illuminer la face arrière avec un laser, puis de déterminer le décalage de fréquence (effet Doppler) par interférométrie [23] [24]. Cette méthode présente l'avantage d'une grande résolution temporelle, mais dérive assez vite dans le temps.

La vélocimétrie hétérodyne (VH), ou Photon Doppler Velocimetry, est aussi une méthode optique permettant d'estimer la vitesse en face arrière. Elle est plus récente que les précédentes et fonctionne sur un principe légèrement différent : l'effet Doppler est directement mesuré par la photodiode. Cette méthode implique un post-traitement qui présente l'inconvénient d'être moins résolu temporellement [25]. Elle a cependant l'avantage de permettre une observation plus longue du phénomène et surtout de pouvoir mesurer la vitesse de plusieurs particules en même temps [26]. La VH est aussi plus simple dans sa mise en œuvre que d'autres méthodes de par le fait que le rayon incident nécessite moins de puissance et d'ajustement que le VISAR par exemple.

Ces méthodes multiples sont donc complémentaires et permettent un diagnostic plus riche du phénomène.

#### 1.2.4.2 Mesure de pression in situ

La mesure de pression est aussi envisageable dans le cas d'un choc, mais elle devient problématique dans le cas d'impulsions brèves. En effet, ces techniques sont toutes intrusives et ont tendance à perturber le passage du choc en se comportant comme une interface. Plus le choc est court, moins la mesure est fiable. Ces jauges de pression peuvent être passives comme les jauges résistives au manganin [27].

Des techniques piézoélectriques existent aussi, notamment les jauges PVDF (PolyVinylidene Fluoride). Celles-ci sont constituées d'un polymère piézoélectrique entre deux électrodes métalliques qui se chargent en fonction de la pression [28][29][30]. Il est ainsi possible d'obtenir une mesure de pression résolue en temps avec une fréquence d'acquisition suffisamment fine pour s'intéresser à l'impulsion en pression engendrée par l'interaction laser-matière, mais également à l'historique des contraintes vécues à l'interface de l'assemblage. Ces données n'étaient jusqu'alors accessibles que par approche inverse pour l'utilisation de la méthode des éléments finis.

Il est intéressant de noter que l'utilisation conjointe de telles techniques avec de la vélocimétrie peut grandement aider à la détermination de la polaire, et donc permettre d'établir des modèles de propagation d'onde.

## 1.3 Procédé LASAT : état de l'art

### 1.3.1 Historique de la méthode

L'essai d'adhésion par choc laser, aussi appelé LASAT (LASer Adhesion Test), est un procédé initialement développé pour le contrôle de l'adhésion des revêtements métalliques obtenus par méthodes additives telles que la projection thermique. Le principe repose sur l'utilisation d'un choc généré par impulsion laser afin de propager un état de traction dans une zone précise et

donc de solliciter de façon contrôlée le joint de colle ou une interface quelconque. Cette méthode a tout d'abord été développée par Gupta *et al.* [31] dans l'optique de mettre à l'épreuve l'adhésion des revêtements céramiques de métaux. Cette première approche quantitative a ensuite été développée et appliquée à d'autres types de revêtements comme les métaux projetés notamment par Boustie *et al.* sur dépôt de cuivre électrolytique [32], les projections thermiques [33] et sur dépôts de cuivre électrolytique [34]).

La question de l'utilisation sur des assemblages collés a été approfondie dans un premier temps par Gilath *et al.* [35] en 1992 repris par Bossi *et al.* en 2002 [8] pour une application aéronautique chez Boeing. Au sein du réseau LASAT, les premières études ont été menées par Arrigoni *et al.* [36], Laporte *et al.* [9]. Ces travaux ont été approfondis dans le domaine des composites par Ecault *et al.* [11], Gay *et al.* [37] et Ehrhart *et al.* [38] cette fois-ci dans une optique d'industrialisation du procédé, notamment pour des applications aéronautiques [39].

### 1.3.2 Principe de la méthode

Cette méthode se base sur le principe d'écaillage évoqué dans la partie 1.2.2.1. Une impulsion laser est utilisée afin de générer un choc à la surface d'un assemblage ou d'un matériau revêtu (fig. 1.14). L'onde traverse ensuite l'assemblage et atteint la face arrière. La réflexion sur une surface libre engendrera un état de traction qui se propagera de la face arrière à la face avant sollicitant ainsi le joint de colle (ou le revêtement) en traction de façon contrôlée et locale par exemple aux interfaces (fig. 1.15). Le but est ensuite de tester à différents niveaux d'intensité afin de voir apparaître le seuil de décohésion. En évaluant le comportement sous choc des différents matériaux et par le biais d'une modélisation fiable du phénomène, on peut ensuite estimer un seuil d'adhésion. Il est ensuite possible de définir un seuil de référence et donc de comparer la tenue d'une interface en fonction de différents paramètres, que ce soit pour évaluer comparativement différents adhésifs ou pour comprendre et estimer l'influence d'un polluant ou d'un défaut. Le but à long terme étant d'industrialiser cette technique afin de permettre un contrôle non destructif étendu pour des structures de grandes tailles.

L'utilisation d'une seule impulsion a cependant plusieurs inconvénients qui découlent principalement du fait que l'état de traction parcourt librement l'échantillon. D'une part, il faut prévoir les différences d'impédance en amont pour éviter de créer un état de traction au mauvais endroit, mais aussi une rupture liée à la propagation de l'état de traction créé en face arrière dans le reste de l'assemblage, comme observé dans certains composites [40] [41][42] et illustré en figure 1.18). Une façon de résoudre cette question est d'utiliser un laser à double impulsion, soit dans une configuration symétrique (de part et d'autre de l'assemblage, fig. 1.17) ou une double ablation (même côté et décalés dans le temps, fig. 1.18) [11][43][41]. Ces essais, considérés comme un contrôle non destructif étendu, peuvent aussi être vus comme un test d'épreuve du matériau.

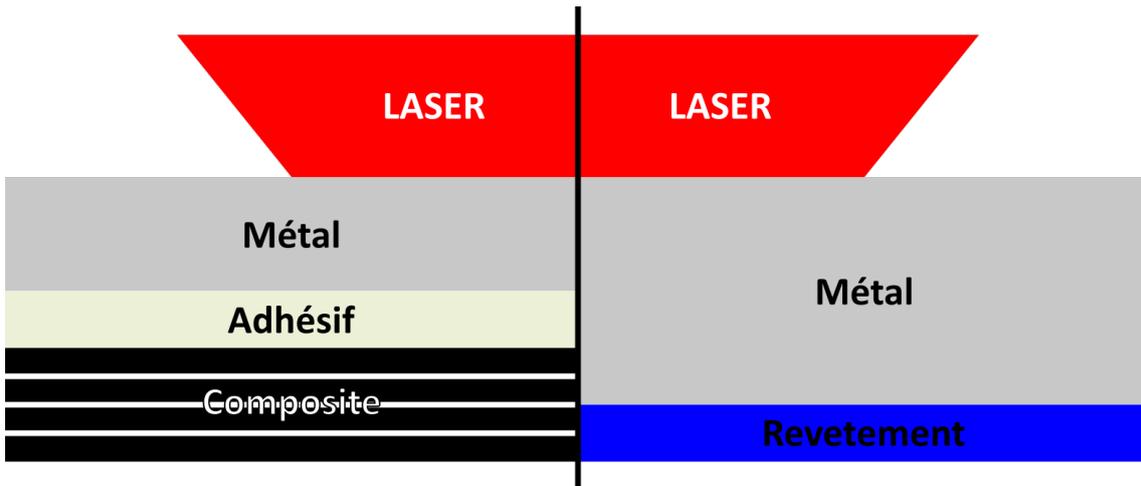


FIGURE 1.14 – Mise en application du LASAT

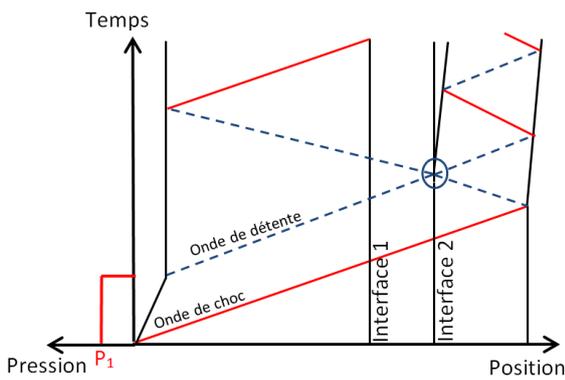


FIGURE 1.15 – Exemple de LASAT à impulsion simple en fonctionnement nominal (image issue de [43])

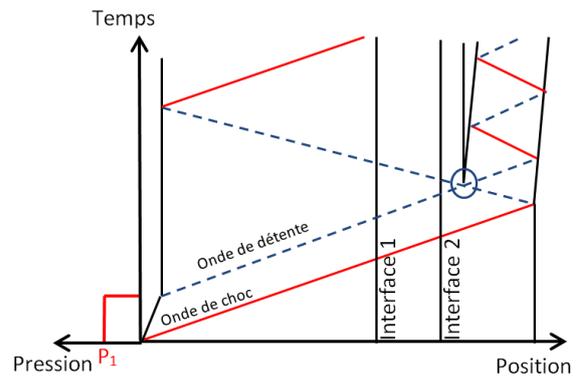


FIGURE 1.16 – Exemple de LASAT à impulsion simple avec une rupture prématurée (image issue de [43])

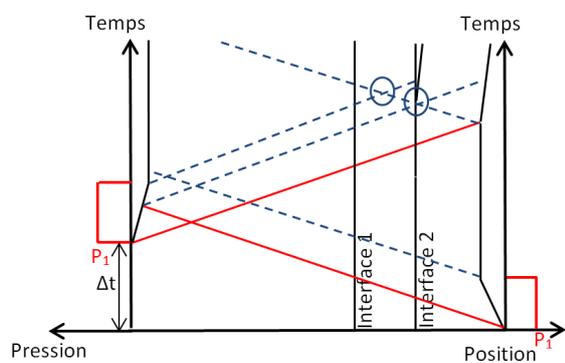


FIGURE 1.17 – Exemple de LASAT à impulsion symétrique, méthode développée par Ecault [11] (image issue de [43])

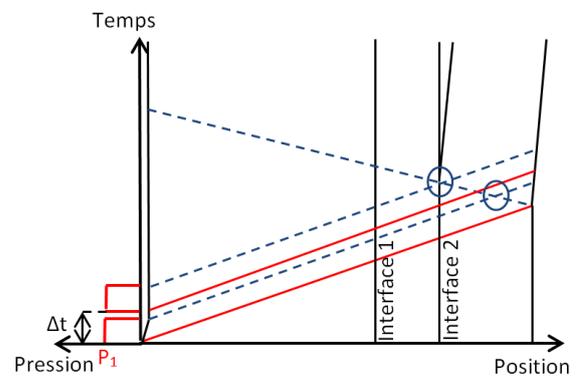


FIGURE 1.18 – Exemple de LASAT à impulsion double, méthode développée par Ecault [11] (image issue de [43])

### 1.3.3 Exemples d'applications

#### 1.3.3.1 Essais d'adhésion sur revêtements

Dans son étude de 2007 [34], Bolis *et al.* a réalisé une démarche complète d'estimation de l'effort nécessaire à la décohésion du substrat. Dans un premier temps, des essais ont été réalisés à intensité laser croissante avec une mesure de vitesse en face arrière. Une observation systématique au microscope (découpe et enrobage) a été réalisée pour confirmer l'endommagement ou non de l'interface, comme illustré sur la figure 1.19. En parallèle une étude numérique a été faite en utilisant des paramètres identifiés sur les matériaux à l'aide d'une approche inverse par calcul éléments finis. Cette approche numérique a permis d'estimer une contrainte à l'interface en utilisant les vitesses mesurées en face arrière par VISAR pour ajuster la simulation. Ainsi, l'effort nécessaire à la décohésion du substrat peut être évalué quantitativement, comme résumé figure 1.20.

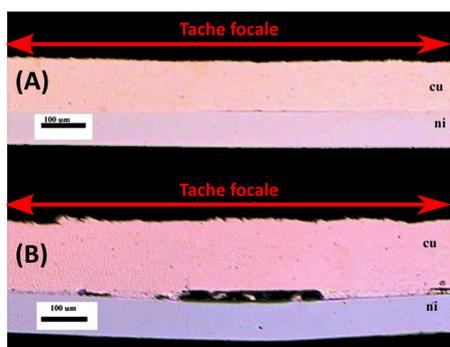


FIGURE 1.19 – Endommagement sur un assemblage cuivre/nickel observé après découpe, Bolis [34]

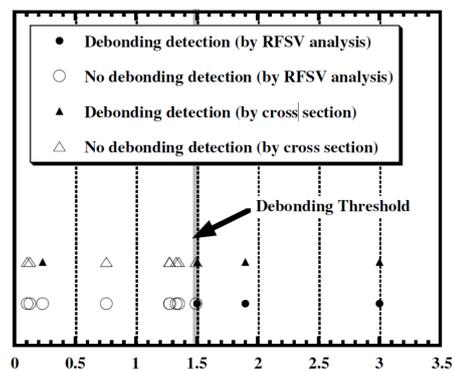


FIGURE 1.20 – Seuil d'endommagement de l'assemblage en fonction de la pression maximum (en  $GPa$ ) estimée par méthode numérique (SHYLAC) par Bolis [34]. RFSV : mesure de vitesse en face arrière (Rear Free Surface Velocity). Cross section : découpe, enrobage suivi d'une observation au microscope.

Les travaux de Barradas ont fait appel à une configuration expérimentale similaire, mais sur de plus nombreux échantillons en présentant ses résultats de façon détaillée. Ce travail met en évidence d'une part le seuil d'incertitude de la méthode, et d'autre part le fait que plusieurs types d'endommagements peuvent intervenir selon la puissance laser. Ces travaux ont aussi été comparés avec d'autres essais d'adhésion classiques afin de prouver l'intérêt de la méthode. Arrigoni a notamment comparé ces essais avec l'essai de plot collé et l'essai de gonflement/décollement, et a prouvé une cohérence de l'essai LASAT par rapport aux essais de référence [44][45]. On peut aussi noter dans ces cas d'applications les progrès en simulation, et en particulier la prise en compte de la porosité des matériaux aussi bien sur le seuil d'adhésion [46] que sur la propagation des chocs [39][47]. La question des effets de bord a été évoquée aussi bien dans les travaux de Bolis, que dans ceux de Barradas ou Arrigoni.

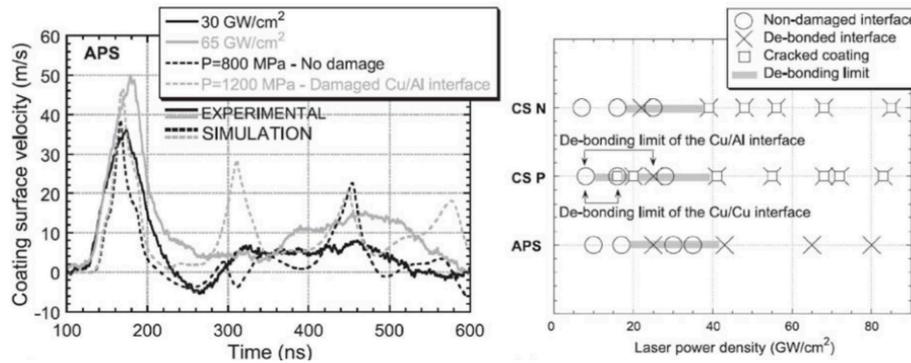


FIGURE 1.21 – Résultats des essais LASAT Barradas [33] sur aluminium revêtu de cuivre par projection thermique. On peut remarquer les différents phénomènes de décohésion et d'endommagement du revêtement. D'autre part, l'incertitude de la méthode est quantifiée.

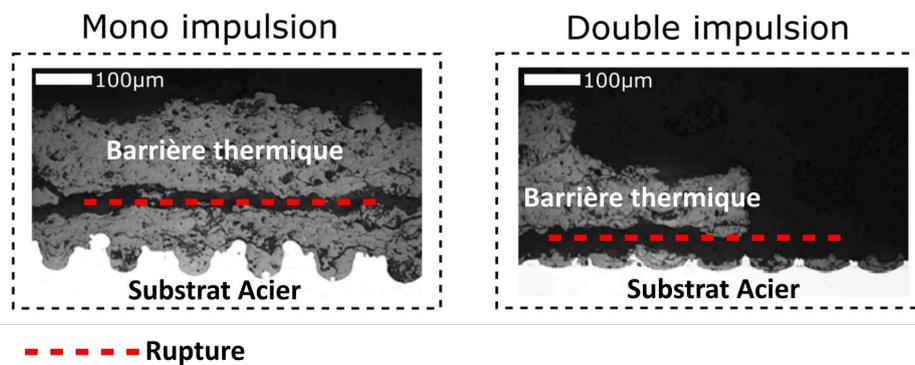


FIGURE 1.22 – Essai LASAT à simple impulsion (à droite), essai à double impulsion (à gauche) issu des travaux de Courapied [41]. On constate l'intérêt de la double impulsion pour obtenir une position précise de l'état de traction maximum.

D'autres résultats plus récents par Courapied [48] ont mis en évidence les difficultés de mise en œuvre du LASAT sur des interfaces texturées, et par conséquent avec une adhésion bien plus élevée. Les échantillons, ici des substrats en acier revêtus d'une barrière thermique, ont en effet tendance à rompre avant l'interface lorsqu'on augmente progressivement la puissance laser. Cependant, la solution envisagée par Courapied est l'utilisation de la double impulsion afin de générer séparément deux ondes d'intensité moindre en faisant en sorte de les faire se croiser à un point donné. Leur intersection à un point d'intérêt permet d'obtenir un état de traction judicieusement placé, comme illustré figure 1.22.

D'autres travaux sur les revêtements céramiques ont aussi permis de comparer l'intensité du choc laser avec le diamètre de la fissure d'endommagement, en particulier pour un laser de répartition spatiale gaussienne [49]. Ce travail montre d'ailleurs l'importance de la répartition d'intensité laser ainsi que son effet sur le motif d'endommagement.

### 1.3.3.2 Essais d'adhésion sur assemblages collés

Le LASAT peut aussi être utilisé afin de tester les assemblages collés. Dans sa thèse, Laporte montre un exemple d'application sur assemblage aluminium/époxy/aluminium présenté en figures 1.23 à 1.26. Ces figures présentent des coupes post-choc de l'échantillon associé à des mesures de vitesse en face arrière. On y observe un décollement de l'interface au-dessus d'un certain seuil d'intensité laser, ainsi qu'un changement de comportement de la vitesse en face arrière associée à un endommagement. Des simulations numériques ont aussi été effectuées et

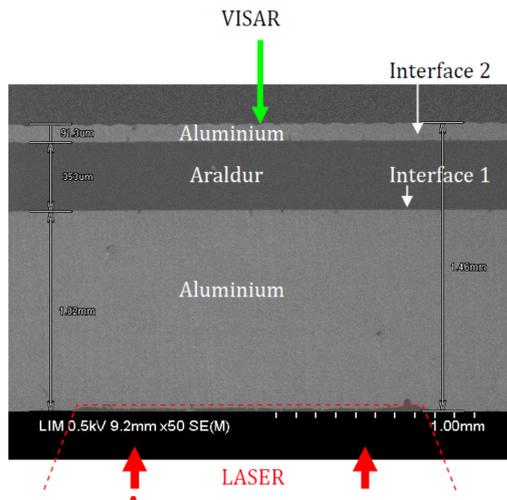


FIGURE 1.23 – Essai avec une intensité de  $195 \text{ W/cm}^2$  [9]

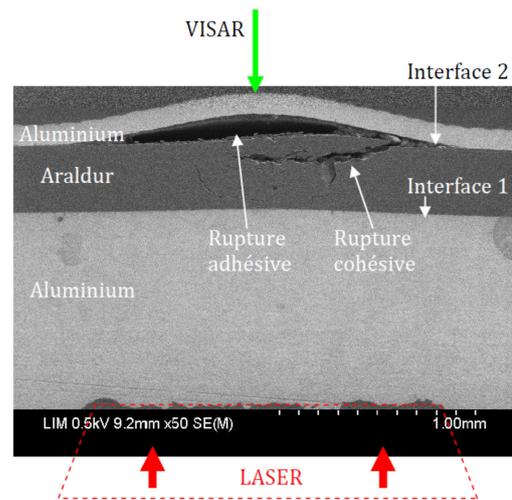


FIGURE 1.24 – Essai avec une intensité de  $1600 \text{ W/cm}^2$  [9]

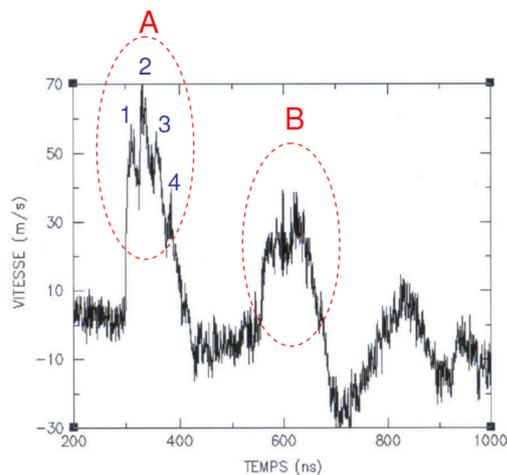


FIGURE 1.25 – Vitesse en face arrière correspondante à la configuration figure 1.23 [9]

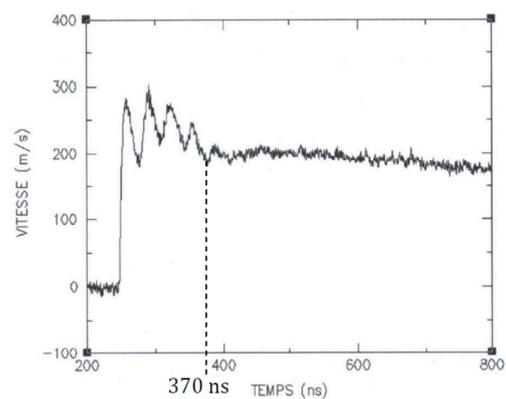


FIGURE 1.26 – Vitesse en face arrière correspondante à la configuration figure 1.24 [9]

montrent une bonne corrélation essai/calcul. Cet exemple montre la faisabilité de l'essai sur une configuration avec des matériaux simples et dont le comportement sous choc est connu. Il faut aussi remarquer la grande différence d'impédance de choc des matériaux qui peut éventuellement poser problème en raison du peu de pression transmise de l'aluminium à l'adhésif. En outre, l'endommagement peut être détecté par mesure de vitesse en face arrière. Dans ce cas, comme pour les revêtements la simulation a permis d'estimer une contrainte à rupture, mais qui n'a pas été mesurée in situ.

Un autre cas d'application plus industriel est le développement du Laser Bond Inspection (LBI) développé par Bossi [8], en collaboration avec Boeing et LSP technologie, dans le but d'estimer la qualité d'assemblages collés composites. Cette technologie est brevetée et exploitée par LSP technologie. Le LBI diffère des technologies précédentes en raison de la longueur des pulses de l'ordre de la centaine de nanosecondes, une énergie de 5 à 50 J ainsi qu'un diagnostic par détection des ondes par jauge EMAT (transducteur acoustique). Le but étant d'adapter le choc laser à des assemblages épais avec une impulsion longue et moins sujette à l'amortissement hydrodynamique. De même, la tache focale est assez large (10 mm de diamètre) afin de limiter les effets transverses. On peut constater que les intensités sont relativement faibles en comparaison

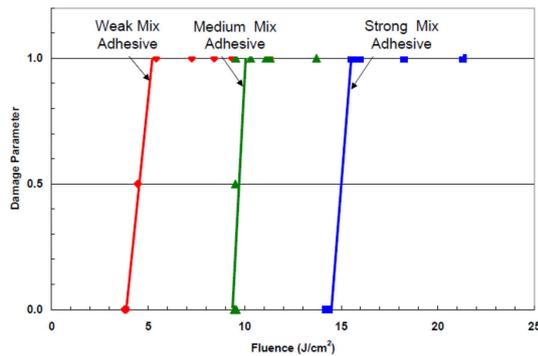


FIGURE 1.27 – Résultats du LBI pour différentes préparations de surface issus des travaux de Bossi [8].

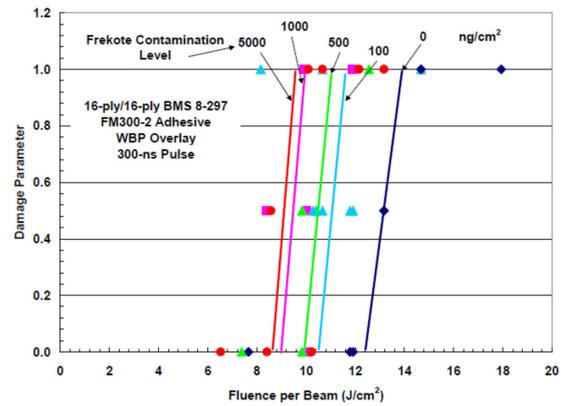


FIGURE 1.28 – Résultat du LBI pour différentes surfaces volontairement polluées issu des travaux de Bossi [8].

aux intensités mises en œuvre dans le procédé LASAT, de l'ordre de  $0.06$  à  $0.6 \text{ GW/cm}^2$ . L'ablation ayant lieu sur composite, une couche ablative sacrificielle est nécessaire et consiste en l'ajout d'un ruban adhésif polymère. Il est important de remarquer les essais et la modélisation, une vélocimétrie en face arrière est utilisée, ce qui tend à confirmer le caractère indispensable de cet outil dans le domaine des chocs.

Le LBI a été testé dans différentes configurations de préparation de surface présentées en figure 1.27. On peut y voir le taux d'endommagement en fonction de la fluence utilisée. Les joints estimés faibles nécessitent moins de fluence pour rompre. D'autre part, des essais sur surfaces polluées, figure 1.28, confirment cette tendance de fluage croissant pour les surfaces a priori plus solides. Ces résultats montrent la capacité du choc laser, au moins dans cette configuration, à discriminer la tenue des assemblages composites en fonction de l'état de surface.

Depuis le début des années 2000, les travaux de recherche académiques se sont succédé, et ont permis de progresser dans le transfert de cette technologie des laboratoires vers l'industrie. De nombreux autres projets ont été mis en place, comme le projet franco-canadien SATAC dans le but de caractériser les assemblages composites, le projet ENCOMB en collaboration avec Airbus qui inclut le travail de thèse de Ecault [11]. Ce projet a pour but d'adapter le procédé LASAT à des structures composites industrielles dans le domaine aéronautique. Une étude expérimentale a été réalisée pour estimer des seuils d'adhésion pour des assemblages collés sains, contaminés par des agents chimiques ou par l'humidité. Ces expériences ont permis d'une part de mettre en évidence l'intérêt de la sollicitation laser pour détecter une adhésion moindre en cas de pollution. Cette étude a aussi mis en évidence la tendance du choc laser à endommager les inter plis du substrat composite en plus de solliciter le joint de colle, comme illustré en figure 1.29.

Ces travaux comportent aussi une approche numérique conséquente afin de comprendre la propagation des chocs dans un matériau composite ainsi que l'endommagement lié à cette sollicitation. Les caractérisations de l'adhésif, de la matrice et du composite ont été réalisées séparément dans un premier temps avec des sollicitations quasi statiques puis sous sollicitations dynamiques.

Enfin, ce projet explore plusieurs pistes expérimentales intéressantes comme l'utilisation de la double impulsion afin de mieux cibler l'interface à solliciter et donc éviter un endommagement involontaire du composite.

On peut aussi citer le projet CompoChoc qui a été la base pour des travaux de thèse de Bardy [43]. Ce travail a permis d'optimiser l'utilisation du LASAT sur les assemblages composites, en particulier par l'utilisation des impulsions doubles et une modélisation numérique de l'interaction laser matière. Cette modélisation de l'ablation laser permet d'obtenir les caractéristiques de pression, ce qui est crucial pour une modélisation fiable du phénomène.

Chacun de ces projets a mis l'accent sur la modélisation de la propagation des chocs dans

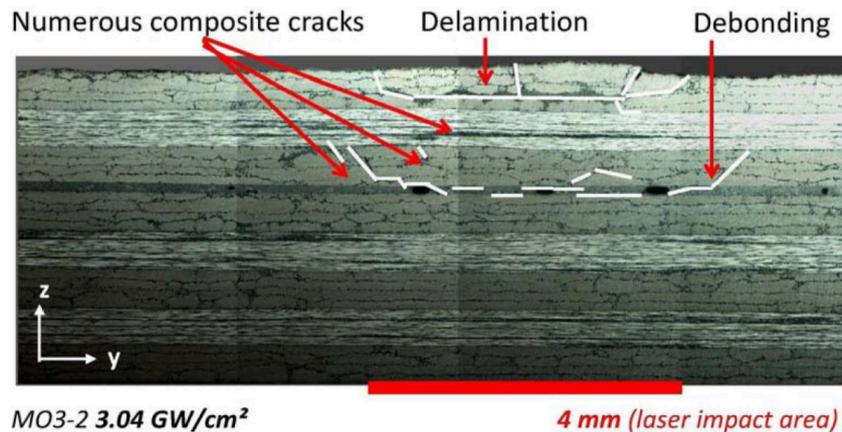


FIGURE 1.29 – Essai réalisé par Ecault [11] sur un assemblage collé composite exposé à l’humidité avant collage. Présence de délaminations involontaires liées à la sollicitation laser

les composites, voire même de l’interaction laser matière afin de déterminer des pressions. Ces travaux sont en constante évolution pour améliorer le procédé et prendre en compte la physique du choc de plus en plus finement.

### 1.3.4 Limites de l’essai LASAT

Le LASAT n’est pas tout à fait un contrôle non destructif, et se rapproche plutôt d’un test d’épreuve. La question de l’endommagement issu d’une sollicitation LASAT se pose alors : il s’agit de comprendre si l’essai n’a pas fragilisé sa cible même si l’interface visée a résisté. Il existe d’ailleurs peu d’études sur le sujet et la question a souvent été laissée en suspend voire pas évoquée du tout. Le but des travaux envisagés est donc de trouver une façon d’évaluer ces défauts en particulier d’arriver à estimer l’influence des chocs laser sur la tenue mécanique de l’assemblage après sollicitation. À partir des premières études liées à l’industrialisation de la méthode, la question de l’innocuité a été soulevée, en particulier dans les travaux de Ehrhart [38] qui a effectué des tirs répétés sur assemblage sain suivi d’observation afin d’en déterminer les effets et éventuellement un changement notable du matériau.

La question de l’innocuité a aussi été appréhendée par Bégué sur l’utilisation du procédé LASAT pour l’estimation de la tenue des barrières thermiques : le but était d’évaluer l’innocuité du procédé LASAT appliqué à des échantillons revêtus d’un dépôt de céramique. Ces échantillons étaient soumis à des cyclages thermiques afin de déterminer le nombre de cycles nécessaires à l’apparition des fissures sur des échantillons ayant été soumis au LASAT et des échantillons vierges. Mais cette question reste en suspend pour les assemblages collés, il faut donc maintenant s’intéresser au moyen d’évaluer les propriétés mécaniques sur assemblage collé. Cherchant à répondre à la problématique proposée, des travaux dans la suite de cette étude ont été effectués par Sapardanis [50] afin d’évaluer la tenue à la fissuration d’un substrat préalablement soumis au choc laser.

## 1.4 Caractérisation des colles et composite par méthode Arcan

### 1.4.1 Caractérisation des assemblages collés en quasi statique

#### 1.4.1.1 Paramètres à caractériser

Dans cette partie, il ne s’agit plus seulement de caractériser le bon état du collage comme pour un Contrôle Non-Destructif (CND), mais aussi d’estimer les caractéristiques mécaniques ou le comportement de l’assemblage étudié. Pour apporter plus d’informations sur le comportement

mécanique de l'adhésif le choix a été fait de le solliciter aussi bien en traction qu'en cisaillement. À noter qu'un adhésif doit être considéré sous plusieurs angles. D'une part en tant que matériau dont le comportement doit être évalué, d'autre part en tant qu'agent de liaison entre deux pièces. D'ailleurs, la polymérisation au sein de l'assemblage est déterminante pour comprendre les propriétés mécaniques de l'adhésif. Un adhésif peut se comporter différemment qu'il soit polymérisé seul ou entre deux substrats. Pour évaluer le comportement de ces assemblages, plusieurs montages ont été développés. L'objectif est d'éprouver l'adhésif *in situ*, c'est-à-dire évaluer son comportement lorsque celui-ci a été polymérisé entre deux substrats représentatifs de son utilisation industrielle.

#### 1.4.1.2 Essai de simple recouvrement

L'essai le plus utilisé pour la caractérisation en cisaillement est l'essai nommé "simple recouvrement", présenté en figure 1.30. Il consiste à encoller deux substrats de sorte à avoir une symétrie centrale. La préparation de surface est cruciale et détermine la qualité de l'essai. Cet essai a l'avantage d'être simple à mettre en place dans une machine de traction, sans besoin de montages annexes, hormis dans certains cas des cales d'épaisseur afin d'assurer d'avoir le joint de colle dans le plan de sollicitation. À noter que cet essai est normé, et la procédure, simple à mettre en œuvre dans une machine de traction, est disponible via la norme ASTM D 1002.

Cet essai de "cisaillement", simple à mettre en œuvre dans une machine de traction, présente néanmoins une répartition des contraintes présentant de fortes concentrations aux bords pouvant mener à des amorçages de fissure dès les faibles niveaux de sollicitation. En effet, la répartition de contraintes de ce genre d'essai n'est pas uniforme et les effets de bords sont importants, et par conséquent peuvent induire des pics de contrainte pouvant mener à une rupture prématurée. Cet essai développé pour caractériser un joint en cisaillement présente des contraintes de pelage non négligeables selon la nature et l'épaisseur des substrats utilisés. De plus, dans le cas d'une mesure de déformations moyennées à partir des déplacements entre mors, une déformation élastique, voire plastique, des substrats est possible (en fonction du matériau étudié). Ce phénomène vient donc s'ajouter aux phénomènes à interpréter dans les résultats. Cet essai, même s'il est simple à mettre en œuvre, demande donc un travail conséquent pour évaluer les comportements du joint de colle. Pour revenir à un comportement du joint de colle, seule une approche inverse est possible : un ensemble de simulations est effectué en balayant une gamme de paramètres matériaux. Les résultats sont alors comparés aux résultats expérimentaux et un jeu optimal de paramètres est retenu sur des critères de minimisation de l'erreur entre la simulation et la mesure. Cette évaluation peut se faire par un balayage paramétrique (coûteux en temps de calcul) ou bien par des algorithmes d'optimisation.



FIGURE 1.30 – Schéma de principe du simple recouvrement.



FIGURE 1.31 – Schéma de principe du double recouvrement.

Le double recouvrement, variante du simple recouvrement, consiste à rendre l'essai symétrique, comme illustré figure 1.31. Cette configuration diminue la valeur des contraintes de pelage au sein du joint de colle ainsi que la déformation des substrats. Néanmoins les concentrations de contraintes liées aux effets de bords restent non négligeables.

### 1.4.1.3 Essai TAST

Toujours dans une logique d'amélioration de l'essai simple recouvrement, l'essai TAST fut développé par Krieger *et al.* [51]. Il consiste à utiliser des substrats usinés, illustrés en figure 1.32, plus épais et limiter ainsi l'effet de pelage. Même s'il est plus fiable, sa complexité de mise en œuvre liée à la qualité de l'usinage requis reste pénalisante [52]. Il est aussi à noter que les effets de bords subsistent comme le montre Créac'hcadec dans son étude numérique [53]. En outre, cet essai ne permet que le cisaillement.



FIGURE 1.32 – Schéma de principe du montage TAST.

### 1.4.1.4 Essai bout à bout

Les essais présentés précédemment ont pour objet de solliciter le joint de colle en cisaillement. En ce qui concerne la traction on peut mentionner l'utilisation d'assemblages bout à bout, aussi appelé butt joint. Il s'agit d'encoller deux cylindres bout à bout, présentés en figure 1.33. Cet essai est normalisé (ISO 6922). Il requiert cependant un soin particulier quant à l'alignement des substrats en raison du risque de clivage. Des variantes de cet essai ont été développées par Arnaud *et al.* et permettent un chargement mixte traction ou compression et cisaillement [54] illustré figure 1.34. D'autre part on remarque une géométrie particulière (illustrée en figure) 1.35 en bord de joint afin de diminuer les effets de bord et donc empêcher une rupture prématurée. L'intérêt du cylindre collé bout à bout est le suivant : monté dans une machine de traction torsion, il est possible de solliciter une même éprouvette en traction et cisaillement (sans effets de bord) et ce, pour des trajets de chargement mixtes, complexes et non proportionnels.

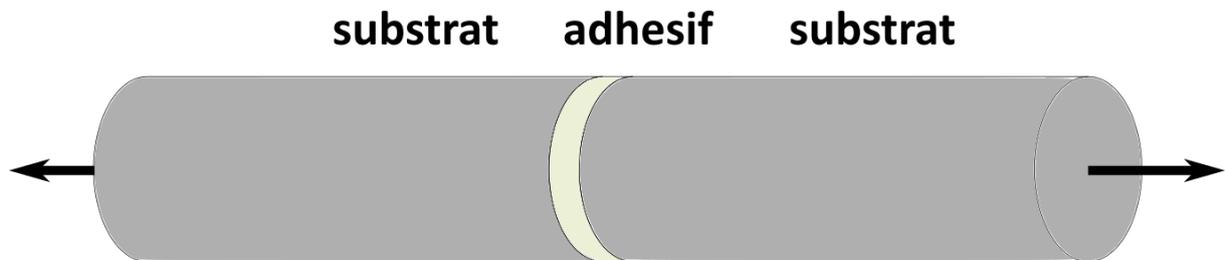


FIGURE 1.33 – Schéma de principe du montage bout à bout.

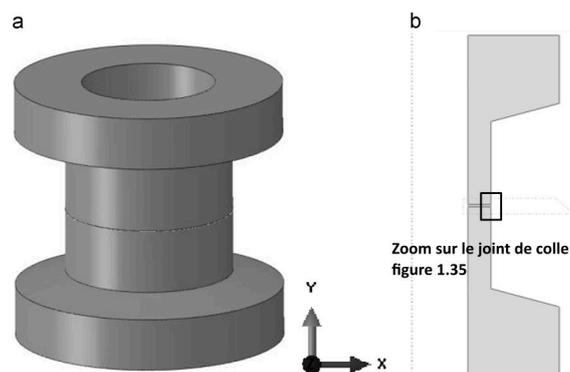
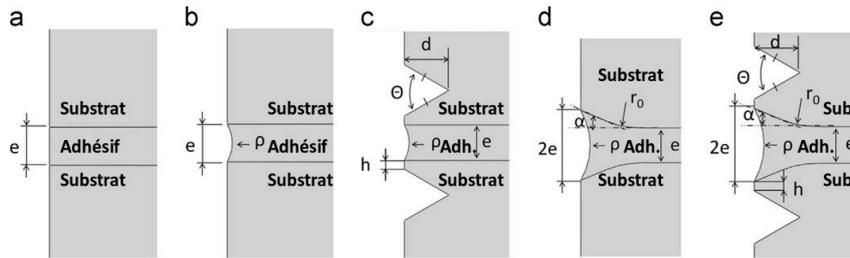


FIGURE 1.34 – Montage de Arnaud *et al.* [54] pour sollicitation mixte d'un joint de colle.

FIGURE 1.35 – Différents becs envisagés par Arnaud *et al.* [54] pour compenser les effets de bord.

#### 1.4.1.5 Essai Arcan modifié

Les essais présentés dans les sections précédentes sont les plus utilisés, car normalisés et éprouvés, même s'ils comportent certains défauts et demandent un travail d'interprétation conséquent. Les effets de bords ainsi que le pelage sont des phénomènes qui peuvent mettre à mal le bon déroulement de l'essai, voire fausser l'interprétation de l'effort à rupture. Un autre type d'essai, l'essai permettant d'assurer plusieurs sollicitations avec un état contraintes planes sur les composites, Arcan *et al.* ont développé un montage en 1978 [55], présenté figure 1.36. Ce dispositif peut être monobloc, mais est le plus souvent sous forme de deux pièces symétriques afin de solliciter une pièce au centre. Ce montage a pour avantage de pouvoir charger une même éprouvette en traction, en cisaillement ou en mode mixte simplement en changeant l'angle du montage dans la machine de traction (fig. 1.38). Le nombre d'angles accessibles est limité. Ce montage a été repris et adapté de nombreuses fois en fonction des besoins, et permet principalement de solliciter des assemblages [56][57], voire des matériaux [58]. Cet essai est particulièrement adapté à la sollicitation hors plan d'échantillons minces, en particulier pour les joints de colle ou les lamelles composites. Une des variantes de cet essai a été développée par Cognard *et al.* [59] afin de l'adapter à l'étude des assemblages collés présentés figure 1.37.

La particularité du montage Arcan modifié réside aussi dans la géométrie de l'éprouvette qui, à l'instar des travaux de Arnaud *et al.*, permet de compenser les effets de bords et les pics de contrainte. Des becs similaires à ceux de la figure 1.35 c, et illustrés dans le cas de l'Arcan modifié en figure 1.42, sont usinés sur tout le périmètre de l'échantillon. En effet, on observe un pic de contrainte sur le périmètre du joint dans le cas d'une frontière nette [60]. Cet effet peut être à l'origine d'une rupture du joint prématurée et donc mener soit à une dispersion dans les résultats, soit à des résultats qui ne sont pas représentatifs du comportement réel du joint à la rupture. L'utilisation d'une géométrie différente en bordure permet alors de limiter localement la contrainte transmise là où les pics de contrainte sont attendus, et de diminuer cette surcontrainte.

La localisation de ce pic de contraintes ainsi que sa valeur sont déterminées par le couple raideur de la colle/raideur du substrat [61] : le dimensionnement de l'angle optimal se fait donc au cas par cas. Pour des raisons pratiques, il est courant de déterminer un angle générique afin de pouvoir utiliser plusieurs colles sur le même type de substrat Arcan. Cet angle (*alpha* sur la figure [ref]) est calculé en se basant sur une raideur moyenne des adhésifs. Dans le cas d'un adhésif bien plus raide que la moyenne, ou au contraire bien plus souple, il convient de modifier l'angle.

Le désavantage majeur de cette méthode est l'utilisation systématique de l'approche inverse pour la détermination des paramètres de l'adhésif étudié [62][63]. En effet, le champ des contraintes généré n'est pas uniforme (comme illustré sur la figure 1.41) et ne peut pas être interprété a priori.

L'Arcan modifié peut aussi être mis en œuvre dans la caractérisation de lamelles fines et en particulier de composites, y compris en sollicitations hors plan.

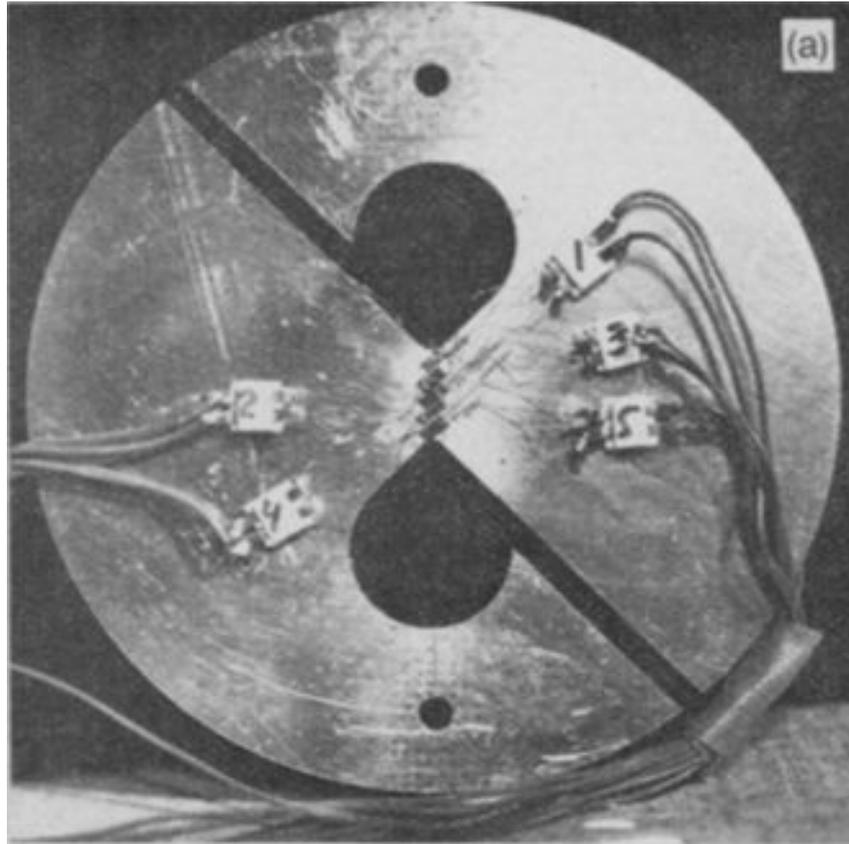


FIGURE 1.36 – Première version du dispositif proposé par Arcan [55]

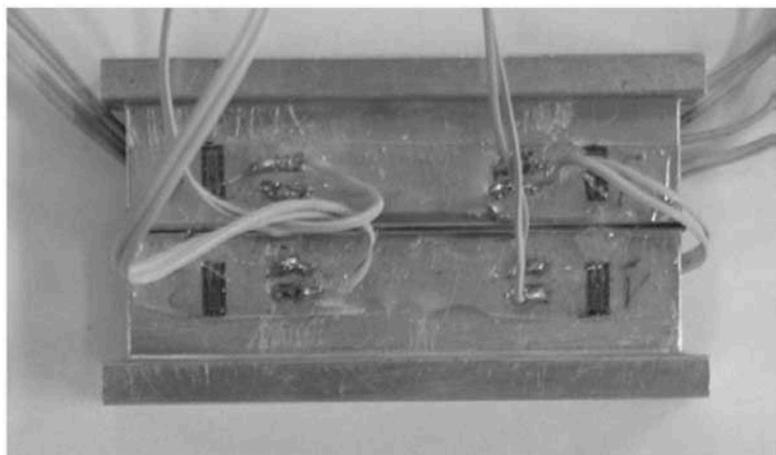
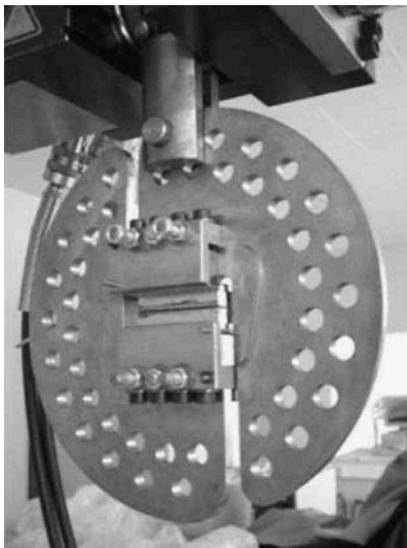


FIGURE 1.37 – Montage Arcan modifié proposé par Cognard [59]. On peut observer le joint de colle entre deux substrats ainsi que les becs de compensation d'effet de bord.

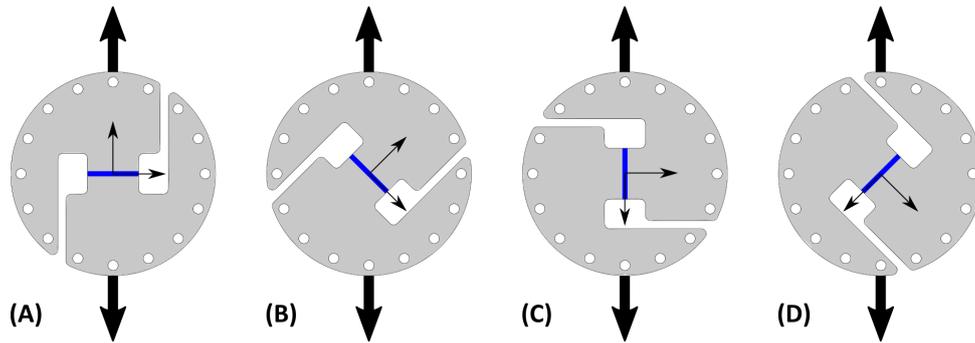


FIGURE 1.38 – Schéma de principe du dispositif Arcan. Des trous positionnés sur le contour de chacune des demi-lunes permettent de solliciter la pièce selon plusieurs angles et donc générer dans la zone bleue de la traction pure (A), un mode mixte traction cisaillement (B), du cisaillement pur (C) ou un mode mixte cisaillement-compression (D)

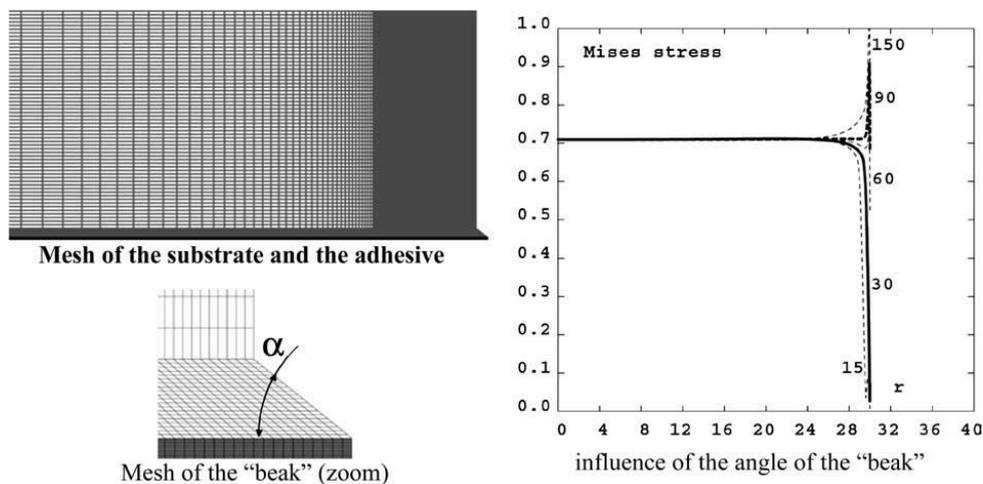


FIGURE 1.39 – Résultats numériques de l'estimation des effets de bord par Cognard [59]

#### 1.4.2 Utilisation de l'essai Arcan modifié pour la caractérisation des adhésifs

Cette partie se focalisera sur le travail de Cognard *et al.* et des montages dérivés de sa version de l'Arcan. Aussi nous désignerons par Arcan modifié cette version du dispositif. La principale utilisation de ce montage est destinée à la caractérisation des adhésifs.

Il est possible de caractériser le comportement des joints de colle en quasi statique sur des sollicitations monotones afin de déterminer une loi de comportement de celui-ci [64] [65]. D'un point de vue expérimental, on peut utiliser une grande gamme de machines de traction (hydrauliques, électromécaniques) adaptée au montage. Afin de mesurer la déformation, un système de corrélation d'images [63], voire dans certains cas de stéréo corrélation 3D d'images [61][65], est utilisé afin de déterminer un déplacement à utiliser pour l'approche inverse. Un exemple de système Arcan proposé par Créac'hcadec *et al.* figure (1.40) illustre bien un montage classique avec machine et mesure de déplacements.

Ces essais ne se limitent pas à des essais monotones. Il est aussi possible d'évaluer le comportement de l'adhésif en fatigue par des sollicitations cycliques [66][67][68]. Ces sollicitations peuvent être réalisées dans toutes les configurations possibles d'angle.

Une dernière application majeure du montage Arcan est l'étude de la rupture [69] [70]. La limitation des effets de bord favorise en effet une étude fiable de la rupture et la possibilité de changer l'angle de sollicitation permet de tracer expérimentalement une enveloppe de rupture à l'aide d'un seul montage [70].



FIGURE 1.40 – Exemple de dispositif expérimental proposé par Créac'hcadec [61]. Le dispositif Arcan monobloc est adapté sur une machine de traction par un système de goupilles et les déplacements mesurés par stéréo corrélation d'images.

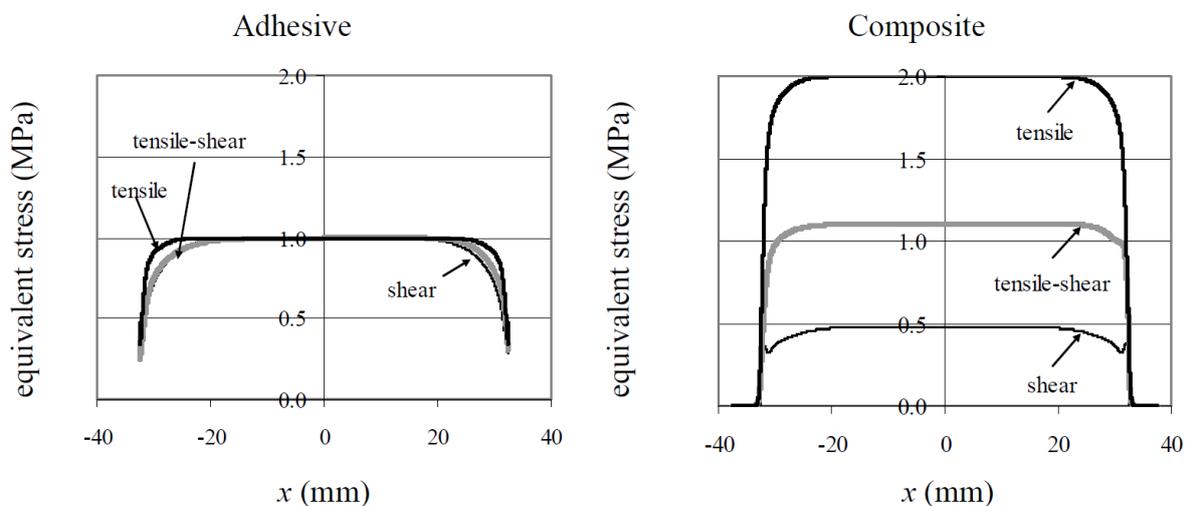


FIGURE 1.41 – Répartition de la contrainte de Von Mises dans un substrat Arcan muni de bec [63]

### 1.4.3 Application de l'essai Arcan aux caractérisations des composites

Ces applications sont généralisables à des composites qui sont alors insérés entre deux substrats et maintenus par de l'adhésif, illustré figure 1.42. Cette technique permet d'évaluer les propriétés mécaniques en traction hors plan, cisaillement et modes mixtes ouvrant ainsi la possibilité à des évaluations de raideur de matrice ou d'inter plis. Cette configuration permet d'une part d'étudier le comportement des composites soumis à des sollicitations hors plan dans le but de déterminer une loi de comportement, [71] mais aussi d'évaluer la rupture du composite étudié. Les travaux de Cognard montrent que le dispositif Arcan modifié est à même de générer une rupture au sein du matériau.

Une difficulté de la mise en place des composites réside dans le fait que le joint de colle côté

composite ne compense pas nécessairement les effets de bord en raison de l'absence de becs. Ce phénomène peut générer une rupture prématurée à l'interface entre l'adhésif et le composite.

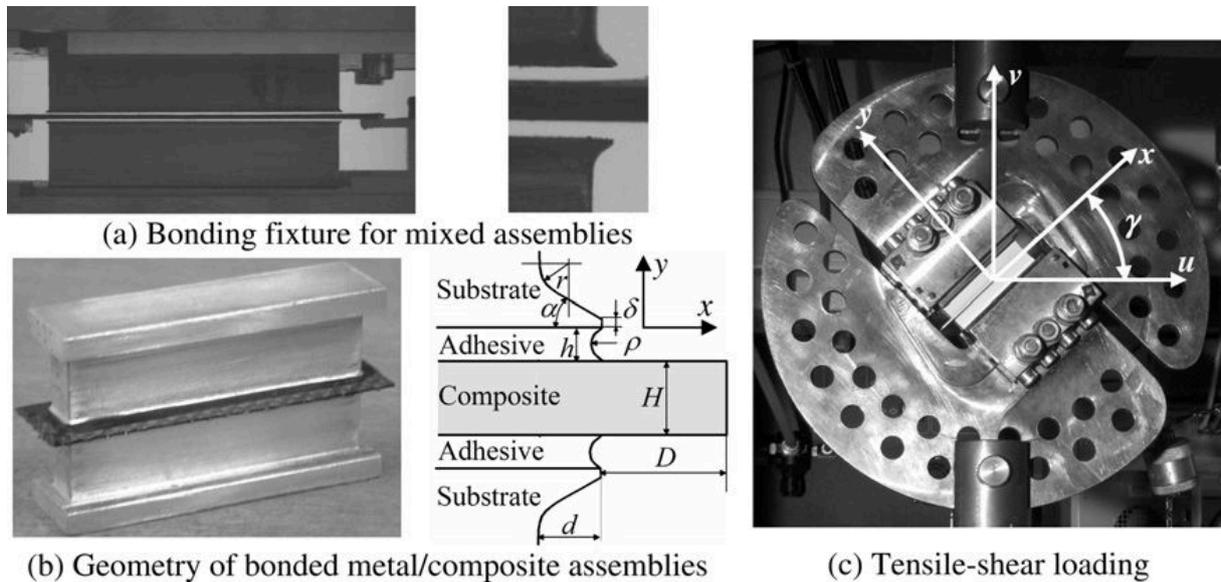


FIGURE 1.42 – Exemple de collage "composite" [63]



FIGURE 1.43 – Exemple de rupture dans un composite généré par Arcan modifié [63]

## 1.5 Synthèse de chapitre

Cette partie a été l'occasion de présenter la technologie LASAT et son intérêt certain pour l'industrie. En effet, le choc laser est un moyen avantageux pour le contrôle des assemblages collés de par sa simplicité, l'absence de contact et la grande gamme de sollicitations possible. Le LASAT est d'ailleurs en plein essor et s'enrichit au fil des actions de recherches académiques. Les dernières avancées liées aux tirs différés sont assez prometteuses. Cette méthode est déjà en cours d'industrialisation, mais il reste encore quelques zones d'ombre relatives au comportement et à l'intégrité après le premier tir. Il y a donc une nécessité de mettre en place un essai de contrôle des assemblages collés après choc, au moins dans la phase de pré dimensionnement du système. Pour ce faire, il convient d'identifier des méthodes pertinentes de caractérisation d'adhésion, parmi celles existantes ou à développer. Il s'agit de choisir des essais représentatifs d'un assemblage collé qui prennent en compte aussi bien le comportement polymère de la colle que le comportement

aux interfaces substrats. De plus il faut considérer un essai capable d'évaluer les propriétés d'une lamelle, aussi bien que celles d'un assemblage collé. Les essais classiques ont tous leurs avantages, mais sont souvent efficaces pour un type de sollicitation précis. L'un des rares essais à être polyvalent est l'essai Arcan modifié qui permet d'évaluer un adhésif ou une lamelle en traction, en cisaillement ou en mode mixte. Avec ces bases, il s'agit maintenant de proposer un essai et une méthode afin de pouvoir évaluer les propriétés d'un assemblage collé après choc laser.

## Bibliographie

- [1] R.D. Adams and P. Cawley. A review of defect types and nondestructive testing techniques for composites and bonded joints. *NDT International*, 21(4) :208–222, aug 1988.
- [2] P. B. Nagy. Ultrasonic detection of kissing bonds at adhesive interfaces. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 5(8) :619–630, jan 1991.
- [3] D.G. Aggelis and A.S. Paipetis. Monitoring of resin curing and hardening by ultrasound. *Construction and Building Materials*, 26(1) :755–760, jan 2012.
- [4] D. E. Adams, N. D. Sharp, N. Myrent, and R. Sterkenburg. Inspection for kissing bonds in composite materials using vibration measurements. In *Nondestructive Characterization for Composite Materials, Aerospace Engineering, Civil Infrastructure, and Homeland Security 2011*. SPIE, mar 2011.
- [5] M.F. Najib and A.S. Nobari. Kissing bond detection in structural adhesive joints using nonlinear dynamic characteristics. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 63 :46–56, dec 2015.
- [6] R.L. Vijaya Kumar, M.R. Bhat, and C.R.L. Murthy. Evaluation of kissing bond in composite adhesive lap joints using digital image correlation : Preliminary studies. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 42 :60–68, apr 2013.
- [7] S. Teixeira de Freitas, D. Zarouchas, and J.A. Poulis. The use of acoustic emission and composite peel tests to detect weak adhesion in composite structures. *The Journal of Adhesion*, 94(9) :743–766, jan 2018.
- [8] R. Bossi, K. Housen, and W. Shepherd. Using shock loads to measure bonded joint strength. *Materials Evaluation*, 60 :1333–1338, 11 2002.
- [9] D. Laporte. *Analysis of the response of bonded assemblies under shock wave loading - Experiments and modelling*. Thèse, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, October 2011.
- [10] M. Arrigoni, S.E. Krugerand, A. Blouin, D. Lévesque, B. Arsenault, J.P. Monchalain, M. Boustie, and L. Berthe. Adhesive bond testing by laser induced shock waves. In *17th World Conference on Nondestructive Testing, Shanghai, China*, pages 25–28, 2008.
- [11] R. Ecault. *Experimental and numerical investigations on the dynamic behaviour of aeronautic composites under laser shock - Optimization of a shock wave adhesion test for bonded composites*. Thèse, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, December 2013.
- [12] K. T. Ramesh. High rates and impact experiments. In *Springer Handbook of Experimental Solid Mechanics*, pages 929–960. Springer US, 2008.
- [13] W. G. Proud, D. M. Williamson, J. E. Field, and S. M. Walley. Diagnostic techniques in deflagration and detonation studies. *Chemistry Central Journal*, 9(1), sep 2015.
- [14] J. E. Field, S. M. Walley, N. K. Bourne, and J. M. Huntley. Experimental methods at high rates of strain. *Le Journal de Physique IV*, 04(C8) :C8–3–C8–22, sep 1994.

- [15] J. F. Moxnes, A. K. Prytz, Øyvind Frøyland, S. Skriudalen, S. Børve, and G. Ødegårdstuen. Strain rate dependency and fragmentation pattern of expanding warheads. *Defence Technology*, 11(1) :1–9, mar 2015.
- [16] E.M. Askar'yan, G.A. Moroz. Pressure on evaporation of matter in a radiation beam. *JETP*, 1962.
- [17] A. Gujba and M. Medraj. Laser peening process and its impact on materials properties in comparison with shot peening and ultrasonic impact peening. *Materials*, 7(12) :7925–7974, dec 2014.
- [18] P. Mora. Theoretical model of absorption of laser light by a plasma. *Physics of Fluids*, 25(6) :1051, 1982.
- [19] L. Berthe, A. Sollier, P. Peyre, R. Fabbro, and E. Bartnicki. The generation of laser shock waves in a water-confinement regime with 50 ns and 150 ns XeCl excimer laser pulses. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 33(17) :2142–2145, aug 2000.
- [20] J. A. Fox. Effect of water and paint coatings on laser-irradiated targets. *Applied Physics Letters*, 24(10) :461–464, may 1974.
- [21] J. R. Asay and M. Shahinpoor, editors. *High-Pressure Shock Compression of Solids*. Springer New York, 1993.
- [22] Lee Davison. *Fundamentals of Shock Wave Propagation in Solids*. Springer-Verlag GmbH, 2008.
- [23] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669–4675, nov 1972.
- [24] D. J. Hatt. *A VISAR velocity interferometer system at MRI for slapper detonator and shockwave studies*. Materials Research Laboratory, Maribyrnong, Vic, 1991.
- [25] D. H. Dolan. Accuracy and precision in photonic doppler velocimetry. *Review of Scientific Instruments*, 81(5) :053905, may 2010.
- [26] G. Prudhomme. *Study of particles clouds ejected under shock : the contributions of Photonic Doppler Velocimetry*. Thèse, Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, December 2014.
- [27] N. K. Bourne and Z. Rosenberg. Manganin gauge and visar histories in shock-stressed polymethylmethacrylate. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 455(1984) :1259–1266, 1999.
- [28] J. P. Romain, F. Bauer, D. Zagouri, and M. Boustie. Measurement of laser induced shock pressures using PVDF gauges. In *AIP Conference Proceedings*. AIP, 1994.
- [29] L. M. Lee, R. A. Graham, F. Bauer, and R. P. Reed. STANDARDIZED BAUER PVDF PIEZOELECTRIC POLYMER SHOCK GAUGE. *Le Journal de Physique Colloques*, 49(C3) :C3–651–C3–657, sep 1988.
- [30] S. Couturier. *Étude de nouveaux capteur piézoélectriques à base de PVDF - application à la caractérisation de chocs brefs et intenses induits pas impulsion laser*. Thèse, Université de Poitier, 1996.
- [31] V. Gupta and J. Yuan. Measurement of interface strength by the modified laser spallation technique. II. applications to metal/ceramic interfaces. *Journal of Applied Physics*, 74(4) :2397–2404, aug 1993.
- [32] M. Boustie, E. Auroux, J.-P. Romain, A. Bertoli, and D. Manesse. Determination of the bond strength of some microns coatings using the laser shock technique. *The European Physical Journal Applied Physics*, 5(2) :149–153, feb 1999.
- [33] S. Barradas, R. Molins, M. Jeandin, M. Arrigoni, M. Boustie, C. Bolis, L. Berthe, and M. Ducos. Application of laser shock adhesion testing to the study of the interlamellar

- strength and coating–substrate adhesion in cold-sprayed copper coating of aluminum. *Surface and Coatings Technology*, 197(1) :18–27, jul 2005.
- [34] C. Bolis, L. Berthe, M. Boustie, M. Arrigoni, S. Barradas, and M. Jeandin. Physical approach to adhesion testing using laser-driven shock waves. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(10) :3155–3163, may 2007.
- [35] I. Gilath, R. Englman, Z. Jaeger, A. Buchman, and H. Dodiuk. Impact resistance of adhesive joints using laser-induced shock waves. *Journal of Laser Applications*, 7(3) :169–176, sep 1995.
- [36] M. Arrigoni, J.P. Monchalin, A. Blouin, S. E. Kruger, and M. Lord. Laser doppler interferometer based on a solid fabry–perot etalon for measurement of surface velocity in shock experiments. *Measurement Science and Technology*, 20(1) :015302, dec 2008.
- [37] E. Gay. *Composite behaviour under laser driven shock : Development of an adhesion test using shock for composite bonded assemblies*. Thèse, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, December 2011.
- [38] B. Ehrhart. *Quality assessment of bonded primary CFRP structures by means of laser proof testing*. PhD thesis, Universitat Bremen, 2016.
- [39] L. Berthe, M. Arrigoni, M. Boustie, J. P. Cuq-Lelandais, C. Broussillou, G. Fabre, M. Jeandin, V. Guipont, and M. Nivard. State-of-the-art laser adhesion test (LASAT). *Nondestructive Testing and Evaluation*, 26(3-4) :303–317, sep 2011.
- [40] M. Sagnard, L. Berthe, R. Ecault, F. Touchard, and M. Boustie. Etude des effets d’un choc laser symétrique sur des assemblages collés de composites dans le cas d’un joint faible. In *Journées Nationales sur les Composites 2017*, 77455 Champs-sur-Marne, France, June 2017. École des Ponts ParisTech (ENPC).
- [41] D. Courapied, L. Berthe, P. Peyre, F. Coste, J.-P. Zou, and A.-M. Sautivet. Laser-delayed double shock-wave generation in water-confinement regime. *Journal of Laser Applications*, 27(S2) :S29101, feb 2015.
- [42] B. Ehrhart, R. Ecault, F. Touchard, M. Boustie, L. Berthe, C. Bockenheimer, and B. Valeske. Development of a laser shock adhesion test for the assessment of weak adhesive bonded CFRP structures. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 52 :57–65, jul 2014.
- [43] S. Bardy. *Control and optimization of laser shock adhesion test on bonded assemblies*. Thèse, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, December 2017.
- [44] M. Arrigoni, S. Barradas, M. Braccini, M. Dupeux, M. Jeandin, M. Boustie, C. Bolis, and L. Berthe. A comparative study of three adhesion tests (EN 582, similar to ASTM c633, LASAT (LASer adhesion test), and bulge and blister test) performed on plasma sprayed copper deposited on aluminium 2017 substrates. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 20(5) :471–487, jan 2006.
- [45] M. Arrigoni. *Study of the influence of interfacial roughness, porosity and sample thickness on the propagation of laser induced shockwaves in coated samples. Application to LASAT process (LASer Shock Adhesion Test)*. Thèse, Université de Poitiers, December 2004.
- [46] S. Barradas. *Etude, à l’aide du choc laser, des mécanismes d’adhérence aux interfaces cuivre/aluminium et cuivre/cuivre obtenues par projection thermique*. Thèse, École Nationale Supérieure des Mines de Paris, December 2004.
- [47] M. Arrigoni, M. Boustie, T. de Resseguier, F. Pons, H. L. He, L. Seaman, C. Bolis, L. Berthe, S. Barradas, and M. Jeandin. Use of a macroscopic model for describing the effects of porosity on shock wave propagation. *Journal of Applied Physics*, 101(8) :083514, apr 2007.
- [48] D. Courapied. *Laser-matter interaction study in a water-confined environment with two laser pulses*. Thèse, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, December 2016.

- [49] G. Bégué, G. Fabre, V. Guipont, M. Jeandin, P. Bilhe, J.Y. Guédou, and F. Lepoutre. Laser shock adhesion test (LASAT) of EB-PVD TBCs : Towards an industrial application. *Surface and Coatings Technology*, 237 :305–312, dec 2013.
- [50] H. Sapidanis. *Crack Behavior at the interface of a plasma sprayed ceramic coating and a metallic substrate under dynamic and quasi-static multi-axial loadings*. Thèse, PSL Research University, November 2016.
- [51] RB Krieger. Stress analysis concepts for adhesive bonding of aircraft primary structure. In *Adhesively Bonded Joints : Testing, Analysis, and Design*, pages 264–264–12. ASTM International, 1988.
- [52] L. F. M. da Silva, S. Giannis, R. D. Adams, E. Nicoli, J.Y. Cognard, R. Créac’hcadec, B. R. K. Blackman, H. K. Singh, C. E. Frazier, L. Sohier, and B. Gineste. Manufacture of quality specimens. In *Testing Adhesive Joints*, pages 1–77. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, nov 2012.
- [53] R. Créac’hcadec. *Analyse et modélisation du comportement non-linéaire d’assemblages collés pour application marine*. Phd, Laboratoire de Mécaniques des Structures Navales (ENSIETA), 2008.
- [54] N. Arnaud, R. Créac’hcadec, and J.Y. Cognard. A tension/compression–torsion test suited to analyze the mechanical behaviour of adhesives under non-proportional loadings. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 53 :3–14, sep 2014.
- [55] M. Arcan, Z. Hashin, and A. Voloshin. A method to produce uniform plane-stress states with applications to fiber-reinforced materials. *Experimental Mechanics*, 18(4) :141–146, apr 1978.
- [56] G. M. Pearce, C. Tao, Y. H.E. Quek, and N. T. Chowdhury. A modified arcan test for mixed-mode loading of bolted joints in composite structures. *Composite Structures*, 187 :203–211, mar 2018.
- [57] L. F.M. da Silva, D. A. Dillard, B. Blackman, and R.D. Adams, editors. *Testing Adhesive Joints*. Wiley-VCH, 2012.
- [58] S.T. Taher, O.T. Thomsen, J.M. Dulieu-Barton, and S. Zhang. Determination of mechanical properties of PVC foam using a modified arcan fixture. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 43(10) :1698–1708, oct 2012.
- [59] J. Cognard, P. Davies, B. Gineste, and L. Sohier. Development of an improved adhesive test method for composite assembly design. *Composites Science and Technology*, 65(3-4) :359–368, mar 2005.
- [60] J.Y. Cognard, R. Créac’hcadec, L. Sohier, and P. Davies. Analysis of the nonlinear behavior of adhesives in bonded assemblies—comparison of TAST and arcan tests. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 28(8) :393–404, dec 2008.
- [61] R. Créac’hcadec, L. Sohier, C. Cellard, and B. Gineste. A stress concentration-free bonded arcan tensile compression shear test specimen for the evaluation of adhesive mechanical response. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 61 :81–92, sep 2015.
- [62] N. Arnaud, R. Créac’hcadec, J.Y. Cognard, P. Davies, and P.Y. Le Gac. Analysis of the moisture effect on the mechanical behaviour of an adhesively bonded joint under proportional multi-axial loads. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 29(21) :2355–2380, jul 2015.
- [63] J.Y. Cognard, L. Sohier, and P. Davies. A modified arcan test to analyze the behavior of composites and their assemblies under out-of-plane loadings. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 42(1) :111–121, jan 2011.
- [64] R. Créac’hcadec and J. Y. Cognard. 2-d modeling of the behavior of an adhesive in an assembly using a non-associated elasto-visco-plastic model. *The Journal of Adhesion*, 85(4-5) :239–260, may 2009.

- [65] C. Badulescu, C. Germain, J.Y. Cognard, and N. Carrere. Characterization and modelling of the viscous behaviour of adhesives using the modified arcan device. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 29(5) :443–461, dec 2014.
- [66] R. Créac’hcadec, D. Thevenet, and J.-Y. Cognard. Analyse et modélisation du comportement d’un adhésif dans un assemblage soumis à sollicitations cycliques de cisaillement. In AMAC, editor, *17èmes Journées Nationales sur les Composites (JNC17)*, page 81, Poitiers-Futuroscope, France, June 2011.
- [67] P. Bidaud, D. Thévenet, R. Créac’hcadec, and P. Jousset. Analyse du comportement cyclique d’un adhésif dans un assemblage pour application éolienne. *22ème Congrès Français de Mécanique Lyon*, 2015.
- [68] D. Thevenet, R. Créac’hcadec, L. Sohier, and J.Y. Cognard. Experimental analysis of the behavior of adhesively bonded joints under tensile/compression–shear cyclic loadings. *International Journal of Adhesion and Adhesives*, 44 :15–25, jul 2013.
- [69] J. Le Pavic, G. Stamoulis, T. Bonnemains, D. Da Silva, and D. Thévenet. Determination of the failure load of adhesive bonding by using a coupled criterion. In *23ème Congrès français de mécanique - CFM*, Lille, France, August 2017.
- [70] L. Alfonso, A. Uguen, C. Badulescu, J.-Y. Cognard, T. Bonnemains, E. Lolive, and N. Carrere. Determination of the 3d failure envelope of a composite based on a modified arcan test device. *Composite Structures*, 131 :585–593, nov 2015.
- [71] L. Sohier, J.Y. Cognard, and P. Davies. Analysis of the mechanical behaviour of adhesively bonded assemblies of composites under tensile–shear out-of-plane loads. *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, 53 :65–74, oct 2013.

## Chapitre 2

# Montage expérimental

### 2.1 Introduction

L'objectif de cette partie est de présenter le dispositif expérimental utilisé pour la génération de chocs et pour appréhender les paramètres physiques impliqués afin de mieux les caractériser. La source laser possède des paramètres physiques contraints par le fabricant, il faut dans un premier temps mettre en place un système de contrôle de l'énergie du faisceau, ainsi que des systèmes de mesure des grandeurs physiques impliquées (dépôt d'énergie, pression d'ablation, vitesse matérielle). Une fois cette chaîne mise en place, l'impulsion laser peut-être caractérisée en termes d'intensité et de profil temporel. Nous verrons ensuite comment il est possible grâce à des outils numériques et de la configuration de tir d'estimer une pression d'ablation du laser en fonction des caractéristiques du laser, afin de générer des données d'entrée fiables pour la simulation numérique.

### 2.2 Dispositif de tir LASER

#### 2.2.1 Source laser : des photons au plasma

La source utilisée dans cette étude est un laser Néodyme-Yttrium Aluminium Grenat (Nd-YAG), émettant à une longueur d'onde de 1064 nm. L'énergie maximum de ce laser est de 3.7J pour une impulsion quasi gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 9ns (ces aspects seront détaillés dans la suite de ce chapitre). Cet appareil fonctionne en technologie Q-Switch qui permet d'obtenir des impulsions courtes, de l'ordre de la dizaine de nanosecondes. Il est constitué d'un étage d'oscillation suivi d'un étage d'amplification. Cette source laser a été conçue pour fonctionner à une cadence de 10 Hz, mais il peut aussi être utilisé en mono tir. Une durée de préchauffage est requise pour des performances optimales. Tous ces paramètres sont importants, car ils déterminent un fonctionnement optimal : valeurs maximales de l'énergie de sortie et répétabilité des caractéristiques du tir. Nous avons donc choisi d'utiliser le laser sur un point de fonctionnement donné et de ne pas moduler la puissance de tir en jouant sur les réglages de l'oscillateur ou de l'amplificateur. Ceci assure un tir répétable en énergie et en profil temporel. Un dispositif, détaillé plus tard dans cette partie, permet de moduler la puissance envoyée sur la cible sans changer l'énergie de la source tout en permettant la mesure de l'énergie de chaque tir. Le faisceau est ensuite focalisé sur la cible. Pour l'ensemble des tirs réalisés, le matériau ablaté par laser sera un alliage d'aluminium. Ce choix repose sur la meilleure connaissance de cette interaction laser-matière et la large disponibilité de ce matériau, sous diverses formes, notamment en plaques ou bandes adhésives. Les grandeurs mesurées sont enregistrées par une chaîne d'acquisition dont le déclenchement est synchronisé avec l'ordre de tir du laser, via une sortie logique en façade de l'appareil.

Le régime d'ablation de ce laser est de l'ordre de la nanoseconde : il y a donc absorption de

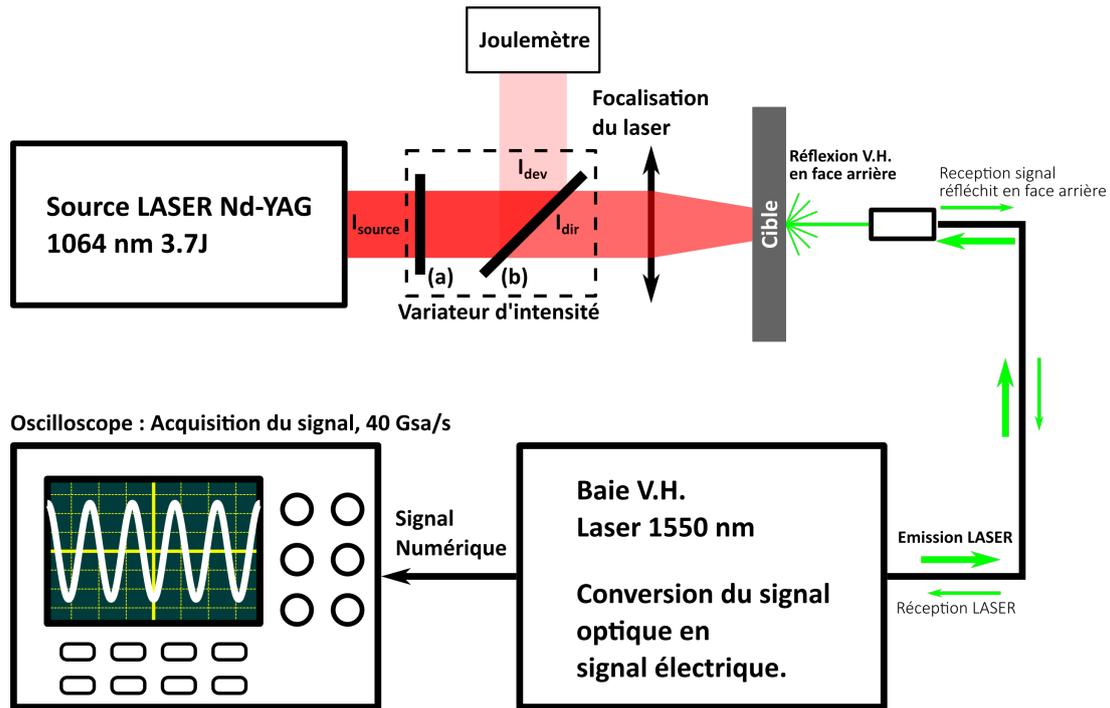


FIGURE 2.1 – Montage laser du dispositif de choc laser de L'IRDL avec la chaîne de tir et la chaîne de mesure. En (a) la lame quart d'onde, en (b) le polariseur.

la puissance laser dans l'aluminium, puis la sublimation d'une couche mince puis la création du plasma. Le plasma absorbe alors le laser puis par effet bremsstrahlung inverse, la réflectivité du plasma chute et l'absorption de l'énergie du laser augmente. Pendant ce processus, le plasma créé exerce une rapide montée en pression sur la surface irradiée, ce qui provoque l'apparition d'un front d'onde de choc. Lorsque la pression diminue, un faisceau de détente se propage dans le milieu sous choc au fur et à mesure que la pression en surface diminue [1].

Afin d'atteindre des pressions plus élevées et des temps d'impulsion plus longs, il est possible d'utiliser un confinement à l'eau. Le principe est de déposer de l'eau sur la surface cible. Le plasma se crée alors entre l'eau et la cible et peut ainsi d'atteindre des pics de pression bien plus élevés. La pression est aussi maintenue plus longtemps. La technique utilisée dans notre cas est un jet d'eau en circuit fermé. Le jet est projeté un peu plus haut que la zone d'ablation et assure ainsi un film d'eau fin de l'ordre du millimètre. Les avantages sont multiples : plusieurs tirs successifs sont possibles sur la même cible, la possibilité de mouvoir la cible sans perturber le confinement à l'eau et surtout un rideau d'eau plat change très peu la convergence du faisceau. L'effet lentille est moindre qu'avec une goutte d'eau bombée déposée sur la surface. Cette technique de confinement a été utilisée lors de précédentes études par Courapied [2].

## 2.2.2 Contrôle de la puissance

Pour moduler l'énergie déposée sur la cible, la mise en place d'un atténuateur variable a été nécessaire. Celui-ci est présenté figure 2.1. Celui-ci consiste en une lame quart d'onde et un polariseur incliné sur un angle optimal, l'angle de Brewster. Le faisceau laser est ainsi séparé en un faisceau direct d'intensité  $I_{dir}$  et un faisceau dévié d'intensité  $I_{dev}$  tels que,  $I_{source} = I_{dev} + I_{dir}$  dans l'hypothèse où les pertes sont négligeables, le rapport d'intensité  $\tau = I_{source}/I_{dir}$  est fonction de l'angle d'orientation de la lame quart d'onde, comme l'indique l'équation (2.1) :

$$\begin{cases} I_{source} = I_{dev} + I_{dir} \\ I_{dev} = \tau(\theta)I_{source} \\ I_{dir} = (1 - \tau(\theta))I_{source} \\ \tau(\theta) = \cos(\theta)^2 \end{cases} \quad (2.1)$$

Les données expérimentales présentées dans ce mémoire feront souvent allusion à ce rapport d'intensité (en pourcentage) pour quantifier l'intensité du tir laser à partir d'une énergie de référence : l'énergie maximale disponible  $E_{max}$ . Ces équations sont considérées dans le cas d'un montage parfait. Le comportement du montage réel est légèrement différent, car il présente des pertes d'énergie, il a donc été étalonné afin de prendre en compte ces pertes. On note aussi l'intérêt de ce montage pour un échantillonnage systématique de l'intensité à partir de l'angle donné et de l'intensité mesurée en utilisant la relation (2.2) :

$$I_{dir} = \frac{I_{source}}{\tau(\theta)} = \left( \frac{1}{\tau(\theta)} - 1 \right) I_{dev} \quad (2.2)$$

Dans le montage présenté, on échantillonne l'énergie plutôt que l'intensité pour des raisons pratiques. Mais comme avec la source laser à durée d'impulsion est constante, on peut raisonner de façon similaire sur ces deux variables. Une méthode de calibration a été mise au point pour déterminer la fonction réelle en faisant varier l'angle au fur et à mesure et en comparant l'énergie du faisceau source avec celle du faisceau direct et celle du faisceau dévié. Les résultats sont présentés figure 2.2. Les données mesurées sont interpolées par des fonctions présentées équation (2.3), avec les paramètres  $a, b, f$  et  $\phi$  qui permettent de prendre en compte les défauts du montage :

$$\tau = a \cdot \cos \left( \frac{\pi f}{180} (\theta + \phi) \right)^2 + b \quad (2.3)$$

Cette calibration en atténuation d'énergie doit être refaite à chaque modification ou remontage. Il n'y a donc pas de valeurs définitives. On constate aussi qu'il y a une perte entre la source et le variateur, de l'ordre de 7%.

Le faisceau est ensuite focalisé sur la cible par le biais d'une lentille adaptée à ces longueurs d'onde et ces intensités. Il est possible d'utiliser un confinement : dans ce cas-ci, seule de l'eau a été utilisée. En effet, l'outil numérique utilisé (le code Esther) pour l'estimation de la pression d'ablation fait appel à des caractéristiques physiques, comme les tables d'ionisation et d'opacité, difficiles à obtenir. Celles de l'eau sont disponibles dans les données physiques entrées dans le code et ont été validées par ailleurs [3].

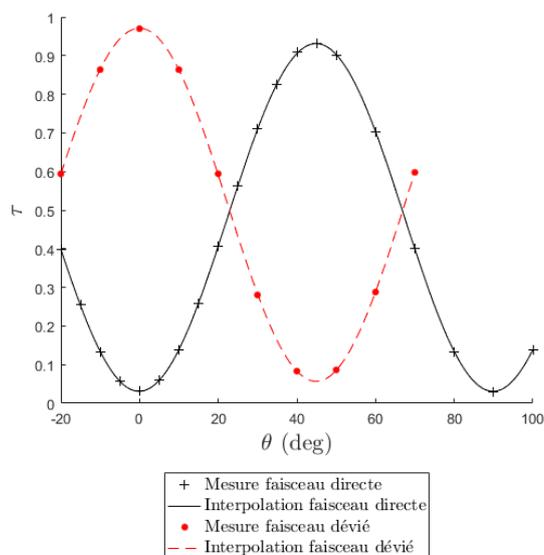


FIGURE 2.2 – Calibration de l’atténuateur de puissance. Dans ce cas-là gamme totale de puissance est accessible entre  $0^\circ$  et  $45^\circ$ . La puissance minimale accessible est de 2.95% et la puissance maximale de 93.18% au max.

## 2.2.3 Confinement et surface sacrificielle

### 2.2.3.1 Surface d’ablation

Dans le cas de cibles métalliques, l’interaction laser-matière peut avoir lieu en surface de la cible, sans utiliser de couche sacrificielle. Dans cette étude, les surfaces n’ont subi aucune préparation, et sont utilisées directement après procédé (laminage). À noter que le même alliage d’aluminium, 2024 T3, a été utilisé pour les travaux présentés dans ce mémoire. Comme le montre Bardy [3], l’état de surface a une influence sur l’absorption et donc sur le déroulement de l’ablation laser. Pour cette raison, l’alliage utilisé a toujours présenté le même état de surface, c’est-à-dire un état brut de laminage.

Dans le cas des polymères, comme des plaques de colle, l’ablation directe de la surface pose problème pour la compréhension et la modélisation de l’interaction laser matière. En effet, les polymères présentent une semi-transparence, voire une transparence pour une gamme de longueurs d’onde étendue. De plus, plusieurs sortes d’adhésifs ont été utilisés lors de ces travaux. Par ablation directe, il aurait été difficile d’assurer une reproductibilité de l’impulsion.

Pour remédier à cela, plusieurs solutions sont envisageables. La première est l’utilisation d’un ruban d’aluminium adhésif. C’est la plus simple à mettre en œuvre. Celui-ci est méticuleusement appliqué afin d’obtenir une surface homogène lisse, sans plis ni bulles. Ce type de surface résiste au confinement en eau et ne se décolle pas même après une exposition prolongée. Il présente l’avantage d’être simple à mettre en œuvre et d’être répétable. Il est aussi possible de caractériser cette surface sacrificielle sur plusieurs supports, dont des supports transparents, afin d’évaluer précisément le chargement induit par l’ablation. Cette technique présente cependant l’inconvénient d’ajouter plusieurs interfaces, une couche métallique et une couche de colle, et donc une propagation d’onde légèrement modifiée par rapport à un chargement direct. L’autre inconvénient de cette méthode est la faible adhésion sur la surface. La propension du ruban adhésif à se décoller au retour de la détente depuis la surface libre favorise la création d’éclats propulsés à haute vitesse. Ceci peut d’une part endommager les optiques et d’autre part décoller la couche d’aluminium restante et donc rendre impossibles les tirs successifs rapprochés dans l’espace.

L'autre technique consiste à faire polymériser la plaque de colle directement sur une surface d'aluminium. Dans ce cas, il est possible d'utiliser des feuilles d'aluminium fines (de 10 à 15  $\mu\text{m}$ ) et donc de limiter la perturbation liée à la présence de la feuille. L'adhésion entre la feuille et le polymère est aussi généralement bien plus élevée que dans le cas d'un ruban adhésif, ce qui limite les problèmes mentionnés précédemment et permet les tirs rapprochés spatialement. Les inconvénients de cette méthode résident dans le fait qu'il faille polymériser l'échantillon directement sur la feuille d'aluminium. Il est donc impossible de l'appliquer sur des échantillons déjà polymérisés sans ajouter une interface d'adhésif supplémentaire. Comme pour le ruban adhésif, il est possible de caractériser cette surface sur d'autres supports. Ceci est possible à condition de connaître et de maîtriser l'adhésif utilisé pour fixer la feuille d'aluminium sur le support.

## 2.3 Estimation des paramètres du laser

### 2.3.1 Énergie laser

L'échantillonnage d'énergie est réalisé par un joule-mètre pyroélectrique GENTEC Maestro<sup>®</sup>. Ce système fonctionne sur plusieurs calibres pour une gamme de mesure allant de 300  $\mu\text{J}$  à 10  $\text{J}$ . La précision est affectée par le changement de calibre. Cette mesure est effectuée en aval du variateur, lui-même étalonné, ce qui permet d'estimer l'énergie en sortie de système. Il faut cependant prendre en compte quelques pertes, notamment celles au niveau de la lentille. Pour pallier cela, les lentilles utilisées ont subi un traitement antireflet à la longueur d'onde du laser et sont changées régulièrement pour limiter les pertes liées à leur endommagement progressif. La mesure d'énergie est effectuée à chaque tir afin de pouvoir revenir à une pression d'impulsion par simulation. Ce joule-mètre a aussi été utilisé pour la calibration du modulateur d'intensité sur une moyenne de 1000 tirs par configuration et montre une reproductibilité des tirs avec une stabilité RMS (valeur efficace) inférieure à 0.7% et pour la cadence de tir de 1 Hz.

### 2.3.2 Profil temporel

Une mesure du profil temporel du laser a été effectuée afin d'obtenir des données d'entrée de simulation fiables. Cette mesure a été effectuée avec une photodiode rapide Alphalas UPD-300-SP, protégée par des densités optiques afin de pouvoir utiliser le laser en régime nominal. Cette diode propose des temps de montée et de descente inférieurs à 300  $\text{ps}$  (à 1064  $\text{nm}$ ). Les mesures ont été effectuées en sortie de variateur pour une modulation de 10% à 90%. Les résultats sont présentés figure 2.3. Les résultats présentés sont une moyenne de 20 tirs (single shot) pour chaque intensité. La surface utile de la photodiode est largement inférieure au diamètre du faisceau et la répartition du faisceau n'est pas uniforme. Les mesures ont donc été faites en alignant la photodiode au centre du faisceau pour obtenir une intensité maximale. Ces mesures sont donc une mesure d'intensité maximum, et non pas une mesure de l'intensité moyenne. Cependant, le profil au cours du temps est le même dans toute la tache laser, c'est pourquoi la mesure à la photodiode permet d'évaluer uniquement le profil temporel du laser. Pour déterminer toutes les caractéristiques de l'impulsion, il faut coupler cette mesure à une mesure d'énergie ainsi qu'à la détermination du profil spatial. On peut alors déterminer en tout point de la tache focale l'intensité et le profil temporel et ainsi, avoir de meilleures données d'entrée pour le calcul de la pression d'ablation.

### 2.3.3 Profil spatial du laser

Le profil du laser n'est pas un profil parfaitement uniforme comme on peut le constater sur la mesure de profil (figure 2.4) issu de la calibration du laser lors de son installation. Prendre en compte le chargement réel dans une simulation risque d'augmenter considérablement le temps

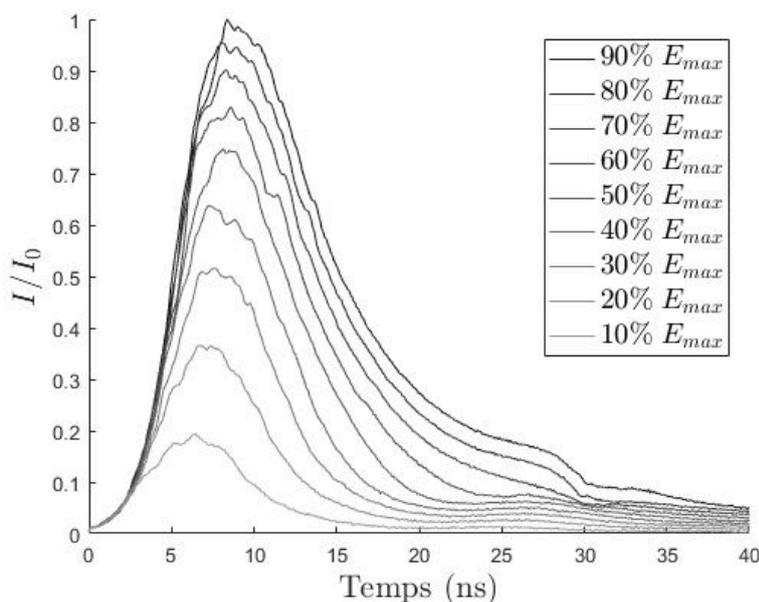


FIGURE 2.3 – Mesures du profil temporel du Laser Spectra Physics Quanta Ray à l’aide d’une photodiode rapide Alphalas. Les courbes présentées sont issues d’une moyenne sur 20 tirs (single shot) pour plusieurs taux du variateur. Les valeurs présentées sont adimensionnées par  $I_0$  qui correspond à la valeur d’intensité maximale mesurée.

de calcul sans apporter une augmentation de précision significative. Le choix a donc été fait de considérer un profil spatial temporel interpolé et lissé du profil réel. On considère pour cela un échantillonnage sur la diagonale du laser afin de l’interpoler. Une interpolation a été réalisée avec pour base la fonction atan(x), présentée par l’équation (2.4) :

$$I(r) = \min\left(k_3 \left( \frac{1}{\pi} \operatorname{atan} \left( k_2 - \operatorname{abs} \left( \frac{r}{k_1} \right)^n \right) + 0.5 \right), k_4 \right) \quad (2.4)$$

Le résultat obtenu est présenté en figure 2.6 en utilisant les paramètres sont présentés tableau 2.1. L’utilisation d’une telle fonction permet de mieux décrire le bord de tache tout en garantissant un plateau constant, mais représentatif d’une pression moyenne.

Cette fonction est purement empirique, et ne représente en rien la physique du laser, cependant la forme est assez proche de l’impulsion et surtout permet d’obtenir un plateau lisse et moyenné.

Pour des raisons pratiques, l’approximation suivante a été proposée : le profil spatial après focalisation est une homothétie du profil en sortie de la source laser. Cette approximation est confortée par le fait qu’une lentille ”Best form lens” nous garantit des aberrations au point focal très limitées. Il reste que cette approximation est d’autant plus forte que la focalisation du laser sur la cible est importante. Lors des campagnes expérimentales qui ont été menées, le faisceau était couramment focalisé sur une surface quasi circulaire, légèrement ovale. Cette ovalité est due à une mesure de sécurité qui consiste à tourner légèrement les optiques afin de ne pas renvoyer le faisceau laser dans la source, ce qui pourrait endommager cette dernière.

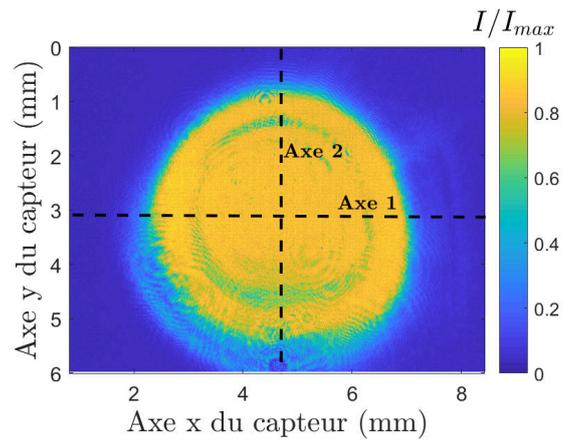


FIGURE 2.4 – Mesures du profil temporel du Laser Spectra Physics Quanta Ray. Les courbes présentées sont une moyenne de 20 tirs pour plusieurs taux du variateur. Les valeurs présentées sont mises à l'échelle par  $I_0$  qui correspond à la valeur d'intensité maximale mesurée.

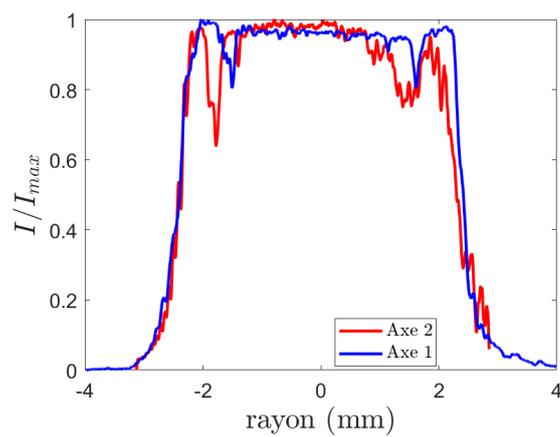


FIGURE 2.5 – Profils radiaux selon deux axes perpendiculaires selon l'axe 1 et l'axe 2 présentés figure 2.4

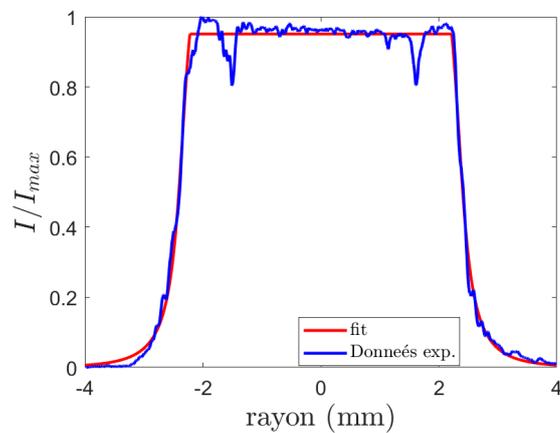


FIGURE 2.6 – Interpolation linéaire du profil radial de répartition d'intensité selon la fonction présentée en (2.4)

$k_1$	$k_2$	$k_3$	$k_4$	$n$
2.917	-103.4	300.9	0.4488	12

TABLE 2.1 – Paramètres d’interpolation de la fonction présentée en (2.4). La méthode utilisée est basée sur une minimisation de l’erreur calculée par méthode des moindres carrés.

### 2.3.4 Mise en place d’une impulsion de référence

Une fois l’impulsion laser caractérisée en termes de profil temporel et répartition spatiale on peut donc déterminer par simulation numérique une pression associée afin de l’utiliser comme donnée d’entrée des simulations numériques. L’outil utilisé est un code d’interaction laser/matière, nommé ESTHER, mis à disposition par le Commissariat à l’Énergie Atomique et aux Energies Alternatives (CEA) afin d’estimer numériquement une pression générée par une impulsion laser donnée. Ce code est issu des travaux de Videau et de Combis [3]. Les données d’entrée peuvent être classées en trois catégories :

- Les paramètres optiques, tels que les indices optiques et la réflectivité, qui permettent de calculer l’interaction laser-matière, c’est-à-dire la quantité d’énergie absorbée, réfléchié et transmise.
- les paramètres thermodynamiques des matériaux, c’est-à-dire les paramètres et les équations d’état permettant d’estimer la pression, la température ainsi que l’énergie du système ;
- Les paramètres mécaniques et les lois de comportement afin de prendre en compte des phénomènes mécaniques comme la viscosité, la plasticité ou encore l’endommagement du matériau ;
- les paramètres caractéristiques du laser : la longueur d’onde et le profil temporel d’intensité. À noter qu’un jeu de paramètres équivalents est envisageable, comme dans notre cas où il est plus facile de raisonner en termes de longueur d’onde, profil temporel normalisé et fluence (l’énergie totale déposée par unité de surface). Dans ce cas, le code est en mesure de déterminer le profil d’intensité effectif.

À partir de ces données d’entrée, il devient alors possible de déterminer un profil de pression unidimensionnel. Les paramètres utilisés pour la simulation ESTHER sont présentés dans l’annexe B. Le profil temporel d’intensité est celui présenté figure 2.3. Le calcul est effectué en prenant en compte un confinement en eau de 1mm. La simulation fonctionne avec plusieurs régions : des régions d’ablation et des régions purement mécaniques. Le profil temporel obtenu par ces simulations peut varier légèrement en fonction de l’intensité d’entrée. Ces différences sont cependant assez faibles, et pour des raisons pratiques un seul profil commun présenté en figure 2.8 a été retenu. La pression en fonction de l’intensité est alors déterminée en mettant à l’échelle ce profil de pression par rapport à la pression maximale estimée. Les pressions maximales ont été estimées en fonction de la fluence en prenant pour profil temporel d’intensité laser les courbes présentées sur la figure 2.3. On obtient ainsi la correspondance entre la fluence de l’impulsion laser et la pression maximale générée par ablation laser dont les résultats sont présentés sur la figure 2.7. À noter que ces valeurs sont valides uniquement pour ce laser et cette configuration de tir, car on considère toujours le même profil temporel d’intensité propre à notre installation.

Afin de vérifier la cohérence de la simulation, une comparaison avec des valeurs expérimentales a été effectuée sur la figure 2.10 pour des intensités faibles afin de minimiser les effets de plasticité. On constate une bonne corrélation entre la vitesse matérielle mesurée par la sonde VH et celle calculée avec Abaqus en prenant comme chargement la pression d’ablation déterminée par ESTHER. Cela permet d’adopter la démarche avec un certain degré de confiance.

$E/E_{max}$	$r_{exp}$	$r_{pression}$
0.9	1.85	1.94
0.8	1.82	1.92
0.7	1.80	1.92
0.6	1.76	1.91
0.5	1.73	1.9
0.4	1.67	1.87
0.3	1.64	1.86
0.2	1.60	1.91
0.1	1.47	1.84

TABLE 2.2 – Étude d’ajustement du rayon

Pour calculer la répartition spatiale, on peut alors supposer qu’il n’y a pas d’effets radiaux lors de l’ablation. On peut donc assimiler un chargement axisymétrique à une série de chargements 1D indépendants les uns des autres.

Ce travail sur Esther nous permet d’obtenir une description fine du profil de pression utile à toutes les simulations de comportements 2D ou 3D des éprouvettes soumises à des tirs laser. On remarque cependant dans la réalité une différence entre le diamètre de la tache focale du laser et le diamètre de la tache d’ablation. Ceci est lié au fait qu’il existe un seuil d’intensité laser en dessous duquel l’ablation n’a pas lieu et donc il n’y a pas de pression appliquée. Ce phénomène a été observé expérimentalement en comparant une tache sur papier thermique à une marque d’ablation sur aluminium. On observe alors que la tache sur papier thermique est plus large que sur l’aluminium. D’autre part, en observant des marques d’ablation sur aluminium pour différentes intensités, on observe que pour les intensités faibles, les marques d’ablation sont nettement moins larges que pour les intensités élevées, comme illustré figure 2.11. Cette diminution de diamètre à intensité décroissante intervient alors que le diamètre de tache focale ne diminue pas. Cette couronne irradiée, mais ne menant pas à une ablation, constitue donc une perte en énergie qu’il faut prendre en compte dans l’estimation de la pression. Pour cela, la méthode utilisée est la suivante : une estimation de pression est réalisée à partir d’un profil spatial d’intensité de diamètre  $r_{exp}$  estimé en mesurant expérimentalement les taches d’ablation. Le diamètre de profil de pression estimé est alors moins large en raison du seuil de déclenchement de l’ablation laser. Une estimation par dichotomie est donc réalisée pour trouver un rayon de profil spatial dont l’intensité permet d’obtenir  $r_{pression} = r_{exp}$ . Il est donc possible d’obtenir une meilleure approximation de la pression présentée figure 2.9. Ces valeurs ont été obtenues à partir des mesures de rayons expérimentaux présentés sur le tableau 2.2. Ce résultat montre un rayon de tache focale estimé légèrement décroissant quand l’énergie laser diminue, mais l’écart maximal est inférieur à 6%. Cet aspect tend à valider l’approche, car le rayon de la tache focale calculé à partir des rayons d’ablation mesurés est quasiment constant et proche du rayon de tache focale utilisé (diamètre de 4 mm).

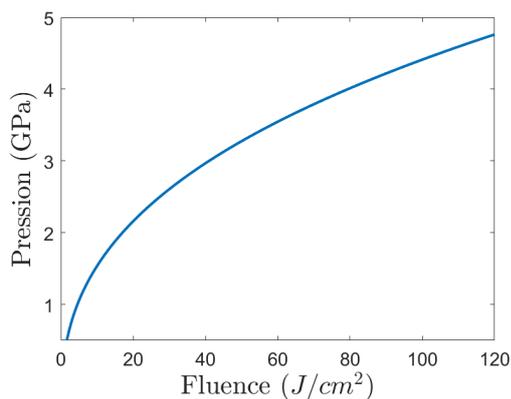


FIGURE 2.7 – Relation pression fluence à impulsion donnée simulée sous ESTHER.

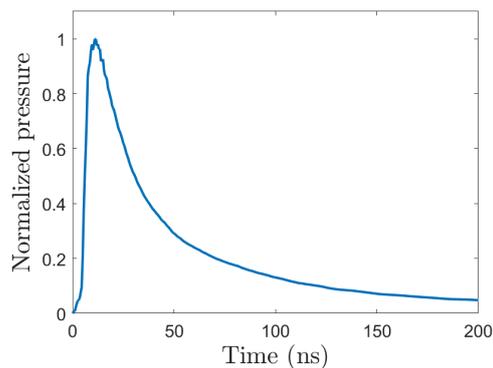


FIGURE 2.8 – Profil de pression temporel normalisé estimé par ESTHER à partir des mesures d'intensité.

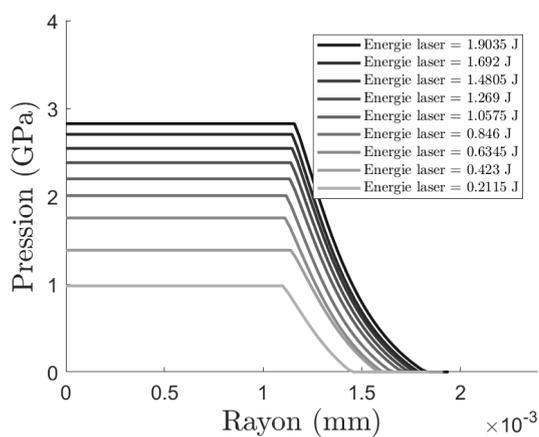


FIGURE 2.9 – Profil de pression pour différentes valeurs d'énergie.

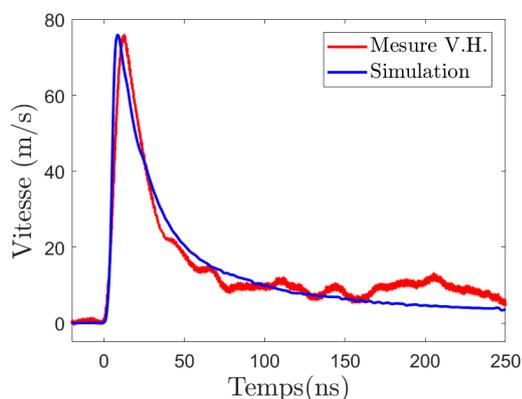


FIGURE 2.10 – Comparaison entre une simulation Abaqus axisymétrique et une mesure V.H. pour un tir de tache focale 4 mm et d'énergie 1.3 J sur une plaque de 1 mm

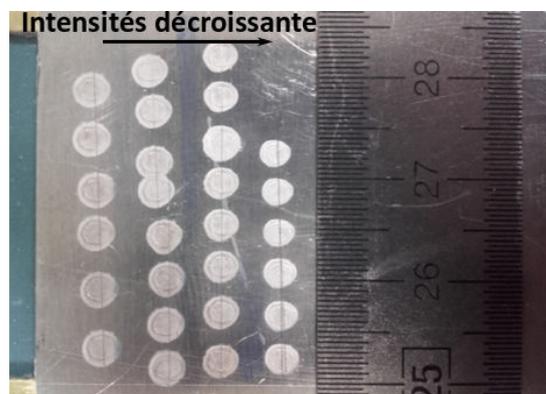


FIGURE 2.11 – Exemple de diminution de diamètre de tache pour des intensités décroissantes.

## 2.4 Mesure par vélocimétrie hétérodyne : mise en place d'un code de post-traitement

### 2.4.1 Mesure de vitesse en face arrière

L'un des diagnostics les plus utilisés en physique des chocs est la vélocimétrie en face arrière. Les méthodes permettant d'accéder à ces vitesses en face arrière sont en général non intrusives. Couplée à une analyse sommaire reposant sur les diagrammes de marche et les polaires de chocs, elles permettent une compréhension de la propagation des ondes et des phénomènes associés. Il existe plusieurs technologies différentes, mais complémentaires basées sur l'émission et la réception d'un faisceau LASER. La méthode historique couramment utilisée est le Velocity Interferometer System For Any Reflector (VISAR) [4], qui consiste à utiliser la cible comme réflecteur et à estimer un décalage en fréquence par effet Fizeau-Doppler en utilisant l'interférométrie. Ce montage accuse aussi une certaine difficulté de mise en œuvre liée à sa calibration et son réglage complexes et à la puissance irradiée sur cible utilisée pour obtenir un signal suffisant. Ceci peut poser problème pour les cibles inflammables, comme les polymères par exemple. De même, la réflectivité de la cible est cruciale pour un fonctionnement correct du dispositif et l'amplitude de déplacement de la face arrière est limitée pour des questions de mise au point. Enfin, un réglage donné ne donne accès qu'à une certaine gamme de vitesses, dont il convient d'estimer la valeur avant le tir. Ce dispositif est donc particulièrement adapté à l'étude des premiers débouchés de choc dans des cibles comportant des épaisseurs pouvant aller en dessous de la centaine de microns. Il offre en effet une résolution adaptée à l'étude de phénomènes fins comme les précurseurs élastiques ou les études de signatures d'endommagement. Il est en revanche déconseillé pour l'étude des envols d'objets ainsi que pour les phénomènes impliquant un nuage de particules. Il présente aussi une tendance à dériver avec le temps, et offre donc une fenêtre d'enregistrement limitée. Ce dispositif se décline en plusieurs versions et plusieurs architectures par exemple un VISAR multipoint ou encore une version fibrée. On peut aussi citer les méthodes basées sur un interféromètre de Fabry-Perot. Le principe est le même que pour le VISAR : obtenir des franges d'interférence directement reliée à la vitesse. Cependant, la méthode d'interférométrie change.

Une autre méthode plus récente, mais qui s'avère tout aussi adaptée à la mesure de vitesse pour le choc est la vélocimétrie hétérodyne (VH) aussi appelée Photon Doppler Velocimetry (PDV) [5]. Elle est basée sur une mesure directe du décalage en fréquence du signal optique réfléchi par la cible. Le système est plus simple à mettre en place, car il est intégralement fibré et nécessite des puissances bien moindres que pour le VISAR. La gamme de vitesse à réglage donné est aussi bien meilleure, et l'amplitude de déplacement en face arrière est plus étendue. La difficulté dans cette technique réside dans le post-traitement des données qui implique nécessairement une étude en fréquence du signal enregistré. Le passage du domaine temporel au domaine fréquentiel implique forcément un échantillonnage et une moyenne du signal. Par conséquent un choix est nécessaire entre une bonne résolution en vitesse, mais une perte d'information sur le temps d'apparition du phénomène ou bien une faible résolution en vitesse, mais une résolution temporelle élevée. De manière générale, il est aussi moins résolu temporellement que le VISAR lié au besoin d'une grande résolution temporelle d'acquisition pour compenser la moyenne du passage en fréquence. Autre inconvénient, le laser utilisé est de longueur d'onde  $1550 \mu m$  pour des raisons de sécurité.

De plus, la vitesse maximale mesurable avec la VH dépendra de la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope associé à la mesure, ce qui augmente considérablement le coût du dispositif dans le cas d'expériences hypervéloces. Ce dispositif est donc adapté aux mesures de longue durée, aux envols de plaques ainsi qu'aux projections de nuages de particules.

Dans notre cas, le moyen de mesure mis à disposition lors des campagnes expérimentales était uniquement la V.H.. Le dispositif disponible est la baie V.H. fabriquée par IDIL, fournie avec le logiciel de dépouillement Caféine développé par le CEA [6]. La longueur d'onde de fonctionnement est de  $1550 \text{ nm}$  pour une puissance de  $30 \text{ mW}$  à  $400 \text{ mW}$ . Concernant la précision,

le rapport entre résolution en vitesse et résolution temporelle est défini par la quantité  $\Delta v \cdot \Delta t = 150 \text{ ns} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Cela signifie que pour être précis à  $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  il faut une fenêtre d'au moins  $150 \text{ ns}$ , et pour une précision d' $0.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  une fenêtre d'au moins  $300 \text{ ns}$ . À l'inverse, une précision de  $75 \text{ ns}$  imposera une précision de  $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . Il est aussi possible de modifier la fréquence porteuse afin de l'adapter à la gamme de vitesse. Ce dispositif nous a permis de mesurer les vitesses de face arrière aussi bien dans des cas de choc sur cible fixée que pour des envols de plaque.

Pour mieux comprendre la vélocimétrie hétérodyne, il faut expliciter le principe de l'effet Fizeau-Doppler. Le système concerné doit comprendre un émetteur d'un signal de fréquence  $f_{em}$  se déplaçant à une vitesse  $v_{em}$  et une cible réceptrice de vitesse  $v_{rec}$ . La fréquence reçue par la cible est notée  $f_{rec}$  et on note la vitesse de l'onde  $c$ . Il existe alors une relation entre les deux fréquences, présentée par l'équation (2.5) :

$$f_{rec} = \frac{c - v_{rec}}{c - v_{em}} \cdot f_{em} = \frac{1 - v_{rec}/c}{1 - v_{em}/c} \cdot f_{em} \quad (2.5)$$

Cette relation peut-être simplifiée dans le cas d'un émetteur fixe, selon l'équation (2.6) avec  $\lambda$  la longueur d'onde :

$$\Delta f = f_{rec} - f_{em} = \frac{v_{rec}}{c} \cdot f_{em} = \frac{1}{\lambda} v_{rec}. \quad (2.6)$$

Dans le cas où la cible réfléchit l'onde et que l'émetteur est aussi récepteur, la relation devient l'équation (2.7) :

$$\Delta f = f_{rec} - f_{em} = \frac{2}{\lambda} v_{rec}. \quad (2.7)$$

Le système VH développé par le CEA utilise ce principe pour mesurer la vitesse d'une cible à l'aide d'un laser, qui est une onde se propageant à la vitesse de la lumière. Pour mesurer le décalage en fréquence, le système VH utilise un interféromètre comme illustré figure 2.12. Le but de cette technique est d'introduire un miroir dit "pivot" qui permet d'ajouter une vitesse virtuelle au signal de base. Le signal final se présente donc sous la forme (2.8), avec  $v_p$  la vitesse du pivot et  $f(t)$  la fréquence mesurée. L'intérêt du pivot est d'introduire une vitesse  $v_p$  de sorte que même si la vitesse de la cible devient négative, la somme des deux vitesses n'atteigne pas 0, comme l'explique Prudhomme[6]. On peut de même adapter la vitesse pivot de sorte à pouvoir mesurer des vitesses très élevées sans pour autant avoir à modifier la fréquence d'enregistrement. Ce paramètre permet donc à calibrer la mesure.

$$f(t) = \frac{2}{\lambda} (v_{rec} + v_p). \quad (2.8)$$

Une fois le système VH adapté, on peut procéder à la mesure et post-traiter le signal par une analyse fréquence-temps.

#### 2.4.2 Analyse en fréquence du signal.

Pour des raisons pratiques et pour faciliter l'implémentation du code dans des programmes de traitement automatique, un code de dépouillement a été développé au cours de ces travaux

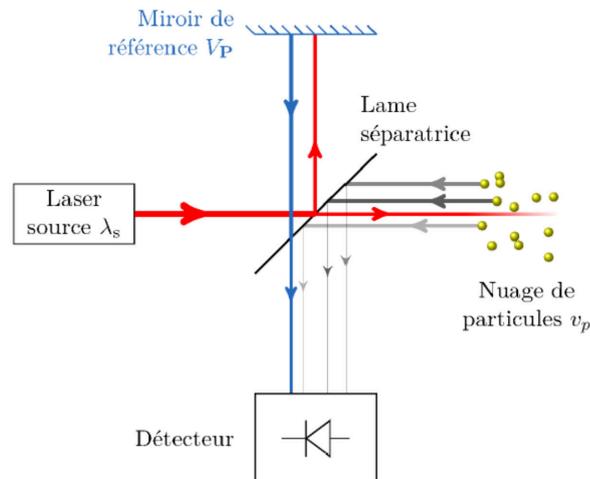


FIGURE 2.12 – Principe de fonctionnement du système VH du CEA, figure issue des travaux de Prudhomme [6]

de thèse dans un environnement MatLab. Ce code, nommé Théine, est basé sur la transformée de Fourier discrète à court terme (ou encore Short Term Fourier Transform, STFT). L'idée est d'échantillonner le signal dans une fenêtre temporelle, de multiplier cet échantillon par une fonction et d'estimer un spectre en utilisant une transformée de Fourier. L'opération est répétée en parcourant le signal numérisé avec cette fenêtre, avec éventuellement un pas de recouvrement, afin d'obtenir plusieurs spectres. Les spectres sont alors regroupés dans un spectrogramme qui donne la variation de la fréquence au cours du temps, comme présenté figure 2.13.

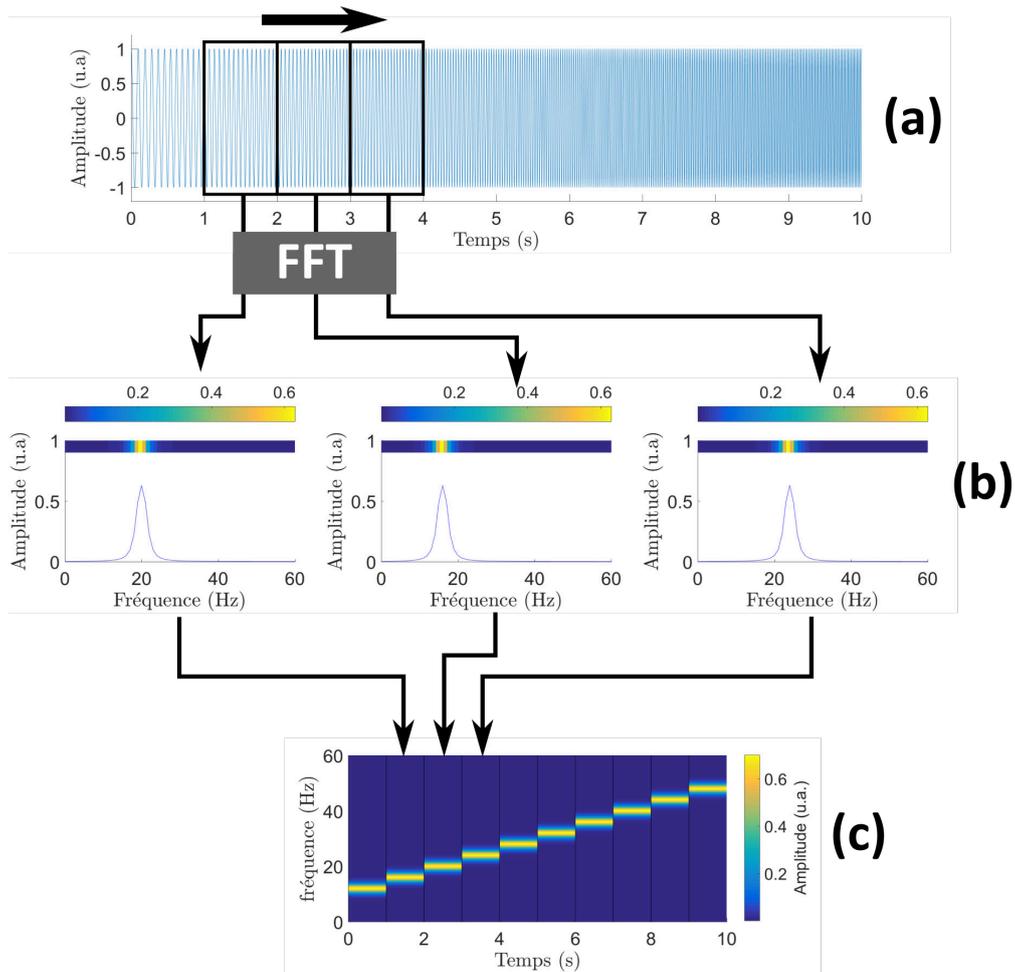


FIGURE 2.13 – Principe de fonctionnement de la transformée de Fourier discrète court terme. (a) Échantillonnage par morceau avec fenêtrage. (b) transformée de Fourier. (c) Assemblage des spectres en colonnes.

Cette méthode nécessite donc plusieurs paramètres d'entrée :

- La fonction d'échantillonnage, qui permet de conditionner le signal afin de faciliter la transformée de Fourier. Comme présenté dans l'annexe A, différentes fonctions peuvent être utilisées : par exemple la fonction de Han ou de Hamming. Le but est de limiter l'apparition de lobes secondaires dans le spectre liés aux effets de discontinuité de signal. Chaque fonction a son utilité et doit être utilisée dans le bon contexte ;
- La largeur de la fenêtre, qui détermine le rapport entre précision temporelle et précision en vitesse. Plus la fenêtre est large, plus le signal sera précis en vitesse, mais au prix d'une perte de la précision dans l'apparition des événements. Une fenêtre plus fine permettra de décrire précisément dans le temps un événement, mais avec une incertitude sur la vitesse plus élevée ;
- Le taux de superposition des fenêtres, qui influence la discrétisation du spectrogramme. Plus le taux de recouvrement est faible, moins le spectrogramme contiendra de colonnes. Ce paramètre peut lisser les événements, car il induit une moyenne sur le signal. Il devient alors préjudiciable à la lecture d'informations telles que le discernement du précurseur élastique sur le front de montée d'un signal de vitesse en surface libre.

Une fois le spectrogramme calculé, une détection de maxima est appliquée à celui-ci. On détermine alors la fréquence associée à une intensité maximale, et par conséquent la fréquence principale du signal. Ceci permet d'évaluer le décalage en fréquence par rapport à un signal neutre et ainsi de mesurer la vitesse.

Cette méthode de post-traitement convient assez peu à la mesure de vitesses pour un nuage de particules, car elle élimine d'emblée les signaux les plus faibles du spectrogramme pour n'en garder qu'un seul. Dans ce cas, le code Caféine du CEA est bien plus adapté et bien plus riche en termes d'outils de traitement du signal appliqué à la mesure de vitesses multiples.

Cependant, le code Caféine est sous licence et ne peut-être installé que sur un nombre limité de postes de travail. L'avantage et la raison du développement de Théine résident donc dans sa portabilité, la facilité de distribution et d'installation. De plus, ce code a été développé dans un environnement MatLab ce qui facilite l'accès aux variables, ainsi que l'utilisation d'outils proposés par MatLab (traitement du signal, filtrage. Aussi, ce code peut-être plus facilement déporté sur le serveur de calcul afin de traiter une quantité importante de données en parallèle, et gagner ainsi du temps sur les campagnes de tirs riches en données.

En pratique, la mesure est d'abord importée comme un couple de variables "signal" et "temps" dans le code. La première partie du signal (avant le phénomène) est isolée puis, une transformée de Fourier rapide (Fast Fourier Transform ou FFT) est effectuée. On en déduit alors la fréquence de la porteuse, c'est-à-dire la fréquence liée à la vitesse pivot. Une fois cette fréquence identifiée par la méthode précisée précédemment, on procède à l'analyse temps/fréquence du signal, puis le spectrogramme est affiché. Une fonction masque est alors appliquée afin d'isoler la partie du spectrogramme utile puis une détection de maxima est effectuée. Le signal en fréquence est alors mis à l'échelle afin d'obtenir le signal en vitesse. Il est possible d'appliquer un filtre de la porteuse afin de la masquer, ce qui peut s'avérer utile si le signal présente des vitesses faibles et donc proches de la porteuse.

À noter qu'une étude comparative entre Caféine et Théine a été effectuée pour des mesures de vitesse de face arrière. Le but est de valider le code de post-traitement développé en interne par rapport à Caféine, qui est un code de post-traitement validé sur d'autres études [6]. Ces résultats sont présentés figure 2.14. Les algorithmes d'extraction des vitesses sont différents dans les deux codes, ce qui explique les disparités, mais le résultat reste dans une précision acceptable. À noter encore une fois que les paramètres de post-traitement peuvent influencer le résultat final, il s'agit

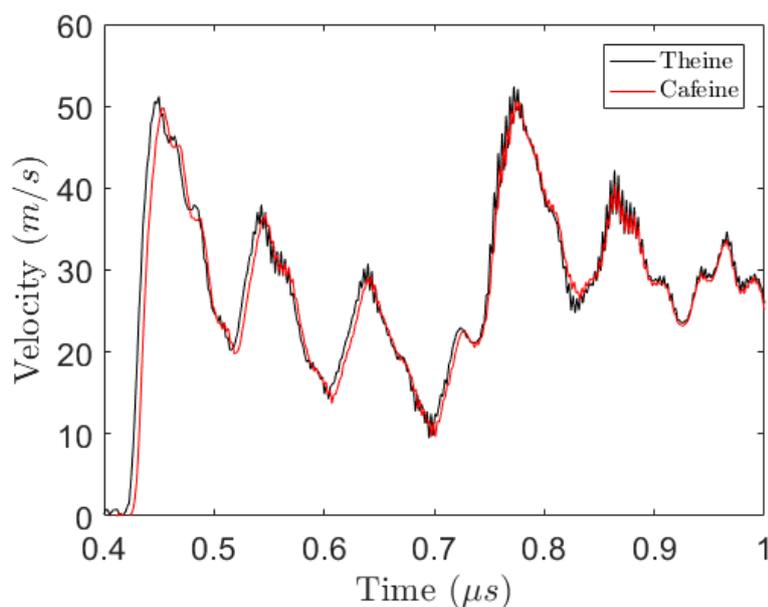


FIGURE 2.14 – Comparaison entre Caféine et Théine sur un signal issu d’un choc sur assemblage collé à paramètres de traitement égaux (fenêtre rectangle large de 707 points, recouvrement de 10%)

de trouver le bon compromis entre une précision temporelle acceptable pour observer tous les évènements, et une précision en vitesse acceptable. Dans le cas d’une fenêtre trop large, certains évènements courts peuvent être lissés dans la moyenne et donc disparaître du signal. Dans le cas d’une fenêtre trop étroite, il est impossible de déterminer avec précision la vitesse.

Un dernier aspect est le fenêtrage du signal. La transformée de Fourier est supposée être appliquée sur des signaux de durée suffisante, voire des signaux de longueur infinie. Le problème se pose donc pour une application numérique dont le signal est forcément de taille limitée, voire, dans le cas d’une fenêtre d’échantillonnage, très limitée. Le début et la fin du signal influencent alors le calcul et font apparaître des artefacts qui se manifestent par des pics de fréquences non physiques, aussi appelés lobes, représentés sur la figure 2.16. Pour remédier à ce problème, on peut utiliser des fonctions de fenêtrage que l’on multiplie avec le signal afin de minimiser l’amplitude des lobes dits secondaires. Ces fonctions ne sont pas utiles dans le cas d’un signal comportant une seule vitesse et sans bruit. Dans le cas d’un signal comprenant plusieurs vitesses et/ou du bruit, les artefacts liés aux lobes secondaires complexifient l’interprétation du signal. Cette correction est illustrée sur les figures 2.15 et 2.16 dans lesquelles une FFT a été effectuée à paramètres égaux sur un signal brut et sur un signal multiplié par une fonction de Hann d’ordre 1. Dans le cas de mesures effectuées par vélocimétrie hétérodyne, l’amplitude du signal laser mesuré n’apporte aucune information quant à la vitesse, mais celui-ci doit être suffisant pour pouvoir différencier nettement le bruit du signal de vitesse sur un spectrogramme.

On constate une grande atténuation des lobes secondaires grâce à la fonction d’échantillonnage Hann d’ordre 1 sur la figure 2.16. Il y a aussi atténuation du pic principal, ce qui importe peu dans l’étude du décalage en fréquence. Il faut cependant veiller à ce que cette atténuation du pic principal ne rende pas le signal difficilement détectable par rapport au bruit.

Dans le but de rechercher un optimum dans le traitement du signal pour notre post-traitement, plusieurs fenêtres ont été testées. L’annexe A référence ces fenêtres et compare les résultats obtenus. Cette étude comparative permet aussi d’illustrer les limites du traitement temps-fréquence, ainsi que la nécessité de faire des compromis entre résolution temporelle et précision en fréquence.

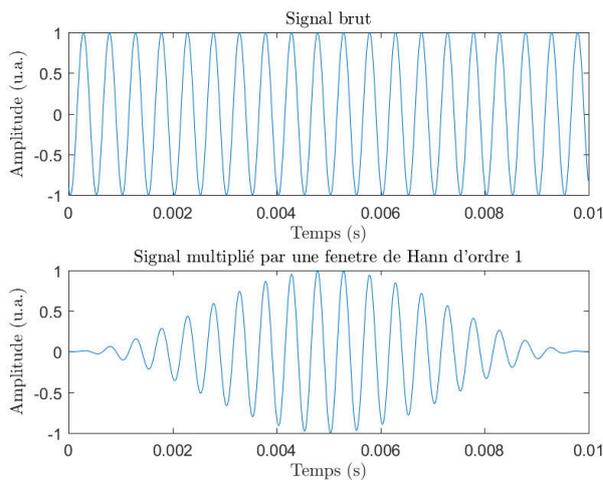


FIGURE 2.15 – Signal sinusoïdal simple, de fréquence 2000 Hz, brut et multiplié par fonction de fenêtrage (Hann ordre 1)

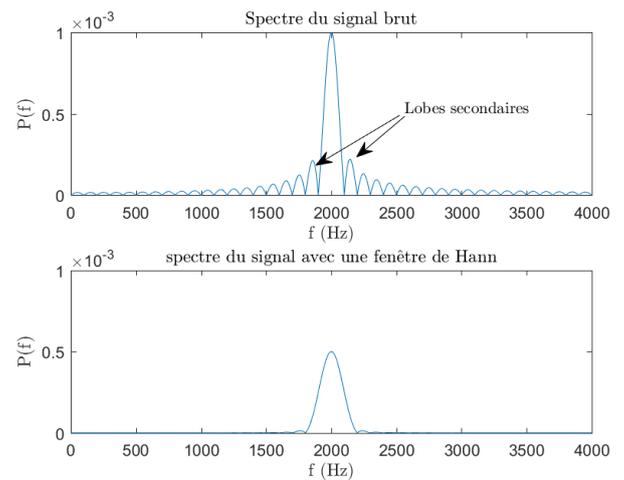


FIGURE 2.16 – Spectre du signal brut et du signal multiplié par fonction de fenêtrage (Hann ordre 1)

## 2.5 Synthèse de chapitre

Ce chapitre a permis de présenter le dispositif de choc laser utilisé et d'en définir l'ensemble de ses caractéristiques. Dans le cadre du travail effectué, le but est d'utiliser la source laser à son point de fonctionnement optimal et de moduler de manière contrôlée la puissance en sortie. Un soin a été apporté également pour maîtriser les incertitudes de mesure et savoir dans quel intervalle d'erreur se situent les grandeurs impliquées. De plus, des méthodes d'échantillonnage ont été mises en place afin de caractériser chaque tir et de permettre de revenir à la pression d'ablation. De même, le faisceau et le profil temporel de l'impulsion sont connus. Le code ESTHER a permis à partir de ces paramètres d'évaluer une pression d'ablation ainsi que de confirmer une impulsion de référence quant à son profil temporel et spatial. Cette étape est importante, car elle permet de fournir les conditions de chargement au modèle pour la simulation par éléments finis dont la précision et la fiabilité dépendent des conditions aux limites.

Le chargement et les conditions limites estimées à l'issue du travail effectué dans cette partie ont fait appel à des outils numériques et donc à certaines hypothèses de modélisation. Ces données sont donc déjà une approximation. Dans le cadre des mesures effectuées sur aluminium dont le comportement est connu dans le domaine élastique, des comparaisons semblent confirmer la validité des modélisations effectuées. Cependant, le choix a été fait d'étendre cette validité à des fluences plus grandes. Il est donc possible de remonter à la pression seulement à partir d'une mesure d'énergie en considérant l'impulsion à paramètres laser fixés. Par la suite, tous les tirs seront donc caractérisés par leur fluence.

Ce chapitre a également présenté les dispositifs de mesures impliqués dans le travail de thèse. Le premier constat est que le seul paramètre accessible de façon fiable est la vitesse en face arrière en un point donné. Le post-traitement des données nécessite un soin particulier, et demande une recherche des paramètres de dépouillement optimaux afin de ne pas manquer certains événements tout en évitant de créer des artefacts. Le système VH se prête en revanche assez bien au type de mesures effectuées, en particulier pour la fenêtre d'enregistrement plutôt large qu'il offre.

Ainsi, le travail présenté dans cette partie permet de définir les caractéristiques de l'impulsion de référence qui seront utiles aux travaux qui vont suivre présentant des simulations du choc laser.

## Bibliographie

- [1] C. Bolis, L. Berthe, M. Boustie, M. Arrigoni, S. Barradas, and M. Jeandin. Physical approach to adhesion testing using laser-driven shock waves. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(10) :3155–3163, may 2007.
- [2] D. Courapied. *Laser-matter interaction study in a water-confined environment with two laser pulses*. Thèse, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, December 2016.
- [3] S. Bardy. *Control and optimization of laser shock adhesion test on bonded assemblies*. Thèse, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, December 2017.
- [4] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669–4675, nov 1972.
- [5] M E Lowry, N E Molau, P D Sargis, O T Strand, and D Sweider. Photonic doppler velocimetry. *Lawrence Livermore National Lab. technical report*, 1 1999.
- [6] G. Prudhomme. *Study of particles clouds ejected under shock : the contributions of Photonic Doppler Velocimetry*. Thèse, Ecole nationale supérieure d’arts et métiers - ENSAM, December 2014.

## Chapitre 3

# Dispositif expérimental de l'étude

### 3.1 Préambule

La finalité de ce travail est de proposer une méthode afin d'évaluer l'innocuité de l'essai LASAT sur l'assemblage testé. Or, comme expliqué dans le chapitre 1, cette méthode est applicable sur de nombreuses configurations d'assemblages collés impliquant aussi bien des matériaux métalliques, composites que plastiques. Même si l'objectif est de proposer une méthode universelle, il convient de la valider sur un cas où les effets du choc laser sont connus et maîtrisés. Le but est de concevoir un assemblage de référence pour lequel la propagation du choc, et éventuellement l'endommagement, est quantifiable et mesurable de façon simple. Il s'agit de limiter au maximum le nombre de paramètres intervenant dans la propagation du choc pour se concentrer sur l'essentiel, à savoir l'étude de l'endommagement et des propriétés mécaniques post-chocs. Il convient pour cela de choisir pertinemment les matériaux des substrats ainsi que les adhésifs. Une fois le choix effectué, une modélisation du comportement mécanique ainsi qu'une caractérisation des paramètres en jeu s'avèrent nécessaires pour déterminer une configuration adéquate. Cette configuration doit permettre d'une part de générer un endommagement maîtrisé, et d'autre part être adaptée au montage Arcan modifié.

### 3.2 Configuration retenue

De par l'application industrielle choisie, l'assemblage comportera nécessairement deux substrats du même matériau et un adhésif structural. Les matériaux choisis doivent à la fois satisfaire des critères liés au choc laser et au collage. En ce qui concerne l'aspect de la propagation du choc, le choix se portera sur des matériaux isotropes, non poreux et aisément caractérisables quant à l'interaction laser-matière. Le matériau substrat sera donc de préférence métallique pour assurer ces critères. Il est donc exclu de commencer par l'étude des composites, même si la caractérisation de ce type de matériau peut-être un complément par la suite. Il faut aussi considérer l'adaptation des impédances de choc afin de propager suffisamment de pression dans l'assemblage et ainsi provoquer sa rupture. Dans le cas d'un choc propagé dans un matériau d'impédance élevée vers un matériau d'impédance faible, un écart d'impédance trop grand provoquera une réflexion quasi totale de l'onde vers le matériau incident. Ce taux de transmission est donné par la relation (3.1) :

$$\frac{P_{tra}}{P_{inc}} = 2 \frac{Z_{inc}}{Z_{inc} + Z_{tra}} \quad (3.1)$$

Ici,  $P_{inc}$  est la pression incidente,  $P_{tra}$  la pression transmise,  $Z_{inc}$  l'impédance du matériau incidente et  $Z_{tra}$  l'impédance du matériau dans laquelle l'onde se transmet. Par exemple, dans le cas d'une colle époxy et d'une pression incidente de 1 GPa un substrat en tantale transmettra une pression approximative de 100 MPa, un substrat acier quant à lui transmettra une pression approximative de 170 MPa et un substrat aluminium transmettra une pression approximative de 330 MPa.

Le choix s'est donc porté sur un alliage d'aluminium pour plusieurs raisons. D'une part parce qu'il respecte les conditions évoquées ci-dessus : il permet une transmission correcte de la pression, mais surtout l'interaction laser-matière a déjà été caractérisée et validée sur l'aluminium dans de nombreux travaux. De plus, ce matériau se prête bien au collage en raison de sa facilité de préparation de surface et de ses propriétés mécaniques [1]. Pour ces travaux de thèse, la nuance retenue a été l'alliage d'aluminium 2024 T3.

Concernant l'adhésif, le choix est plus large, car les propriétés sous choc évoluent peu d'une formulation à l'autre. Certaines particularités peuvent cependant s'avérer problématiques comme par exemple la présence de charges (billes de verre, billes de caoutchouc) qui peuvent perturber le passage du choc. De même, les colles peuvent présenter des porosités ou des bulles liées à l'air piégé dans la colle non polymérisée lors du mélange des composants. Dans cette étude, trois colles ont été étudiées : deux adhésifs méthacrylates (SAF30/45 et Lord 410/17) et un adhésif époxy (Araldite 2012). Ces adhésifs ont été choisis au cours de la thèse pour des besoins liés à la mise en œuvre :

- La SAF 30/45 : cet adhésif (méthacrylate bi composant) a été retenu après discussion avec l'industriel. Celui-ci était, à première vue, adapté aux applications de collage de radômes et a donc suscité un intérêt. Il s'est avéré au final que celui-ci présentait des difficultés conséquentes de mise en œuvre (qui seront abordées au chapitre 5). En effet, garantir la polymérisation totale et correcte de cet adhésif peut poser problème, en particulier en présence d'oxygène. Cet adhésif a été utilisé pendant les 18 premiers mois du projet, et a été caractérisé sous choc, mais il s'est avéré difficile à utiliser pour la mise en place dans le montage Arcan modifié.
- La LORD 410-17 : Pour pallier les problèmes liés à la polymérisation de la SAF 30/45, un adhésif de même nature (méthacrylate bi composant) a été retenu, en accord avec le partenaire industriel. Plus simple à mettre en œuvre, il s'est avéré cependant impossible à endommager avec la puissance laser disponible. Un troisième adhésif a donc été utilisé.
- L'Araldite 2012 : Cette fois-ci le critère de sélection a été l'endommagement sous choc. Cet adhésif contrairement aux autres est un adhésif époxy bi composant à polymérisation rapide. Il a notamment permis de continuer d'étudier le protocole avec le montage Arcan modifié.

Leurs propriétés données par le fabricant sont détaillées en annexe C. À noter que les vitesses du son et la masse volumique diffèrent peu d'une composition à l'autre. Cependant, les propriétés mécaniques et en particulier la limite à rupture ainsi que la ductilité aux vitesses de sollicitation utilisées diffèrent grandement. Il en va de même pour le comportement à l'interface, c'est-à-dire que l'adhésion de la colle peut varier significativement d'une formulation à une autre sur un même substrat.

Le principe est donc de soumettre à un choc laser un assemblage aluminium/adhésif/aluminium afin de créer des lamelles adaptables, post-choc, à un montage expérimental permettant de caractériser l'endommagement. Pour notre étude, le choix s'est porté sur l'utilisation du montage Arcan modifié. Cette procédure nécessite de mettre au point un assemblage avec une géométrie adaptée à la géométrie Arcan, avec l'idée de définir une configuration qui permet-

tra de générer, modéliser et caractériser simplement le choc et l'endommagement associé. Le but de cette modélisation est de permettre de remonter à une contrainte à rupture de l'assemblage, d'interpréter au mieux les données expérimentales et éventuellement de définir des propriétés mécaniques post-chocs. Ce chapitre a pour but de présenter les modèles retenus pour chaque matériau et de comparer les résultats aux mesures.

### 3.3 Modélisation de l'alliage d'aluminium 2024 T3 sous choc

#### 3.3.1 Comportement général sous choc

Comme défini précédemment, le matériau substrat considéré est l'aluminium, pour des épaisseurs comprises entre 1 mm et 0.4 mm. Cet aluminium est soumis à un choc intense qu'il s'agit de décrire par la contrainte au sein du matériau. Pour évaluer le comportement sous choc, il faut tout d'abord s'intéresser à l'expression du tenseur de contrainte :

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

On peut séparer celui-ci en deux parties :

- La partie hydrodynamique, qui correspond à la diagonale du tenseur de contrainte, autrement dit  $\sigma_{ii}$ . On définit alors la pression hydrodynamique comme  $P = \sum_{k=1}^3 \sigma_{kk}$ . Cette partie peut-être décrite par une loi hydrodynamique couplée à une équation d'état.
- La partie déviatorique, qui correspond à la partie hors de la diagonale. Elle permet de décrire une transformation à volume constant, ainsi que la plasticité. Cette partie peut-être décrite par une loi de comportement.

Pour l'aluminium dans cette étude, l'approche numérique est basée sur la séparation du tenseur de contrainte en partie hydrodynamique et en une partie déviatorique.//

#### 3.3.2 Comportement hydrodynamique

En ce qui concerne la description de la partie hydrodynamique, il est possible d'utiliser la description faite au chapitre 1. Cette relation permet d'établir un lien entre la pression hydrodynamique et la vitesse matérielle. Cette partie permet également d'évaluer le comportement thermodynamique du matériau en utilisant en parallèle une loi de comportement.

La loi hydrodynamique utilisée pour cet aluminium est une  $U_s - u_p$  ou la relation entre la vitesse matérielle  $u$  et la vitesse du choc  $D$  est mise en relation par 3.3 :

$$D = C_0 + su \quad (3.3)$$

Avec  $C_0$  la vitesse du son dans le milieu (ce paramètre peut changer par variation de masse volumique liée à une compression) et à  $s$  un paramètre du matériau. On obtient alors la relation (3.4) :

$$P - P_0 = \rho_0(C_0 u + s u^2) \quad (3.4)$$

Une première simulation unidimensionnelle a été réalisée sous Abaqus, en utilisant un modèle  $U_s - u_p$ , avec les données de la littérature du tableau 3.1 et une capacité calorifique  $C_p = 850 J/(kg.K)$ . Par défaut avec l'utilisation du module  $U_s - u_p$ , Abaqus implémente une loi de Mie-Grüneisen (3.5) :

$$p_1 - p_0 = \frac{\Gamma(v)}{v} (E_1 - E_0) \quad (3.5)$$

Les paramètres utilisés dans la simulation sont issus de la base de données expérimentale de Los Alamos [2] :

$\rho_0$ (kg/m <sup>3</sup> )	$C_0$ (m/s)	s	$\Gamma$
2785	5328	1.338	2.00

TABLE 3.1 – Paramètres hydrodynamiques pour l'alliage aluminium 2024 T3 [2]

Cette étude donne pour une pression pic de 2.5 GPa une augmentation de température de 15 K. Cette élévation de température tend à correspondre avec une autre étude de Walsh *et al.* [3] sur la température sous choc de l'aluminium où cette élévation de température est évaluée à 20 K. Dans ce contexte on peut négliger l'échauffement adiabatique dans la suite de l'étude.

Le modèle hydrodynamique retenu pour la suite des simulations (utilisé en parallèle d'un modèle de plasticité) est le modèle  $U_s - u_p$  présenté associé aux valeurs de la table 3.1.

### 3.3.3 Plasticité sous choc

Il s'agit à présent de décrire la partie déviatorique du tenseur des contraintes. L'aluminium, comme beaucoup de métaux, est souvent considéré comme un matériau élastoplastique, voire élasto-viscoplastique [4]. Dans le cas d'un choc, les niveaux de pression amènent souvent à la plastification du matériau. Ce comportement se manifeste par l'apparition d'un précurseur élastique. Dans le cas d'un comportement élastoplastique parfait, ce précurseur se traduit par une discontinuité dans le front de montée en vitesse suivie d'un court plateau. Dans le cas d'un comportement viscoplastique, le précurseur élastique apparaît comme un changement de pente dans le front de montée de vitesse. Des tirs avec une mesure de vitesse en face arrière ont été réalisés sur l'alliage choisi pour cette étude, et dont les résultats sont présentés figure 3.1. On y observe effectivement le changement de pente caractéristique d'un précurseur élastique.

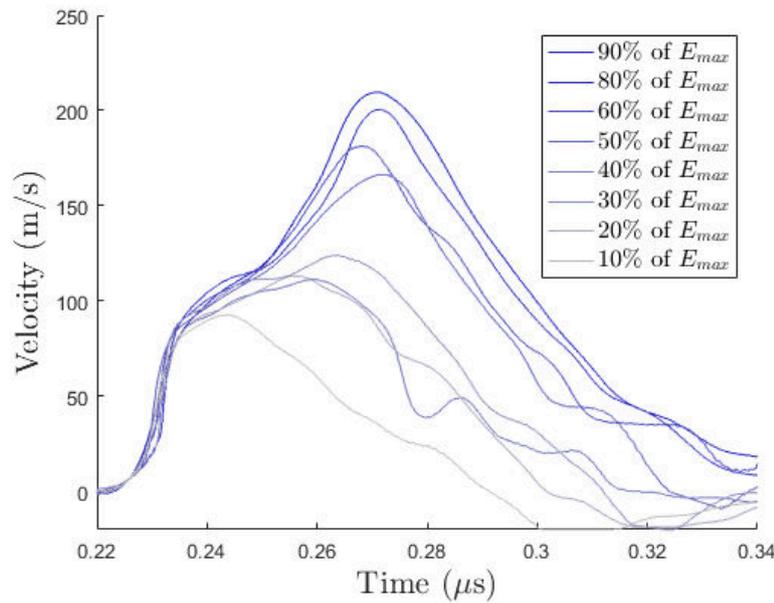


FIGURE 3.1 – Mesure de vitesse en face arrière de 10% à 90% de l'énergie maximum du laser. Tache focale de 3 mm de diamètre pour une épaisseur de 1mm.

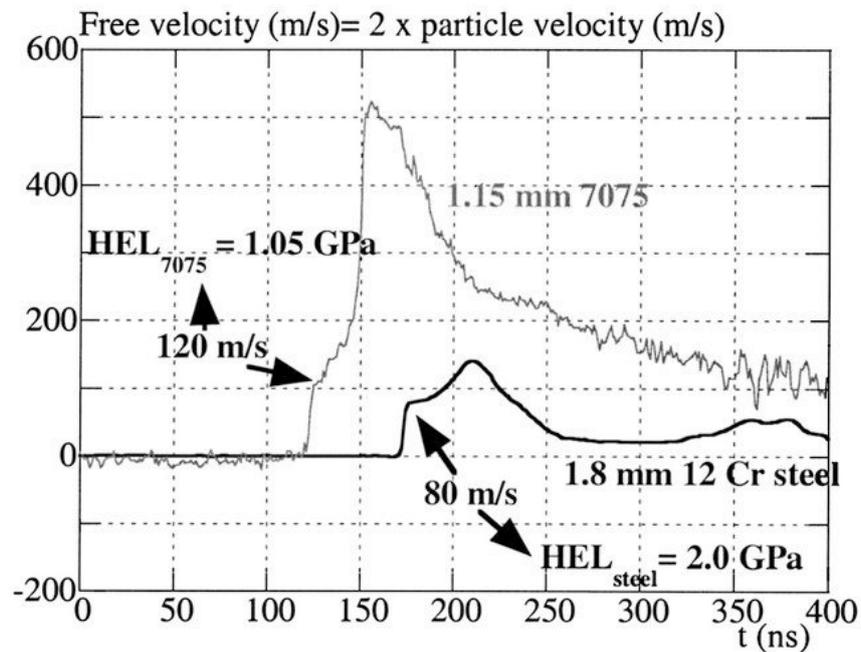


FIGURE 3.2 – Exemple de précurseur élastique obtenu par choc laser sur un alliage d'aluminium 7075 et un acier issu des travaux de Peyre [5]. La mesure de vitesse en face arrière avec un VISAR met bien en évidence le débouché de la partie élastique de l'onde avant le reste de l'onde.

Pour comprendre ce phénomène, il faut analyser l'influence de la plasticité sur le comportement de l'onde. La plastification sous choc a pour principal effet de changer les propriétés mécaniques du milieu de propagation, et particulièrement la vitesse du son. Cet effet a été démontré par Peyre *et al.*[5]. Dans la mise en équation caractérisant ce phénomène, on retrouve l'expression de la vitesse du son élastique dans l'équation (3.6) et la vitesse du son plastique dans l'équation (3.7), ce qui montre que l'onde élastique se propage toujours plus vite que l'onde plastique (équation (3.8)) :

$$c_l = \sqrt{\frac{1}{\rho} \left( K + \frac{4}{3} G \right)} \quad (3.6)$$

$$c_b = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (3.7)$$

$$\frac{c_b}{c_l} = \sqrt{\frac{K}{K + \frac{4}{3} G}} = \sqrt{\frac{3(1-\nu)}{1+\nu}} < 1 \quad (3.8)$$

Où  $K$  est le module d'élasticité isostatique,  $G$  le module de cisaillement et  $\nu$  le coefficient de poisson. La plastification intervient lorsque le front de choc dépasse la limite élastique d'Hugoniot (ou Hugoniot Elastic Limit, HEL, en anglais), qui dépend elle-même de la limite d'élasticité du matériau  $Y$ , comme le montre la relation (3.9) :

$$\sigma_{HEL} = \sigma_y \frac{1-\nu}{1-2\nu} \quad (3.9)$$

On peut alors observer la propagation d'un précurseur élastique : une onde plus rapide que l'onde plastique qui se propage en amont. Ce phénomène est illustré en figure 3.2 au travers d'une mesure de vitesse de face arrière.

### 3.3.4 Plasticité indépendante de la vitesse de déformation

Il reste donc à évaluer la limite élastique  $\sigma_y$  du matériau. L'hypothèse la plus simple est celle du matériau élastoplastique parfait, c'est-à-dire  $\sigma_y = Y$ . Une fois la limite d'élasticité atteinte, la contrainte n'augmente plus et la déformation croît jusqu'à rupture. D'autres approches, comme celle de Ramberg-Osgood présentée sous forme unidimensionnelle équation (3.10), prennent en compte le comportement non linéaire de la plasticité avec un adoucissement de la transition élastique/plastique :

$$\epsilon_p = \left( \frac{\sigma}{K} \right)^{\frac{1}{m}} \quad (3.10)$$

Où la déformation plastique  $\epsilon_p$  dépend de la contrainte  $\sigma$ , ainsi que de deux paramètres matériaux  $K$  et  $m$ . On peut aussi noter la loi de Hollomon, aussi appelée loi puissance, sous forme unidimensionnelle en équation (3.11). Dans ce cas-là, la contrainte en régime plastique est aussi décrite par la limite d'élasticité  $\sigma_y$ , et par des coefficients matériaux  $k$  et  $n$ .

$$\sigma = \begin{cases} E\epsilon, & \text{pour } \epsilon < \frac{\sigma_y}{E}. \\ \sigma_y + k\sigma_y(\epsilon_p)^n, & \text{pour } \epsilon > \frac{\sigma_y}{E}. \end{cases} \quad (3.11)$$

Ces équations permettent de décrire un comportement plastique dans le cas où la limite d'élasticité ne comporte aucune dépendance à la vitesse de déformation. Cependant, expérimentalement cette hypothèse s'est révélée fautive en particulier dans le cas de l'aluminium et de ses alliages.

### 3.3.5 Viscoplasticité

Dans le cas de la dynamique rapide, et donc de chocs, il faut aussi prendre en compte la dépendance à la vitesse de déformation. En effet, certains matériaux (métalliques principalement) ont une limite d'élasticité et/ou un modèle d'écoulement plastique sensible à cette vitesse de déformation. Il existe alors plusieurs modèles pour décrire ce phénomène. Le plus simple est le cas de viscoplasticité parfaite, aussi appelé loi de Norton, présentée dans sa version 1D en équation (3.12) [6] :

$$\sigma = \lambda(\dot{\epsilon}_p)^{1/N} \quad (3.12)$$

Le schéma rhéologique d'un système viscoplastique parfait est présenté figure 3.3. Ce schéma mène à une détermination de la déformation totale sous la forme en (3.13) :

$$\begin{cases} \dot{\epsilon}_{total} = \dot{\epsilon}_{elastique} + \dot{\epsilon}_{plastique} \\ \dot{\epsilon}_{elastique} = \frac{\sigma}{E} \\ \dot{\epsilon}_{plastique} = \left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^N \end{cases} \quad (3.13)$$

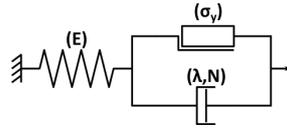


FIGURE 3.3 – Schéma rhéologique d'un modèle élasto-viscoplastique parfait.

Il existe d'autres modèles comme celui de Johnson-Cook en équation (3.14) [7], un modèle empirique :

$$\sigma_y = (A + B\epsilon_p^n)(1 + C \ln(\frac{\dot{\epsilon}_p}{\dot{\epsilon}_0}))(1 - (T^*)^m) \quad (3.14)$$

Celui-ci permet de décrire la contrainte seuil d'écoulement plastique à l'aide des paramètres  $A$  (la limite d'élasticité du matériau),  $B$ ,  $C$  et  $n$ . On peut constater que le terme  $(A + B\epsilon_p^n)$  correspond à un modèle de plasticité sous sollicitation quasi statique proche de la loi de Hollomon décrite précédemment. Le terme  $(1 + C \ln(\frac{\dot{\epsilon}_p}{\dot{\epsilon}_0}))$  correspond à la dépendance en vitesse et le terme  $(1 - (T^*)^m)$  permet de prendre en compte l'influence de la température. La vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}_0$  est considérée comme la référence quasi statique utilisée pour l'identification des autres paramètres  $A$ ,  $B$  et  $n$ .

Cette dernière loi est couramment utilisée pour les matériaux métalliques avec des résultats satisfaisants pour des vitesses de déformation de  $10^1 s^{-1}$  à  $10^3 s^{-1}$  [8] ou encore jusqu'à  $10^5 s^{-1}$  [9].

Un autre modèle semi-empirique, le modèle de Steinberg-Cochran-Guinan (SCG) a aussi été développé par Steinberg *et al.* [10] dans le but de prendre en compte l'influence de la vitesse de déformation, mais aussi de la pression hydrodynamique ainsi que de la température sur la contrainte seuil d'écoulement plastique  $\sigma_m$ . Ce modèle permet aussi de décrire l'influence de la pression sur le module de cisaillement  $G$ . Il propose alors de décrire  $\sigma_m$  et  $G$  avec les relations suivantes :

$$\begin{cases} G = G_0 + G'_P \frac{P}{\eta^{1/3}} + G'_T (T - T_0) \\ \text{avec } \eta = \frac{\rho}{\rho_0}, G'_P = \frac{\partial G}{\partial P} \text{ et } G'_T = \frac{\partial G}{\partial T} \end{cases} \quad (3.15)$$

Où  $G_0$  est le module de cisaillement initial,  $T_0$  la température à l'état de référence,  $\rho_0$  la masse volumique initiale et  $\rho$  la masse volumique au cours de la déformation. La température à l'état de référence est souvent prise à  $T_0 = 300K$ . De même, Steinberg *et al.* considèrent  $G'_P$  et  $G'_T$  comme des constantes matériaux [10].

$$\begin{cases} \sigma_y = A [1 + \beta(\epsilon_p + \epsilon_{pi})]^n \left[ 1 + \frac{A'_P}{A} \frac{P}{\eta^{1/3}} + \frac{G'_T}{G_0} (T - T_0) \right] \\ \text{avec } \eta = \frac{\rho}{\rho_0}, A'_P = \frac{\partial \sigma_y}{\partial P} \text{ et } G'_T = \frac{\partial G}{\partial T} \end{cases} \quad (3.16)$$

Ici  $A$  est la limite d'élasticité,  $(\beta, n)$  des paramètres matériaux décrivant l'écroutissage. De même  $A'_P$  est considéré comme constant. Ici  $\epsilon_p$  est la déformation plastique et  $\epsilon_{pi}$  la déformation plastique initiale. Ce modèle a été utilisé dans les travaux de Bardy [11] pour caractériser des aluminiums sous choc laser.

### 3.3.6 Choix d'un modèle pour l'alliage d'aluminium 2024 T3

Plusieurs critères rentrent en compte dans le choix du modèle. Tout d'abord, la pertinence de celui-ci vis-à-vis des phénomènes étudiés et des paramètres en jeu. Dans le cas étudié, la dépendance à la vitesse de déformation doit-être prise en compte, comme préconisé par d'autres études sur cet alliage à des vitesses de déformation inférieures à celles étudiées ici [7]. La loi de Johnson-Cook est directement implémentée dans le code Abaqus utilisé dans ces travaux, ce qui n'est pas le cas de la loi SCG qui nécessite la programmation en Fortran d'une sous-routine. L'approche a donc été la suivante : commencer par utiliser une loi connue, implémentée avec un nombre de paramètres matériaux réduits avant de passer, si besoin est, à une loi plus complète. Pour cette raison, la loi de Johnson-Cook a été identifiée en priorité.

### 3.3.7 Méthode d'identification

La loi de Johnson-Cook met en jeu de nombreux paramètres matériaux à identifier, de préférence en ne faisant varier expérimentalement qu'un seul paramètre à la fois. Or, la sollicitation par choc laser ne permet pas d'obtenir une vitesse de déformation constante ni un plateau de pression constante. Pour identifier les paramètres, il faut donc utiliser une approche inverse. Cette méthode consiste à utiliser plusieurs jeux de paramètres comme donnée d'entrée de simulations par éléments finis, puis de comparer les résultats avec une mesure expérimentale. Le choix du jeu de paramètres optimal peut être estimé par des méthodes d'optimisation ou par un balayage paramétrique associé à une minimisation de l'erreur. Cette approche peut-être très coûteuse en temps de calcul et n'assure pas de trouver un jeu de paramètres unique.

Le but est donc d'identifier le maximum de paramètres hors identification inverse. Pour cela il faut considérer la loi de Johnson-Cook comme une loi composée d'une part d'une dépendance à la déformation plastique ( $A + B\epsilon_p$ ) et d'autre part d'une dépendance à la vitesse de déformation ( $1 + C \ln(\frac{\dot{\epsilon}_p}{\dot{\epsilon}_0})$ ).

On constate alors qu'en imposant  $\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon}_0$  (autrement dit pour une sollicitation quasi statique), l'influence de la vitesse de déformation sur le comportement est nulle. On peut en alors commencer par identifier les paramètres qui ne dépendent pas de la vitesse de déformation, c'est-à-dire

$A$ ,  $B$  et  $n$ . Pour ce faire, des données d'essais quasi statiques ont été utilisées, issues des travaux de Pourhassan *et al.* [12].

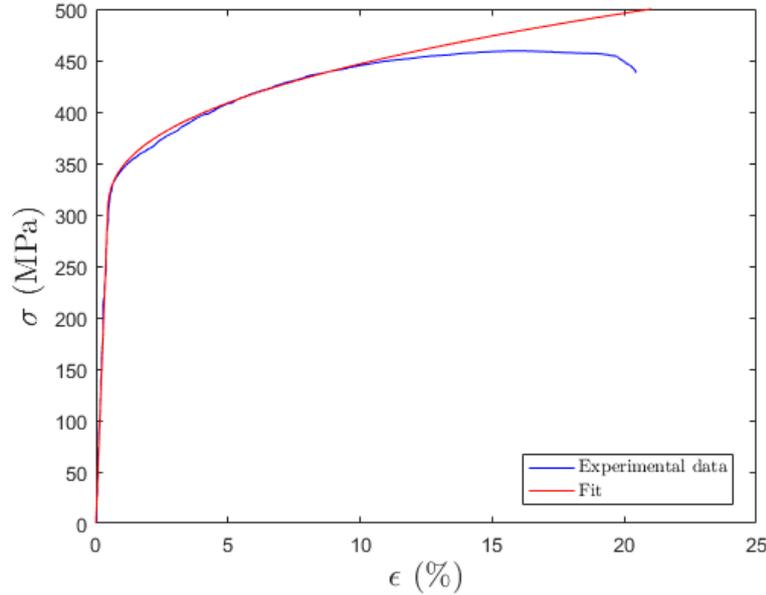


FIGURE 3.4 – Essai de traction sur éprouvette (2024 T3) à  $0.001 s^{-1}$  [12].

reference	E (GPa)	$\nu$	A (MPa)	B (MPa)	n	C	$\rho$ ( $kg/m^3$ )
Johnson and Cook [7]	71	0.33	265	426	0.34	0.015	2770
Identification partielle	68	0.33	304 ([12])	377 ([12])	0.41 ([12])	//	2774

TABLE 3.2 – Paramètres pour l'alliage aluminium 2024 T3 [7] [12].

Il reste donc à identifier les paramètres liés à la dépendance en vitesse, c'est-à-dire uniquement le paramètre  $C$ . Ce paramètre influence la valeur du pic de vitesse en face arrière, mais surtout la valeur de la limite élastique Hugoniot comme on peut le constater sur la figure 3.5. Expérimentalement, la vitesse de pic du précurseur élastique varie peu comme on peut le constater sur la figure 3.1. Les simulations éléments finis avec une loi de Johnson-Cook présentent la même particularité, comme présenté figure 3.6. L'identification a donc été réalisée sur une unique valeur d'énergie laser, plus exactement 90% de  $E_{max}$ . Pour estimer ce paramètre, un balayage paramétrique a été effectué, puis le profil de vitesse en face arrière issu de la simulation a été comparé à une courbe expérimentale par la méthode des moindres carrés. La valeur du paramètre  $C$  a été retenue, comme la valeur minimisant l'erreur au sens des moindres carrés, présentée dans l'équation (3.17), où  $v_{exp,i}$  et  $v_{num,i}$  sont respectivement les valeurs de vitesses expérimentales et numériques.

$$err = \sum_{k=1}^n (v_{exp,i} - v_{num,i})^2 \quad (3.17)$$

Les simulations par éléments finis pour l'identification ont toutes été réalisées en 2D axi-symétrique afin de prendre en compte les ondes transverses qui semblent jouer un rôle important dans l'atténuation de la pression après le pic. Ce phénomène est illustré figure 3.7, où une simulation a été réalisée avec plusieurs rayons de tache d'ablation à plus ou moins  $0.25 mm$ , soit environ 17% de la valeur centrale. On y observe une détente significativement plus longue à

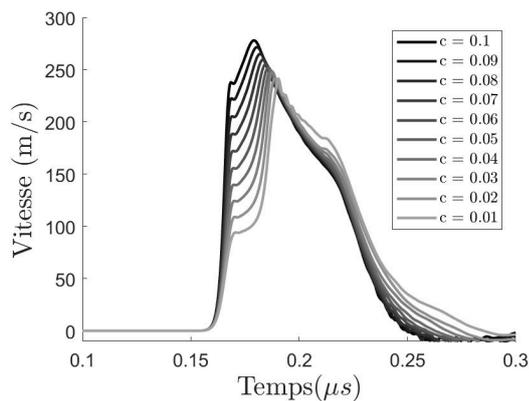


FIGURE 3.5 – Vitesses en face arrière simulées avec un modèle de Johnson-Cook sur une plaque d'aluminium de 1 mm (2024 T3) pour plusieurs valeurs de  $C$ .

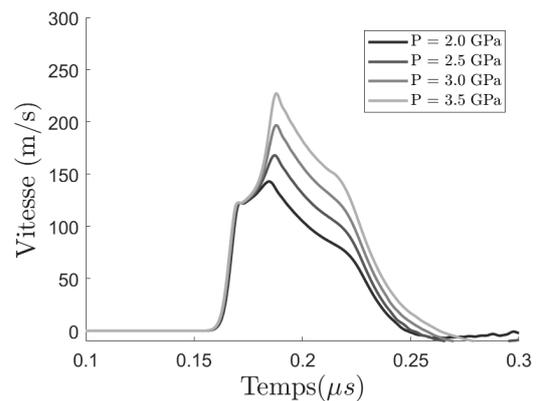


FIGURE 3.6 – Vitesse en face arrière simulée avec un modèle de Johnson-Cook sur une plaque de 1 mm (2024 T3) pour plusieurs valeurs de pic de pression.

rayon de tache focale croissante. Ceci montre l'importance de l'estimation de la répartition spatiale de pression. Dans cette étude le diamètre a été retenu à 3 mm, pour le profil de répartition de pression estimé au Chapitre 2.

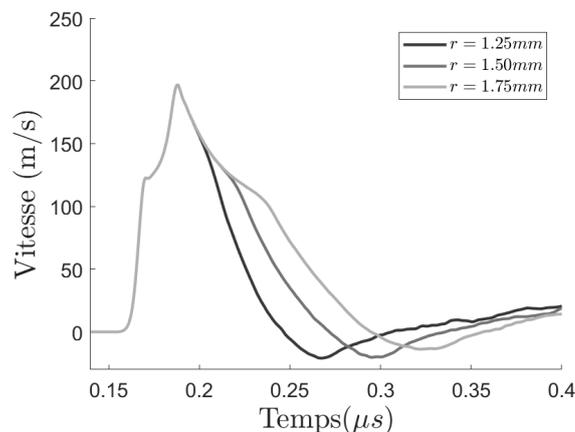


FIGURE 3.7 – Vitesse en face arrière simulée avec un modèle de Johnson-Cook sur une plaque de 1 mm pour plusieurs valeurs de  $r$  (pression d'entrée constante).

Cette estimation du profil de pression (temporel, spatial et valeur pic) est établie en bout de chaîne de mesure, et il reste difficile d'estimer avec certitude les erreurs cumulées lors des différentes mesures de répartition d'intensité lors des mesures d'énergie ainsi que les erreurs liées aux estimations de pression par simulation Esther présentées au Chapitre 2. Afin de prendre en compte ces éventuelles erreurs, une majoration de l'accumulation des erreurs a été fixée arbitrairement à 20% de la valeur estimée. Le balayage paramétrique a donc été réalisé pour un pic de pression  $P_0$ , et pour une valeur  $P_{sup} = 120\%P_0$  et  $P_{sup} = 80\%P_0$ .

Les erreurs estimées par méthode des moindres carrés sont présentées figures 3.8, 3.10 et 3.12 respectivement pour une pression 20% inférieure à  $P_0$ , et une pression 20% supérieure à  $P_0$ . Les valeurs de  $C$  retenues sont résumées dans le tableau 3.3. Une comparaison entre la simulation et la mesure expérimentale est présentée pour les trois cas figure 3.9 à la figure 3.13. Les erreurs respectives sont présentées figure 3.14, et on peut y constater que le niveau d'erreur le plus faible est celui établi pour le cas  $P_0$ . Ceci confirme que l'intervalle choisi est le bon et que le meilleur cas

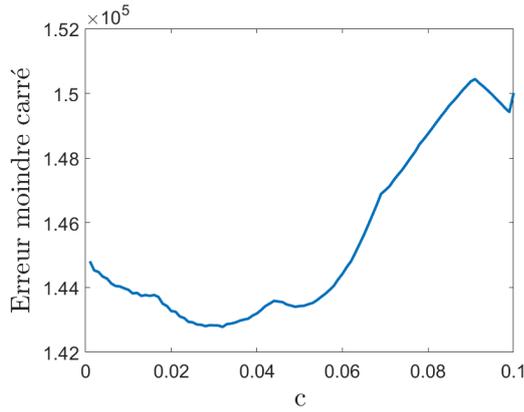


FIGURE 3.8 – Erreur estimée en fonction du paramètre  $C$  ( $P = 80\%P_0$ ).

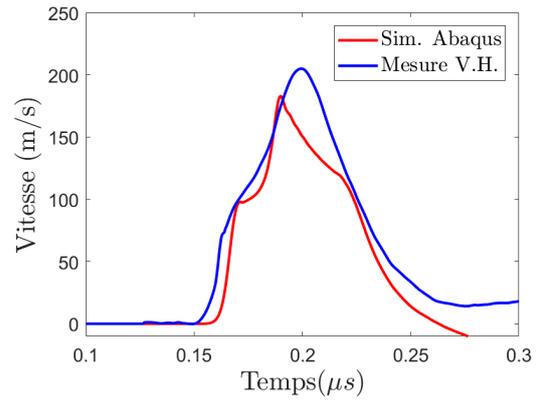


FIGURE 3.9 – Comparaison de la vitesse mesurée et de la vitesse estimée numériquement pour le  $C$  choisi ( $P = 80\%P_0$ ).

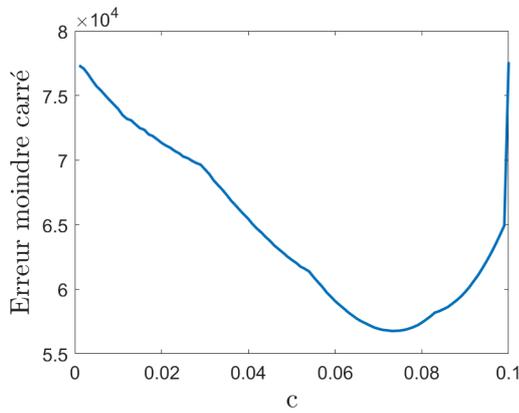


FIGURE 3.10 – Erreur estimée en fonction du paramètre ( $P = P_0$ ).

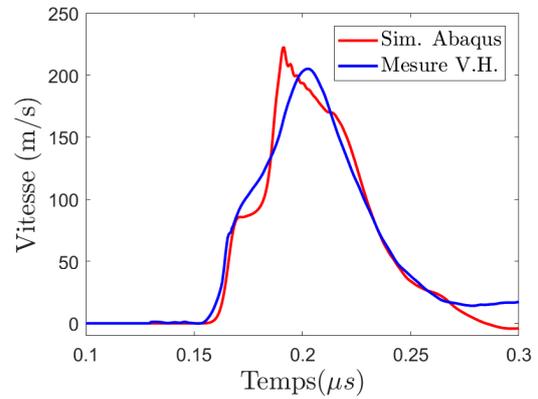


FIGURE 3.11 – Comparaison de la vitesse mesurée et de la vitesse estimée numériquement pour le  $C$  choisi ( $P = P_0$ ).

se situe entre 80% de  $P_0$  et  $P_0$ . Ce résultat semble confirmer que la valeur de pression estimée numériquement est correcte. Au final le paramètre  $C$  a été retenu à  $C = 0.0055$ , mais cette valeur peut atteindre 0.0155 pour une optimisation faite à partir d'une valeur de pression au bord de l'intervalle d'erreur choisi.

Cette identification repose sur une hypothèse importante concernant la V.H. : on estime que la vitesse mesurée par la V.H. est fidèle à la vitesse réelle. Or, pour des périodes aussi courtes, il est possible que le signal se trouve moyenné en raison du post-traitement des mesures qui implique l'utilisation d'une transformée de Fourier à court terme. Tous les résultats présentés ont été réalisés avec une largeur de fenêtre de 20 ns et un recouvrement de 98%. Il y a donc échantillonnage par fenêtre : une estimation de la vitesse à un instant donné prend en compte la vitesse un peu avant l'instant et un peu après. Ceci peut être comparé à une moyenne glissante du signal ce qui peut lisser une partie des extrema et des phénomènes avec des temps de variation

Valeur de pression	80% de $P_0$	$P_0$	120% de $P_0$
$C$	0.0137	0.0055	0.0155
Erreur	1.42e5	5.67e4	2.34e5

TABLE 3.3 – Valeurs de  $C$  estimées par balayage paramétrique

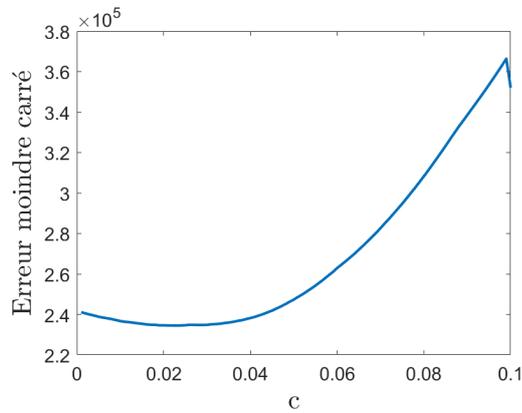


FIGURE 3.12 – Erreur estimée en fonction du paramètre  $C$  ( $P = 120\%P_0$ ).

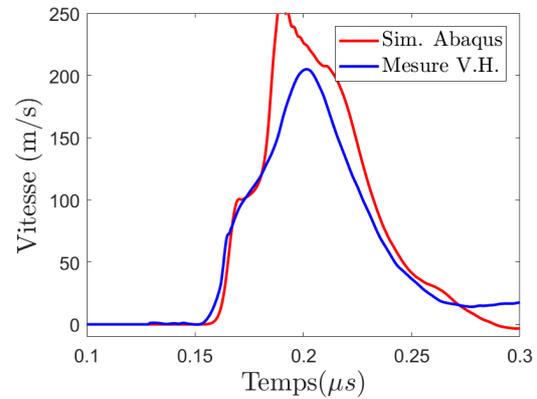


FIGURE 3.13 – Comparaison de la vitesse mesurée et de la vitesse estimée numériquement pour le  $C$  ( $P = 120\%P_0$ ).

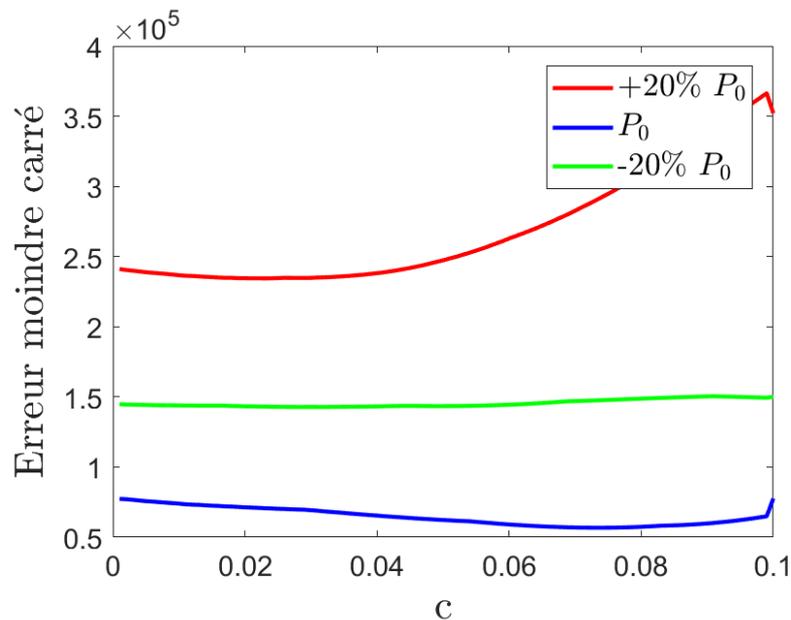


FIGURE 3.14 – Erreur estimée en fonction du paramètre  $C$  pour les trois valeurs de pression.

courts.

Plusieurs solutions sont donc envisageables pour prendre en compte la fonction de transfert du post-traitement. Il est possible d'utiliser un autre moyen de mesure, tel que le VISAR, et d'obtenir des vitesses en face arrière mieux résolues en temps. Une autre solution consiste à reproduire la moyenne liée au post-traitement sur la courbe issue de la simulation. On comparerait alors deux grandeurs de même nature, et l'identification serait plus précise.

Ces solutions n'ont pas été mises en place, mais constituent une piste pour affiner l'identification.

## 3.4 Modélisation et identification des adhésifs sous choc

### 3.4.1 Modèles de viscoélasticité unitaires

Dans le cas de matériaux polymères, on peut aussi constater une dépendance à la vitesse de déformation, mais cette fois-ci sur le comportement réversible et sans notion de seuil. Ce phénomène de viscoélasticité a une influence non négligeable non seulement sur le front de choc, mais aussi sur la détente [13]. Ce paramètre est d'autant plus important que la compréhension de la détente conditionne la compréhension de la rupture. Pour se faire, on peut considérer plusieurs approches du modèle basé sur deux mécanismes de base : le ressort pour le comportement élastique, sur la figure 3.15 et équation (3.18), et l'amortisseur sur la figure 3.16 et équation (3.19).

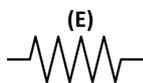


FIGURE 3.15 – Mécanisme de base : le ressort, représentatif du comportement linéaire.



FIGURE 3.16 – Mécanisme de base : l'amortisseur, représentatif de la viscosité.

$$\sigma_{elastique} = E\epsilon_{elastique} \quad (3.18)$$

$$\sigma_{visco} = \eta\dot{\epsilon}_{visco} \quad (3.19)$$

Pour une description en fluage, c'est-à-dire à contrainte imposée constante, on peut utiliser le modèle de Kelvin-Voigt dont le schéma rhéologique est présenté en figure 3.17. Les deux mécanismes sont associés en parallèle. En raisonnant par séparation des contraintes on peut poser une équation différentielle (3.20). En supposant un fluage avec une contrainte instantanée  $\sigma_0$ , on peut résoudre cette équation différentielle qui a pour solution (3.21). On peut remarquer le temps caractéristique  $\tau = \frac{\eta}{E}$  qui est représentatif du temps nécessaire à une stabilisation du régime en fluage.

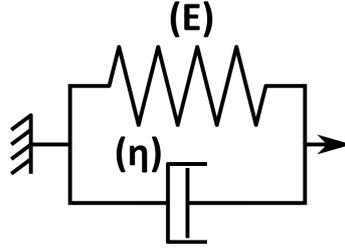


FIGURE 3.17 – Schéma rhéologique d'un modèle de Kelvin-Voigt.

$$\begin{cases} \epsilon = \epsilon_{\text{élastique}} = \epsilon_{\text{visco}} \\ \sigma = \sigma_{\text{élastique}} + \sigma_{\text{visco}} \\ \sigma = E\epsilon + \eta\dot{\epsilon} \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\begin{cases} \epsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E}(1 - e^{-t/\tau}) \\ \tau = \frac{\eta}{E} \end{cases} \quad (3.21)$$

Le modèle de Kelvin-Voigt ne permet cependant pas de décrire efficacement un comportement en relaxation. Pour modéliser ce type de comportement, il faut envisager l'approche de Maxwell présentée figure 3.18. Ici les deux mécanismes de base sont en série. À déformation constante, on procède à une séparation des contraintes pour obtenir l'équation différentielle (3.22).

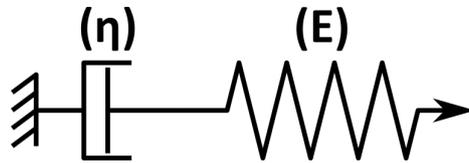


FIGURE 3.18 – Schéma rhéologique d'un modèle de Maxwell.

$$\begin{cases} \sigma = \sigma_{\text{élastique}} = \sigma_{\text{visco}} \\ \dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{\text{élastique}} + \dot{\epsilon}_{\text{visco}} \\ \dot{\epsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma}{\eta} \end{cases} \quad (3.22)$$

En relaxation, on considère une déformation imposée constante, autrement dit  $\epsilon = \epsilon_0$  et  $\dot{\epsilon} = 0$ . On obtient l'équation différentielle (3.23) qui a pour solution (3.24). On retrouve ici un temps caractéristique  $\tau$  représentatif du temps de relaxation.

$$\sigma = -\frac{\eta}{E}\dot{\sigma} \quad (3.23)$$

$$\begin{cases} \sigma(t) = Ee^{-\frac{t}{\tau}} \\ \tau = \frac{\eta}{E} \end{cases} \quad (3.24)$$

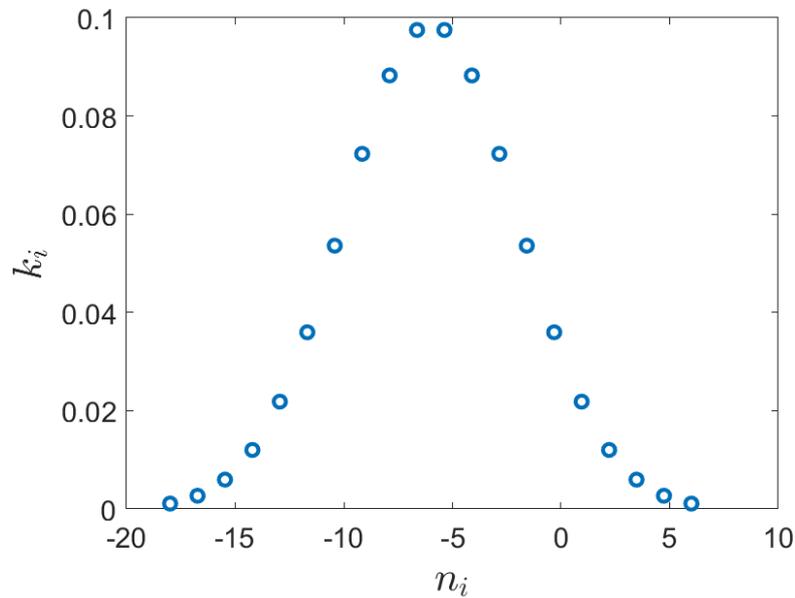


FIGURE 3.20 – Exemple de répartition gaussienne des mécanismes de viscosité pour  $n_0 = -6$  et  $n_c = 4$  avec 20 mécanismes.

### 3.4.2 Modèles de viscoélasticité généralisés

Dans le cas d'un choc, ces modèles ont été utilisés pour les polymères pour la description d'impact de plaques [13]. L'intérêt réside principalement dans une description précise de la détente, en particulier dans le cas où celle-ci mène à l'endommagement. Sur la base de ces modèles ont aussi été développés d'autres modèles, par exemple celui de Schuler-Nunziato [14][13].

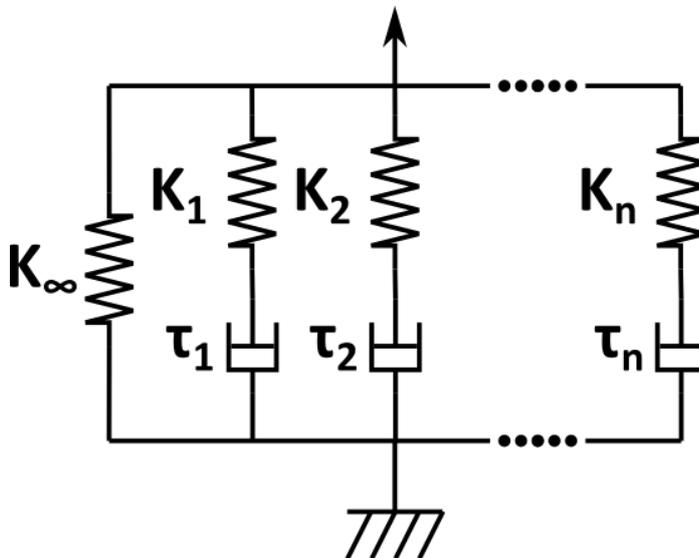


FIGURE 3.19 – Schéma rhéologique d'un modèle de Maxwell généralisé.

Le modèle de Maxwell généralisé a aussi été étudié et utilisé dans la simulation EF pour rendre compte du comportement viscoélastique de l'adhésif. Ce modèle se base sur un ensemble de mécanismes unitaires de Maxwell simples en parallèle, comme illustré sur le schéma rhéologique en figure 3.19. Il est alors possible de balayer une large gamme de mécanismes de viscosité afin de mieux représenter une plage de vitesse de déformation large, et ce avec un minimum de

paramètres. L'idée est donc de définir une répartition de ces viscosités dans le spectre.

Maire [15] propose d'utiliser une répartition gaussienne du taux de contribution des mécanismes définie par une valeur centrale de temps caractéristique et une largeur de répartition de ces mécanismes. Physiquement, ce modèle correspond à une répartition statistique selon une loi normale des différents mécanismes visqueux.

Le but est de définir un module de cisaillement  $G(t)$  et un module d'élasticité  $K(t)$  avec une dépendance au temps, caractéristique du mécanisme considéré. Ce modèle s'implémente dans un code éléments finis (Abaqus) en utilisant les séries de Prony, équation (3.25) :

$$\begin{cases} g(t) = G(t)/G_0 = 1 - \sum_{i=1}^N g_i(1 - e^{-t/\tau_i^G}) \\ k(t) = K(t)/K_0 = 1 - \sum_{i=1}^N k_i(1 - e^{-t/\tau_i^K}) \end{cases} \quad (3.25)$$

On définit  $G_0$  et  $K_0$  comme les modules instantanés respectifs de cisaillement et d'élasticité. Ces paramètres correspondent au module en début de sollicitation, avant que les mécanismes de viscosité commencent à avoir une influence. On peut aussi définir les modules infinis  $G_\infty$  (cisaillement) et  $K_\infty$  (élasticité) correspondants à un temps caractéristique très long. Dans ce cas tous les temps caractéristiques des mécanismes sont largement dépassés et donc toutes les contributions en raideur sont présentes. On obtient donc la relation présentée dans l'équation (3.26) :

$$\begin{cases} G_\infty = G_0(1 - \sum_{i=1}^N g_i) \\ K_\infty = K_0(1 - \sum_{i=1}^N k_i) \end{cases} \quad (3.26)$$

On raisonne ici avec une variable  $\tau_i$  qui correspond à un temps caractéristique de relaxations de la contrainte. Chaque mécanisme est caractérisé par ce  $\tau_i$ , et par sa contribution en traction  $k_i$  ainsi que sa contribution en cisaillement  $g_i$ . Il s'agit donc de définir une liste de valeurs ( $g_i, k_i, \tau_i$ ) selon une répartition donnée, à savoir une répartition gaussienne :

$$\begin{cases} g_i = \frac{\bar{g}_i}{\sum_{i=1}^N \bar{g}_i} \\ k_i = \frac{\bar{k}_i}{\sum_{i=1}^N \bar{k}_i} \end{cases} \quad (3.27)$$

$$\begin{cases} \tau_i = 10^{n_i} \\ \bar{g}_i = \frac{1}{n_0\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{n_i - n_0}{n_c}\right)^2} \\ \bar{k}_i = \frac{1}{n_0\sqrt{\pi}} e^{-\left(\frac{n_i - n_0}{n_c}\right)^2} \end{cases} \quad (3.28)$$

On peut alors raisonner en termes de temps caractéristique central  $\tau_0 = 10^{n_0}$  et en largeur de spectre  $n_c$ . De plus, le matériau est considéré comme isotrope, ce qui signifie que  $g_i = k_i$ . Au final, on peut identifier un matériau à partir de trois paramètres : la raideur  $k_0$ , le centre de la gaussienne  $n_0$  et la largeur de la gaussienne  $n_c$ .

### 3.4.3 Choix d'un modèle de viscoélasticité

Dans cette étude le choix a été fait de rester dans un domaine purement viscoélastique sur les bases de travaux déjà effectués sur le sujet par Laporte [13]. De la même façon que pour

l'aluminium, le choix s'est porté sur les modèles accessibles immédiatement dans Abaqus, avec la possibilité d'adapter au besoin et dans la mesure du temps disponible. Dans cette optique, le modèle de Maxwell généralisé avec une répartition gaussienne du spectre a été retenue car Abaqus permet d'utiliser nativement cette loi de comportement. La description spectrale des temps caractéristiques par un programme amont a permis de limiter le nombre de paramètres matériaux à 2  $n_0$  et  $n_c$  malgré un nombre élevé de mécanismes décrits. Une distribution gaussienne a été utilisée.

### 3.4.4 Méthode d'identification

La première étape est d'identifier les paramètres élastiques. Dans ce cas d'étude, le plus simple est de raisonner sur le couple de paramètres  $(G_\infty, K_\infty)$  qui correspond aux modules évalués dans un essai quasi statique par rapport avec des temps caractéristiques courts propre au phénomène de choc laser. Les paramètres utilisés sont issus de la fiche produit qui s'appuie sur la norme ISO 527-IA.

E (MPa)	$\nu$
400	0.4

TABLE 3.4 – Paramètres élastiques de la colle SAF30/45

En ce qui concerne les paramètres viscoélastiques  $(n_0, n_c)$ , un balayage paramétrique a été réalisé en considérant un ensemble de 20 mécanismes. Le spectre d'entrée a été défini comme large de  $6n_c$ , puis les  $n_i$  ont été déterminés de sorte à obtenir un ensemble régulièrement espacé de 20 mécanismes contenus dans la bande définie. Ces paramètres étant fortement dépendants des données d'entrée, le balayage paramétrique a été réalisé en supposant une marge d'erreur similaire à celle retenue pour l'identification des paramètres de la loi Johnson-Cook. Pour cela, la vitesse en face arrière d'un assemblage collé a été simulée en utilisant quatre pressions d'entrée correspondant à un échantillonnage du domaine de pression considéré. Les énergies retenues sont 1.269J, 1.0575J, 0.846J et 0.6345J. Le rayon de la tache est de l'ordre de 3.5 mm, même si de petites variations peuvent exister. Ces variations ont été mesurées expérimentalement et ont été prises en compte dans la simulation.

Les vitesses en face arrière expérimentales ont été mesurées sur un assemblage (aluminium / SAF / aluminium) d'épaisseurs respectives 1/0.4/0.3 (en mm). Deux raisons justifient ce choix :

- L'utilisation d'aluminium en face avant, dont le comportement d'ablation est connu et a été évalué sous ESTHER. Ceci nous permet donc d'utiliser les estimations de pression ESTHER estimées au chapitre 2.
- le comportement d'un adhésif peut varier en fonction qu'il soit sous la forme de bloc massif ou au sein d'un assemblage. Comme le modèle sera utilisé pour des assemblages et non des échantillons massifs, il semble plus pertinent de caractériser un comportement polymérisé entre deux substrats.

Les vitesses estimées numériquement pour chaque couple  $(n_0, n_c)$  ont été comparées à ces vitesses de référence en estimant une erreur au sens des moindres carrés présentés équation (3.17).

Les résultats sont présentés sous forme d'une matrice d'erreur sur les figures 3.21, 3.23, 3.25 et 3.27. Pour chaque jeu de paramètres optimal, la courbe numérique est comparée à la courbe expérimentale sur les figures 3.22, 3.24, 3.26 et 3.28.

Ces matrices d'erreur présentent de légères différences en fonction de l'énergie utilisée. Le couple retenu est  $(n_0, n_c) = (-14, 4)$  car il semble plus représentatif de la gamme de pression utilisée lors des expériences générées pour une énergie supérieure à 1J. Cependant, la différence

est assez faible et l'erreur reste assez faible avec les énergies inférieures à 0.845J pour le couple choisi. Cette identification a été réalisée avec les valeurs de pressions nominales estimées par ESTHER.

Il est important de noter que couple retenu n'est pas la solution unique, mais une des solutions possibles satisfaisant les critères de notre méthode d'identification par approche inverse. Il existe probablement d'autres couples  $(n_0, n_c)$ . Ce couple  $(n_0, n_c)$  a donc été retenu afin de pouvoir estimer une pression au sein de l'assemblage collé. De même, cette estimation d'erreur minimise l'erreur pour ce modèle donné, mais ne garantit pas que le modèle viscoélastique de Maxwell généralisé à 20 mécanismes choisis soit le modèle de comportement idéal pour la description du comportement mécanique de la colle. Néanmoins pour faire un choix plus avancé de modèle de comportement une base expérimentale plus riche sera nécessaire en termes de sollicitation (direction de sollicitation et trajet de chargement) et instrumentation (mesure des déformations transverses et mesures PVDF dans l'épaisseur).

La robustesse de ce modèle est assez faible, car une petite variation d'entrée en pression peut changer le couple minimisant l'erreur. On constate d'ailleurs sur la matrice d'erreur plusieurs zones sombres (et donc d'erreur faible) avec une fluctuation de la valeur.

En ce qui concerne l'estimation de la gamme d'erreurs, il est difficile de prévoir une variation de contrainte liée à une erreur de mesure de vitesse avec un modèle viscoélastique sans passer par une étude par éléments finis. En revanche une approche par les impédances de choc permet de lier la vitesse et la pression. En utilisant les paramètres hydrodynamiques issus de [2] ( $\rho = 1186 \text{ kg/m}^3, C_0 = 2598 \text{ m/s}$ ) on peut estimer qu'une erreur de mesure de 10 m/s donne une variation de pression de 30 MPa.

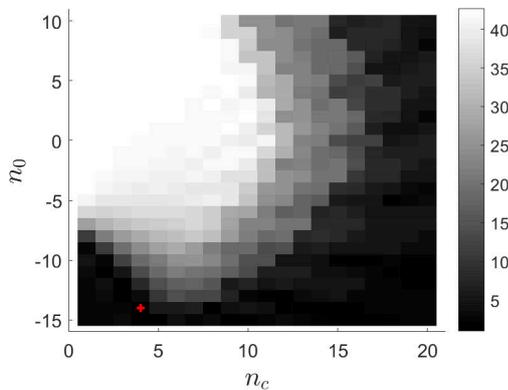


FIGURE 3.21 – Matrice d'erreur pour une énergie laser de 1.27J. Minimum d'erreur à  $n_0 = -14$  et  $n_c = 4$

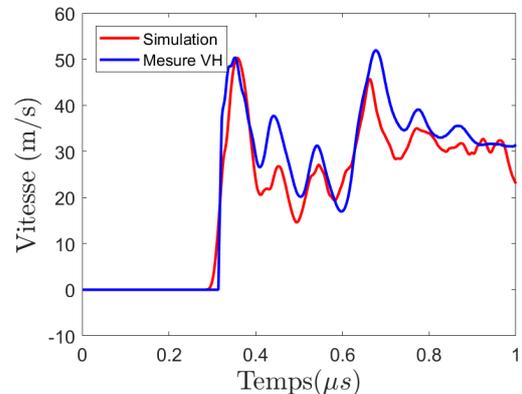


FIGURE 3.22 – Vitesse en face arrière pour une énergie laser de 1.27J, avec  $n_0 = -14$  et  $n_c = 4$

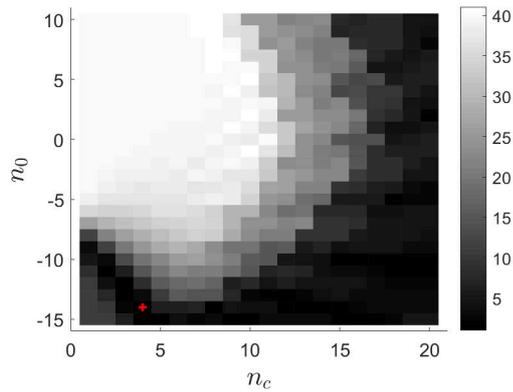


FIGURE 3.23 – Matrice d’erreur pour une énergie laser de 1.06J. Minimum d’erreur à  $n_0 = -14$  et  $n_c = 4$

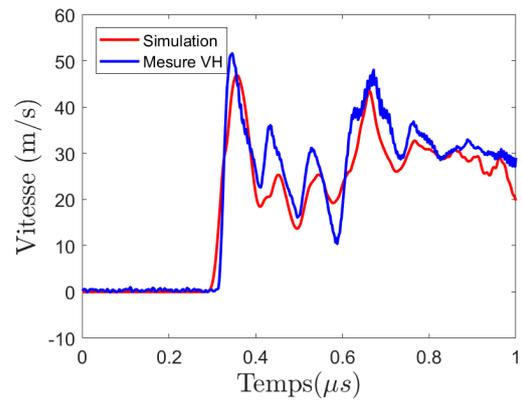


FIGURE 3.24 – Vitesse en face arrière pour une énergie laser de 1.06J. Minimum d’erreur à  $n_0 = -14$  et  $n_c = 4$

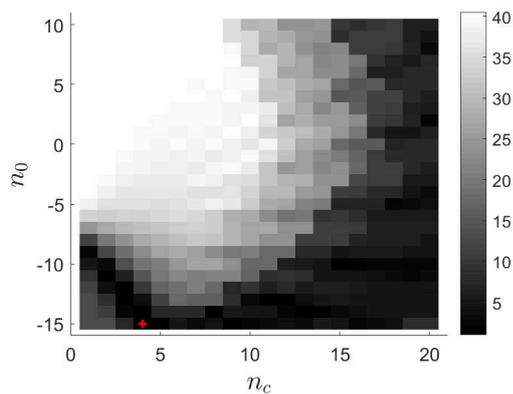


FIGURE 3.25 – Matrice d’erreur pour une énergie laser de 0.846J. Minimum d’erreur à  $n_0 = -15$  et  $n_c = 4$

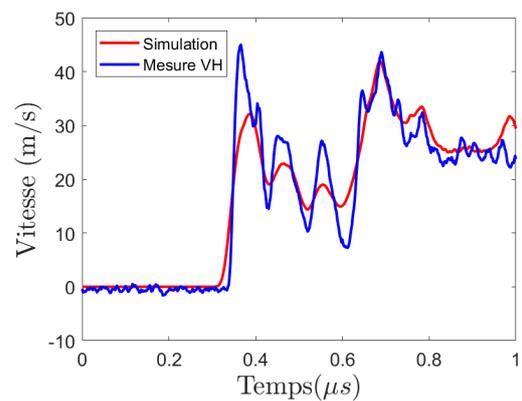


FIGURE 3.26 – Vitesse en face arrière pour une énergie laser de 0.846J. Minimum d’erreur à  $n_0 = -15$  et  $n_c = 4$

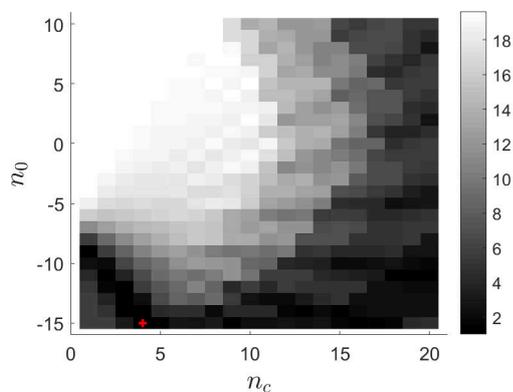


FIGURE 3.27 – Matrice d’erreur pour une énergie de 0.635J. Minimum d’erreur à  $n_0 = -15$  et  $n_c = 4$

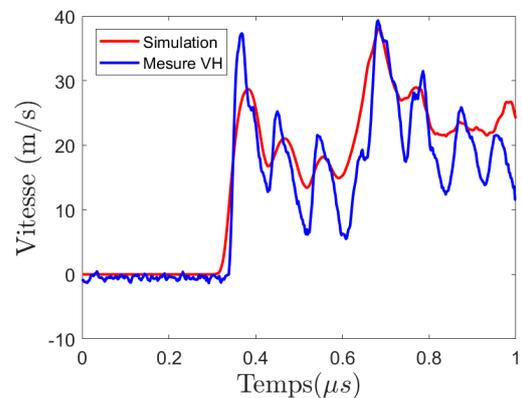


FIGURE 3.28 – Vitesse en face arrière pour une énergie de 0.635J. Minimum d’erreur à  $n_0 = -15$  et  $n_c = 4$

E (MPa)	$\nu$	N	$n_0$	$n_c$
400	0.4	20	-15	4

TABLE 3.5 – Résultat de l'identification des paramètres pour un modèle de Maxwell généralisé.

### 3.5 Synthèse de chapitre

Le choix des matériaux et de leurs épaisseurs pour le choc laser est important, car il conditionne le reste de l'étude. Le choix de l'alliage d'aluminium pour les substrats a été fait pour des raisons de facilité de mise en œuvre pour la réalisation des assemblages collés. Ce matériau rend possible la simulation de l'interaction laser matière (et donc l'estimation de la pression), assure des conditions d'entrée fiables pour la simulation et une caractérisation possible. Un modèle de viscoplasticité, de type Johnson-Cook, a été retenu en raison de son usage courant pour ces régimes de vitesse de sollicitation. L'identification des paramètres et la comparaison avec des résultats expérimentaux valident le choix de ces matériaux. Une approche d'identification séquentielle a permis de limiter le nombre de jeux de paramètres, et assure un choix unique et donc plus sûr des valeurs. Les paramètres élastiques  $E$  et  $\nu$  ont été identifiés à partir des résultats issus d'essais quasi statiques. En ce qui concerne les paramètres dynamiques, seule une approche inverse était envisageable pour plusieurs raisons : une vitesse de déformation hétérogène et une influence marquée des ondes transverses. À noter que ce type d'approche nécessite d'être au plus proche des conditions d'entrée réelles. Dans l'impossibilité de garantir une erreur, une marge de 20% a été retenue et prise en compte dans l'identification. Finalement, le jeu de paramètres retenu semble robuste aux incertitudes de pression d'entrée près.

En ce qui concerne l'adhésif, le choix s'est porté dans un premier temps sur une colle méthacrylate. Un modèle viscoélastique de Maxwell généralisé a été retenu pour expliquer le comportement sous choc de l'adhésif. Celui-ci permet de prendre en compte, avec une pondération, vingtaine de mécanismes aux temps caractéristiques différents compris entre (1e-10 s et 1e-6 s). De même que pour l'alliage d'aluminium, le choix a été fait d'identifier les paramètres de manière distincte, en particulier pour les paramètres élastiques. Étant donné la complexité des essais mis en œuvre, l'identification des paramètres viscoélastiques ( $n_0, n_c$ ) a fait appel à des procédures inverses et impliquant une interdépendance de ces derniers. Ce qui ne permet pas de garantir l'unicité du jeu de paramètres "solution" retenu.

Cette modélisation n'est pas complètement satisfaisante, et mériterait une investigation plus poussée sur le choix du modèle de viscoélasticité. La chose peut-être abordée sur plusieurs angles :

- **Le choix d'une répartition spectrale différente** : le choix d'une répartition gaussienne repose sur l'hypothèse d'un mécanisme central associé à une répartition statistique d'autres mécanismes. Une approche différente du spectre peut-être envisagée si on considère un autre modèle de répartition des mécanismes.
- **Un autre modèle de viscoélasticité** : on peut par exemple citer le modèle de Schuler-Nunziato, qui sépare un comportement du matériau en compression et un comportement du matériau en détente. Ce modèle a été validé sur des modèles d'impact de plaques [13].
- **Le choix d'un modèle viscoplastique/visco élastoplastique** : ce choix est discuté dans les travaux de Dorogoy *et al.* [16], avec le choix d'un critère de plasticité basé sur un critère de Drucker-Prager, ainsi qu'une prise en compte de la triaxialité pour du PMMA. Ces modèles ont été utilisés pour des sollicitations de type impact balistique sur plaques.

Une fois le modèle choisi et caractérisé, on peut ensuite passer à une étude de phénomène en tant que tel, en particulier l'endommagement et la signature.

## Bibliographie

- [1] E. M. Petrie. Adhesive bonding of aluminum alloys. *Metal Finishing*, 105(9) :49–56, sep 2007.
- [2] J. R. Asay and M. Shahinpoor, editors. *High-Pressure Shock Compression of Solids*. Springer New York, 1993.
- [3] J. M. Walsh and R. H. Christian. Equation of state of metals from shock wave measurements. *Physical Review*, 97(6) :1544–1556, mar 1955.
- [4] B.A. Parker. Strain rate sensitivity and the plasticity of aluminium alloys. In *Strength of Metals and Alloys*, pages 899–904. Elsevier, 1979.
- [5] P. Peyre, A. Sollier, I. Chaieb, L. Berthe, E. Bartnicki, C. Braham, and R. Fabbro. FEM simulation of residual stresses induced by laser peening. *The European Physical Journal Applied Physics*, 23(2) :83–88, jun 2003.
- [6] E. A. de Souza Neto, D. Periaie, and D. R. J. Owen. *Computational Methods for Plasticity*. John Wiley & Sons, 2008.
- [7] Johnson, G.R and Cook, W.H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates, and high temperatures. *Proceedings 7th International Symposium on Ballistics, The Hague*,, pages 541–547, April 1983.
- [8] A. H. Clausen, T. Børvik, O. S. Hopperstad, and A. Benallal. Flow and fracture characteristics of aluminium alloy AA5083–h116 as function of strain rate, temperature and triaxiality. *Materials Science and Engineering : A*, 364(1-2) :260–272, jan 2004.
- [9] A.-C. Jeanson, G. Avrillaud, G. Mazars, F. Bay, E. Massoni, N. Jacques, and M. Arrigoni. Identification du comportement mécanique dynamique de tubes d’aluminium par un essai d’expansion électromagnétique. In *CSMA 2013 - 11ème colloque national en calcul des structures*, Giens, France, May 2013.
- [10] D. J. Steinberg, S. G. Cochran, and M. W. Guinan. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate. *Journal of Applied Physics*, 51(3) :1498–1504, mar 1980.
- [11] S. Bardy, B. Aubert, L. Berthe, P. Combis, D. Hébert, E. Lescoute, J.L.Rullier, and L. Videau. Numerical study of laser ablation on aluminum for shock-wave applications : development of a suitable model by comparison with recent experiments. *Optical Engineering*, 56(1) :011014, aug 2016.
- [12] S. Pourhassan, P. J. Tavares, and P. M.G.P. Moreira. Material properties of 2024-t3 AL-CLAD and 2124-t851 aluminum alloys using 2d and 3d digital image correlation techniques. *Procedia Structural Integrity*, 5 :1355–1362, 2017.
- [13] D. Laporte. *Analysis of the response of bonded assemblies under shock wave loading - Experiments and modelling*. Thèse, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d’Aérotechnique - Poitiers, October 2011.
- [14] K. W. Schuler and J. W. Nunziato. The dynamic mechanical behavior of polymethyl methacrylate. *Rheologica Acta*, 13(2) :265–273, apr 1974.
- [15] J.F. Maire. *Études théorique et expérimentale du comportement de matériaux composites en contraintes planes*. Phd thesis, Université de Franche-comté. UFR des sciences et techniques, Université de Franche-comté. UFR des sciences et techniques, 1992.
- [16] A. Dorogoy, D. Rittel, and A. Brill. Experimentation and modeling of inclined ballistic impact in thick polycarbonate plates. *International Journal of Impact Engineering*, 38(10) :804–814, oct 2011.



## Chapitre 4

# Mise en place d'un assemblage de référence

### 4.1 Préambule

Les chapitres précédents ont permis d'aborder des notions élémentaires sur la propagation des ondes de choc ainsi que les effets induits par le croisement des ondes de détente, l'endommagement dynamique aussi appelé écaillage. Les comportements des matériaux envisagés de l'alliage d'aluminium et des adhésifs ont aussi été détaillés afin de mieux prendre en compte les phénomènes viscoplastiques et viscoélastiques. Afin de pouvoir étudier l'adhésion pour une sélection de colles sur l'alliage d'aluminium, les deux essais préalablement présentés et développés à l'IRDL ont été mis en œuvre sur un assemblage qu'il a fallu définir. Le but de ce travail est de pouvoir étudier l'adhésion d'une colle dans un assemblage à partir de l'essai dynamique LASAT dans un premier temps. Ensuite, afin de vérifier l'incidence de l'essai LASAT sur la tenue résiduelle de l'échantillon, ce dernier est soumis à l'essai Arcan. Cette démarche est répétée pour différentes énergies de tir. Pour cela, il a fallu définir un objet d'étude qui devra remplir les critères suivants :

- Être adapté aux caractéristiques du laser disponible, c'est-à-dire dissiper au minimum l'énergie et garantir une onde plane pour des taches focales comprises entre 3 et 4 mm de diamètre ;
- Favoriser l'endommagement au niveau de l'une des interfaces adhésif/aluminium ;
- S'adapter au montage Arcan, c'est-à-dire ne pas induire d'effet de triaxialité ou de désalignement.

Ce cahier des charges impose nécessairement une épaisseur limitée de l'échantillon. D'une part, pour limiter l'atténuation et conserver une onde plane : les ondes de choc issues d'une ablation laser sont très courtes et ont tendance à s'atténuer très vite par amortissement hydrodynamique. En limitant la distance à la zone utile, c'est-à-dire en utilisant la plaque la plus fine possible, on limite l'effet de cet amortissement. D'autre part, lors de l'ablation, des ondes transverses se propagent depuis le bord de la tache focale vers le centre de la tache. L'influence de ces ondes transverses est inévitable, mais peut être limitée, une partie se dirige vers le centre de la tache focale, dans les premiers instants du choc si la tache focale est suffisamment large par rapport à l'épaisseur totale du milieu. Pour un diamètre de tache focale donnée, il faut donc limiter l'épaisseur en restant sur une épaisseur au moins deux fois plus petite que le diamètre de tache focale pour s'assurer de limiter l'influence des ondes transverses. Enfin, le dernier point en faveur de l'utilisation d'un assemblage fin est l'intégration au montage Arcan qui implique le choix d'une épaisseur afin de rester dans les hypothèses de travail adéquates, à savoir limiter

	Aluminium	adhésif
Module d'Young ( $GPa$ )	70	1
Coefficient de Poisson	0.3	0.3
Masse volumique ( $kg/m^3$ )	2700	1100

TABLE 4.1 – Paramètres élastiques utilisés pour la simulation de dimensionnement de l'assemblage

l'épaisseur à quelques millimètres.

L'objectif de ce chapitre est d'exposer la démarche analytique qui a conduit au dimensionnement des différentes couches de l'échantillon qui sera soumis à l'essai LASAT puis à l'essai Arcan. Le point de départ de cette réflexion est un assemblage de référence, avec une configuration aluminium/colle/aluminium dont les dimensions seront déterminées par des conditions d'épaisseur.

## 4.2 Mise en place d'un assemblage de référence

Avant toute chose, il faut bien comprendre qu'un dimensionnement donne des épaisseurs idéales, mais que ces dimensions ne sont pas forcément disponibles à l'achat. Pour des raisons pratiques, nous nous sommes fixé une épaisseur maximum de face arrière à  $300 \mu m$  (car cette épaisseur est disponible aisément) ainsi qu'une dimension de face avant au moins égale à  $1 mm$  pour éviter que les plaques se déforment pendant leur manipulation. Il s'agit ici de dimensionner l'épaisseur de l'adhésif et de confirmer que les disponibilités matériaux ne pénalisent pas l'expérience.

Pour simplifier la vérification de la configuration, et comprendre le phénomène dans son ensemble, des estimations seront faites en approximation de choc faible (approximation acoustique). Il s'agit de considérer les matériaux comme élastiques, sans prise en compte de phénomène de plasticité ou de viscosité (dans un premier temps). De même, on retiendra les paramètres d'un aluminium de type 2024 avec des paramètres disponibles aisément dans la littérature. Cette première approche a pour but de comprendre le trajet des ondes dans le matériau et leurs interactions afin de prévoir les états de traction induits pour mettre en œuvre le procédé LASAT, mais aussi anticiper les ondes qui pourraient éventuellement perturber le procédé. Au passage d'une interface entre deux matériaux aux propriétés différentes, les ondes se divisent en une partie transmise et une partie réfléchi. Chacun de ces événements aux interfaces est susceptible de créer de nouvelles ondes de traction ou de compression. Il faut donc s'arranger pour favoriser uniquement les ondes utiles : les premiers états de traction qui partent de la face arrière pour arriver sur l'interface.

Tout d'abord, un bilan des ondes et de leurs parcours respectifs s'impose. Pour cela, une simulation élastique unidimensionnelle a été réalisée à l'aide d'un code éléments finis. On a ainsi une vue d'ensemble de la propagation des ondes et la possibilité de classer les ondes. Ces simulations ont été réalisées avec les paramètres matériaux présentés tableau 4.1, et le diagramme de marche est présenté sur la figure 4.1.

Dans le cas d'étude présenté sur la figure 4.1 on peut observer trois chemins possibles explicités dans le tableau 4.2, dont un seul (le chemin 3) est à même de solliciter l'interface en traction. Les autres chemins créent un état de compression. Pour obtenir un état de traction à la seconde interface, il faut donc dimensionner les épaisseurs de sorte que l'onde de détente parcourant le chemin 3 arrive en premier. Pour cela, on estime les temps d'arrivée de chaque chemin (4.1) :

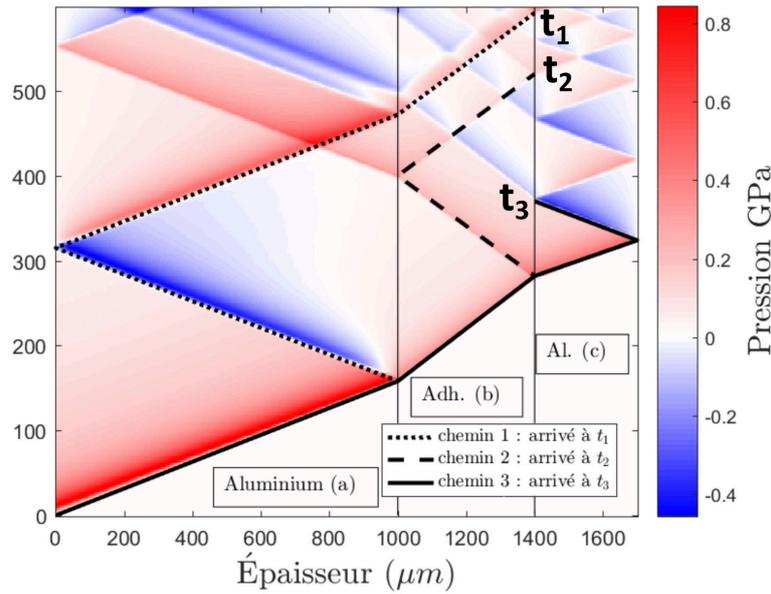


FIGURE 4.1 – Chemins possibles des ondes dans un assemblage aluminium/adhésif/aluminium.

Étape n°	1	2	3	4	5
Chemin 1	Départ de la face avant	Réflexion à la première interface	Réflexion en face avant	Transmission par la première interface	Arrivée à la seconde interface
Chemin 2	Départ de la face avant	Transmission par la première interface	Réflexion à la deuxième interface	Réflexion à la première interface	Arrivée à la seconde interface
Chemin 3	Départ de la face avant	Transmission par la première interface	Transmission par la deuxième interface	Réflexion en face arrière	Arrivée à la seconde interface

TABLE 4.2 – Parcours possibles des ondes, illustrés sur la figure 4.1

$$\begin{cases} t_1 = 3\frac{e_a}{C_{al}} + \frac{e_b}{C_{adh}} \\ t_2 = \frac{e_a}{C_{al}} + 3\frac{e_b}{C_{adh}} \\ t_3 = \frac{e_a}{C_{al}} + \frac{e_b}{C_{adh}} + 2\frac{e_c}{C_{al}} \end{cases} \quad (4.1)$$

Où  $t_1$ ,  $t_2$  et  $t_3$  sont les temps d'arrivée des ondes respectivement pour les chemins 1, 2 et 3. Comme on considère la fin de l'onde parcourant le chemin 3, il faut aussi considérer la durée de l'impulsion  $\tau$ , de sorte que la fin de l'onde issue du chemin 3 arrive avant le début des ondes issues des chemins 1 et 2. On a de plus  $e_a$ ,  $e_b$  et  $e_c$ , les épaisseurs respectives de la plaque avant d'aluminium, de l'adhésif et de la plaque arrière d'aluminium, et  $C_{al}$  et  $C_{adh}$  les vitesses du son respectives de l'aluminium et de l'adhésif. Il s'agit donc de dimensionner  $e_a$ ,  $e_b$  et  $e_c$  de sorte

que  $t_3 + \tau < t_2$  et  $t_3 + \tau < t_1$ , ce qui amène aux conditions (4.2) :

$$\begin{cases} t_3 + \tau < t_1 \Rightarrow e_c + C_{al} \frac{\tau}{2} < e_a \\ t_3 + \tau < t_2 \Rightarrow C_{adh} \left( \frac{e_c}{C_{al}} + \frac{\tau}{2} \right) < e_b \end{cases} \quad (4.2)$$

Ces conditions donnent donc une relation entre les épaisseurs, il faut donc définir une épaisseur de référence. La seule limite vient donc des matériaux disponibles. Dans cette étude une épaisseur de  $300 \mu\text{m}$  d'aluminium en face arrière a été retenue pour des raisons de disponibilité. Dans cette approche, la durée d'impulsion a été fixée à 50 ns au vu des estimations effectuées au Chapitre 2. On obtient alors les épaisseurs référencées dans le tableau 4.3.

Matériau	Al. face avant	Adhésif	Al. face arrière
Épaisseur théorique (mm)	> 0.438	> 0.190	0.300
Épaisseur retenue (mm)	1	0.4	0.3

TABLE 4.3 – Épaisseurs déterminées analytiquement par les hypothèses formulées.

Pour des raisons pratiques (mise en place de l'échantillon et disponibilité), l'épaisseur d'aluminium en face avant retenue est de 1mm. Ce choix est aussi lié à la volonté de limiter l'influence de l'atténuation hydrodynamique et des ondes transverses. De même, en raison de la mise en place de la colle, l'épaisseur d'adhésif retenue est de  $400 \mu\text{m}$ . Ces deux épaisseurs, même si elles pourraient être encore réduites, respectent les conditions du tableau 4.3. De même, l'assemblage total a une épaisseur d'environ 1.7 mm, ce qui reste acceptable pour l'insertion dans un montage Arcan modifié pour des sollicitations quasi statiques.

#### 4.2.1 Vérification de l'assemblage à l'aide des lois de comportement identifiées

Afin de valider numériquement le comportement de l'assemblage sous choc, une simulation a été réalisée avec le code Abaqus en prenant en compte la viscoplasticité de l'aluminium ainsi que la viscoélasticité de l'adhésif. De plus, cette simulation a été réalisée en 2D axisymétrique avec comme donnée d'entrée le profil de pression estimé au chapitre 2. Le but ici est de déterminer la limite de validité du modèle et en particulier le comportement des ondes transverse.

L'assemblage est alors modélisé et maillé de la façon présentée en figure 4.2. Le profil estimé au Chapitre 2 est utilisé comme condition d'entrée. La taille de maille est de  $10 \mu\text{m}$  dans l'aluminium et de  $5 \mu\text{m}$  dans l'adhésif.

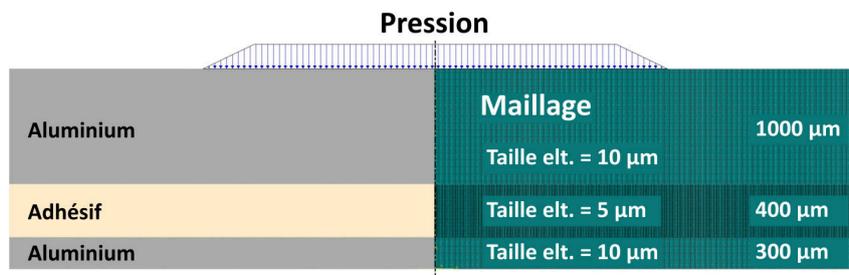


FIGURE 4.2 – Modélisation et maillage d'un assemblage de référence.

La figure 4.3 montre un diagramme XT en contrainte perpendiculaire à l'axe de symétrie calculé à partir des estimations de contrainte au niveau de l'axe de symétrie. Ce résultat prend en compte les effets 2D axisymétriques. On constate bien l'apparition d'ondes transverses à t

=  $0.4 \mu s$  qui apparaissent en premier dans l'aluminium et qui jouent un rôle dans l'apparition d'effet de traction. On constate de même un état de traction un peu plus loin dans le temps lié à la recombinaison de nombreuses ondes et donc difficile à interpréter.

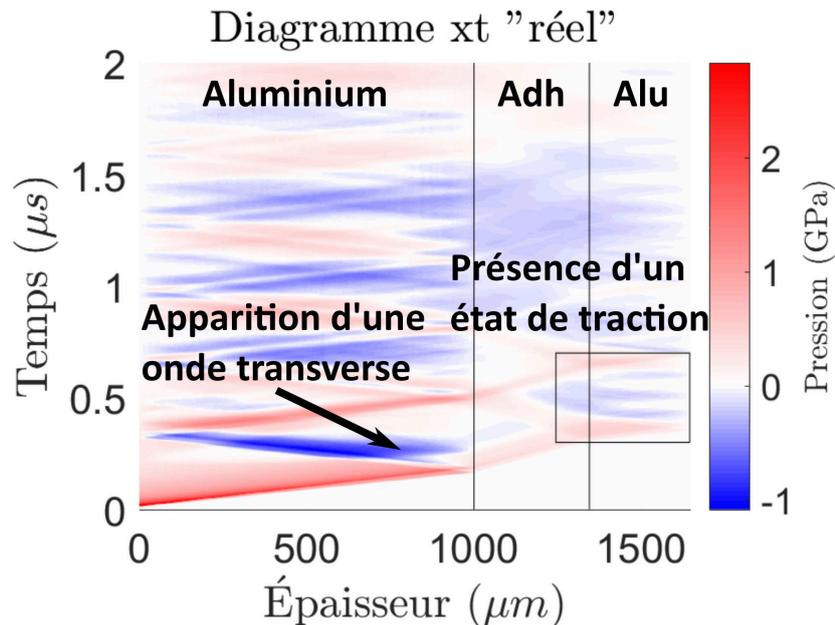


FIGURE 4.3 – Diagramme XT en pression issu de l'axe central d'une simulation 2D axisymétrique, avec prise en compte des ondes transverses.

Ce calcul par méthode des éléments finis montre que les effets 2D axisymétrique finissent par agir sur l'état de contrainte, mais que le premier état de traction est peu influencé par les ondes transverses. Les ondes transverses ont tendance à amortir la détente du premier pic. On constate aussi qu'à partir de  $1.5 \mu s$  l'état de contrainte tend à s'homogénéiser et un autre état de traction apparaît sur l'interface basse. La pression de celui-ci est légèrement plus faible en moyenne, mais il dure plus longtemps que le premier état de traction issu de la première réflexion en face arrière. La suite du chapitre consistera à vérifier expérimentalement la validité du modèle.

## 4.3 Vérifications expérimentales

### 4.3.1 Paramètres expérimentaux

Cet assemblage a été testé avec trois adhésifs différents :

- Un adhésif méthacrylate bi-composant SAF30/45 dédié à des applications navales et aéronautiques ;
- Un adhésif méthacrylate bi composant Lord 410-71 dédiées à des applications navales ;
- Un adhésif époxy bi composant Araldite 2012.

Le choix de ces adhésifs, et les raisons qui ont orienté ce choix sont présentés au chapitre 5.

Les échantillons ont été réalisés sous forme de plaque d'au moins  $50 \times 100 \text{ mm}^2$  et jusqu'à  $400 \times 200 \text{ mm}^2$ . Le choc a été réalisé avec des taches focales de 3.5 mm de diamètre et un confinement de l'ablation par eau. Différentes fluences ont été utilisées, de 30% à 90% de l'énergie maximale du laser. Les vitesses en face arrière ont été systématiquement mesurées à l'aide d'une

	SAF 30/45	LORD 410-17	Araldite 2012
Préparation de surface	Rayage de la surface au grain 120, nettoyage à l'acétone puis séchage au four (60°C pendant 4h)		
Mélange colle	Utilisation de la buse de mélange, après égalisation de l'écoulement et rattrapage du jeu éventuel dans les pistons.		Mélange au speed-mixer après pesé des composants.
Application sur la surface	Utilisation de la buse de mélange.		Dépôt à la spatule
Polymérisation	Répartition de la colle à la presse sous une bâche sous vide. Polymérisation à température ambiante (20°C)	Répartition de la colle à la presse. Polymérisation à température ambiante (20°C)	Répartition de la colle à la presse. Polymérisation à 40°C pendant 16h
Préparation des lamelles	Découpe par jet d'eau.		

TABLE 4.4 – Procédés de collage utilisés pour les adhésifs de l'étude.

sonde VH.

La partie suivante développera principalement les résultats sur la colle SAF 30/45 qui, malgré les contraintes de mise en place, donne une vue d'ensemble satisfaisante des types d'endommagements existants après choc laser.

En ce qui concerne la LORD 410-17, aucun échantillon n'a pu être endommagé en raison de sa trop forte adhésion sous ce type de sollicitation.

### 4.3.2 Protocole de collage

Le collage consiste en trois étapes : la préparation de la surface de collage, le mélange des composants de la colle, la mise en place et la polymérisation. Ces étapes sont détaillées pour chaque adhésif dans le tableau 4.4 :

### 4.3.3 Mesures de vitesse en face arrière

L'étude s'est d'abord focalisée sur la sollicitation des assemblages aluminium/SAF/aluminium. Ces assemblages ont en effet présenté une reproductibilité intéressante vis-à-vis du seuil d'endommagement à l'interface.

Les profils de vitesse mesurés sont reproductibles, comme on peut le voir sur les figures 4.4 à 4.12. Les signaux en figures 4.4, 4.5, 4.6 et 4.8 présentent des pics de vitesse au tout début de la montée en pression. Ces singularités n'ont pas de sens physiques et sont en réalité dues à l'interpolation de points parasites sur le spectrogramme. Ils ne gênent cependant en rien l'interprétation du signal. La reproductibilité entre chaque tir à différentes énergies laser est aussi acceptable comme on peut le constater sur les figures 4.13 et 4.14.

Ces figures présentent une morphologie commune des signaux : la vitesse de surface libre est quasi nulle avant le débouché du choc, montrant que le bruit de mesure reste faible. Au débouché du choc (vers  $0.5 \mu m$ ) la vitesse augmente avec une accélération maximale pour atteindre plusieurs dizaines de  $m/s$  en quelques  $ns$ . Puis, s'en suit une série de petits pics qui correspondent au débouché des ondes qui se réverbèrent dans les épaisseurs des matériaux constituant la cible. On peut les identifier à partir de la pseudo-période égale à l'épaisseur divisée par la vitesse du son du matériau constituant la couche d'aluminium de la face arrière. Même si ces signaux sont

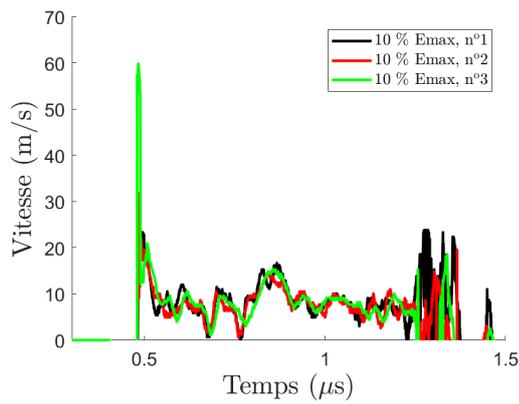


FIGURE 4.4 – Mesures de vitesse en face arrière pour 10% de l'énergie maximale du laser.

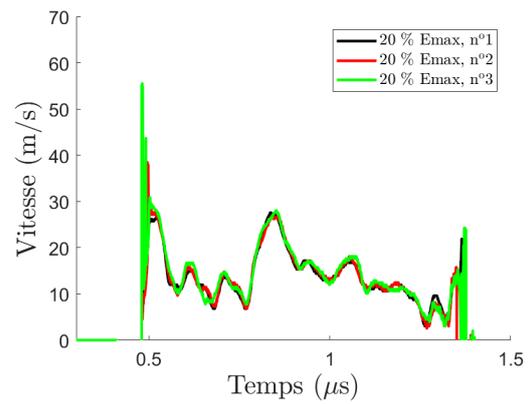


FIGURE 4.5 – Mesures de vitesse en face arrière pour 20% de l'énergie maximale du laser.

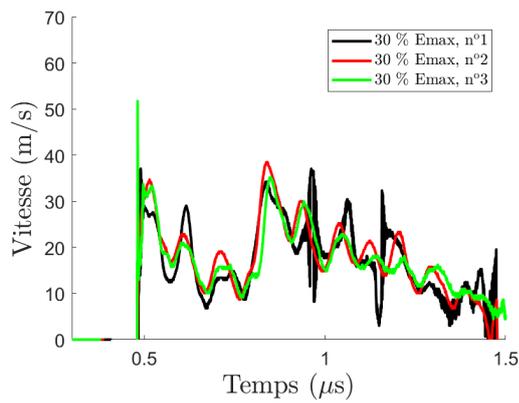


FIGURE 4.6 – Mesures de vitesse en face arrière pour 30% de l'énergie maximale du laser.

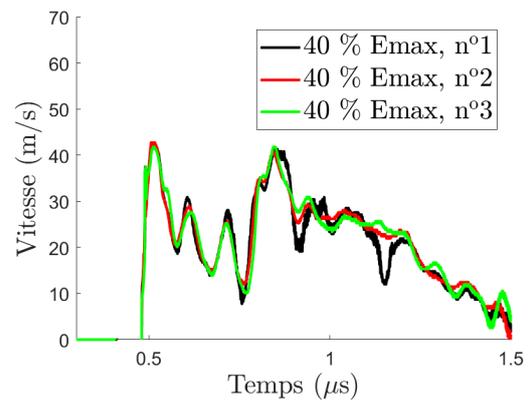


FIGURE 4.7 – Mesures de vitesse en face arrière pour 40% de l'énergie maximale du laser.

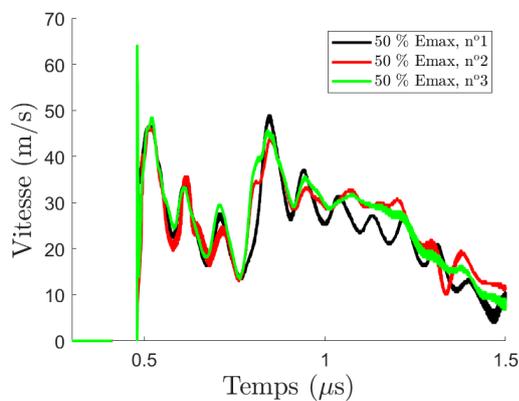


FIGURE 4.8 – Mesures de vitesse en face arrière pour 50% de l'énergie maximale du laser.

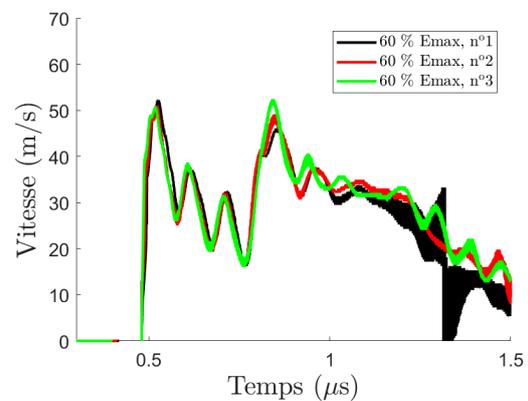


FIGURE 4.9 – Mesures de vitesse en face arrière pour 60% de l'énergie maximale du laser.

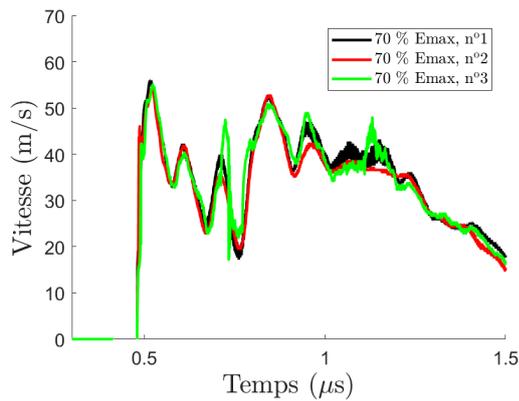


FIGURE 4.10 – Mesures de vitesse en face arrière pour 70% de l'énergie maximale du laser.

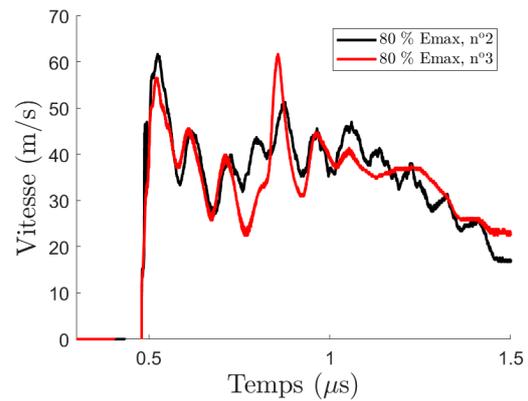


FIGURE 4.11 – Mesures de vitesse en face arrière pour 80% de l'énergie maximale du laser.

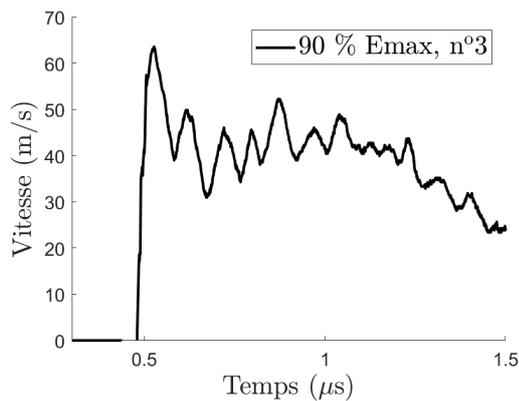


FIGURE 4.12 – Mesures de vitesse en face arrière pour 90% de l'énergie maximale du laser.

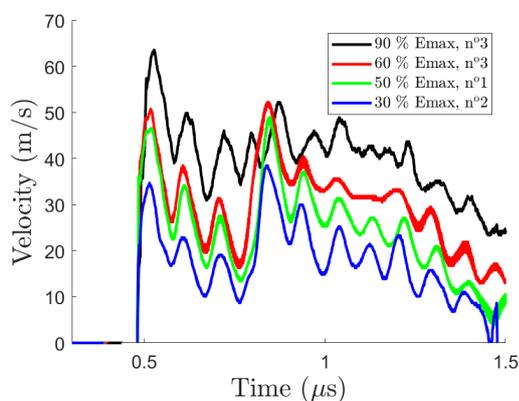


FIGURE 4.13 – Comparaison de plusieurs mesures unitaires de vitesse à énergie laser croissante.

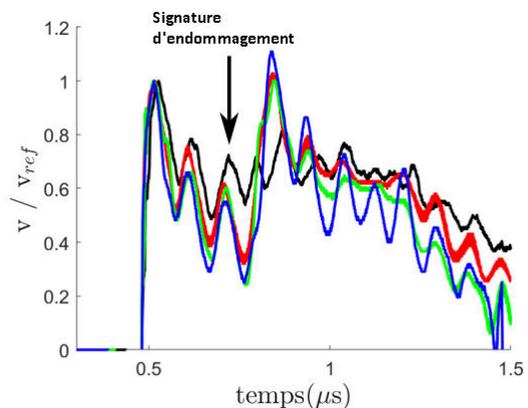


FIGURE 4.14 – Comparaison de plusieurs mesures de vitesse à énergie laser croissante, normée sur la valeur du premier pic.

globalement similaires, à partir de 80%  $E_{max}$  (et systématiquement à partir de 90%  $E_{max}$ ) un pic supplémentaire apparaît vers 700 ns. De même, le pic suivant est proportionnellement moins élevé que prévu, phénomènes clairement observables en figure 4.14. Ce pic et ce changement de comportement correspondent vraisemblablement à un type d'endommagement particulier. Même si l'endommagement n'est pas systématiquement décelable sur les vitesses en face arrière (les premières fissures apparaissent à partir de 40%  $E_{max}$ ), un motif d'endommagement semble se démarquer à partir de 80%  $E_{max}$ . Celui-ci présente des endommagements obliques assez caractéristiques avec une fissure cohésive.

#### 4.3.4 Observation d'endommagement

Après chaque tir, les échantillons ont été enrobés, découpés perpendiculairement à la tache focale puis polis. Cette préparation permet une observation au microscope qui reste, dans le cadre de ces travaux, le moyen de diagnostic le plus fiable et le plus fin disponible. Il faut toutefois garder à l'esprit que ces observations sont réalisées sur un plan diamétral et ne permettent pas d'observer l'endommagement en dehors de ce plan. De même, il est possible que le polissage, bien qu'étant réalisé avec les plus grandes précautions, puisse reboucher les fissures les plus discrètes. Des endommagements plus fins peuvent donc exister, mais les moyens disponibles ne permettent pas leur détection pour des tailles inférieures à 10  $\mu m$ .

L'état de traction créé en face arrière et qui s'est propagé jusqu'à l'interface a, comme prévu, mené à la rupture des échantillons. Cette rupture n'a cependant eu lieu qu'au-dessus d'une certaine valeur d'énergie. Ainsi, au-dessus de 40%  $E_{max}$ , il est possible d'observer l'apparition de fissures dans l'assemblage (aluminium/SAF/aluminium), comme visible sur la figure 4.18. On peut ainsi observer plusieurs types d'endommagement :

- **Les fissures interfaciales** : c'est-à-dire présentant une ouverture entre le substrat et l'adhésif. Ce motif qui apparaît sur les deux interfaces est centré et moins large que la tache focale. Ce type de dommage a été observé uniquement sur l'Araldite 2012 mesure entre 300  $\mu m$  et 800  $\mu m$  ;
- **Les fissures mixtes** : Dans certains cas, les fissures interfaciales ne sont pas "franches". La rupture est partiellement adhésive et cohésive sur la même fissure. Ces motifs peuvent mesurer jusqu'à 500  $\mu m$ . Ce type de rupture a été observé sur les assemblages en SAF 30/45 pour des énergies entre 40% et 50% de  $E_{max}$ . Ce motif est centré sur la tache focale, et s'étend toujours sur un diamètre inférieur ;
- **Les fissures cohésives**  $< 200\mu m$  : on observe une fissure au sein de l'adhésif, autrement dit un endommagement cohésif. Elles sont réparties de façon homogène dans l'épaisseur du joint de colle, et ne sont pas nécessairement centrées par rapport à la tache focale. Ce type de fissure a été observé sur la colle SAF 30/45 pour des énergies laser supérieures à 40% de  $E_{max}$  ;
- **Les fissures cohésives larges**  $> 800\mu m$  : ces fissures larges apparaissent pour les énergies élevées. Elles sont centrées par rapport à la tache focale et se situent généralement à quelques dizaines de microns de l'interface. Elles sont observées le plus souvent à l'interface proche de la face arrière ;
- **Les fissures cohésives obliques** : ce motif est généralement de l'ordre de 300 $\mu m$ . Il n'est pas centré et présente la particularité de s'orienter par rapport à l'axe de symétrie de la tache focale. On observe souvent un motif quasiment symétrique (symétrie axiale). Ce type de fissure a été observé sur la colle SAF 30/45 pour des énergies laser supérieures à 70% de  $E_{max}$ .

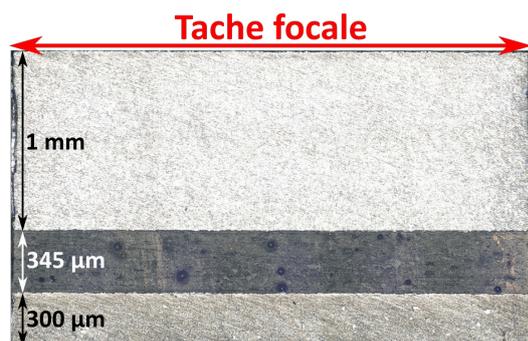


FIGURE 4.15 – Observations au microscope pour 10% de l'énergie maximale du laser.

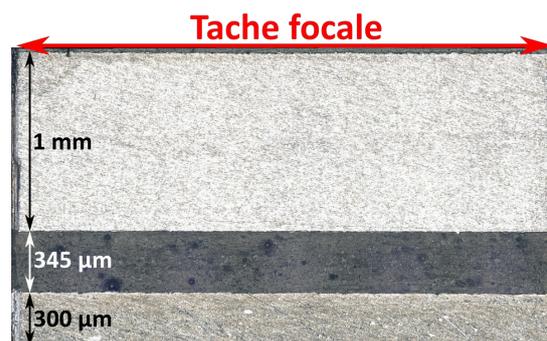


FIGURE 4.16 – Observations au microscope pour 20% de l'énergie maximale du laser.



FIGURE 4.17 – Observations au microscope pour 30% de l'énergie maximale du laser.

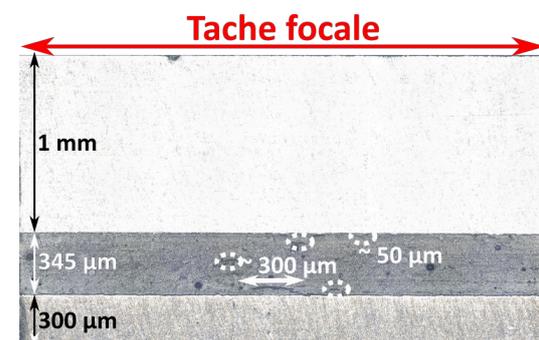


FIGURE 4.18 – Observations au microscope pour 40% de l'énergie maximale du laser.

Ces observations sont présentées sur les figures 4.15 à 4.23 : les motifs d'endommagement y sont visibles. Il existe une disparité dans l'épaisseur pour certains échantillons. De même, il faut garder à l'esprit que le diamètre apparent dépend de la profondeur de découpe et de polissage. On peut observer une certaine régularité dans le motif et une augmentation du diamètre des fissures avec l'augmentation de l'énergie laser, en particulier entre les figures 4.18, 4.19 et 4.20. Un changement de type de motif est observable à partir de 80% de  $E_{max}$ , et qui perdure à 90% de  $E_{max}$  (figures 4.22 et 4.23).

Ces types d'endommagement ne sont pas présents aléatoirement et apparaissent selon des classes de puissance. Ces ordres d'apparition sont résumés dans le tableau 4.5. Il n'existe pas de seuil net d'endommagement dans cette étude, la taille des fissures augmente avec l'énergie

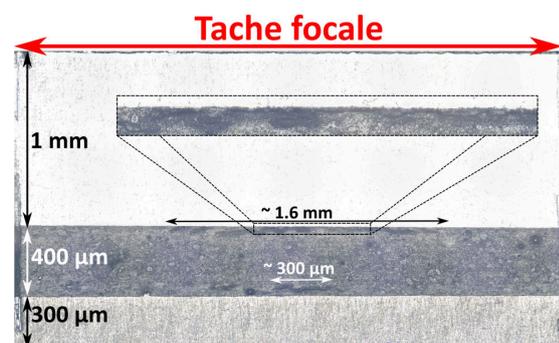


FIGURE 4.19 – Observations au microscope pour 50% de l'énergie maximale du laser.

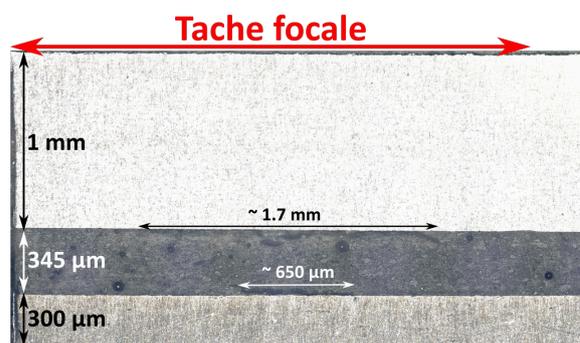


FIGURE 4.20 – Observations au microscope pour 60% de l'énergie maximale du laser.

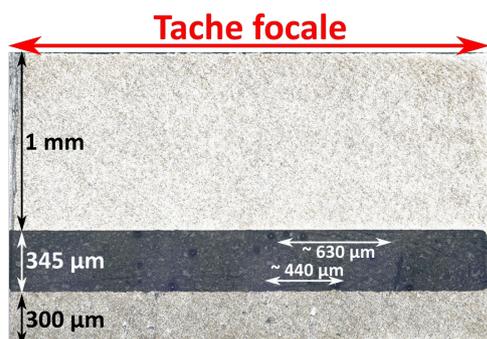


FIGURE 4.21 – Observations au microscope pour 70% de l'énergie maximale du laser.

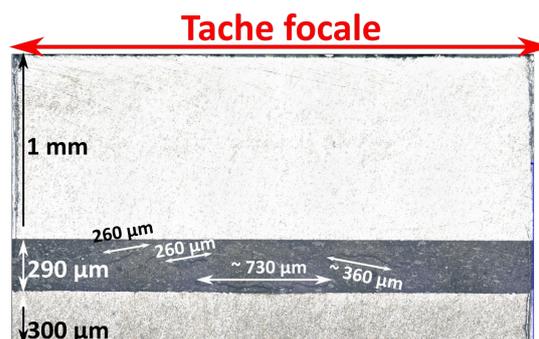


FIGURE 4.22 – Observations au microscope pour 80% de l'énergie maximale du laser.

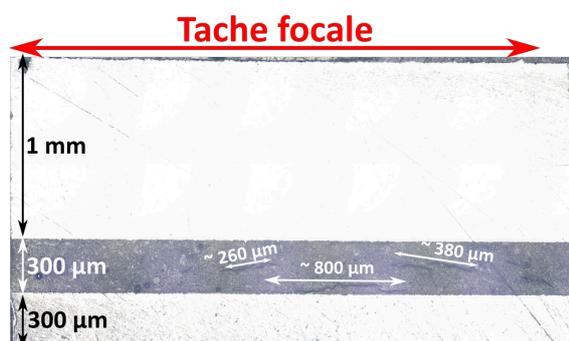


FIGURE 4.23 – Observations au microscope pour 90% de l'énergie maximale du laser.

laser. Pour les niveaux les plus bas où les fissures observables apparaissent, tous les tirs n'ont pas mené à la création de fissures. Ce seuil d'endommagement est très probablement dépendant des inhomogénéités ou bien des micros-défauts. Quand l'énergie augmente, les motifs sont de plus en plus répétables jusqu'au motif créé à partir de 80%  $E_{max}$ . Il est très probable que ce motif soit à l'origine de la signature visible sur les signaux VH, car la présence de ce motif est corrélée à la présence de signature, et l'absence de signature coïncide avec l'absence de ce motif.

Énergie laser (% de $E_{max}$ )	Type d'endommagement
$E \leq 30$	Aucun détectable au microscope
$40 \leq E \leq 50$	Petites fissures cohésives éparses, petites fissures cohésives en zone interfaciales ( $> 400\mu m$ )
$50 < E \leq 80$	Fissure cohésive systématique et large ( $> 700\mu m$ ) en zone interface basse
$< 80$	Fissures cohésives décalées de l'interface accompagnées de fissures obliques à l'extérieur.

TABLE 4.5 – Types d'endommagements observés en fonction des énergies de tir

### 4.3.5 Interprétation

En ce qui concerne l'absence de signature en dessous de 80%  $E_{max}$ , plusieurs hypothèses sont envisageables. La taille des fissures peut jouer sur la signature. Les fissures les plus fines peuvent en effet n'avoir aucune influence sur la propagation de l'onde. Cette hypothèse est valable pour les tirs à 40% de  $E_{max}$  voire 50% de  $E_{max}$  mais semble peu probable pour des valeurs supérieures, car certaines fissures sont relativement larges même à 70% de  $E_{max}$ . Une autre approche est possible en considérant un endommagement cumulatif de l'adhésif, question déjà évoquée dans le domaine du choc sur polymère par Laporte [1], ou encore Dorogoy [2]. La fissure n'apparaîtrait donc qu'après un certain nombre de passages d'ondes et serait détectable plus tardivement dans le signal de vitesse en face arrière. Or, il devient difficile de conclure, car à partir d'un certain temps, le signal en face arrière est fortement influencé par les ondes transverses qui, comme expliqué précédemment, sont liées à la discontinuité spatiale du chargement laser.

La signature reste quant à elle cohérente avec la logique de la propagation du choc : un pic prématuré et un signal atténué correspondraient à l'apparition d'une nouvelle surface libre au sein de l'assemblage qui réfléchirait l'onde. À noter que la taille de la fissure est plus faible que le diamètre du laser : la possibilité d'un signal d'envol de face arrière classique tel que présenté dans les travaux de Laporte [1] ou Cuq-Lelandais [3] est donc exclue. De plus, la contribution des ondes transverses qui sont détectables en face arrière après 1  $\mu s$  s'additionne au signal de vitesse en face arrière, ce qui rend difficile l'interprétation du résultat.

Ces observations soulèvent aussi la question de l'influence des ondes transverses sur l'endommagement. Les motifs de ruptures obliques, de par leur position à l'extérieur et de leur symétrie autour de l'axe de la tache focale, sont très probablement engendrés par des ondes transverses. Il est en tout cas exclu que l'onde longitudinale seule en soit la cause, car la rupture provoquée ne peut être que parallèle au choc [4]. Ce problème a notamment été évoqué et étudié par Cuq-Lelandais [3] qui propose par ailleurs une approche analytique de la forme des endommagements obliques. La principale différence avec cette étude réside dans le cas d'application étudié : Cuq-Lelandais considère un milieu uniforme et non un assemblage. L'approche numérique unidimensionnelle est donc insuffisante pour la compréhension du phénomène d'endommagement, et ce résultat expérimental est un argument en faveur de l'utilisation d'un modèle 2D axisymétrique dans l'approche numérique.

## 4.4 Modélisation 2D axisymétrique

### 4.4.1 Comparaison Essai/Calcul

Des simulations numériques ont été réalisées sur la base de ces géométries. Le modèle du comportement des matériaux a déjà été défini et identifié dans le chapitre 3. Les paramètres viscoélastiques sont ceux identifiés au chapitre 3. Les résultats sont présentés de la figure 4.24 à la figure 4.27.

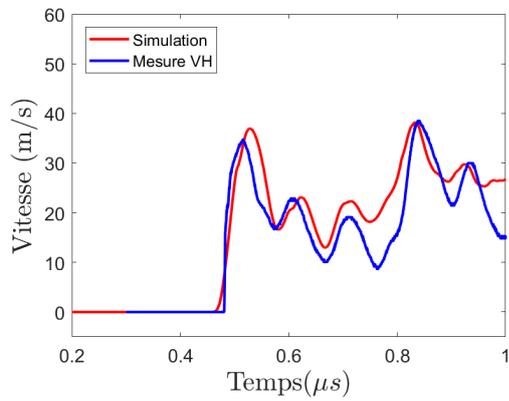


FIGURE 4.24 – Comparaison entre la vitesse face arrière simulée et la vitesse mesurée pour une énergie laser de 30% de  $E_{max}$

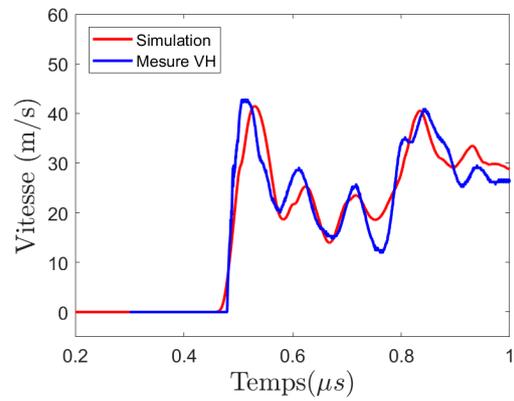


FIGURE 4.25 – Comparaison entre la vitesse face arrière simulée et la vitesse mesurée pour une énergie laser de 40% de  $E_{max}$

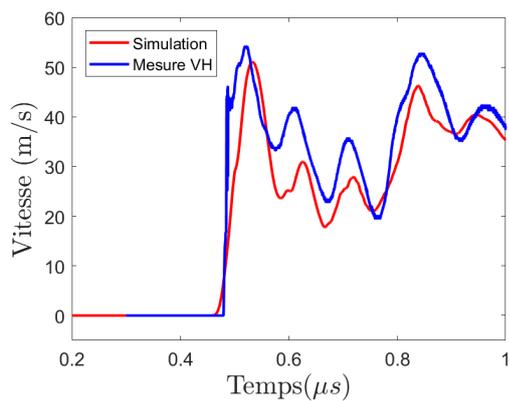


FIGURE 4.26 – Comparaison entre la vitesse face arrière simulée et la vitesse mesurée pour une énergie laser de 70% de  $E_{max}$

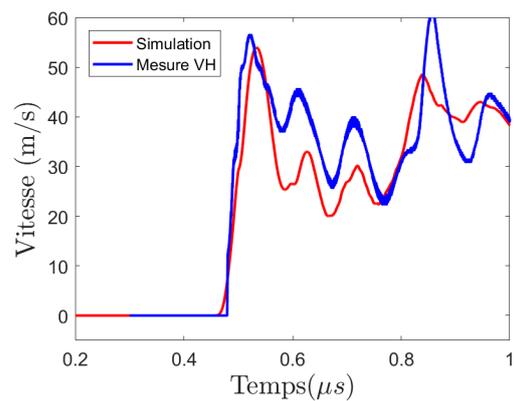


FIGURE 4.27 – Comparaison entre la vitesse face arrière simulée et la vitesse mesurée pour une énergie laser de 80% de  $E_{max}$

Les phénomènes sont correctement corrélés en termes de temps d'arrivée : les pics d'ondes du résultat numérique coïncident avec les pics issus des essais. On observe cependant que la simulation n'est plus prédictive passé une certaine durée, dans ce cas 800 ns. Ces simulations présentent des différences avec la mesure, en particulier pour l'amortissement des pics de vitesse.

Un diagramme XT en vitesse est présenté figure 4.28, et montre une interprétation des pics de vitesse à partir d'un diagramme XT issu d'une simulation 2D axisymétrique élément fini. On y observe notamment que le deuxième et le troisième pic sont liés à une réflexion sur l'interface basse. En supposant que l'endommagement arrive dans le premier état de traction, une signature d'endommagement devrait donc être présente à ce moment. On observe aussi des pics de grande amplitude liée à des allers-retours complets dans l'assemblage, qui arrivent de façon périodique. Enfin on peut observer le comportement des ondes devenir de plus en plus chaotique au fil du temps pour finir par s'homogénéiser complètement ) partir de 1.5  $\mu s$ .

#### 4.4.2 Étude préliminaire sur l'endommagement

Avant d'implémenter un modèle d'endommagement, une étude préliminaire a été réalisée en effectuant des simulations. Le but ici n'est pas de mettre en place un modèle d'endommagement, mais de raisonner en termes d'endommagement connu. Les calculs par éléments finis sont réalisés en implémentant une fissure préexistante afin de déterminer l'influence d'une fissure connue sur la vitesse face arrière.

La fissure a été implémentée à l'interface basse à l'aide d'un modèle cutoff, détaillé plus loin dans ce chapitre, de très faible seuil. La fissure ne s'ouvre alors que lors de l'apparition d'un état de traction, ne modifiant ainsi pas le comportement des premières ondes. De même l'ouverture de la fissure est instantanée c'est-à-dire une apparition dès le passage de la première onde de traction). Aussi son ouverture est complète dès l'activation, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de propagation de fissure.

Les résultats de cette étude sont présentés figures 4.29 et 4.30. On peut tout d'abord en conclure qu'en cas de rupture au premier état de traction, la signature apparaît à  $t = 430 ns$ . Cette observation est cohérente avec l'analyse réalisée avec les diagrammes de marche : l'onde qui faisait apparaître le deuxième pic de vitesse fait maintenant apparaître la signature d'endommagement. La seconde conclusion liée à ces résultats et l'influence du rayon sur la signature d'endommagement : on constate une valeur limite de taille d'endommagement en dessous de laquelle il est difficile d'observer clairement une différence avec l'absence d'endommagement. En se fixant une différence de vitesse d'au moins 10%, on peut fixer un rayon de fissure visible à  $r = 0.2 mm$ . Ce résultat est important, car il permettrait d'expliquer en partie l'absence de signature d'endommagement pour les fissures de petite taille, ou bien le fait que la signature n'apparaisse qu'une fois que la fissure a atteint une certaine taille.

#### 4.4.3 Modèles d'endommagement

La simulation permet de retrouver les vitesses en face arrière, mais seulement dans le cas d'un tir non endommageant. Du fait de l'absence de modèle d'endommagement, la propagation des ondes ne se trouve pas affectée par les éventuelles fissures qui pourraient en résulter. Pour vérifier les signatures liées à la rupture de l'adhésif ou de l'interface, il faut aussi prendre en compte un modèle d'endommagement de l'adhésif. Pour cela, plusieurs approches sont possibles et se basent sur différents aspects. Tout d'abord, il faut déterminer si la rupture est retardée ou non, c'est-à-dire si le matériau peut cumuler ou non l'endommagement. Ce type de comportement est appelé endommagement cumulatif. Comme expliqué précédemment, cette approche pourrait expliquer une partie des signatures de rupture pour les essais réalisés, en particulier sur la colle SAF30/45. Dans le cas où l'endommagement est retardé, il faut ensuite trancher quant à l'influence de l'endommagement cumulé sur les propriétés matériaux du milieu, et deux cas

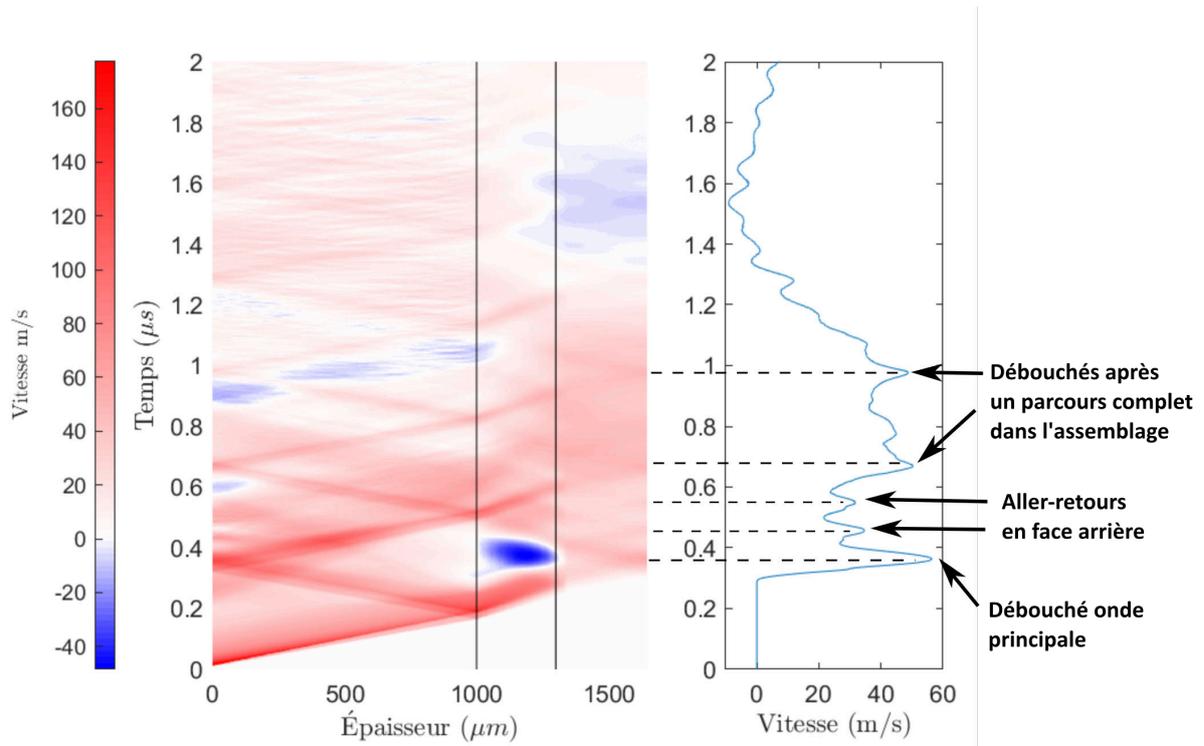


FIGURE 4.28 – Diagramme XT en vitesse et comparaison avec le profil de vitesse en face arrière pour une simulation unidimensionnelle.

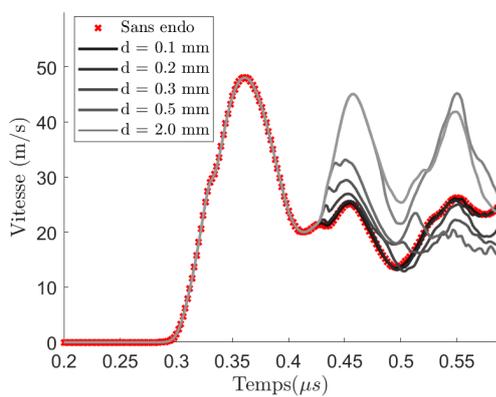


FIGURE 4.29 – Comparaison des vitesses de face arrière pour un endommagement de taille croissant

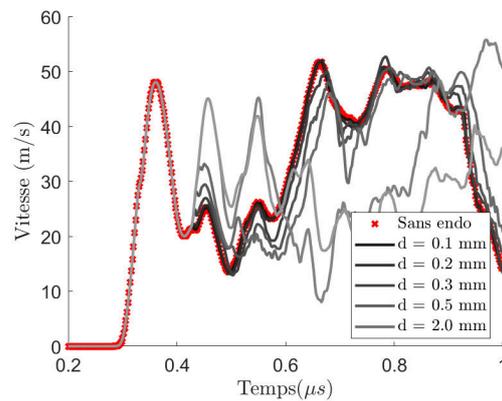


FIGURE 4.30 – Comparaison des vitesses de face arrière pour un endommagement de taille croissant, sur une échelle de temps plus large

sont alors envisageables. Dans le premier cas, le cumul d'endommagement n'a aucun effet sur les propriétés mécaniques du matériau, et seule la rupture est décelable par la mesure. Ce type de rupture est dit passif, car le taux d'endommagement ne modifie pas le comportement matériau. Dans le second cas, le cumul est accompagné par une dégradation des propriétés matériaux, comme la raideur élastique par exemple, et peut donc être décelé avant une rupture franche du matériau. Ce type de rupture est dit actif. Selon ces catégories, plusieurs modèles ont été envisagés et implémentés dans une simulation numérique.

#### 4.4.3.1 Modèle "Cut-Off"

Tout d'abord, une approche simplifiée est utilisée en employant un modèle de type "Cut-Off". Il s'agit d'une description non cumulative et donc nécessairement passive. Le principe est de déclencher la rupture par suppression d'éléments dès qu'une valeur seuil de la contrainte est atteinte. Le phénomène mettant en jeu plusieurs directions de contraintes, il faut d'abord définir une valeur scalaire équivalente  $\sigma_m$  représentative du phénomène. Il faut également définir un seuil en contrainte  $\sigma_{rupt}$  au-delà duquel la suppression d'élément est déclenchée comme décrit dans l'équation (4.3) :

$$\text{Rupture si } \sigma_m \geq \sigma_{rupt} \quad (4.3)$$

Cette approche permet de décrire les ruptures qui apparaissent instantanément avec le maximum de contrainte. Dans le cas où un endommagement apparaîtrait après le passage de la contrainte maximum, ce modèle n'est plus valide, il faut alors envisager l'accumulation d'endommagement et une rupture retardée.

#### 4.4.3.2 Modèles cumulatifs passifs

Des modèles d'endommagement plus complets ont été développés, en particulier par Tuler *et al.* [5] pour décrire l'endommagement cumulatif passif sur des métaux. Ce modèle, souvent désigné comme modèle de "Tuler-Butcher" dans la littérature, est décrit par l'équation (4.4) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Tant que } \sigma_m \geq \sigma_{ref} \\ I = \int_0^t (\sigma_m - \sigma_{ref})^A dt \\ \text{Rupture si } I \geq K_{rupt} \end{array} \right. \quad (4.4)$$

On y retrouve une contrainte équivalente  $\sigma_m$  qu'il convient de définir et une variable intégrale  $I$ . Deux paramètres matériaux sont utilisés : une contrainte de référence  $\sigma_{ref}$ , un critère de rupture  $K_{rupt}$  et un exposant  $A$ . Définie ainsi, la variable d'endommagement n'augmente que si  $\sigma_m \geq \sigma_{ref}$ . La rupture apparaît au moment où  $I \geq K_{rupt}$ .

Une variante de ce modèle a été développée par Nikiphorovski *et al.* [6] qui consiste à comparer une valeur intégrée au cours du temps à un critère de rupture, mais avec des conditions différentes. Le modèle original de Nikiphorovski-Shemyakin est présenté sous la forme suivante :

$$\text{Rupture si } \int_t^0 (\sigma_m)^n dt \leq C_{cr} \quad (4.5)$$

La variable d'endommagement évolue dès que la contrainte équivalente est non nulle. Ce modèle fait encore intervenir une contrainte équivalente  $\sigma_m$ . Les paramètres matériaux sont l'exposant  $n$  et le critère de rupture  $C_{cr}$ . De la même façon que pour Tuler-Butcher la rupture

est déclenchée lorsque l'intégrale dépasse  $C_{cr}$ . Dorogoy *et al.* ont proposé une modification de ce critère [2] en introduisant une notion de contrainte seuil. Ainsi le calcul de la variable intégrale ne change pas de l'équation, (4.5) mais ne se déclenche que pour  $\sigma_m \geq \sigma_{seuil}$ . Contrairement au critère de Tuler-Butcher une fois ce critère atteint, la variable intégrale continue de croître pour n'importe quelle valeur de  $\sigma_m$ . Ce type de modèle a déjà été appliqué avec des résultats probants sur des assemblages collés par Laporte [1].

#### 4.4.3.3 Modèles cumulatifs actifs

Les critères précédents décrivent des ruptures passives et ne prennent pas en compte une modification des paramètres matériaux au cours de l'endommagement. Pour pallier cette lacune, on peut considérer des modèles cumulatifs actifs comme le modèle de Kachanov. Le principe consiste à définir une variable d'endommagement et des variables mécaniques effectives. En notant cette variable d'endommagement  $D$ , on peut ainsi définir une surface effective (4.8), une contrainte effective (4.7) et un module d'Young effectif (4.8). En hypothèse unidimensionnelle, ceci se traduit par :

$$S_{eff} = S_0(1 - D) \quad (4.6)$$

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma}{1 - D} \quad (4.7)$$

$$E_{eff} = E_0(1 - D) \quad (4.8)$$

On définit ainsi une variation des propriétés mécaniques avec le taux d'endommagement, lui-même défini par :

$$\frac{dD}{dt} = \left( \frac{\sigma_m}{A_0(1 - D)} \right)^r \quad (4.9)$$

On retrouve dans cette équation scalaire une contrainte équivalente  $\sigma_m$ . En intégrant l'équation (4.9), on obtient  $D$  qui est ensuite comparée à la valeur critique  $D_{rupt}$ . Comme pour les autres critères, si cette valeur critique est dépassée alors la rupture est déclenchée. Une version assez similaire a été proposée par Kanel [7], en se basant sur l'ouverture et la fermeture de vides liés à l'endommagement. Ce modèle est défini par le système d'équations (4.10) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dV_t}{dt} = -k \cdot \text{signe}(P)(\text{abs}(\sigma_m) - \sigma_{seuil})(V_t + V_{t1}) \text{ si } \text{abs}(\sigma_m) > \sigma_{seuil} \\ \frac{dV_t}{dt} = 0 \text{ si } \text{abs}(\sigma_m) < \sigma_{seuil} \\ \sigma_{seuil} = \sigma_{seuil0} \frac{V_t}{V_t + V_{t1}} \end{array} \right. \quad (4.10)$$

Dans ce modèle,  $V_{t1}$ ,  $k$ , et  $\sigma_{seuil0}$  sont les paramètres matériau du modèle. Comme pour le modèle de Kachanov, le paramètre d'endommagement, le volume  $V_t$ , est défini par une équation différentielle. Le seuil change avec le taux d'endommagement, et donc une fois entamé, l'endommagement ne peut que s'accélérer si la contrainte appliquée n'est pas nulle. Le modèle de Kanel a été particulièrement pertinent dans le cas de modélisations de l'endommagement sous choc laser de matériaux projetés [8][3].

	Instantané	Cumulatif
Passif	Cut-Off	Tuler-Butcher/Nikiphorovski
Actif	*****	Kachanov/Kanel

TABLE 4.6 – Récapitulatif des modèles d'endommagements.

Les modèles de rupture disponibles dans la littérature sont résumés dans le tableau 4.6 :

Parmi ces modèles, un modèle instantané passif (Cut-off) et un modèle cumulatif passif (Nikiphorovski) ont été implémentés dans des simulations numériques, et identifiés à partir des tirs sur SAF30/45. La suite de ce chapitre explique l'implémentation et l'identification.

#### 4.4.4 Implémentation des modèles d'endommagement

Les modèles ont été implémentés sous Abaqus à l'aide d'une subroutine VUSDFLD rédigée en langage Fortran. Ce type de subroutine permet de créer et d'actualiser des variables définies par l'utilisateur grâce aux variables utilisées par le code éléments finis pour le calcul (contrainte, déformation, énergie). Il est alors possible de définir une variable  $\sigma_m$  ainsi qu'une variable cumulative d'endommagement. La rupture est déclenchée en changeant une des variables utilisateur de 1 vers 0, ce qui provoque une suppression de l'élément.

Comme expliqué précédemment dans ce chapitre, il faut tout d'abord définir une variable scalaire à partir du tenseur des contraintes. De manière générale, le problème est abordé dans une hypothèse unidimensionnelle et par conséquent  $\sigma_m = \sigma_{11}$ , où 1 définit la direction de propagation de l'onde principale. Dans le cas étudié, la modélisation est abordée en 2D axisymétrique. Cette variable doit être représentative des contributions des différentes contraintes ( $\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, \sigma_{12}$ ) pour l'endommagement. Dorogoy *et al.* propose deux expressions pour  $\sigma_m$ . La première dans ses travaux de 2011 [2] présentée dans l'équation (4.11) :

$$\sigma_m = \max(\sigma_{ii}, 0) \quad (4.11)$$

La deuxième forme, qui a été proposée dans ses travaux publiés en 2017 [9], est présentée dans l'équation (4.12)

$$\sigma_m = \Sigma \sigma_{ii} \quad (4.12)$$

Pour cette étude, la première forme (équation (4.11)) a été retenue. L'étape suivante a été de définir la contrainte seuil  $\sigma_{rupt}$  pour le matériau. En nous basant sur les essais sur SAF30/45, un seuil de rupture a été établi comme la valeur minimale  $\sigma_{rupt}$  satisfaisant les critères suivants :

- Garantir un endommagement pour les sollicitations au-delà de 30% de  $E_{max}$  ;
- Garantir l'intégrité de l'assemblage en dessous de 30% de  $E_{max}$  ;
- Garantir l'apparition d'une signature d'endommagement sur le signal de vitesse en face arrière pour une sollicitation supérieure à 80% de  $E_{max}$ .

La valeur retenue pour  $\sigma_{rupt}$  est 67.5 MPa. Cette valeur donne les motifs d'endommagement présentés dans les figures 4.33 et 4.35. Les vitesses en face arrière pour différentes valeurs

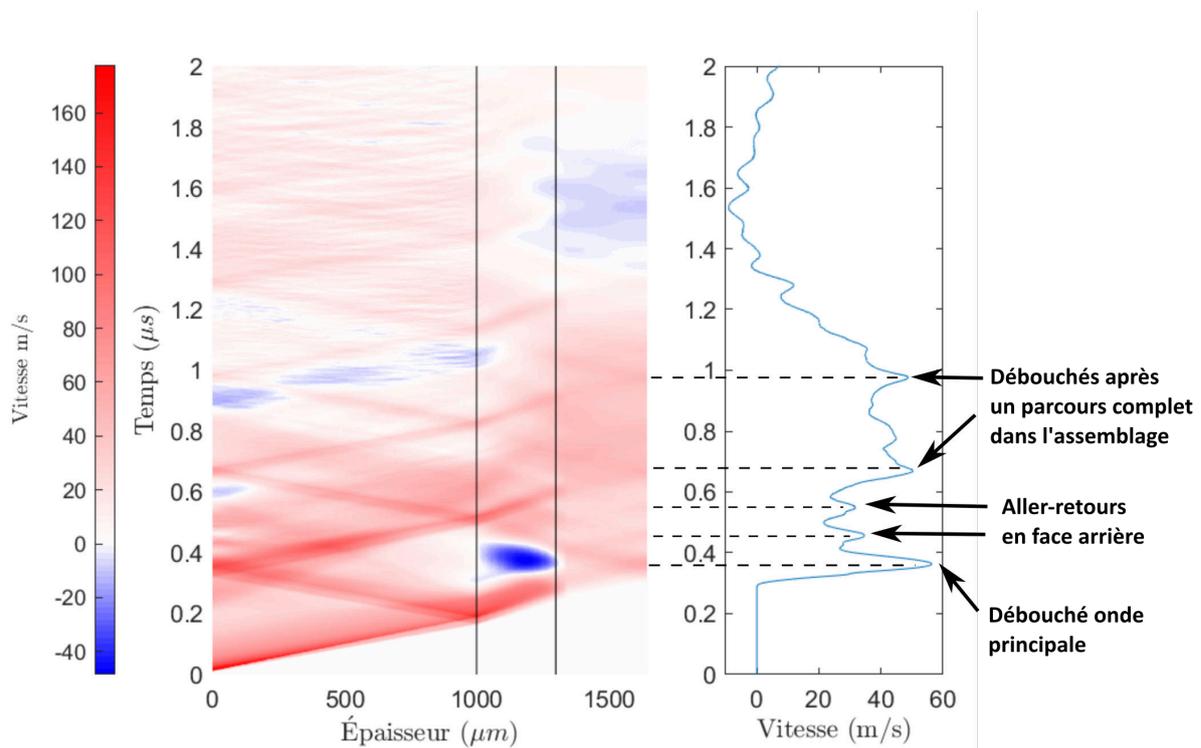


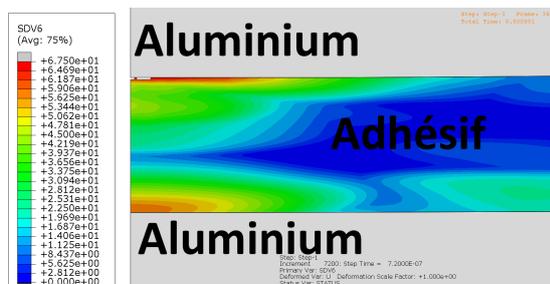
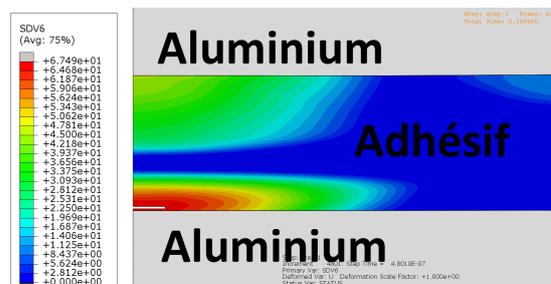
FIGURE 4.31 – Agrandissement de la zone d'intérêt pour l'endommagement.

d'énergie laser sont présentées figure 4.36. Les figures présentées sont toutes des agrandissements de la zone d'endommagement pour plus de clarté (voir figure 4.31).

La fissure apparaît au niveau de l'interface basse et présente une taille plus faible que la tache focale. Ces éléments sont similaires aux observations expérimentales. Ces simulations permettent de décrire seulement les premiers instants de l'endommagement. Le déclenchement de l'endommagement est opéré par la suppression des éléments : la fiabilité de la simulation diminue au fur et à mesure que les ruptures apparaissent. La suppression d'éléments demeure non conservative. Il y a en effet perte de masse, perte de raideur et perte d'énergie. Ces simulations ne permettent pas non plus de prendre en compte les contacts d'un bord de fissure à l'autre si la fissure se referme.

On peut aussi voir apparaître ce qui semble ressembler à des endommagements obliques en bord de tache, en particulier pour les énergies supérieures à 80% de l'énergie maximale.

On observe aussi figure 4.36 une signature d'endommagement proche de celle observée sur

FIGURE 4.32 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 30% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Cut-Off, à  $t = 0.78 \mu s$ FIGURE 4.33 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 40% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Cut-Off, à  $t = 0.48 \mu s$

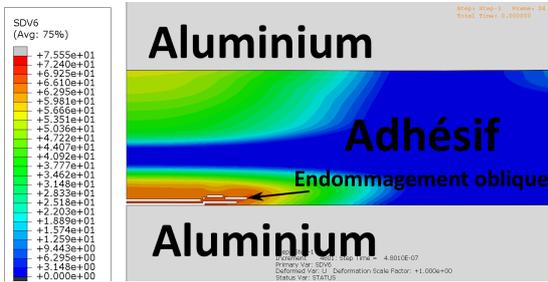


FIGURE 4.34 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 70% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Cut-Off, à  $t = 0.48 \mu s$

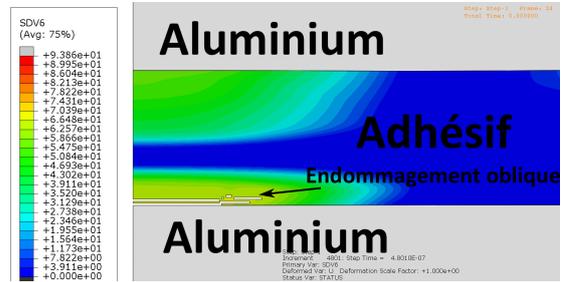


FIGURE 4.35 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 80% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Cut-Off, à  $t = 0.48 \mu s$

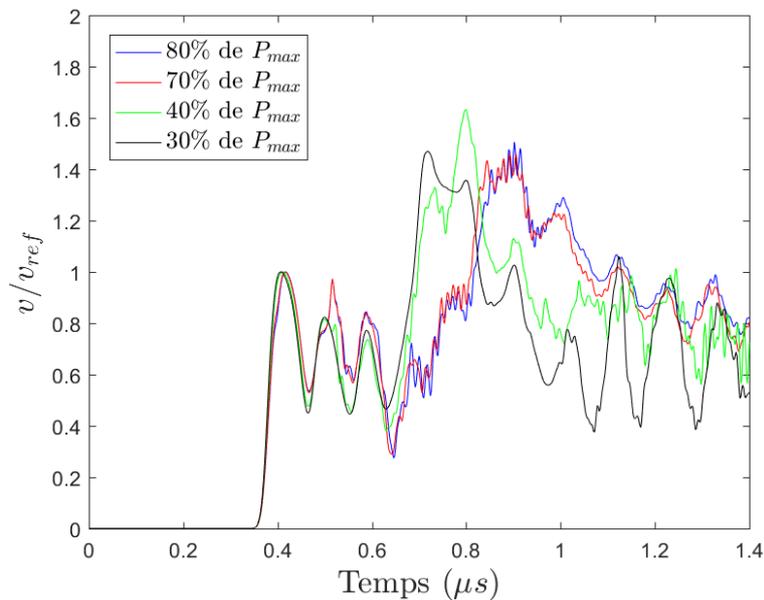


FIGURE 4.36 – Comparaison des vitesses de face arrière normées par rapport à la vitesse du premier pic ( $v_{ref}$ ) pour un modèle d'endommagement Cut-Off.

	$\sigma_{seuil}(Mpa)$	$C_{cr}(Pa.s)$	$n$
Dorogoy [2]	25	70	1
Identification	60	5	1

TABLE 4.7 – Types de modèles d’endommagement envisagés pour l’étude de la rupture sous choc laser

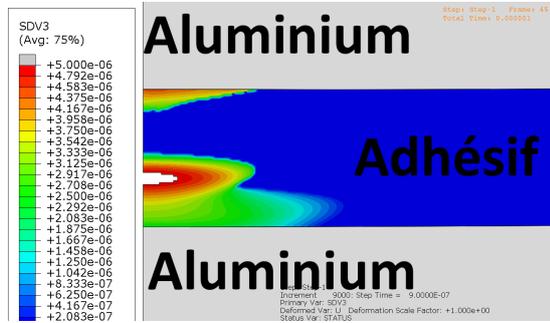


FIGURE 4.37 – Motif d’endommagement pour une énergie laser de 30% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Nikiphorovski-Shemyakin, à  $t = 0.9 \mu s$

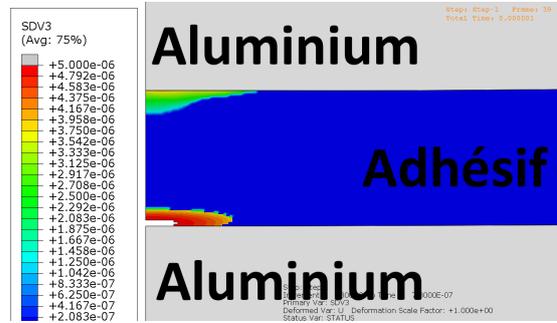


FIGURE 4.38 – Motif d’endommagement pour une énergie laser de 40% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Nikiphorovski-Shemyakin, à  $t = 0.78 \mu s$

les signaux obtenus pour des énergies laser de plus de 80% de  $E_{max}$ . Elle apparaît au même moment et présente les mêmes caractéristiques, à savoir l’apparition d’un pic supplémentaire et une atténuation du quatrième pic. Cependant, cette signature apparaît à des instants qui ne correspondent pas aux observations expérimentales (elle apparaît plus tôt). Une tentative d’ajustement de cet écart avec les observations expérimentales a été réalisée en considérant un modèle cumulatif de type Nikiphorovski-Shemyakin.

Le second modèle implémenté dans la simulation éléments finis est celui de Nikiphorovski-Shemyakin, en prenant comme point de départ les travaux de Dorogoy *et al.*. La raison de ce choix est que dans les travaux de Dorogoy et al. ce modèle a été validé sur du PMMA sous choc avec une modélisation viscoplastique du comportement à ce niveau de pression et de vitesse de déformation. Cette approche constitue donc une base intéressante pour proposer un premier modèle dans cette étude sur un adhésif méthacrylate (qui présente les mêmes chaînes polymères que le PMMA). De même que pour le modèle de cutoff les paramètres ont été retenus selon les critères suivants :

- Garantir un endommagement pour les sollicitations au-delà de 30% de  $E_{max}$  ;
- Garantir l’intégrité de l’assemblage en dessous de 30% de  $E_{max}$  ;
- Garantir l’apparition d’une signature d’endommagement sur le signal de vitesse face arrière pour une sollicitation à supérieure à 80% de  $E_{max}$  ;
- Garantir une signature d’endommagement invisible avant  $2 \mu s$  pour les sollicitations inférieures à 80% de  $E_{max}$ .

Les paramètres retenus sont présentés tableau 4.7. Ces paramètres sont de l’ordre de grandeur des paramètres proposés par Dorogoy. Les motifs d’endommagement sont observables sur les figures 4.37 à 4.40. Les vitesses en face arrière ont aussi été présentées sur la figure 4.41 et la figure 4.42.



FIGURE 4.39 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 70% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Nikiphorovski-Shemyakin, à  $t = 0.54 \mu s$



FIGURE 4.40 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 80% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Nikiphorovski-Shemyakin, à  $t = 0.52 \mu s$

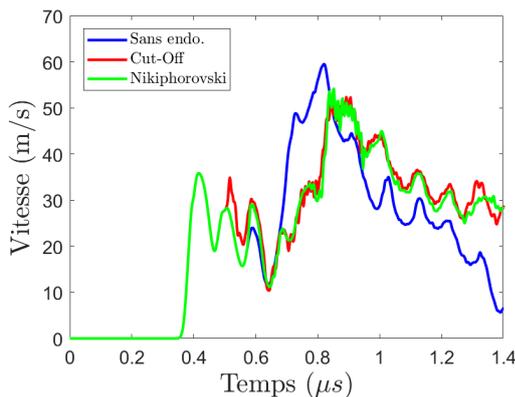


FIGURE 4.41 – Vitesses en face arrière pour 60% de  $E_{max}$ . Comparaison de la mesure, du critère Cut-Off et du critère de Nikiphorovski-Shemyakin

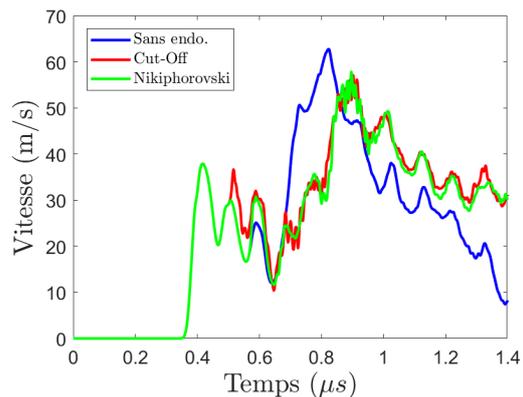


FIGURE 4.42 – Vitesses en face arrière pour 80% de  $E_{max}$ . Comparaison de la mesure, du critère Cut-Off et du critère de Nikiphorovski-Shemyakin

Les critères choisis ne permettent pas de reproduire exactement les motifs d'endommagement observés expérimentalement. Cependant, l'utilisation d'un critère de rupture retardé et passif semble plus adaptée que le modèle "Cut-Off" pour prendre en compte le retard de la signature d'endommagement. Dans cette étude, aucun modèle cumulatif actif n'a été implémenté.

#### 4.4.5 Influence des ondes transverses

Comme les observations d'endommagement semblent l'indiquer, la présence des ondes transverses ne semble pas négligeable et pourrait permettre de décrire plus précisément les motifs d'endommagement [3]. On peut raisonnablement penser que celles-ci sont liées à la discontinuité de chargement du laser, et aux effets de cisaillement engendrés par celui-ci. Ces ondes transverses traduisent plusieurs évolutions du tenseur des contraintes telles que la traction, la compression, mais aussi le cisaillement. Celles-ci sont très probablement à l'origine du phénomène d'atténuation du signal de vitesse en face arrière.

Afin de caractériser leurs effets sur l'atténuation du signal, une étude numérique comparative à diamètre de tache décroissant et pression d'entrée constante présentée sur la figure 4.43. Plus le rayon est grand, plus l'influence des ondes transverses apparaît tard dans le signal. De plus on constate que plus le rayon est faible plus le signal est atténué tôt, comme observé par Boustie et al. [10]. D'ailleurs, entre 0 et  $1\mu s$  aucun signal de vitesse avec des ondes transverses n'excède les valeurs obtenues pour le cas unidimensionnel. La répartition spatiale du faisceau laser joue aussi un rôle important dans la propagation des ondes transverses, notamment car il impose une répartition de contrainte. Ceci justifie notamment le besoin de caractériser au mieux la source du laser, et montre les limites des simulations unidimensionnelles sur les taches de faibles largeurs ou sur des observations du signal sur une longue durée.

Les ondes transverses ont aussi un effet majeur sur le motif d'endommagement sous choc. En ce qui concerne les fissures longitudinales, les ondes transverses diminuent considérablement leurs diamètres. Ceci est dû au fait qu'au cours de la propagation, les ondes transverses se dirigent vers l'axe de symétrie et par conséquent diminuent le diamètre des ondes longitudinales. On observe en effet que la taille de la fissure dépasse rarement le tiers de la dimension de la tache focale, tandis qu'un cas unidimensionnel présenterait des fissures du diamètre de tache focale. La zone sollicitée dans le cas d'une onde de traction purement longitudinale est donc moindre. En ce qui concerne les autres effets, la présence et l'aspect de fissures obliques dans le joint de colle semble indiquer la contribution des ondes transverses dans l'endommagement.

Les simulations actuelles ne permettent pas de mettre en évidence ces endommagements via les critères étudiés. En revanche, il existe des zones sollicitées présentes aux mêmes endroits que les fissures obliques observées expérimentalement. Il s'agit alors de trouver une valeur à rupture  $\sigma_m$  interprétant autrement le tenseur des contraintes et/ou un critère de rupture adapté pour estimer numériquement les mécanismes de création de fissures obliques. Par exemple, le cisaillement est très mal représenté par le scalaire  $\sigma_m$  proposé. Une définition du  $\sigma_m$  prenant en compte la composante de cisaillement est envisageable. Il est aussi possible de considérer les mécanismes d'endommagement liés aux composantes hydrodynamiques du tenseur des contraintes et les mécanismes d'endommagement liés aux composantes déviatoriques du tenseur de façon indépendante. Enfin, une approche différente du problème, qui n'a pas été abordé dans cette thèse, basée sur une approche énergétique pourrait aussi être mise en place [11], grâce à une caractérisation préalable des taux de restitution d'énergie critique du matériau  $G_{Ic}$ ,  $G_{IIc}$  et  $G_{IIIc}$ ,

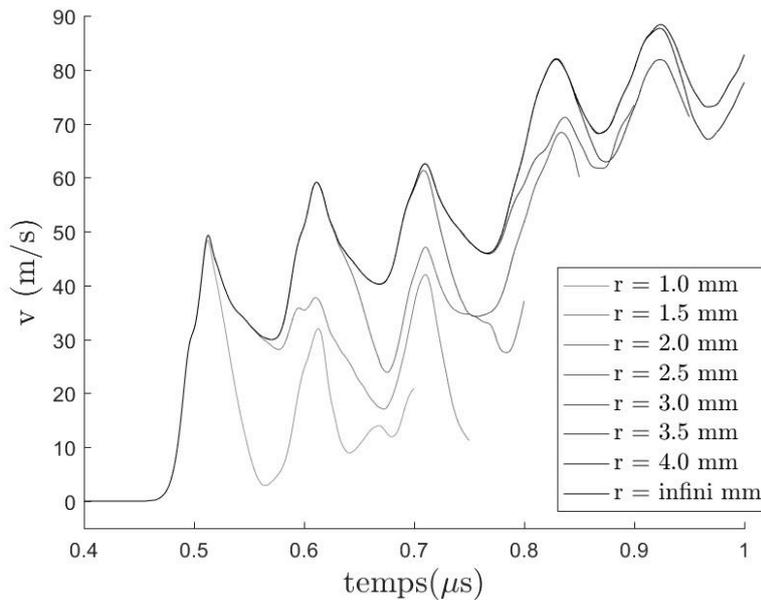


FIGURE 4.43 – Vitesses de surface libre calculées pour différents rayons de tache focale issus du même profil de pression temporel d’entrée, avec la même pression maximum.

## 4.5 Synthèse de chapitre

Le dimensionnement d’un assemblage collé propice à un endommagement contrôlé, sinon prévisible, est un aspect important de ces travaux. Les conditions d’épaisseur, ainsi que les contraintes liées à la propagation d’un choc ont été analysées dans le but de comprendre la chronologie d’arrivée des ondes et de prévoir un assemblage favorisant une sollicitation en traction à la première interface. Le choix des épaisseurs a aussi permis de limiter les perturbations liées à la multitude d’ondes créées par réflexion/transmission aux interfaces. Il en résulte le choix d’une configuration optimisée d’assemblage collé répondant aux besoins de l’étude.

Une fois la géométrie établie, une vérification expérimentale a été effectuée. Les sollicitations laser à différentes énergies ont permis de mettre en évidence un seuil de rupture de l’assemblage, et, dans une certaine mesure, de prouver la capacité de la sonde V.H. à mesurer des signatures liées à certains types d’endommagement. Ceci valide le choix de la géométrie, mais démontre de fait la complexité du phénomène qui n’avait pas été forcément considérée lors du dimensionnement de la géométrie de l’assemblage. Tout d’abord des questions subsistent sur la signature d’endommagement observée à partir du signal de vitesse en face arrière. En particulier sur l’absence de signes distinctifs pour des sollicitations en dessous de 80% de  $E_{max}$ . De même, la présence d’endommagements obliques sur les échantillons sollicités à plus de 80% de  $E_{max}$  semble indiquer les limites de l’approche unidimensionnelle utilisée lors du dimensionnement de l’assemblage de référence. La présence d’ondes transverses reste l’hypothèse la plus crédible pour expliquer le phénomène, comme de précédents travaux semblent l’indiquer [3]. Afin de mieux comprendre les mécanismes impliqués dans l’endommagement et la rupture de l’adhésif, une approche numérique du problème a été menée.

La simulation est basée sur les identifications de lois de comportement, d’équations d’état et des paramètres associés aux matériaux présentées au Chapitre 3. Elles ont été réalisées à partir d’un modèle 2D axisymétrique afin de prendre en compte les ondes transverses issues de la discontinuité de chargement. Les profils numériques de vitesse en face arrière ont été comparés aux résultats expérimentaux afin de valider le choix des lois de comportement. Des critères d’endommagement ont ensuite été étudiés puis deux d’entre eux ont été implémentés : le critère Cut-Off et le critère de Nikiphorovski-Shemyakin. Le critère de Cut-Off permet de prendre en

compte la rupture dans les cas où le phénomène est instantané. On trouve alors une corrélation pour les sollicitations à plus de 80% de  $E_{max}$  au niveau du temps d'apparition de la signature sur le signal de vitesse en face arrière. En revanche ce critère ne permet pas de prendre en compte la rupture retardée, d'où l'utilisation par la suite du critère de Nikiphorovski-Shemyakin qui prend en compte le cumul d'endommagement et une rupture retardée. Les résultats numériques sont alors plus cohérents pour une gamme de sollicitation laser de 40% de  $E_{max}$  à 90% de  $E_{max}$ . L'endommagement oblique n'a en revanche pas été reproduit correctement en simulation. Il reste cependant des pistes sur le choix des critères d'endommagement, car on observe effectivement une augmentation de la variable d'endommagement là où les fissures obliques apparaissent.

Ces simulations ont donc permis de valider le phénomène et surtout permettent de mieux interpréter les signaux de vitesse en face arrière au regard de l'approche 2D, et particulièrement sur la présence d'un amortissement. En ce qui concerne l'endommagement, les modèles envisagés permettent de reproduire une partie des caractéristiques des fissures observées expérimentalement. Certaines pistes ont été présentées afin de pallier ces manques, même si elles n'ont pas été implémentées faute de temps : les critères d'endommagement cumulatifs actifs et la prise en compte de la partie déviatorique du tenseur des contraintes dans la définition de  $\sigma_m$ .

La suite de l'étude traitera de la caractérisation à l'aide du montage Arcan modifié de la lamelle dimensionnée, et de l'interprétation des résultats quasi statiques obtenus.

## Bibliographie

- [1] D. Laporte. *Analysis of the response of bonded assemblies under shock wave loading - Experiments and modelling*. Thèse, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, October 2011.
- [2] A. Dorogoy, D. Rittel, and A. Brill. Experimentation and modeling of inclined ballistic impact in thick polycarbonate plates. *International Journal of Impact Engineering*, 38(10) :804–814, oct 2011.
- [3] J.-P. Cuq-Lelandais. *Investigation of the dynamic behavior in materials submitted to subpicosecond laser driven shock*. Thèse, ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, December 2010.
- [4] R. S. Hixson. Dynamic damage investigations using triangular waves. In *AIP Conference Proceedings*. AIP, 2004.
- [5] F.R. Tuler and B.M. Butcher. A criterion for the time dependence of dynamic fracture. *International Journal of Fracture Mechanics*, 4(4), dec 1968.
- [6] N.Morozov and Y. Petrov. *Dynamics of Fracture*. Springer Berlin Heidelberg, 2000.
- [7] Gennady I. Kanel, S. V. Razorenov, and V. E. Fortov. *Shock-wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter*. Springer-Verlag GmbH, 2004.
- [8] C. Bolis, L. Berthe, M. Boustie, M. Arrigoni, S. Barradas, and M. Jeandin. Physical approach to adhesion testing using laser-driven shock waves. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(10) :3155–3163, may 2007.
- [9] A. Dorogoy, A. Godinger, and D. Rittel. Application of the incubation time criterion for dynamic brittle fracture. *International Journal of Impact Engineering*, 112 :66–73, feb 2018.
- [10] M. Boustie, J. P. Cuq-Lelandais, C. Bolis, L. Berthe, S. Barradas, M. Arrigoni, T. de Resseguier, and M. Jeandin. Study of damage phenomena induced by edge effects into materials under laser driven shocks. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(22) :7103–7108, nov 2007.
- [11] O. Ševeček, M. Kotoul, D. Leguillon, E. Martin, and R. Bermejo. Assessment of crack-related problems in layered ceramics using the finite fracture mechanics and coupled stress-energy criterion. *Procedia Structural Integrity*, 2 :2014–2021, 2016.



## Chapitre 5

# Évaluation des propriétés mécaniques post-choc

### 5.1 Préambule

Les études préliminaires ont permis de déterminer un assemblage de référence, ainsi que les effets du choc sur l'intégrité de cet assemblage. Un seuil de rupture a été déterminé menant à plusieurs motifs de rupture, et signatures du niveau d'endommagement en fonction de l'énergie laser utilisée. La question est maintenant de savoir si ces sollicitations laser ont une influence quelconque sur les propriétés mécaniques quasi statiques de la lamelle. Le moyen d'évaluation retenu est le montage Arcan modifié présenté dans le chapitre 1. Ce chapitre permettra de déterminer un protocole pour adapter une lamelle soumise à un choc laser dans ce montage Arcan. Le but est de déterminer si la raideur de l'assemblage est affectée par le choc laser, mais aussi si ce dernier diminue les efforts à rupture de la lamelle. Cette étude comprend trois campagnes d'essais réalisées sur des assemblages impliquant des colles structurales différentes.

### 5.2 Adaptation au montage Arcan

L'étude menée jusqu'à présent a permis de caractériser le comportement sous choc de l'assemblage de référence, et aussi de répertorier les motifs d'endommagement ainsi que les énergies laser associées à la SAF 30/45. Cependant, les surfaces de la zone d'impact sont de l'ordre de  $9 \text{ mm}^2$ , tandis que la surface d'étude Arcan modifiée est de l'ordre de  $450 \text{ mm}^2$ . L'énergie disponible dans le faisceau laser étant limitée, il n'est donc pas possible d'agrandir la tache focale. Le choix s'est porté sur l'exécution de plusieurs tirs en quinconce sur la lamelle, comme illustré figure 5.2. Cette étape a été réalisée à l'aide d'une table de traçage XY basée sur une carte Arduino (présenté sur la figure 5.1), le déplacement étant synchronisé sur l'ordre de tir laser. Cette solution permet de garantir la reproductibilité du déplacement entre chaque point. Le but est d'homogénéiser la lamelle en termes de contraintes résiduelles et/ou d'endommagement lié au choc laser. Les taches focales ne se chevauchent pas, et des enrobages des échantillons impactés, suivis de coupe et d'observations microscopiques ont été effectués afin de vérifier l'influence de plusieurs tirs proches sur le taux d'endommagement. Lors de ces observations d'une suite de plusieurs tirs laser sur un même échantillon, aucune différence n'a été relevée d'une tache à l'autre. Cela plaide en faveur de l'hypothèse que le choc laser traite par point la surface de la lamelle de manière relativement homogène. L'inconvénient majeur de ce procédé est la plastification locale de l'aluminium lié au choc : en cumulant les chocs laser en ligne, les contraintes résiduelles engendrées tendent à fléchir la plaque et le galbe résultant peut rendre la mise en place dans le montage Arcan difficile. La limite acceptable de l'énergie laser dans notre cas est de 70% de  $E_{max}$  pour une tache focale de 4 mm de diamètre.

La géométrie de la lamelle a été définie de sorte à pouvoir l'introduire dans l'Arcan. La largeur

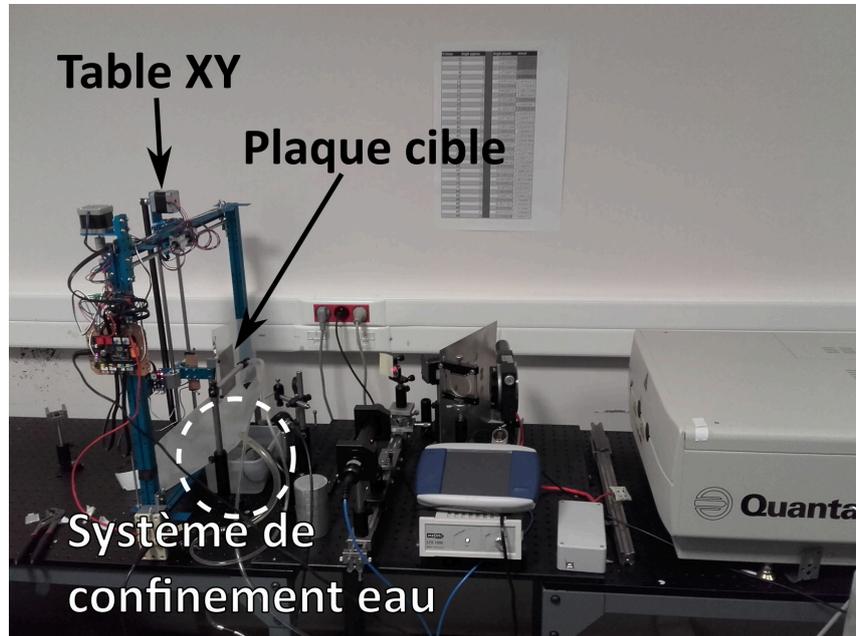


FIGURE 5.1 – Dispositif expérimental : table XY et confinement continu en eau.

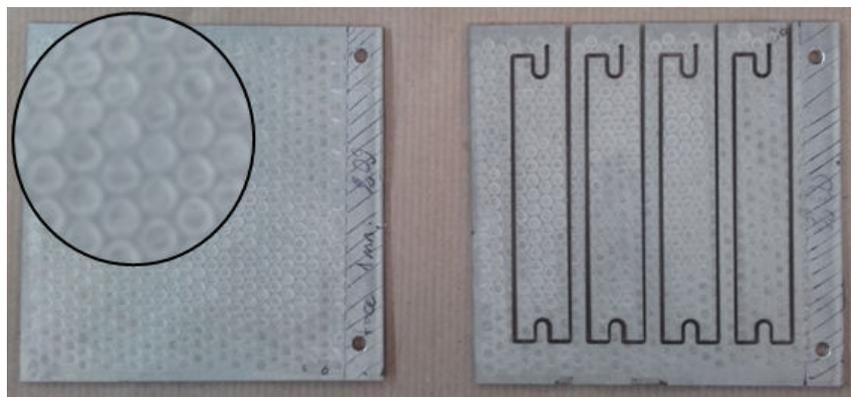


FIGURE 5.2 – Exemple de plaques avec des tirs laser en quinconce

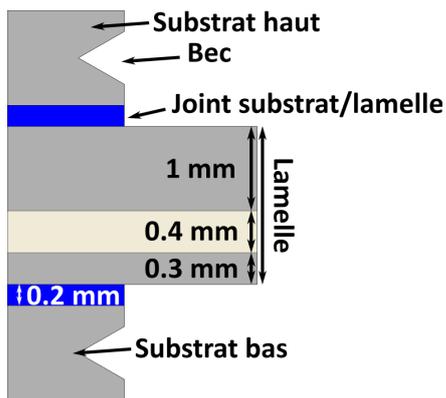
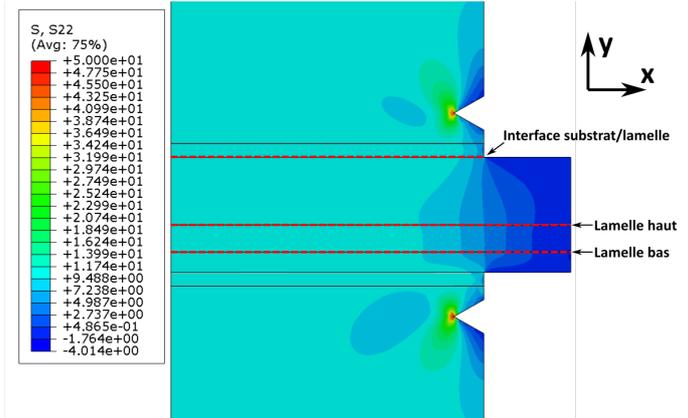


FIGURE 5.3 – Insertion d’une lamelle entre deux substrats.

FIGURE 5.4 – Champ de contrainte  $\sigma_{22}$  dans la largeur du dispositif.

	E (GPa)	$\nu$
Aluminium	72	0.3
Adhésif	1	0.4

TABLE 5.1 – Paramètres matériaux utilisés pour l’estimation des effets de bord.

a été fixée à 11.5 mm, la longueur à 54 mm. Un schéma du montage figure 5.3 présente en détail l’assemblage d’une lamelle entre deux substrats Arcan. Ce type de montage a été développé par Cognard et Davies [1] dans le but de solliciter des lamelles composites pour des chargements hors plan. L’épaisseur de joint entre le substrat et la lamelle est de 200  $\mu\text{m}$ . Cette épaisseur est garantie par le dispositif de serrage incorporé aux deux substrats Arcan [1]. Des encoches ont été prévues pour faire passer les vis de serrage des substrats Arcan et pour garantir l’alignement. Des simulations éléments finis sous Abaqus Standard ont été réalisées afin d’estimer la contribution des effets de bord dans le joint de colle en fonction de la largeur de la lamelle pour un chargement en traction (angle Arcan de  $0^\circ$ ). Trois interfaces présentées figure 5.3 sont à surveiller :

- L’interface entre le joint de colle sur le substrat et la lamelle ;
- L’interface aluminium 1mm/ adhésif (dans la lamelle) ;
- L’interface adhésif/aluminium 300  $\mu\text{m}$  (dans la lamelle).

Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 5.4, où sont illustrés les champs de contrainte, et sur la figure 5.5, où sont présentés l’évolution de la contrainte normale dans les éléments du joint de colle au contact de l’interface. Une première observation est que la contrainte diminue rapidement dans le joint de colle au sein de la lamelle au niveau des interfaces supérieures (notée ”lamelle haut”) et inférieures (notée ”lamelle bas”) quand on s’éloigne du bord du substrat. Un deuxième point important est la présence d’un pic de contrainte à l’interface entre le joint de colle et la partie supérieure de la lamelle ( interface notée ”interface substrat-lamelle”). Ce phénomène favorise une rupture prématurée du joint de colle qui se situe hors de la lamelle, en bleu sur la figure 5.3. Il est donc nécessaire d’utiliser un adhésif différent plus résistant que l’adhésif sollicité dans la lamelle pour s’assurer que l’essai ne sera pas interrompu prématurément en raison d’une rupture substrat Arcan/lamelle.

Pour la découpe des lamelles, le schéma de découpe utilisé prend en compte la répartition des taches, de sorte à toujours avoir le même nombre de taches sur chaque plaque. Avant d’être collées entre deux substrats Arcan, les lamelles sont sablées, puis nettoyées à l’isopropanol. Cette étape garantit un état de rugosité similaire pour chaque niveau d’énergie laser utilisée pour le

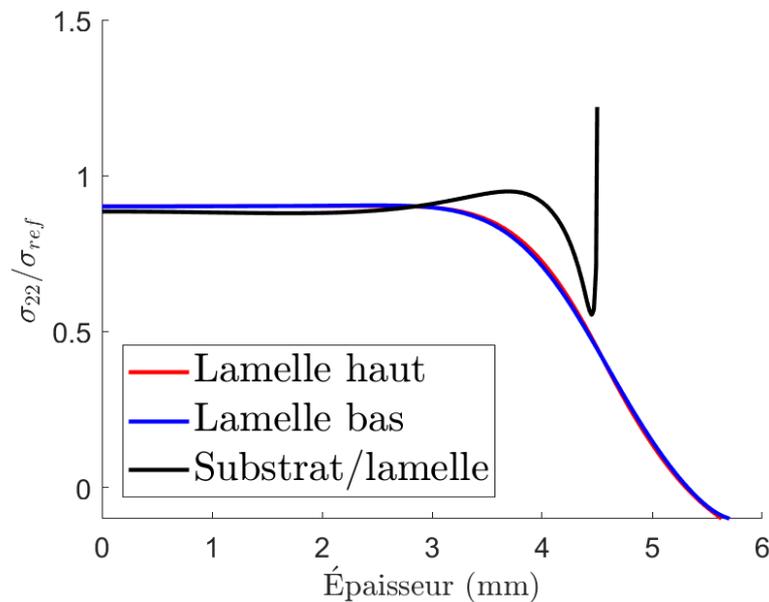


FIGURE 5.5 – Profil de contraintes normées  $\sigma_{22}/\sigma_{ref}$  aux interfaces critiques : lamelle haute, lamelle basse et interface substrat/lamelle.  $\sigma_{ref}$  la contrainte maximale (issue de l'interface lamellée/substrat) hors effet de bords. Paramètres utilisés présentés dans la table 5.1

choc en effaçant les traces d'ablation laser. En effet, la profondeur des empreintes d'ablation (et par conséquent la rugosité) varie avec l'énergie laser : un niveau d'énergie plus élevé engendrera une empreinte plus marquée et donc plus difficile à effacer. Ces différences d'état de surface peuvent présenter un biais lors de la sollicitation des lamelles en favorisant l'accroche à la lamelle lors de l'essai. Ce phénomène est connu sous le nom de texturation laser et a été décrit par Kromer [2].

### 5.3 Déroulement d'une campagne

Une fois le collage des substrats sur la lamelle réalisé, l'ensemble est peint d'un mouchetis afin de mesurer les champs de déplacements par stéréocorrélation d'images, comme présenté sur la figure 5.6. La mesure de déplacement s'effectue ainsi : deux acquisitions d'images sont effectuées sous deux angles différents. À partir de ces données, préalablement corrélées par le système de traitement de l'image, deux opérations sont effectuées :

- Un dégauchissage du plan : en effet, dans le cas d'une acquisition classique en 2D avec une seule caméra, il peut exister des défauts de perpendicularité et de centrage par rapport à la surface visée. L'utilisation de la corrélation d'image en 3D alors permet de déterminer la position et l'orientation dans l'espace du plan visé. On peut ainsi définir un repère propre à l'échantillon et garantir l'absence de biais de mesure ;
- Une mesure des déplacements : deux points sont identifiés sur des lignes de repère à des positions précises et connues de l'éprouvette sur les premières images, puis identifiés de nouveau sur chaque nouvelle image par corrélation, permettant ainsi de déterminer le déplacement de ces points au cours du temps. Un déplacement établi dans le repère local est alors calculé entre ces deux points. Ce dispositif de mesure est couramment utilisé pour les mesures effectuées sur Arcan modifié, car il permet de placer des curseurs de mesure très proches du joint de colle [3][4].

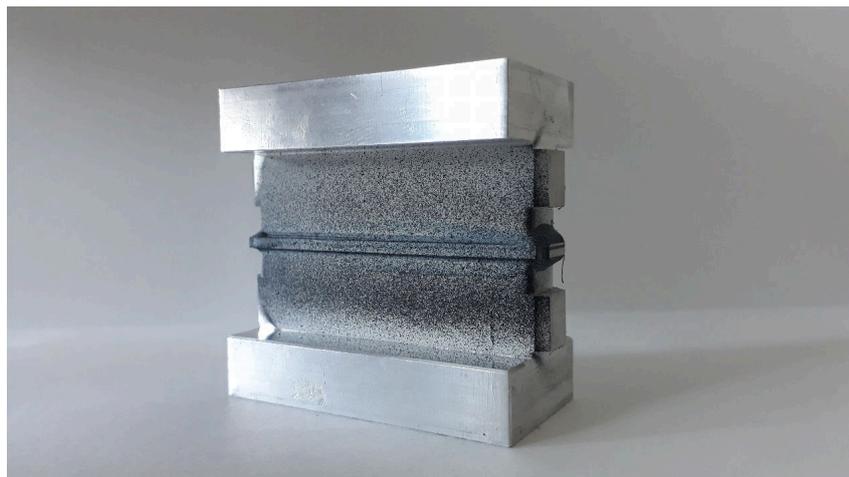


FIGURE 5.6 – Exemple d'un assemblage substrats/lamelle peint.

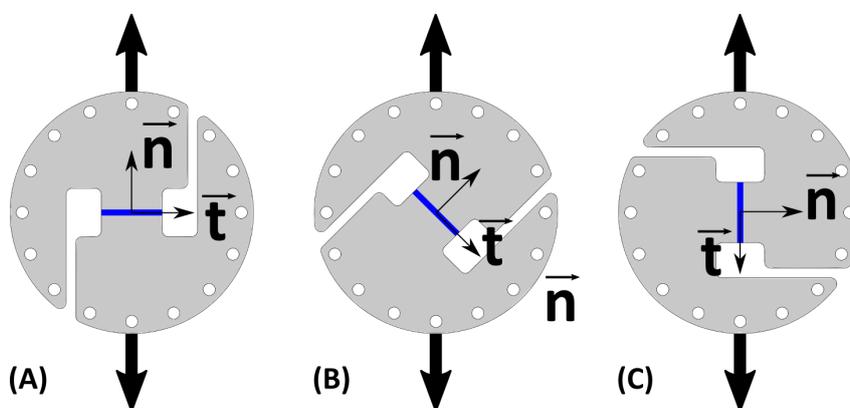


FIGURE 5.7 – Configurations retenues pour l'étude : traction simple (mode I) en (a), sollicitation mixte en (b) et cisaillement pur (mode II) en (c)

À chaque couple d'images est associé un effort machine, il est alors possible d'extraire une courbe déplacement sur l'axe tangentiel ou l'axe normal au joint de colle en fonction de l'effort issu de la cellule d'effort de la machine. Dans le cas d'une sollicitation en traction pure (mode I) (figure 5.7 (a)), seul le déplacement normal (axe  $n$ ) est considéré. Dans le cas d'une sollicitation en cisaillement (figure 5.7 (c)), seul le déplacement tangentiel au joint de colle (direction  $t$ ) est affiché. Dans le cas d'une sollicitation mixte (figure 5.7 (b)), les deux composantes du déplacement sont amenées à varier significativement. Cependant l'estimation contrainte/déformation n'est pas possible de façon directe, comme pour un essai de traction classique, en calculant un rapport effort machine / Surface de collage. En effet, la répartition de contraintes n'est pas homogène, comme illustrée sur la figure 5.5. En effet, en raison de l'utilisation de becs, qui permettent de réduire les effets de bords, et d'une lamelle légèrement plus grande que les substrats Arcan, les profils de contrainte dans les différents joints de colle ne sont pas homogènes. L'identification nécessite donc une approche inverse, utilisant un modèle numérique permettant de revenir à partir du comportement 3D des matériaux aux valeurs locales de contraintes.

Dans ce travail, la caractérisation et la quantification des raideurs de l'assemblage n'ont pas été réalisées, seule une étude comparative de lamelles à différents niveaux de sollicitation par choc laser a été effectuée. L'étude du comportement mécanique du matériau colle en fonction de sa réponse à l'essai Arcan constitue une perspective.

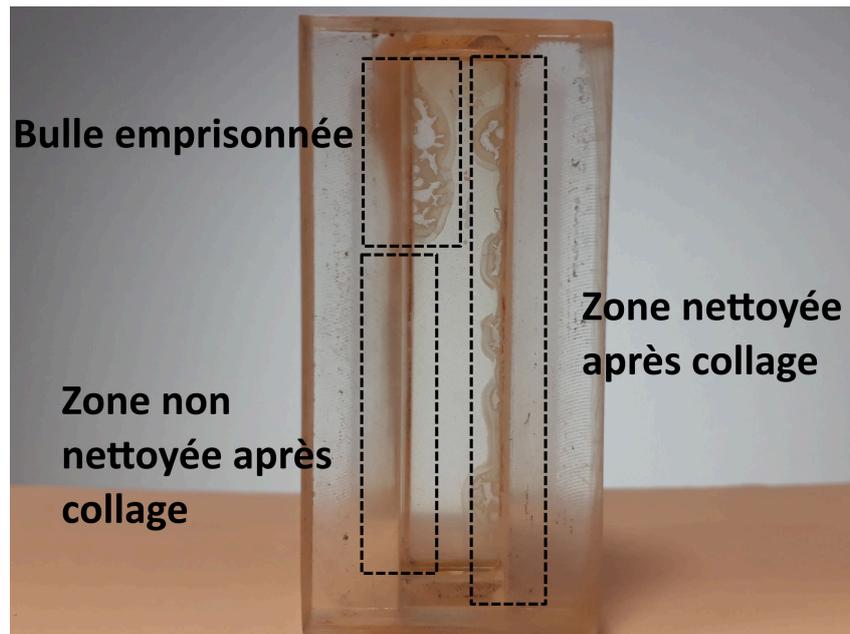


FIGURE 5.8 – Exemple de retrait de la colle SAF30/45 (substrat Arcan transparent vu perpendiculairement au joint de colle), avec une zone nettoyée et une zone sans nettoyage.

## 5.4 Évaluation des propriétés mécaniques de la colle SAF30/45 post-choc

### 5.4.1 Essais sans lamelle

La première campagne a porté sur la SAF30/45. Comme défini précédemment, c'est un adhésif méthacrylate bi composant. Cette colle présente la particularité de ne pas polymériser complètement en présence d'oxygène, et présente un retrait important si elle y est exposée, comme illustré figure 5.8. En pratique, l'utilisateur est censé laisser un congé afin de créer une couche sacrificielle et donc garantir l'intégrité du collage, ce qui est difficile, voire impossible à mettre en place pour des dimensions réduites. Cette contrainte de mise en œuvre a probablement été à l'origine de dispersions, déjà présentes dans les essais sans lamelles.

Des essais préalables sans lamelle ont été effectués pour la colle SAF30/45 avec une épaisseur de joint de  $400 \mu m$ , pilotés en effort à  $0.2 \text{ kN/s}$ . Les substrats ont été sollicités à  $0^\circ$  et  $90^\circ$ , et les résultats sont présentés respectivement dans les figures 5.9 et figures 5.10. Ces courbes sont assez dispersées, en particulier à  $0^\circ$ , très probablement en raison des particularités de polymérisation de la colle. En plus de cette dispersion, un certain nombre d'échantillons n'a pas pu être sollicité : certains de ces échantillons ont en effet rompu lors de la précharge ( $0.5 \text{ kN}$ ) qui sert à rattraper les jeux de montage. Le taux de rebut est environ de 20% des éprouvettes. Cette campagne Arcan modifié d'identification pourtant adaptée à la caractérisation mécanique de modèle de comportement complexes n'a pas apporté la répétabilité de résultats escomptée pour l'identification de paramètres matériaux pour la SAF30/45. La particularité de polymérisation a en effet rendu difficile le nettoyage après encollage. Le but était de trouver le juste compromis : il faut garder une couche protectrice assez épaisse pour assurer la protection du joint interne, mais assez fine pour être négligeable dans le comportement de l'adhésif. Le fait de conserver une couche de protection à l'extérieur des becs, ainsi que la difficulté de garantir son épaisseur constante, a grandement contribué à la dispersion des résultats. Par la suite nous nous baserons sur la fiche matériaux donnée par le fournisseur (Annexe C) pour définir les propriétés quasi statiques de l'adhésif sain pour la SAF 30/45. Toutefois, un seuil de rupture se dégage entre  $4,5$  et  $5 \text{ kN}$ , aussi bien en traction qu'en cisaillement, pour une elongation à la rupture comprise

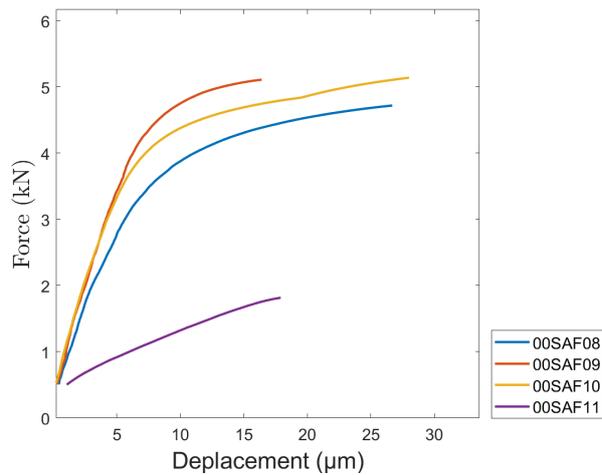


FIGURE 5.9 – Courbes déplacement normal/effort pour une série de sollicitation à  $0^\circ$ .

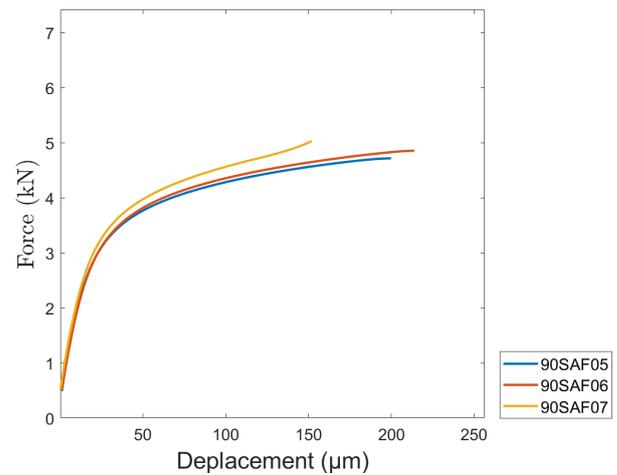


FIGURE 5.10 – Courbes déplacement tangential/effort pour une série de sollicitation à  $90^\circ$ .

entre 16 et 29  $\mu m$  en traction et de 150 à 225  $\mu m$  en cisaillement.

#### 5.4.2 Essais post-chocs sur lamelles

Il faut tout d'abord noter que cette étude a été réalisée en premier, et donc a mis en évidence des besoins de changement dans le protocole expérimental. En effet, aucune préparation spécifique de surface des lamelles n'a été réalisée, et la fixation sur les substrats Arcan modifiés a été réalisée avec de la colle SAF 30/45. Cette étude expérimentale porte sur des lamelles soumises à plusieurs intensités laser considérées comme représentatives des différents états observés, en incluant une lamelle témoin qui n'a pas été soumise au choc. Ces intensités sont toutes établies par rapport au seuil d'endommagement qui a été évalué pour ces plaques par observations microscopiques. Les niveaux d'énergie retenus sont les suivants :

- **Lamelle saine** : Ces lamelles servent de témoin et permettent d'avoir une valeur de référence pour comparer les autres niveaux ;
- **30% en dessous du seuil** : Ce niveau a pour but de déterminer si, sans endommagements visibles, le comportement mécanique est modifié, même pour des sollicitations de très basses intensités ;
- **10% en dessous du seuil** : Ce niveau a pour but de déterminer si, sans endommagements visibles, le comportement mécanique est modifié, et surtout de comprendre l'influence des petits endommagements présents avant un niveau où la fissure est clairement visible ;
- **Au seuil** : Le but est de vérifier si la présence d'endommagement affecte le comportement mécanique de la lamelle et si ce changement est observable via un essai de traction en utilisant le montage Arcan modifié ;
- **A l'énergie laser maximale utilisable** : Il s'agit ici de comparer si la taille et le motif d'endommagement possèdent une influence particulière, et si l'utilisation du montage Arcan modifié permet de le détecter. À noter qu'il existe une valeur limite au-delà de laquelle la lamelle fléchit en raison de la plastification de surface due au choc laser (environ 70% de  $E_{max}$  pour une tache focale de 4 mm).

Dans le cas de la colle SAF 30/45, deux configurations Arcan ont été retenues :  $0^\circ$  (sollicitation en traction) et  $90^\circ$  (sollicitation en cisaillement). Les lamelles ont été préparées sous forme de plaques, la polymérisation a été réalisée sous bête à vide à température ambiante. À noter que

pour cette campagne les lamelles n'ont pas été sablées, mais simplement rayées. La colle utilisée pour la mise en place des substrats est aussi de la colle SAF 30/45 polymérisée à température ambiante. De plus, pour éviter une mauvaise polymérisation sur le périmètre du substrat, une couche sacrificielle a été conservée sur ce dernier. Cette couche étant partiellement polymérisée, elle n'a pas été retirée après polymérisation de l'ensemble pour éviter de fragiliser l'assemblage. Il est important de noter que les dimensions de ce surplus de colle sont difficilement maîtrisables, et est susceptible d'augmenter la dispersion. De même que pour les essais sans lamelle, le pilotage de la machine de traction a été réalisé en effort à 0.2 kN/s. Pour chacun des cas sont présentés les courbes effort-déplacement, un histogramme des raideurs "assemblage" ainsi qu'un histogramme des efforts à rupture en figures 5.15 à 5.17.

Pour la traction, la courbe effort-déplacement est présentée dans la figure 5.15. On observe une grande dispersion dans les résultats (cohérente avec les essais sans lamelle), et il est difficile de conclure a priori sur un comportement global lié à chaque niveau d'énergie laser. On peut toutefois comparer les histogrammes de raideur (figure 5.16), où l'on observe des différences de comportement. Il semble tout d'abord que les échantillons sains et 30% sous le seuil semblent moins raides, comparés aux autres. Une explication possible est la présence d'une empreinte d'ablation laser sur les lamelles uniquement à partir des échantillons sollicités à 10% en dessous du seuil, car même une rayure au papier de verre ne permet pas de retirer complètement ces empreintes, d'où le choix du sablage pour les campagnes suivantes menées sur les colles LORD 410-17 et Araldite 2012. Il est donc plus prudent de comparer uniquement ces échantillons entre eux, pour s'assurer de comparer des états de surface équivalents. Dans ce cas, on observe une raideur plus importante pour les échantillons les moins sollicités au choc laser, avec une légère tendance à la décroissance de la raideur avec l'augmentation de l'intensité des chocs laser. Cette tendance est cependant sujette à caution en raison du faible nombre d'essais Arcan et de la dispersion des résultats. En ce qui concerne les efforts à rupture présentés sur la figure 5.17, aucune tendance claire ne se dénote. Il semble que les lamelles sollicitées à 10% sous le seuil de rupture présentent des efforts à rupture plus élevés, et que les efforts à rupture des lamelles saines et sollicitées à 30% en dessous du seuil ne dépassent pas la moyenne, voire sont légèrement inférieures à la moyenne. Là encore, il est difficile de conclure en raison du faible nombre de données et de la dispersion. Toujours concernant la rupture, on observe que pour les lamelles sollicitées par choc laser au maximum de l'énergie possible, la rupture intervient dans la lamelle, tandis que pour toutes les valeurs d'énergie laser en dessous, cette rupture se produit entre la lamelle et le substrat Arcan. Une photo d'assemblage substrat Arcan-lamelle choquée au seuil de est présentée figures 5.11 et figure 5.12. Une photo d'assemblage substrat Arcan-lamelle choquée au maximum de l'énergie laser possible est présenté sur la figure 5.13, avec un agrandissement sur la figure 5.14. On observe d'ailleurs que la rupture intervient au niveau de la plaque d'aluminium la plus fine, ce qui est cohérent avec les motifs d'endommagement observés au Chapitre 4 qui se situent au niveau de cette plaque.

Cette rupture montre aussi qu'il est difficile de comparer les résultats des échantillons choqués au seuil et à -10% avec les résultats à énergie maximale, car les mécanismes d'endommagement sont de toute évidence différents.

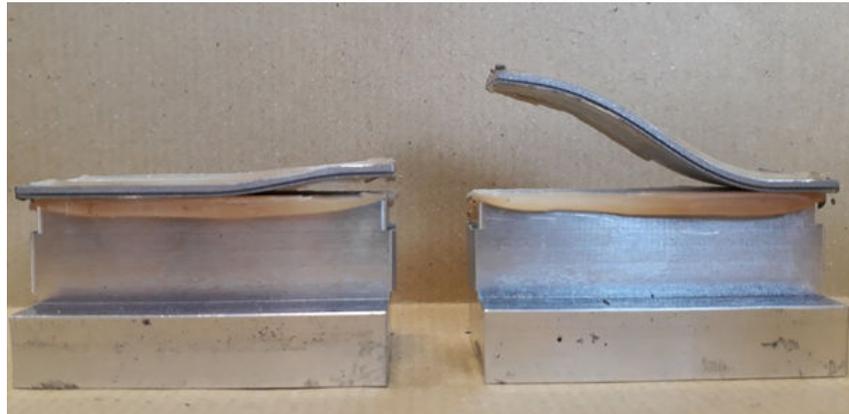


FIGURE 5.11 – Assemblage substrat/lamelle choquée au seuil de rupture

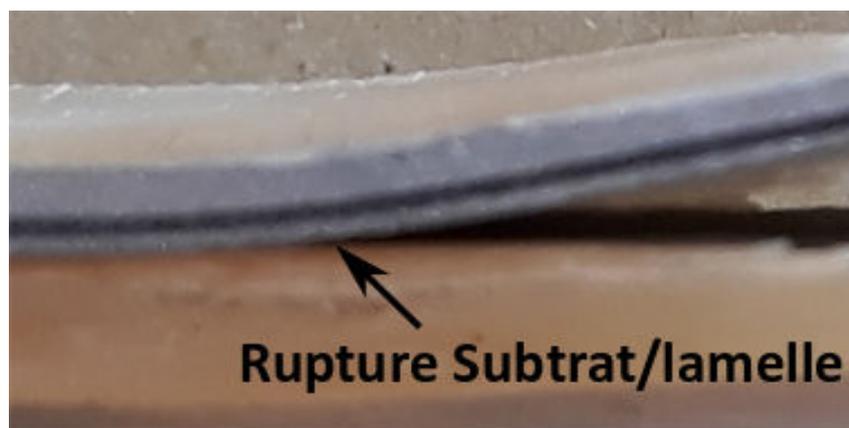


FIGURE 5.12 – Assemblage substrat/lamelle choquée au seuil de rupture : agrandissement.



FIGURE 5.13 – Assemblage substrat/lamelle au maximum de l'énergie laser possible.

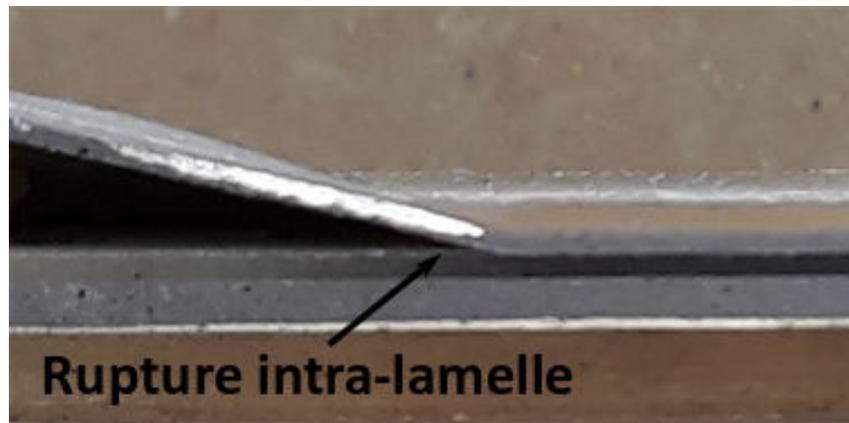


FIGURE 5.14 – Assemblage substrat/lamelle au maximum de l'énergie laser possible : agrandissement.

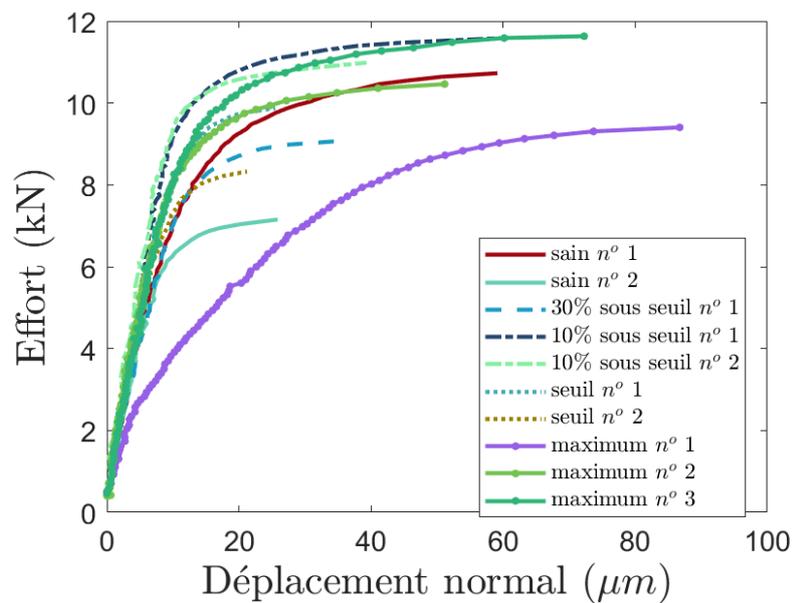


FIGURE 5.15 – Courbes déplacement normal/effort pour des assemblages de colle SAF 30/45 sollicités à  $0^\circ$ .

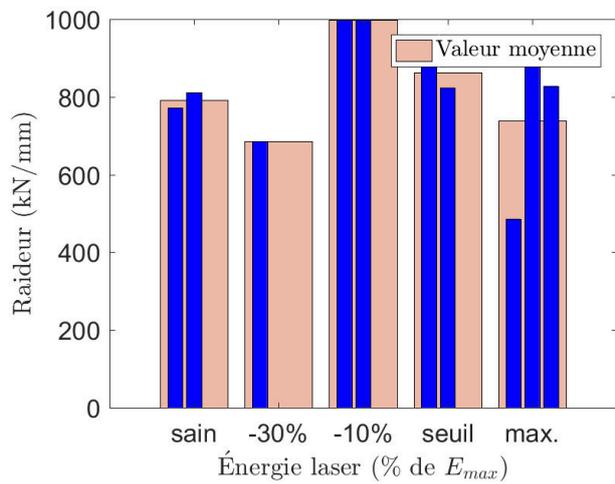


FIGURE 5.16 – Histogramme des raideurs pour des assemblages de colle SAF 30/45 sollicités à  $0^\circ$ .

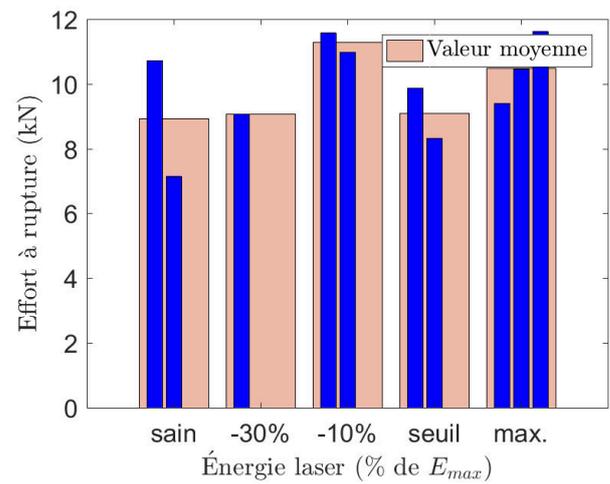


FIGURE 5.17 – Histogramme des efforts à rupture pour des assemblages de colle SAF 30/45 sollicités à  $0^\circ$ .

La configuration en cisaillement présente des résultats plus mitigés. Sur les courbes effort-déplacement, de la figure 5.18, il est difficile de trouver une tendance. Les raideurs du montage présentées figure 5.19 montrent une sérieuse dispersion sans tendances notables, à l'exception d'un pic pour les lamelles soumises à un choc laser 10% sous le seuil de rupture et des raideurs encore plus faibles pour les lamelles soumises à un choc laser 30% sous le seuil de rupture et pour les lamelles saines. Concernant les efforts à rupture (figure 5.20) la dispersion est moindre, et toutes les configurations présentent des valeurs similaires.

Lors de ces essais, les lamelles endommagées par laser ont été sollicitées en cisaillement. Il n'y a donc pas, à l'échelle microscopique, d'ouverture en mode I de la fissure, et la perte en raideur est moindre que dans le cas de la traction pure.

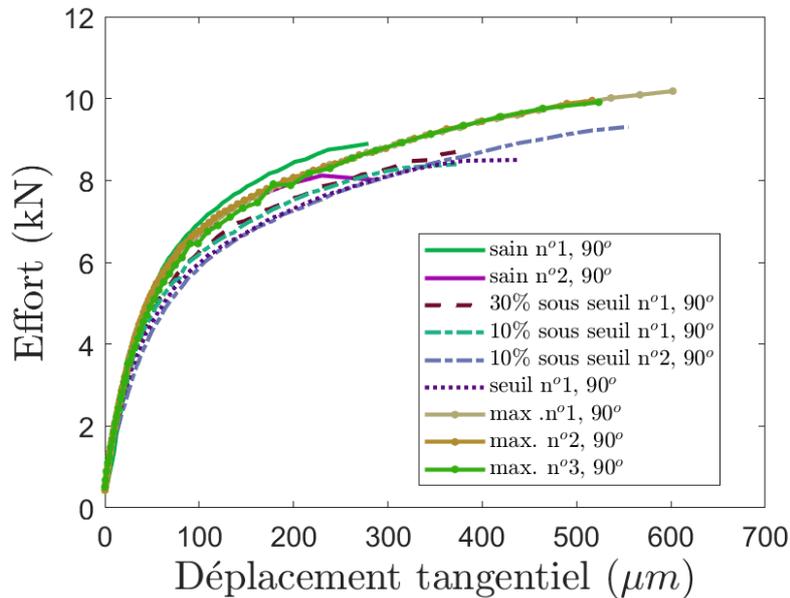


FIGURE 5.18 – Courbes déplacement normal/effort pour des assemblages de colle SAF 30/45 sollicités à 90°.

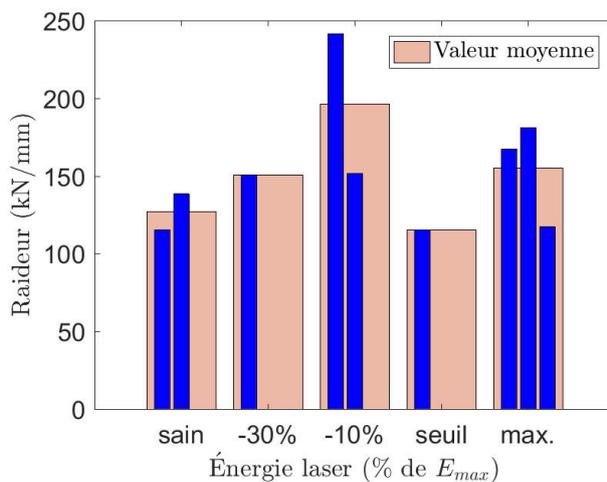


FIGURE 5.19 – Histogramme des raideurs pour des assemblages de colle SAF 30/45 sollicités à 90°.

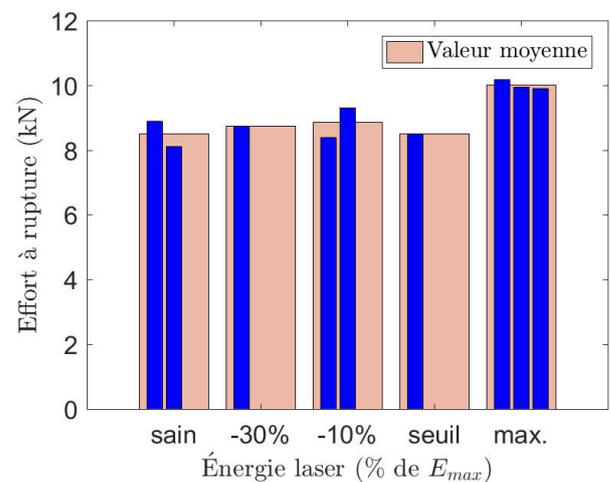


FIGURE 5.20 – Histogramme des efforts à rupture pour des assemblages de colle SAF 30/45 sollicités à 90°.

Ces résultats semblent montrer que le montage Arcan permet d'observer l'effet de l'endommagement sur la raideur et l'effort à rupture, mais seulement en traction qui semble la sollicitation la plus pertinente pour observer un effet de l'endommagement. Aussi, les essais suivants ont tous été réalisés prioritairement en traction. Les conclusions à tirer de ces résultats restent mitigées en raison d'un protocole de collage peu adapté à cet adhésif, qui a probablement induit des effets indésirables. Le premier d'entre eux est l'absence de sablage et donc la disparité des états de surface sur le résultat final. Ceci est particulièrement vrai pour les échantillons sains et choqués 30% sous le seuil de rupture. De même, les essais sans lamelle, réalisés avec cet adhésif, présentent d'emblée des dispersions. La couche sacrificielle utilisée pour garantir une polymérisation complète sur les bords du joint de colle entre la lamelle et le substrat peut aussi induire des dispersions : d'une part, car la géométrie de cette couche est difficilement contrôlable, et d'autre part, car cette couche présente également un gradient de polymérisation difficilement contrôlable aussi. Il est donc difficile de différencier la contribution des lamelles et de l'adhésif seul dans les dispersions observées lors de ces essais.

Pour les raisons évoquées, le choix a donc été fait de réaliser ces essais sur au moins un autre adhésif de même nature afin de limiter la dispersion. Il faut en effet pallier la difficulté de mise en œuvre liée à la colle SAF 30/45, qui rend difficile une interprétation des résultats. De même une légère révision du protocole est à prévoir, en raison des disparités d'état de surface en fonction du niveau de sollicitation.

## 5.5 Évaluation des propriétés mécaniques de la colle LORD 410-17 post-choc

Une autre série d'essais a été réalisée sur un autre adhésif, la colle LORD 410-17, qui est aussi un adhésif méthacrylate. Celui-ci a été retenu d'une part, car il est de même nature que la colle SAF 30/45, mais aussi, car cet adhésif a déjà été étudié à l'IRDL dans d'autres travaux. Par conséquent un protocole de collage, destiné à réduire les dispersions, a déjà été établi et surtout présente moins d'inconvénients que pour la colle SAF 30/45. Cependant, la colle LORD 410-17 présente la même tendance à ne pas polymériser en présence d'oxygène que la colle SAF 30/45, toutefois dans des proportions moindres. Le choix a donc été fait de conserver une couche sacrificielle sur le périmètre du substrat Arcan. Les lamelles ont été sablées avant assemblage dans les substrats. Cet assemblage lamelle/substrat a été réalisé à l'aide de LORD 410-17.

En ce qui concerne l'endommagement sous choc laser, il s'est avéré impossible d'observer un quelconque endommagement avec la puissance laser disponible. La principale limite est la tendance de la plaque à se galber sous choc. Ce phénomène impose l'utilisation d'une énergie laser inférieure à 70% de  $E_{max}$ . Les essais ont néanmoins été menés afin de comparer une lamelle saine et une lamelle choquée à 70% de  $E_{max}$  en traction. Ces essais ont été réalisés avec environ 10 assemblages lamelle/substrat, mais certains des échantillons ont présenté des problèmes de retrait important de la colle diminuant ainsi la surface utile de collage. Les résultats présentés sont issus des échantillons ne présentant aucun défaut de collage observable à l'oeil nu, c'est-à-dire aucun retrait ou mauvaise polymérisation dans le joint de colle entre la lamelle et le substrat. Les courbes effort-déplacement sont présentées sur la figure 5.21 et comme pour les autres cas, il est difficile d'y observer une tendance nette. Les raideurs des assemblages sont présentées sur la figure 5.22. On y observe une dispersion un peu plus importante pour les lamelles choquées par laser, mais on note une dégradation sensible du seuil de rupture pour les lamelles choquées à 70% de l'énergie laser maximale, par rapport aux lamelles saines (7.9 kN contre 8.2 kN, soit une baisse de 3.5 %). Pour les efforts à rupture (figure 5.23) il n'y a pas de différences significatives.

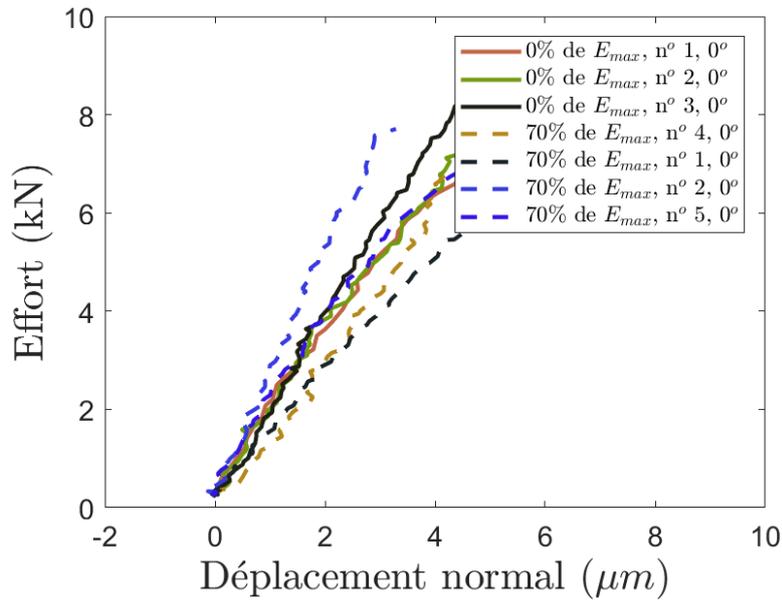


FIGURE 5.21 – Courbes déplacement normal/effort pour des assemblages de LORD 410-17 sollicités à  $0^\circ$ .

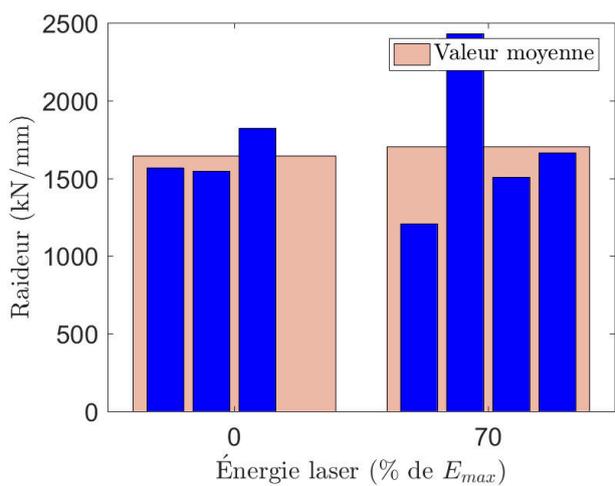


FIGURE 5.22 – Histogramme des raideurs pour des assemblages de LORD 410-17 sollicités à  $0^\circ$ .

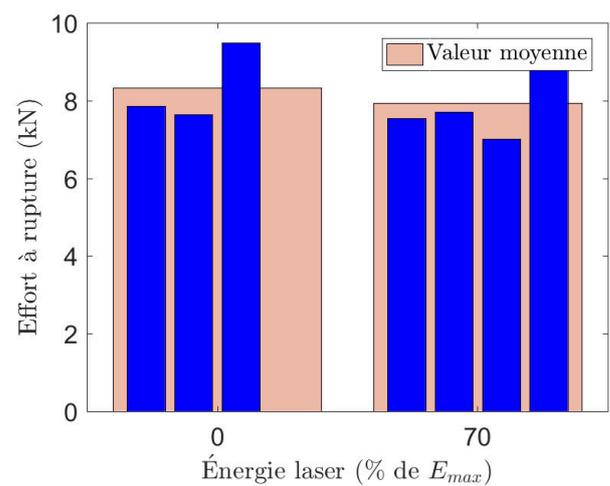


FIGURE 5.23 – Histogramme des efforts à rupture pour des assemblages de LORD 410-17 sollicités à  $0^\circ$ .

Ces essais montrent que pour la colle LORD 410-17, le choc laser n'induit visiblement pas d'effet sur la raideur de l'assemblage. Toutes les ruptures ont eu lieu entre le substrat et la lamelle. On peut toutefois noter une légère dispersion sur la raideur, mais celle-ci reste en moyenne la même. Ces essais confirment aussi l'intérêt du sablage, car les sollicitations Arcan sur une lamelle saine et sur une lamelle soumise au choc présentent les mêmes raideurs, contrairement à la SAF 30/45 où une lamelle saine semblait moins raide et présente un effort à rupture moindre qu'une lamelle soumise au choc.

Cependant, l'absence de rupture induite par laser dans les lamelles ne permet pas de conclure quant à la capacité de l'Arcan à mettre en évidence un changement de comportement de la colle LORD 410-17 endommagée. Une étude sur un dernier adhésif dont l'endommagement était assuré a donc été réalisée en intégrant toutes les modifications utiles du protocole.

## 5.6 Évaluation des propriétés mécaniques post-chocs de l'Araldite 2012

L'adhésif utilisé pour les essais suivants a été choisi afin d'assurer que la puissance laser disponible entraîne la rupture dans la lamelle. L'araldite 2012 est une colle époxy bi composante à polymérisation rapide. Un cycle de polymérisation de 16 heures à 40°C a été appliqué à l'assemblage collé conformément aux données du fournisseur. Des tirs laser à énergie croissante ont été réalisés afin de déterminer le seuil d'endommagement. Ce seuil est de 40% de  $E_{max}$  pour une tache focale de 4 mm de diamètre. Contrairement à la SAF 30/45, l'endommagement est exclusivement adhésif. On observe une décohésion entre le joint de colle et la plaque d'aluminium, mais aucune fissure n'est visible dans le joint de colle au microscope.

Une fois les lamelles choquées et découpées, celles-ci ont été sablées puis collées aux substrats en utilisant l'Araldite 2012 et un cycle de polymérisation de 16 heures à 40°C. Le but est d'utiliser un adhésif plus résistant que celui utilisé dans la lamelle afin d'entraîner une rupture au sein de la lamelle. Tous les essais ont été réalisés en traction.

Les courbes effort-déplacement sont présentées sur la figure 5.24. Les raideurs de l'assemblage, présentées sur la figure 5.25, ne laissent pas apparaître de différence majeure excepté une plus grande dispersion une fois passé le seuil d'endommagement. La très légère baisse de la valeur moyenne rentre dans l'écart type. La différence entre les limites à rupture est bien plus nette, illustrée sur la figure 5.26 où les limites à rupture au-dessus du seuil de rupture diminuent de moitié comparées aux lamelles saines et celles choquées à 10% sous le seuil d'endommagement. On observe aussi que les efforts à rupture semblent plus faibles sur des lamelles saines que sur des lamelles soumises au choc à 10% sous le seuil d'endommagement, mais ce résultat reste à confirmer avec de nouveaux essais. L'influence de l'endommagement sur les propriétés mécaniques est donc claire et cohérente pour cet adhésif. Un endommagement au sein du joint de colle au niveau de l'assemblage (lamelle) engendre bien une baisse de l'effort à rupture.

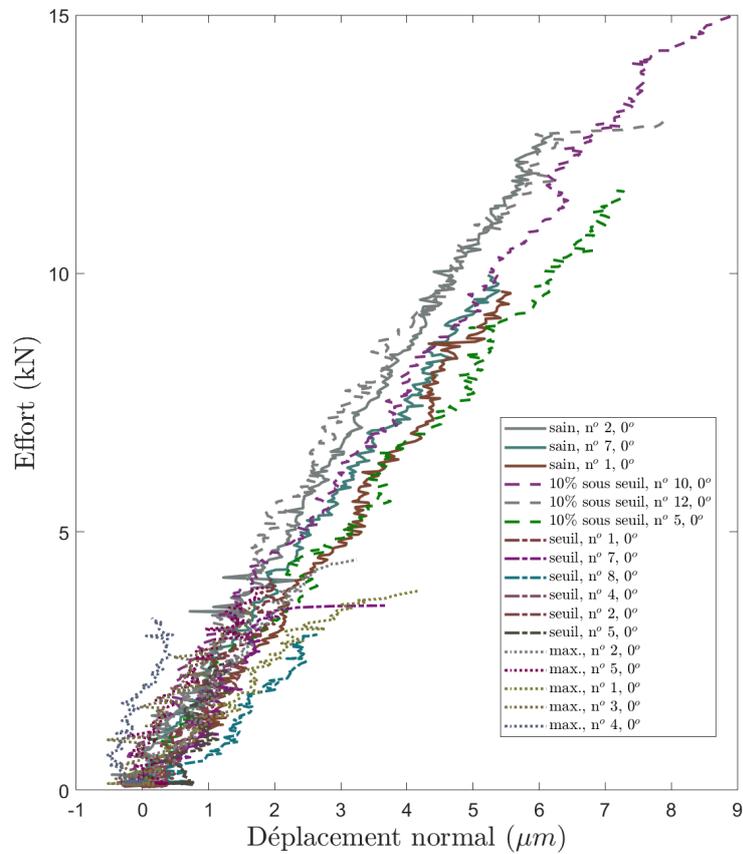


FIGURE 5.24 – Courbes déplacement normal/effort pour des assemblages de l’Araldite 2012 sollicités à  $0^\circ$ .

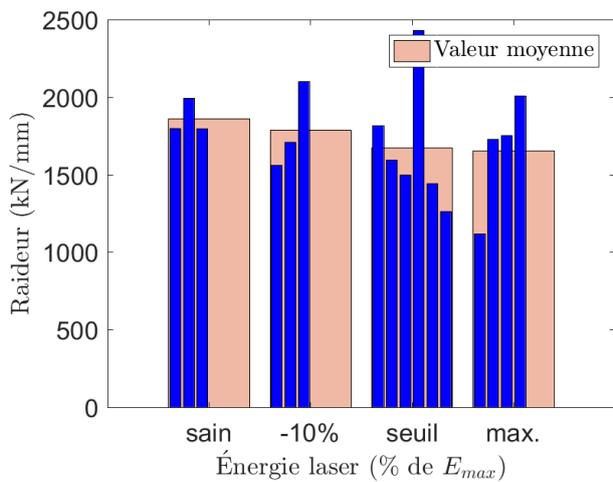


FIGURE 5.25 – Histogramme des raideurs pour des assemblages de l’Araldite 2012 sollicités à  $0^\circ$ .

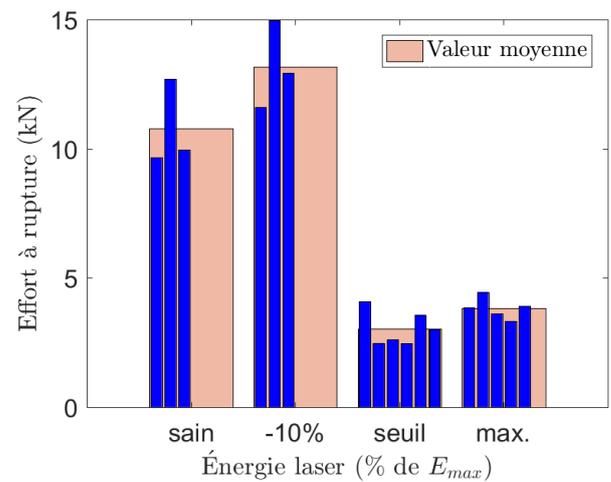


FIGURE 5.26 – Histogramme des efforts à rupture pour des assemblages de l’Araldite 2012 sollicités à  $0^\circ$ .

L'essai Arcan est donc en mesure de mettre en évidence un changement de comportement mécanique lié à l'endommagement de la lamelle sur ce type de colle. Cette campagne a aussi permis d'étudier un autre type d'endommagement : l'endommagement adhésif. Ceci permet de compléter l'étude avec la colle SAF 30/45, bien que les deux adhésifs soient différents et donc à même de présenter des différences intrinsèques.

Toutes les ruptures ont eu lieu au sein de la lamelle, ce qui confirme l'intérêt d'utiliser un adhésif avec une limite à rupture plus haute. Il est alors possible de faire rompre les échantillons au sein de la lamelle et donc de s'assurer d'évaluer le même type de rupture pour toutes les lamelles.

## 5.7 Synthèse de chapitre

Le problème posé ici était de pouvoir évaluer les propriétés mécaniques d'un assemblage collé. Concernant le protocole retenu, le montage Arcan a été utilisé, mais a nécessité une adaptation des lamelles et une homogénéisation du choc laser sur les plaques. Les simulations éléments finis confirment que le champ de contraintes est adapté à la sollicitation des lamelles du fait d'une répartition adéquate. Des améliorations du protocole ont été réalisées à l'issue des différentes campagnes, en particulier le sablage qui s'est avéré nécessaire en raison des empreintes de l'ablation laser. De nombreuses contraintes liées à la mise en place et à la polymérisation des adhésifs méthacrylates ont été une difficulté supplémentaire, et ont probablement favorisé la dispersion des résultats obtenus.

Concernant les résultats, les colles SAF 30/45 et Araldite 2012 ont montré qu'il existait une différence entre des lamelles saines et des lamelles soumises au choc laser. Ces différences peuvent aussi bien concerner la raideur que l'effort à rupture. Les effets du choc sans endommagement, s'ils existent, n'ont pour l'instant pas été mis en évidence. Ceci est particulièrement visible avec les essais sur la colle LORD 410-17 dont les résultats à l'état sain et après choc laser sont assez similaires. Cependant, la dispersion ne permet pas de conclure sur les tendances qui se dégagent des résultats expérimentaux, et il convient d'améliorer le protocole afin de limiter cette dispersion.

Ces essais ne permettent pas de tirer de conclusions claires sur l'influence du choc laser non endommageant en raison des incertitudes évoquées. Cependant les trois campagnes successives ont permis dans une certaine mesure d'affiner le protocole de mise en place dans le montage Arcan. Ce type d'essai réalisé dans des conditions légèrement différentes pourrait apporter des résultats plus facilement interprétables. Les pistes d'amélioration sont multiples :

- S'assurer de la bonne "qualité" des lamelles : éviter les défauts de parallélisme et s'assurer de l'homogénéité de l'adhésion. Ce dernier point a fait défaut sur les essais avec l'Araldite 2012, qui en raison de sa polymérisation rapide, est assez difficile à employer sur de grandes plaques ;
- Trouver un adhésif adapté au collage des substrats : l'Araldite 2012 a été utilisée par défaut, mais aucune étude expérimentale ou numérique n'a été réalisée afin de sélectionner précisément un adhésif adapté à ce type d'étude ;
- Limiter au maximum les défauts pouvant nuire à la bonne reproductibilité des essais comme les congés de colle sur le périmètre du substrat.

Ces essais ont aussi mis en évidence la grande différence de comportement sous choc des différents adhésifs étudiés, et ont montré que la gamme d'énergie laser nécessaire à l'endommagement varie considérablement, parfois même pour deux adhésifs de même nature. Ce facteur est à prendre en compte dans l'étude LASAT des adhésifs, car il en va du dimensionnement même de l'énergie

laser et donc du choix de la source.

## Bibliographie

- [1] J. Cognard, P. Davies, B. Gineste, and L. Sohier. Development of an improved adhesive test method for composite assembly design. *Composites Science and Technology*, 65(3-4) :359–368, mar 2005.
- [2] R.C.P. Wong, A.P. Hout, J.K. Kim, and T.X. Yu. Improvement of adhesive bonding in aluminium alloys using a laser surface texturing process. *Journal of Materials Processing Technology*, 63(1-3) :579–584, jan 1997.
- [3] H. L. Alfonso Medina. *Characterization and modeling of multi-material assemblies under mixed quasi-static loadings for the design of automotive structures*. Thèse, Université de Bretagne occidentale - Brest, December 2016.
- [4] A. Ilioni. *Influence of seawater ageing on the behaviour of adhesives : a rapid characterization of the evolution of mechanical properties of bonded joints*. Thèse, Université de Bretagne occidentale - Brest, November 2017.

# Chapitre 6

## Conclusion

### 6.1 Conclusion

Les travaux menés avaient pour but de proposer un protocole afin d'évaluer les propriétés mécaniques après choc laser d'un assemblage collé. Ce travail qui s'est déroulé en plusieurs étapes s'est d'abord concentré sur la compréhension détaillée du phénomène du choc laser, depuis l'interaction laser-matière, jusqu'à l'endommagement du joint de colle, en passant par les diagnostics et les méthodes de calcul. Cette étape a comporté une phase de caractérisation du dispositif expérimental pour établir précisément la sollicitation d'entrée résultant de l'interaction laser-matière, mais aussi pour mieux comprendre le système de mesure et en évaluer les limites. Ceci a permis notamment de caractériser un pulse laser, de comparer expérimentalement le résultat et de s'assurer de valider les résultats. L'utilisation d'un code d'interaction laser matière fourni par le CEA (ESTHER) a notamment permis d'en évaluer le profil temporel ainsi que les valeurs de pression associées à une impulsion laser mesurée par le dispositif. L'évaluation des pressions d'entrée en termes de profil temporel et de répartition spatiale est en effet cruciale pour assurer la fiabilité des résultats issus des simulations. La limite de cette approche réside dans l'utilisation de modèles numériques (et donc des hypothèses associées) dans la chaîne de simulation qui peut accumuler un certain nombre d'approximations et d'incertitudes, et donc dilater l'intervalle de confiance. Cette partie a aussi permis de présenter le code de dépouillement de la VH développé en interne, Théine, et par la même occasion de mieux comprendre le fonctionnement de cette mesure et ses limites inhérentes à ce type de mesure.

Une fois le dispositif expérimental caractérisé, il a été possible de procéder à une identification des propriétés matériaux. Après une revue de la littérature sur le sujet ainsi qu'une première mesure expérimentale de vitesses en face arrière, des modèles ont été retenus pour caractériser les matériaux retenus pour l'étude : les alliages d'aluminium 2014 T3 et 1050, et l'adhésif méthacrylate SAF 30/45. En ce qui concerne l'alliage, la présence d'un précurseur élastique a orienté le choix d'un modèle viscoplastique (modèle de Johnson-Cook) qui permet de prendre en compte ce phénomène. Les paramètres de cette loi matériau ont ensuite été identifiés successivement à partir de différents essais afin de minimiser le recours à l'approche inverse. Cette méthode a néanmoins permis d'identifier la dépendance à la vitesse de déformation. En ce qui concerne l'adhésif, un modèle de Maxwell généralisé a été retenu pour décrire le comportement viscoélastique. Pour simplifier l'identification, un spectre a été défini comme une répartition gaussienne de la contribution en raideur des mécanismes de viscosité.

Cette première caractérisation du dispositif expérimental et des matériaux a permis d'appréhender la forme générale de l'onde de choc et donc sa propagation dans la matière. À partir de ces données d'entrée et d'une première approche élastique unidimensionnelle du problème, une étude préalable de la propagation des ondes dans un assemblage aluminium/adhésif/aluminium a été

réalisée. Cette première approche avait pour but de répertorier les phénomènes impliqués et de classer les ondes. Certaines ondes ont un effet bénéfique sur la sollicitation de l'interface collée tandis que d'autres auront plutôt tendance à venir perturber la mesure et le fonctionnement nominal du procédé LASAT. Le temps d'arrivée de ces ondes à l'interface dépend du temps de parcours et donc de l'épaisseur des différentes couches de l'assemblage. Un dimensionnement a donc été réalisé afin de favoriser les ondes "utiles" et retarder l'arrivée des ondes "parasites". Il en résulte un assemblage de référence qui maximise l'endommagement de l'interface collée par choc laser et qui minimise les phénomènes additionnels qui ont tendance à rendre l'interprétation plus difficile et amortir l'onde de pression principale. Cet assemblage a aussi été pensé en termes d'épaisseur pour pouvoir être intégré par la suite dans le montage Arcan afin d'en évaluer les propriétés mécaniques post-choc.

Une fois l'assemblage de référence dimensionné, une campagne de caractérisation expérimentale a été effectuée afin de valider la configuration et d'observer le comportement réel de l'assemblage. En parallèle, une modélisation avec les lois de comportement identifiées pour l'alliage d'aluminium et l'adhésif a été réalisée en 2D axisymétrique à partir des données d'entrée évaluées au chapitre 2. Les données expérimentales et numériques ont ensuite été comparées. Cette approche a permis d'une part de valider définitivement l'assemblage de référence qui permet effectivement de faire apparaître l'endommagement. Un seuil d'endommagement a également été caractérisé. Ces résultats mettent surtout en évidence plusieurs phénomènes intéressants, à commencer par le fait que le seuil d'endommagement ne soit pas une limite identifiable clairement : s'il existe en effet un seuil d'apparition de l'endommagement, celui-ci a tendance à évoluer quand l'intensité du choc croît. Pour des intensités faibles, l'endommagement est caractérisé par de petites fissures éparses qui ne sont pas nécessairement localisées à l'interface. En augmentant l'intensité du choc, la fissure se situe alors à l'interface basse (comme prévu par la modélisation) et tend à s'élargir avec l'augmentation de l'intensité du choc. Enfin, il existe un seuil d'intensité de choc pour lequel apparaît un motif d'endommagement oblique bien caractérisé et répétable. Ce résultat met en évidence plusieurs phénomènes :

- L'endommagement est progressif, et croît avec l'intensité laser. Il est donc envisageable qu'il existe un état de micro-endommagement indétectable aux mesures effectuées par microscope qui pourrait changer les propriétés mécaniques de l'assemblage. La validation ou l'invalidation de cette hypothèse justifie la démarche proposée dans ces travaux : vérifier les propriétés mécaniques post-choc de l'assemblage ;
- l'endommagement oblique qui apparaît laisse penser que les ondes transverses jouent un rôle majeur dans l'endommagement. De plus, ces ondes transverses (liées à la discontinuité de chargement laser à la périphérie du chargement laser) ont été mises en évidence dans le chapitre 3, et ont visiblement une influence sur l'atténuation des ondes. L'importance des ondes transverses justifie l'étude détaillée sur la forme spatiale de l'impulsion laser, car les ondes transverses sont intégralement caractérisées par cette répartition ;
- La mesure de vitesse en face arrière montre des signatures liées à l'endommagement, mais pas nécessairement sur tous les signaux. L'une des hypothèses avancées est l'aspect cumulatif de l'endommagement qui expliquerait une apparition retardée des fissures et difficilement mesurable sur le long terme.

Afin de mieux comprendre l'apparition de ces fissures, deux types de modèles d'endommagement ont été proposés pour l'étude. Un premier est basé sur le dépassement du seuil de rupture qui déclenche l'apparition de la fissure. Ce modèle semble incomplet, car il n'explique pas l'intégralité des observations et notamment l'absence de signature endommagement sur les tirs pour des intensités moyennes malgré la présence de fissures. Pour pallier ce problème, un modèle

d'endommagement cumulatif passif a été implémenté dans la simulation et semble présenter des résultats plus cohérents, mais pas encore pleinement satisfaisants. Ces modèles décrivent en revanche assez mal le phénomène d'endommagement oblique, et mériteraient un développement plus poussé, notamment sur la modélisation des ondes transverses et leur influence sur les seuils d'endommagement.

Après cette caractérisation et validation de l'assemblage de référence, une adaptation du montage Arcan modifié a été réalisée afin de pouvoir évaluer les propriétés mécaniques de la lamelle. Afin de maximiser l'influence du choc laser, chaque lamelle étudiée a été "tapissée" de tirs par choc laser via une table XY robotisée élaborée dans le cadre de la thèse. Les échantillons ont ensuite été sollicités en effort en régime quasi statique avec le montage Arcan modifié. Après les premières observations, le choix a été fait de solliciter les lamelles uniquement en traction afin de mettre en évidence les phénomènes. Plusieurs adhésifs ont été étudiés et ont fait apparaître des comportements distincts. Plusieurs résultats semblent se dégager :

- Il existe des différences de comportement notables entre les adhésifs, à commencer par le seuil d'endommagement par choc laser. Sur les trois adhésifs proposés, la colle SAF 30/45 peut être endommagée pour des intensités dans la gamme d'utilisation du laser. La LORD 410-17 en revanche n'a pas pu être endommagée même à l'énergie maximale du laser (malgré des taches focales de faible largeur). Enfin, l'Araldite 2012 présente un seuil d'endommagement très bas, et pousse l'ablation laser dans ses limites basses : avec un confinement d'eau, on arrive à des fluences où l'ablation est incomplète. De plus, plusieurs types d'endommagement ont été observés, la colle SAF30/45 ayant tendance à rompre de façon cohésive tandis que l'Araldite 2012 présente exclusivement des ruptures adhésives. Ceci montre la diversité du comportement des colles et souligne l'importance de la modélisation et de l'adaptation du protocole à chaque cas d'étude ;
- Dans les cas où l'endommagement par choc laser a été attesté, la raideur de l'assemblage ainsi que la limite à rupture ont été affectées. Ceci montre que le dispositif Arcan modifié permet de déceler cet endommagement ;
- Dans le cas de la colle LORD 410-17, la sollicitation par choc laser qui n'a pas mené à l'endommagement ne semble pas entraîner de variation de la raideur de l'assemblage. Ce qui permet de confirmer les observations au microscope

Ces résultats démontrent la faisabilité du protocole, et confirment l'intérêt du montage Arcan pour évaluer au moins la raideur et la limite à rupture de façon comparative. La dispersion, liée à la mise en place des colles retenues, ne permet cependant pas de tirer des conclusions complètes. De plus, il reste encore des détails de mise en œuvre qui semblent jouer un rôle important (par exemple le traitement de surface des lamelles). La configuration la plus prometteuse semble être le sablage des lamelles, et l'utilisation pour relier celle-ci aux substrats d'un adhésif beaucoup plus tenace que l'adhésif dans la lamelle.

## Perspectives

Cette étude s'est concentrée sur certains points particuliers, mais certaines questions mériteraient un approfondissement, sur la modélisation de l'endommagement particulièrement. En effet, de nombreux phénomènes comme les endommagements obliques ne sont pas correctement représentés avec les modèles utilisés actuellement. Plusieurs solutions sont envisageables, comme par exemple changer la définition de la contrainte équivalente utilisée pour les critères de rupture afin de mieux prendre en compte le cisaillement. Une autre approche serait de séparer le modèle d'endommagement en deux parties distinctes : une partie dédiée aux endommagements liés à la part hydrodynamique du tenseur des contraintes et une autre dédiée aux contributions de la part déviatorique du tenseur des contraintes. Enfin, des modèles d'endommagement cumulatifs

ductiles pourraient venir affiner et compléter le modèle. On peut notamment envisager d'utiliser un critère basé sur des considérations énergétiques.

De nombreux points restent à approfondir du point de vue expérimental, par exemple l'étude d'autres configurations Arcan (cisaillement ou sollicitations mixtes). Celles-ci pourraient apporter des informations complémentaires à l'étude réalisée dans le cadre de ce travail. De même, les campagnes réalisées jusque là étaient purement comparatives, une identification des paramètres mécaniques de la lamelle après choc (par approche inverse) est l'un des points manquants de cette étude et serait à réaliser dans les prochains développements. Modéliser directement le défaut dans un modèle numérique afin d'estimer la perte de raideur ou la baisse de l'effort à rupture constitue une piste intéressante. Néanmoins, ces perspectives nécessitent une meilleure répétabilité des essais afin de caractériser clairement les endommagements obtenus.

Cette étude s'est concentrée sur la comparaison en raideur et en effort à rupture entre un échantillon sain et un échantillon choqué, mais pas aux propriétés en fatigue. En effet, même si la perte de raideur n'est pas significative, la présence de micro-endommagements non détectés pourrait modifier la durée de vie de l'assemblage. Le montage Arcan modifié se prête en effet très bien à l'étude des propriétés en fatigue de lamelles (pour un rapport de charge positive), dans toutes les configurations d'angles disponibles, permettant ainsi de faire varier le ratio traction cisaillement.

Enfin, l'assemblage de référence présenté a été dimensionné pour simplifier au maximum les phénomènes de propagation d'onde et d'endommagement. Une fois cet assemblage maîtrisé, il sera possible de complexifier la structure en ajoutant par exemple une lamelle composite. Le but ici est de pouvoir se rapprocher au mieux de la réalité industrielle et de présenter un nouvel outil au procédé LASAT et ainsi garantir l'innocuité de celui-ci sur l'intégrité de la structure sollicitée.

## Annexe A

# Annexe : Paramètres d'échantillonnage pour spectrogramme

### A.1 Importance des paramètres de dépouillement

Comme expliqué dans le chapitre 2, l'analyse temps fréquence d'un signal est une question de compromis entre résolution en fréquence et résolution temporelle qui sont mutuellement exclusives. En jouant d'une part sur la fonction d'échantillonnage et sur la largeur de l'échantillon, on peut arriver à des résultats assez différents. Une fenêtre trop large moyennera le signal et occultera beaucoup de phénomènes fin, tandis qu'une fenêtre trop étroite ne sera pas assez résolue en fréquence et augmentera l'incertitude de mesure. Cette annexe présente d'une part, l'influence des fonctions d'échantillonnage sur le signal et d'autre part, un cas d'étude sur un signal calibré afin d'illustrer l'influence de la taille de fenêtre.

### A.2 Influence de la fonction de fenêtrage

Pour cette partie nous allons étudier un signal avec une seule fréquence  $f = 2000$  avec un déphasage et de taille limitée. L'équation du signal est présentée équation (A.1). Afin de calculer le spectre, la transformée de Fourier rapide (FFT) a été utilisée. La figure A.1 montre le signal brut et le signal après fenêtrage, la figure A.2 permet de comparer les spectres. On observe l'apparition de lobes secondaires sur la FFT du signal brut qui sont quasiment effacés sur la FFT avec fenêtrage. On observe aussi que l'intensité a diminué et que le lobe principal s'est un peu élargi après fenêtrage. L'intérêt ici est bien de faire disparaître les lobes secondaires afin d'éviter que ceux-ci produisent des artefacts sur le signal, en particulier dans le cas où plusieurs objets sont en vol (nuage de particules, interfaces transparentes).

$$\begin{cases} s(t) = \sin(2\pi ft + \phi) \\ f = 2000 \\ \phi = 2.054545 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

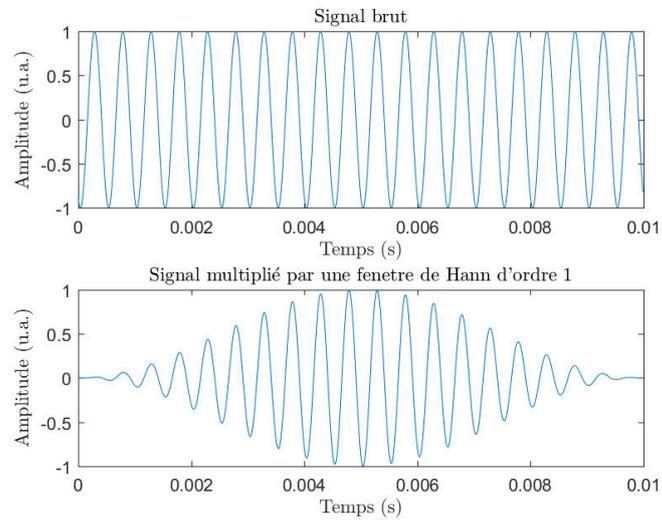


FIGURE A.1 – Comparaison entre le signal brut et le signal multiplié par une fonction de fenêtrage type Hann

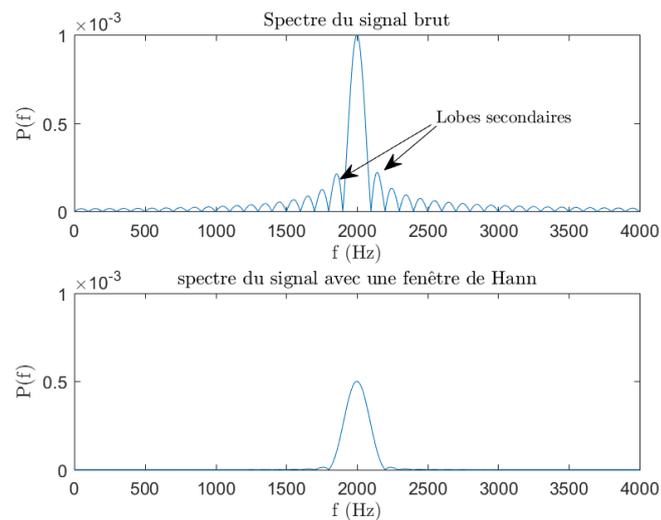


FIGURE A.2 – Comparaison des spectres du signal brut et du signal multiplié par une fonction de fenêtrage type Hann

Plusieurs fonctions de fenêtrage présentées figure A.5 ont été utilisées et comparées figures A.4 et A.3. On constate que ces fonctions modifient légèrement le spectre.

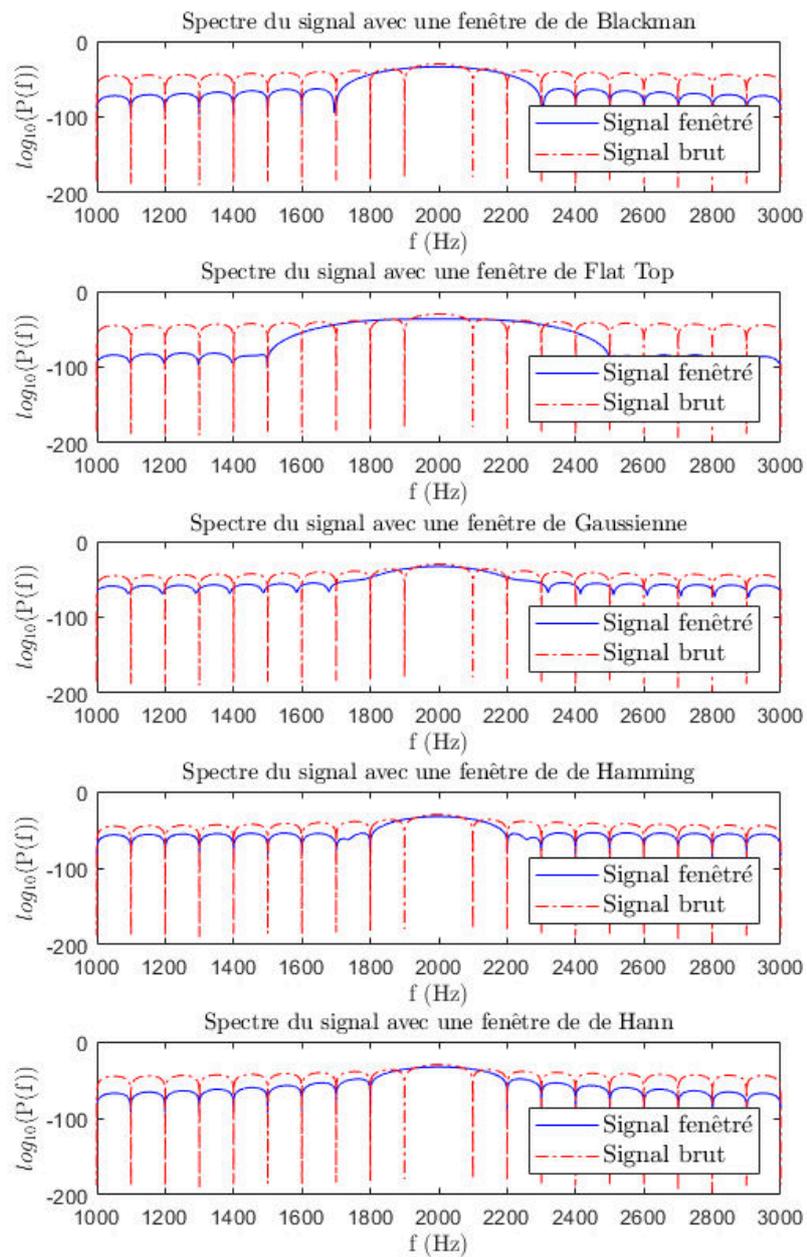


FIGURE A.3 – Comparaison des spectres avec fenêtrage (échelle log).

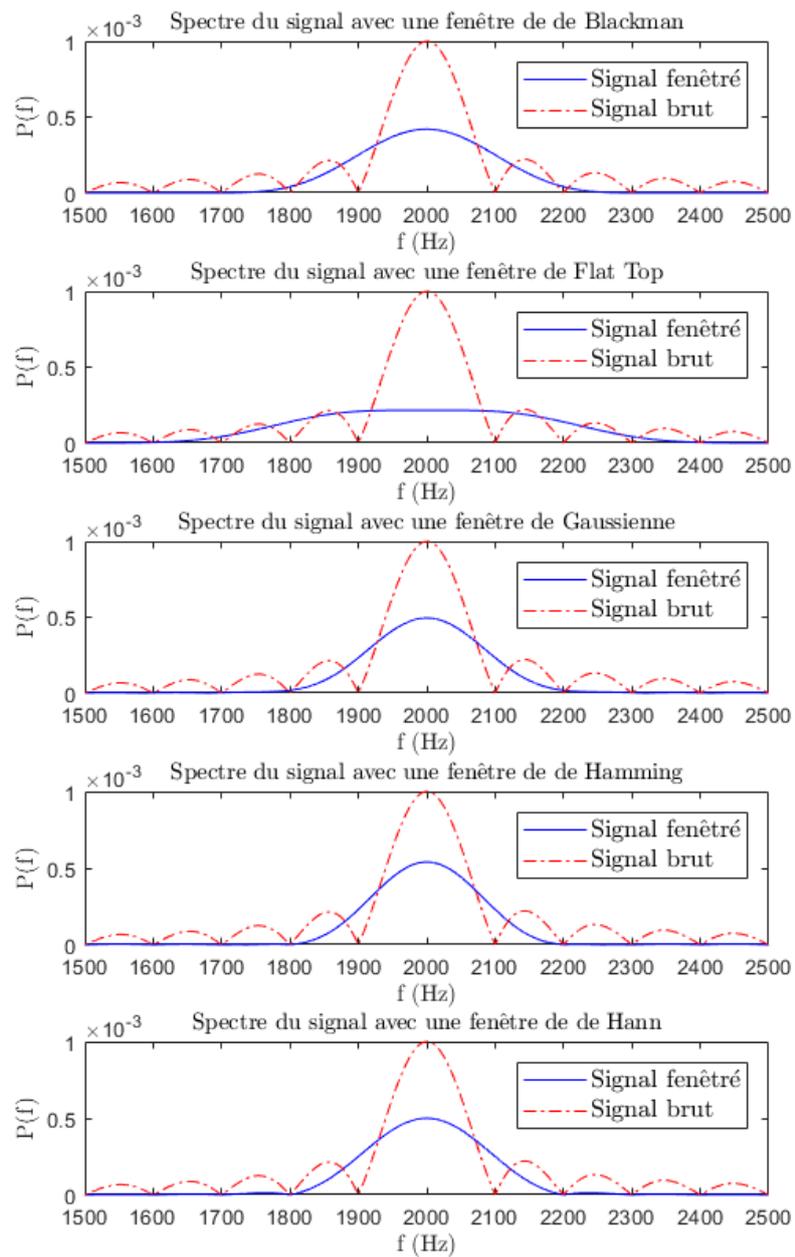


FIGURE A.4 – Comparaison des spectres avec fenêtrage (échelle linéaire).

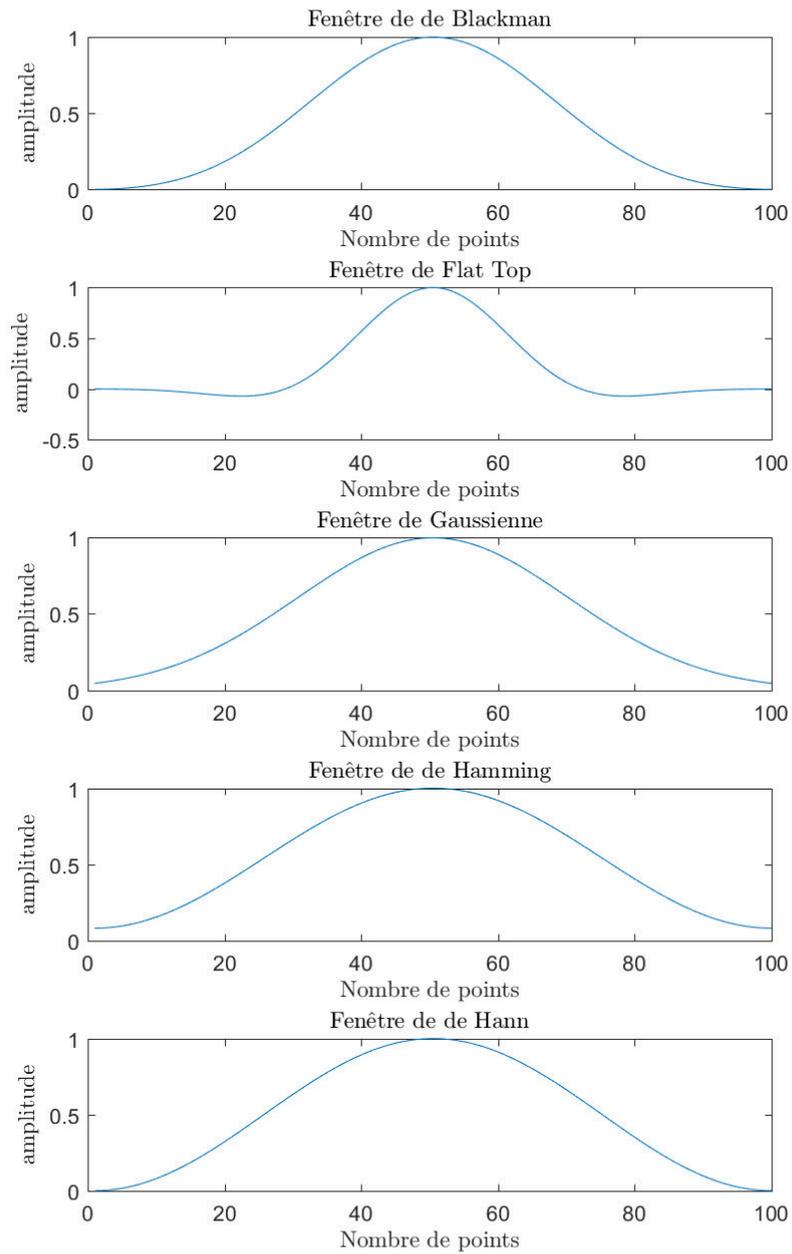


FIGURE A.5 – Comparaison des fonctions de fenêtrage.

### A.3 Influence de la taille de fenêtre

Le second paramètre important est la taille de la fenêtre et le taux de recouvrement. Pour présenter l'influence de ces facteurs, un plan d'étude a été réalisé en utilisant comme modèle un signal de référence. Ce signal comporte plusieurs changements de fréquence, des fréquences multiples ainsi que des variations linéaires. Le spectre théorique est montré figure A.6. Les spectrogrammes sont présentés de la figure A.7 à A.20. On peut y observer les principes déjà évoqués. Pour une fenêtre large comme sur la figure A.9 ou la figure A.10 on peut effectivement observer une précision élevée sur la vitesse, en revanche il est difficile de donner précisément la date des événements. Les événements sont en principe tous séparés, mais dans ce cas là ils semblent superposés dans le temps. Au contraire, des spectrogrammes avec des fenêtres étroites ont une chronologie bien visible, mais l'incertitude sur la vitesse est grande comme sur les figures A.19 et A.20. On observe en particulier que les trois fréquences entre 5 et 6 secondes sont pratiquement indiscernables, et dans le cas où le signal serait bruité il serait difficile, voire impossible, de les identifier avec certitude. Dans ces deux cas, les données sont inexploitable.

On observe aussi que dans le cas où la fenêtre recouvre une discontinuité de fréquence, le spectrogramme présente une bande qui n'est pas physique comme en figure A.8 ou A.14. Il est aussi intéressant d'observer que pour les fenêtres très larges sans recouvrement les variations de fréquences linéaires sont mal représentées comme figures A.7, A.9 et A.11. En revanche pour des tailles équivalentes avec recouvrement, ces variations sont visibles comme sur les figures A.8, A.10 et A.12.

Ici plusieurs données sont exploitables, et le choix va dépendre du besoin de précision en temps ou en vitesse. Ici les paramètres des présentés en figures A.15 et A.16 sont les plus proches du spectrogramme idéal.

Il faut noter que ce signal de cette référence n'est pas exhaustif de toutes les formes possibles qu'un signal peut adopter. Il faut aussi faire attention aux fenêtrages qui tombent juste sur le changement de fréquence, comme par exemple figure A.9, ce qui n'arrive jamais pour un signal physique. On remarque d'ailleurs dans cet exemple que la variation linéaire de fréquence montante et descendante entre 6 et 8 secondes est illisible.

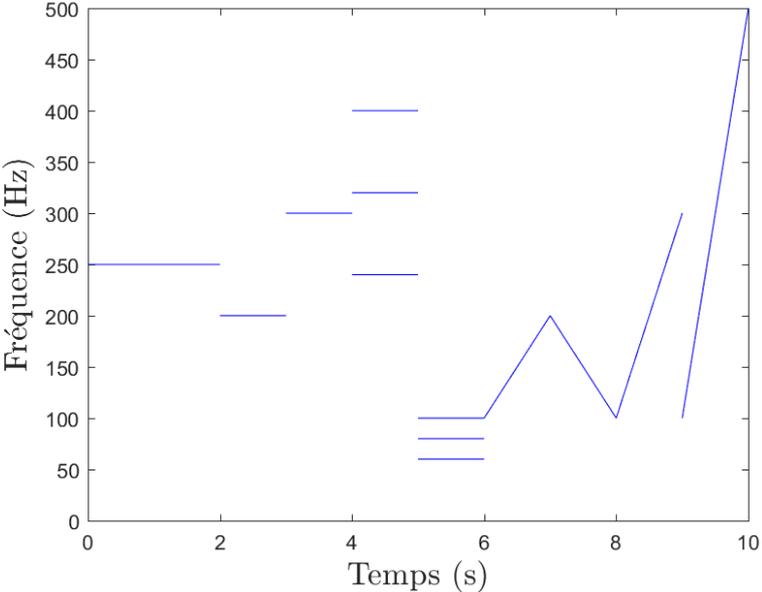


FIGURE A.6 – Spectre théorique du signal de référence.

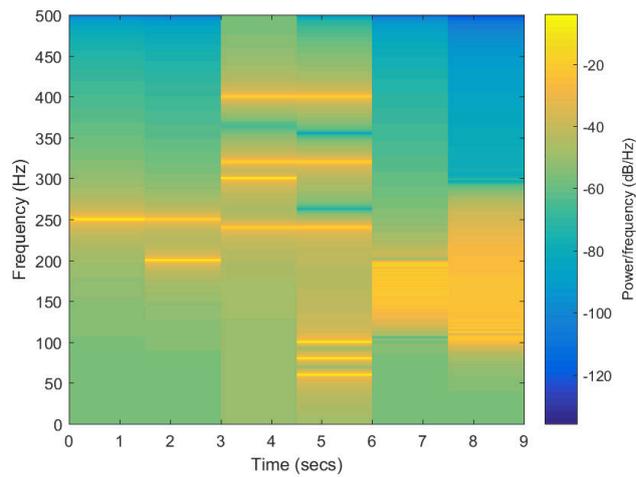


FIGURE A.7 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 1500 points, recouvrement 0 points

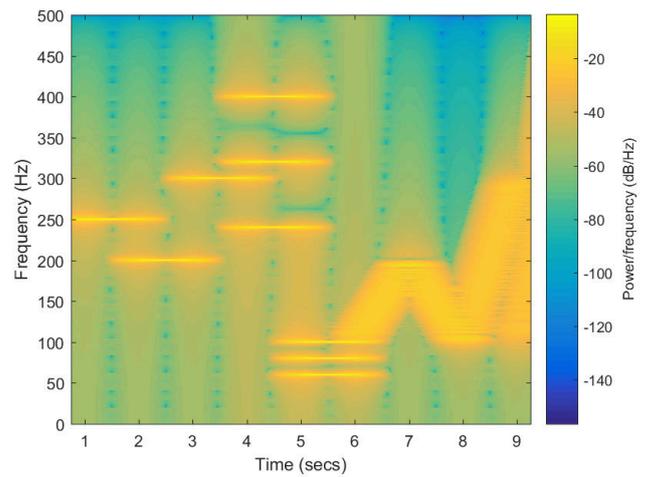


FIGURE A.8 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 1500 points, recouvrement 1499 points

## Bibliographie

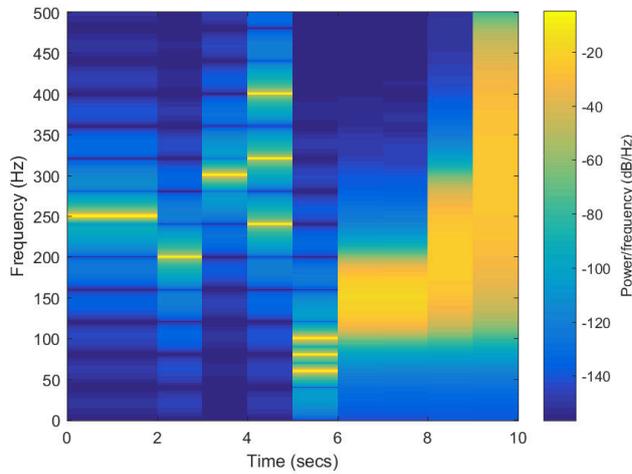


FIGURE A.9 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 1000 points, recouvrement 0 points

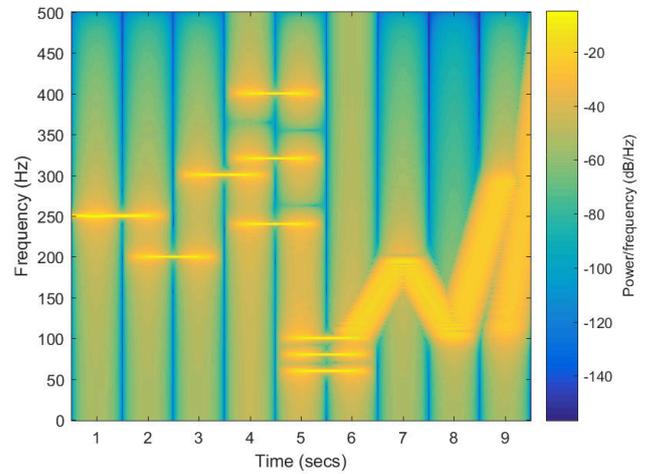


FIGURE A.10 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 1000 points, recouvrement 999 points

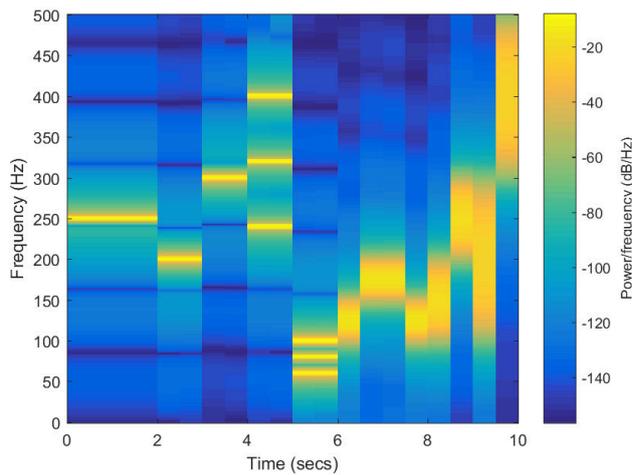


FIGURE A.11 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 500 points, recouvrement 0 points

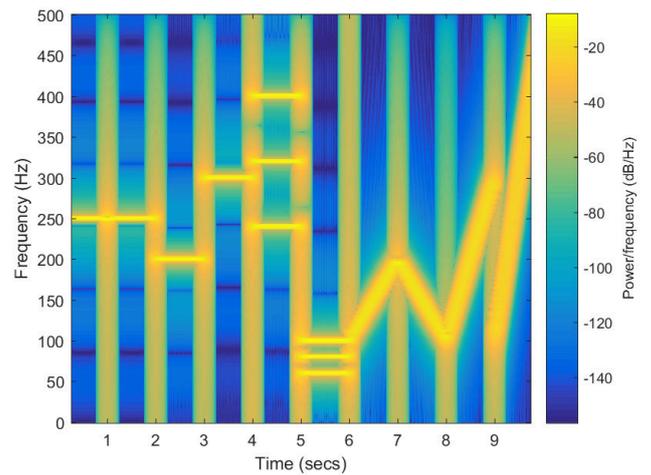


FIGURE A.12 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 500 points, recouvrement 499 points

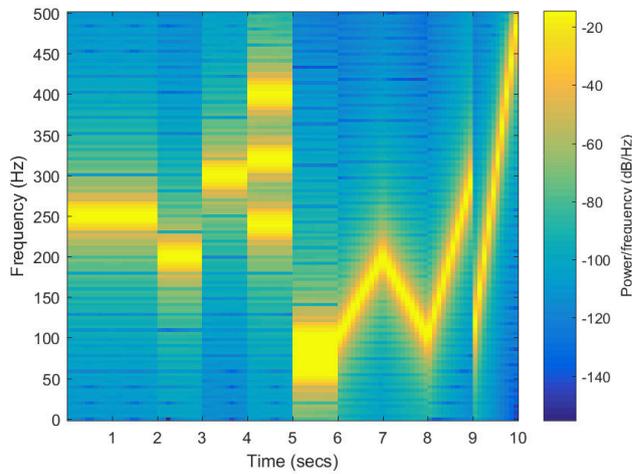


FIGURE A.13 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 100 points, recouvrement 0 points

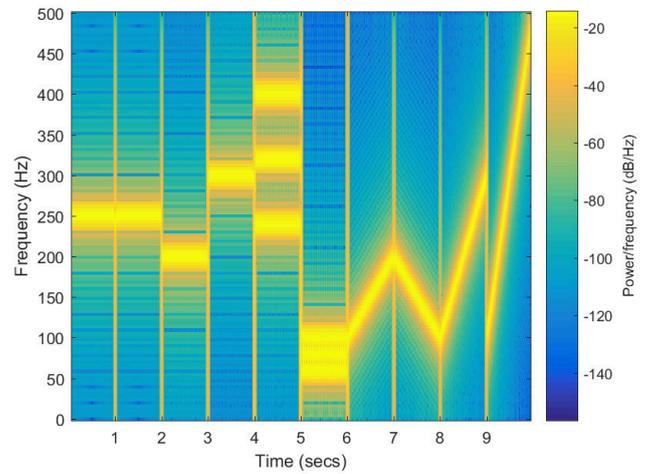


FIGURE A.14 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 100 points, recouvrement 99 points

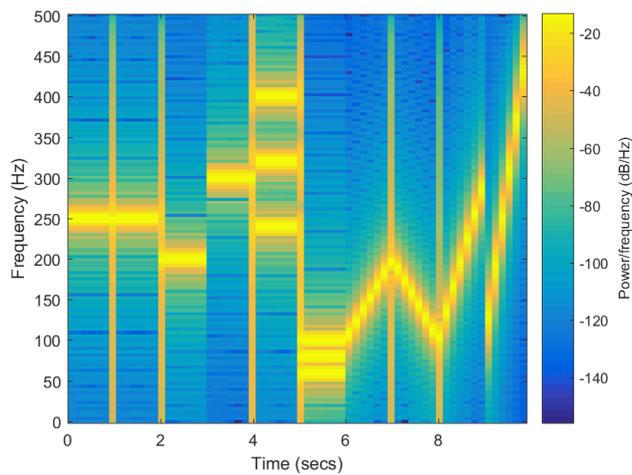


FIGURE A.15 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 150 points, recouvrement 0 points

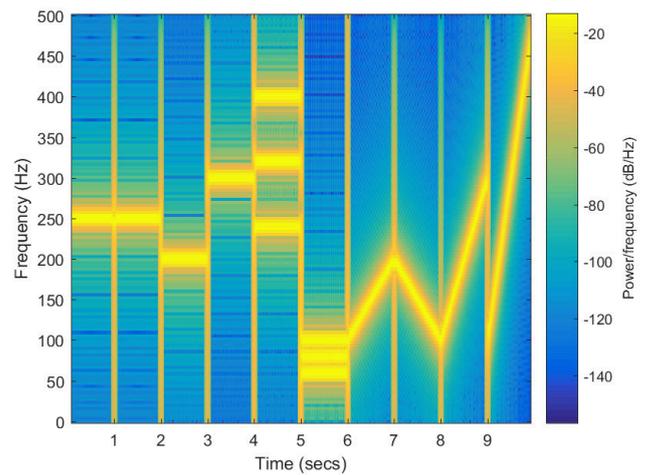


FIGURE A.16 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 150 points, recouvrement 149 points

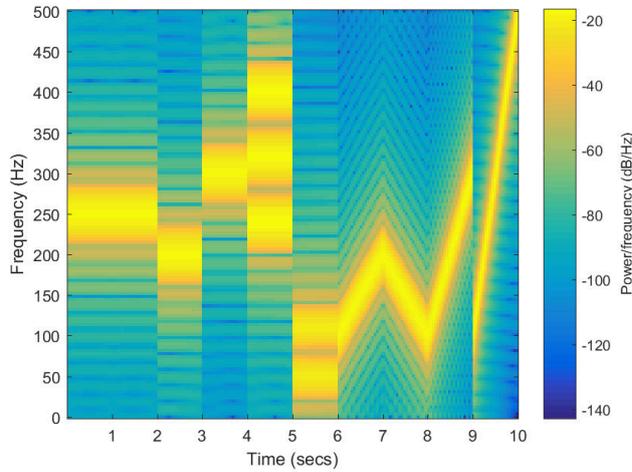


FIGURE A.17 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 50 points, recouvrement 0 points

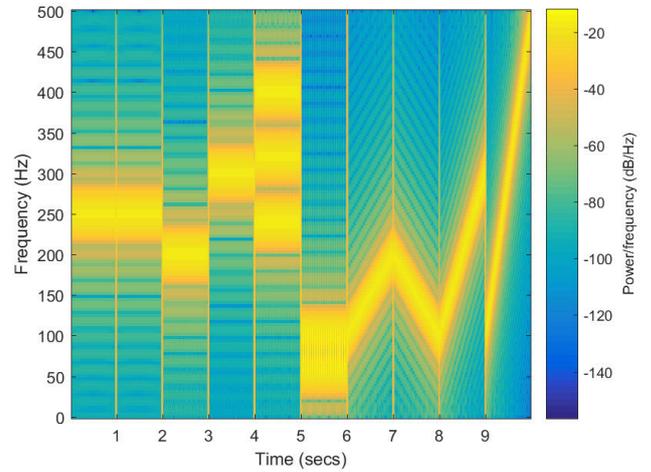


FIGURE A.18 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 50 points, recouvrement 49 points

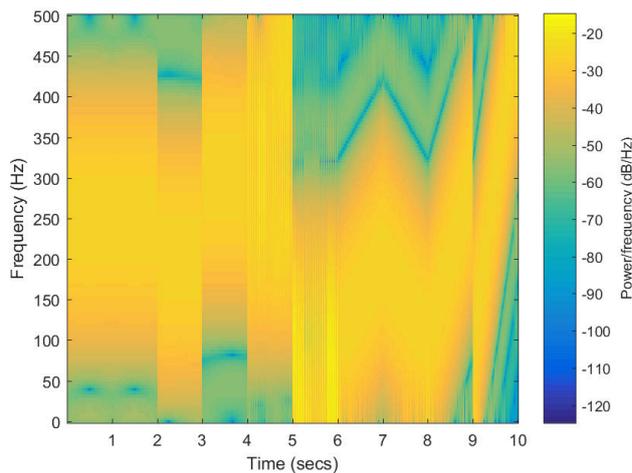


FIGURE A.19 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 10 points, recouvrement 0 points

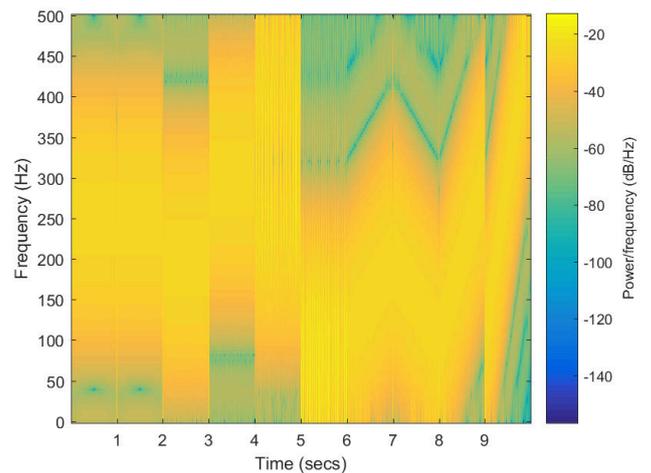


FIGURE A.20 – Spectrogramme avec une fenêtre de type Hann, largeur de 10 points, recouvrement 9 points

## Annexe B

# Annexe : Paramètre d'entrée ESTHER

DEMARRAGE,USI

MILIEUX\_INT\_VERS\_EXT

### B.0.0.1 Aluminium partie mécanique

NOM\_MILIEU=Al#\_bulk  
EQUATION\_ETAT=Al#\_1TR\_ses  
EPAISSEUR\_VIDE=1e-2  
EPAISSEUR\_MILIEU=50e-6,NOMBRE\_MAILLES=100  
MECANIQUE\_SCG,FICHER\_MECANIQUE=AluPur\_meca

### B.0.0.2 Aluminium partie ablation laser

NOM\_MILIEU=Al#\_abl  
EQUATION\_ETAT=Al#\_1TR\_ses  
EPAISSEUR\_MILIEU=5e-6  
EPAISSEUR\_INTERNE=0.5e-6,EPAISSEUR\_EXTERNE=1e-9  
MECANIQUE\_SCG,FICHER\_MECANIQUE=AluPur\_meca  
FRACTURATION\_JOHNSON  
REFLECTIVITE\_LASER=0.5  
INDICE\_REEL\_LASER=1.21

### B.0.0.3 Eau partie mécanique et optique

NOM\_MILIEU=H2O  
EQUATION\_ETAT=H2O\_1TR\_div  
EPAISSEUR\_MILIEU=1e-3  
EPAISSEUR\_INTERNE=3e-9,EPAISSEUR\_EXTERNE=1e-4  
INDICE\_REEL\_LASER=1.32  
INDICE\_IMAG\_LASER=0  
INDICES\_POMPE\_FIGES

**B.0.0.4 Paramètres laser**

DEPOT\_ENERGIE,LASER  
DEPOT\_HELMHOLTZ  
LONGUEUR\_ONDE\_LASER=1064e-9  
IMPULSION\_FICHER  
FLUENCE\_IMPULSION=8000  
FACTEUR\_CORREC\_LASER=1

**B.0.0.5 Fichier de sortie**

SORTIES\_GRAPHIQUES  
DECOUPAGE\_TEMPS  
BORNE\_TEMPS=100e-9,INCREMENT\_TEMPS=1e-10  
ARRET ;TEMPS\_ARRET=100e-9  
FIN\_DES\_INSTRUCTIONS

Annexe C

## Fiche produit adhésif



# SAF 30-45

## TWO COMPONENT METHACRYLATE

### KEY FEATURES

- Medium curing time
- Non-sag, application on vertical surfaces
- Temperature resistance even under stress
- Excellent environmental resistance
- Permanent toughness even after ageing
- Minimal surface preparation

### DESCRIPTION

The SAF range is made of patented methacrylate adhesives and shows unmatched performance in term of resistance and flexibility. These adhesives have been designed for bonding a wide range of dissimilar substrates including metals and plastics as well as composite materials for industrial applications. The outstanding properties of the SAF range allow structural bonding while keeping flexibility and fatigue resistance.

The SAF range products have been developed to resist the most aggressive environments and extreme temperatures. It shows unprecedented results facing weathering and ageing.

### RANGE OF APPLICATION

The SAF 30-45 is recommended for the followed substrates:

Steel	DCPD	PVC
Stainless Steel	Elium	PS
Aluminium	Vinyester	ABS
Powder coated Steel	Epoxy	PC
Polyester	PMMA	Glass

### PRODUCT CHARACTERISTICS

PRODUCT CHARACTERISTICS	
Characteristics	SAF 30-45
System	Two component 10:1 Volume Ratio
Polymerization	Room Temperature
Operating temperature	-40°C to 150°C
Elongation	30 %



### ADHESIVE PROPERTIES

PHYSICAL PROPERTIES		
PROPERTIES	RESIN	HARDENER
Appearance	Off White	
Density	1.03	
Viscosity Brookfield at 23°C [mPa.s]	A: 150000-200000 <sup>1</sup> B: 40000-80000 <sup>2</sup>	
Type	Non-sag	

CURING PROPERTIES	
PROPERTIES	SAF 30-45
Open time [min]	20
Fixture time @24°C [min]	30-60
Full Cure [hours]	24

MECHANICAL PROPERTIES	
PROPERTIES	SAF 30-45
Lap Shear strength [MPa] <sup>4</sup>	21.0 CF
Tensile Strength at break [Mpa] <sup>3</sup>	12-16
Tensile Modulus [Mpa]	250-400
Hardness [Shore D]	70 - 80
% elongation at break <sup>3</sup>	30

# PRODUCT INFORMATION



# 410

## Extended Work Time, Modified Acrylic Adhesive

### Description

Lord® 410 acrylic adhesive is used to bond a wide variety of prepared or unprepared metals and engineered plastics. Lord 410 adhesive is specifically formulated to provide the highest impact and peel strengths available in a room temperature curing adhesive. Lord 410 adhesive replaces welding, brazing, riveting and other mechanical fastening methods especially in low temperature environments subject to high impact or high peel loads.

### Features and Benefits

**Exceptional Cold Temperature Strength** - performs at temperatures from -40°C to 149°C (-40°F to 300°F).

**Bonds Unprepared Metal** - requires little or no substrate preparation.

**Bonds Plastic** - adheres difficult to bond plastics such as polycarbonate and XENOY®.

**Non-Sag** - remains non-sag when applied on vertical surfaces.

**Excellent Environmental Resistance** - resists dilute acids, alkalis, solvents, greases, oils, moisture, and weathering. This adhesive also provides excellent UV exposure resistance.

### Typical Properties\* of Lord 410 Acrylic Adhesive

	Lord 410	Accelerator 17	Accelerator 19
Appearance	Off-White to Tan Paste	Off-White	Off-White
Viscosity, cps Brookfield at 25°C (77°F)	100,000 - 350,000	10,000 - 100,000	150,000 - 450,000
Density Kgs/m <sup>3</sup> lbs/gal	1097 - 1162 9.1 - 9.7	1150 - 1246 9.6 - 10.4	1426 - 1546 11.9 - 12.9
Flash Point	15°C (59°F)	>93°C (>200°F)	>93°C (>200°F)
Mix Ratio by weight by volume	10 10	1 1	3 2.5
Working Time	20 - 30 Minutes	N/A	N/A
Handleable Bonds at 24°C (75°F)	Approx. 1 Hour	N/A	N/A
Shelf Life from date of shipment, @ 24°C (75°F), unopened container.	6 Months	6 Months	6 Months

\* Data is typical and not to be used for specification purposes.

## Advanced Materials

# Araldite® 2012

Colles structurales

## Araldite® 2012 Adhésif époxyde bicomposant pâteux

### Propriétés essentielles

- Durcissement rapide
- Usage général
- Faible retrait
- Collage d'un grand nombre de matériaux
- Résilience (résistance aux chocs)

### Description

L'Araldite 2012 forme un adhésif liquide très visqueux bicomposant, durcissant rapidement à température ambiante. Multi-usage, il est résistant aux chocs. Il est conçu pour coller une grande variété de métaux, de céramiques, de verres, de caoutchoucs, de plastiques rigides et de nombreux autres matériaux d'usage courant. Il constitue un adhésif polyvalent pour la plupart des applications industrielles et artisanales.

### Données concernant le produit

Propriété	2012/A	2012/B	2012 (mélange)
Couleur (visuelle)	opaque	jaune clair	jaune clair
Densité	1,16-1,18	1,15-1,18	env. 1,18
Viscosité à 25°C (Pas)	25-45	20-40	en général 25-35
Durée d'utilisation (100 g à 25°C)	-	-	5-8 minutes

### Mise en œuvre

#### Prétraitement

La résistance et la durée de vie d'un joint collé dépendent de la qualité du prétraitement des surfaces à assembler. Les surfaces à encoller doivent au minimum être nettoyées au moyen d'un bon agent dégraissant tel que l'acétone ou autres dégraissants de marque déposée afin d'éliminer toute trace d'huile, de graisse ou de poussière. Alcool, essence ou diluants pour peintures ne doivent jamais être utilisés. Les joints les plus solides et durables sont obtenus par abrasion mécanique ou attaque chimique (« décapage ») des surfaces dégraissées. Une abrasion doit être suivie d'un second dégraissage.

Rapport de mélange	Parties pondérales	Parties volumiques
Araldite 2012/A	100	100
Araldite 2012/B	100	100

L'Araldite 2012 est disponible en cartouches munies de mélangeurs et peut être appliquée comme un adhésif monocomposant à l'aide de l'équipement recommandé par Huntsman Advanced Materials.

## Annexe D

# Caractérisation par PVDF

### D.1 Objectif de la mesure

Une des problématiques de cette thèse était de trouver une méthode afin de caractériser physiquement la pression propagée dans le matériau afin d'ajuster la simulation ou de caractériser la polaire de choc directement. Il existe assez peu de méthodes pour caractériser la pression dans un assemblage sous choc et surtout dans le cas d'une ablation laser. L'onde de choc générée étant très courte dans l'espace, beaucoup de capteurs sont trop épais et donc incapables de détecter, sinon mesurer fidèlement l'onde en question. Le cahier des charges est donc le suivant : un temps de réponse très court (de l'ordre de la nanoseconde), une épaisseur la plus fine possible et une capacité de mesure supérieure au GPa. Il existe plusieurs technologies capables de répondre à ces critères :

- Les jauges piezoresistives type manganin [1][2] ;
- Les jauges piézoélectriques céramiques type quartz [3] ;
- Les jauges piézoélectriques polymères types PVDF [4][5] ;

### D.2 Présentation du PVDF

Toutes ces technologies présentent des avantages et inconvénients. Les jauges au quartz ne peuvent être obtenues pour des épaisseurs suffisamment fines, car ceci tend à limiter leur bande passante des jauges au quartz. Les jauges piezoresistives ne permettent des mesures qu'à hautes pressions ( $> 5$  kBar), ce qui ne répond pas en totalité au besoin énoncé. La jauge PVDF, d'après ses performances annoncées dans la littérature scientifique, permettrait de répondre au besoin. Dans cette étude, les jauges PVDF ont été retenues. Celles-ci sont constituées d'une pastille de  $25 \mu m$  de polymère piézoélectrique, le PVDF, placé entre deux électrodes métalliques en or d'épaisseurs négligeables (créées par dépôts sous vide). Le PVDF a pour propriété de créer un champ électrique une fois sous pression. Sous l'effet de ce champ, les électrodes se chargent positivement d'un côté et négativement de l'autre. La mesure de cette charge permet de déterminer la pression, la courbe charge/pression étant présentée figure D.1 [4].



FIGURE D.1 – Courbe de la relation charge surfacique et la pression pour une jauge PVDF de type Bauer Shock Gauge. En dessous de 100 MPa, cette relation est linéaire. Image issue du manuel d'utilisation de la jauge par Bauer [6].

Cette courbe a été obtenue à partir de campagnes expérimentales conduites à l'Institut Saint Louis et à Los Alamos National Laboratory ces dernières décennies [7]. Elle permet, à partir de la mesure de la quantité de charges électriques par unité de surface de déterminer la pression exercée. Cette calibration est valable pour les jauges issues du procédé de fabrication développé par Bauer. D'après l'auteur, il est possible de mesurer des pressions allant au-delà de 300 kBar, par contre l'erreur de mesure devient importante. La partie basse pression jusqu'à 1 kBar est quasi linéaire et a pour pente  $15.7 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ . Cette valeur a été retrouvée lors d'expériences en tube à choc à l'IRDL [8]. Dans notre cas la jauge utilisée est une de surface de  $1\text{mm}^2$ . La jauge PVDF réelle peut-être modélisée par un schéma électrique figure D.2.

Il y a plusieurs techniques pour mesurer cette charge. La première est la mesure directe par amplificateur de charge, méthode habituelle pour les transducteurs piézoélectriques. Mais pour le cas d'ondes trop brèves, les amplificateurs de charge sont limités par leur bande passante, rarement au-dessus de 100 kHz, ce qui élimine la technique dans le cas de choc laser. On pourrait aussi envisager une mesure par tension : le but est alors de charger un condensateur calibré grâce à la charge aux bornes du PVDF puis de mesurer la tension, alors proportionnelle à la charge. Mais cette méthode implique le chargement d'un condensateur, qui reste encore trop

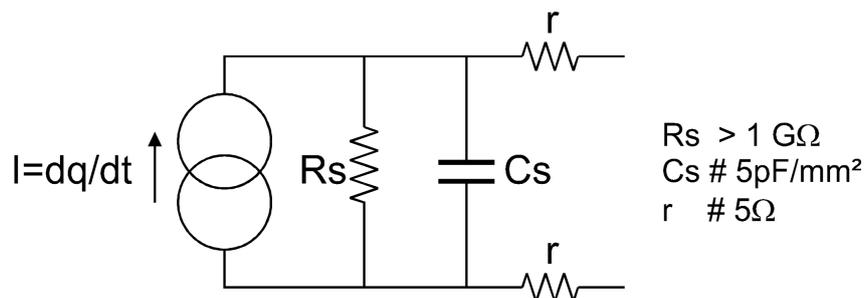


FIGURE D.2 – Schéma électrique équivalent de la jauge PVDF réelle. Image issue du manuel d'utilisation de la jauge par Bauer [6].

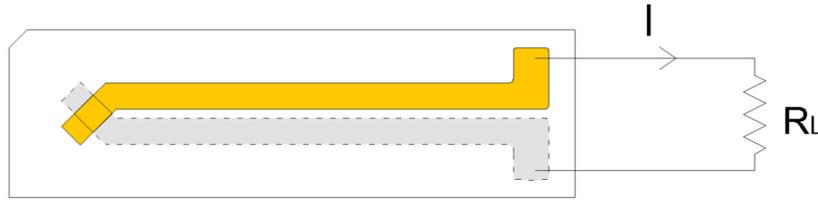


FIGURE D.3 – Montage d'une jauge PVDF en intensité. Image issue du manuel d'utilisation de la jauge par Bauer.

long par rapport à la durée du phénomène étudié. La dernière méthode qui a été retenue est la mesure d'intensité. On place aux bornes de la jauge PVDF une résistance de shunt calibrée de très faible valeur afin de permettre à la jauge de se décharger, montage présenté figure D.3. Cette résistance est appelée Current Viewing Resistor (CVR). La jauge PVDF réelle peut-être modélisée par un schéma électrique figure D.2 et le risque est bien évidemment une fuite de charge par la résistivité de la jauge. De même il peut y avoir fuite de charge par l'impédance de l'oscilloscope en particulier en mesure directe. Le fait d'utiliser une résistance de shunt de très faible valeur  $R_{shunt}$ , comme dans notre cas où la valeur était de  $10.1m\Omega$ , nous garantit de limiter les fuites de courant dans l'entrée de l'oscilloscope. On mesure alors la tension  $u(t)$  aux bornes de la résistance qui est proportionnelle à la dérivée de la charge  $q$  (rapportée ensuite à une charge par unité de surface), équation (D.1). Cette méthode est la seule dont le temps caractéristique permet l'évaluation d'une pression sous choc laser, mais présente le défaut majeur de nécessiter une intégration du signal et donc une sensibilité au bruit accrue, ainsi que la dérive de la valeur à long terme liée aux méthodes d'intégration numériques.

$$u_{mes}(t) = R_{shunt}.i(t) = R_{shunt}.\frac{dq}{dt} \quad (D.1)$$

### D.3 Méthode et résultats

Ce type de jauge est très sensible au bruit électromagnétique environnant (alimentation électrique du laser, éclairage, plasma d'ablation) et nécessite généralement la mise en place d'un blindage électromagnétique. Le but est de créer une cage de faraday autour du dispositif et de la relier à la masse afin d'éviter toute onde électromagnétique de venir charger la pastille PVDF. Ce blindage reste assez contraignant et ne garantit pas toujours l'absence de bruit.

Afin d'évaluer la pression effective de l'ablation laser, une série de tir a été effectuée sur l'assemblage aluminium/adhésif époxy/polycarbonate présenté en figure D.4 et D.5. L'objectif était de trouver un matériau de face arrière d'impédance proche de l'adhésif afin de limiter la pression de l'onde réfléchie à l'interface entre l'adhésif et le polycarbonate. Les mesures ont été faites de deux façons différentes : en mesure directe ou en mesure différentielle. Dans le premier cas, on mesure la tension aux bornes de la résistance de shunt directement sur une seule voie, c'est-à-dire que l'une des électrodes est reliée à la masse et que l'autre est reliée à la voie de mesure. Dans le second cas, la mesure de tension est réalisée sur deux voies de même calibre, c'est-à-dire que chaque électrode est reliée à une voie et que le blindage électromagnétique est relié aux masses de l'oscilloscope. L'intérêt d'une mesure différentielle est de pouvoir annuler le bruit, car deux câbles proches ont plus de probabilité de capter le même bruit. Il suffit alors de soustraire les deux signaux qui vont mutuellement s'annuler.

Une partie des résultats de ces expériences est présentée en figure D.6, où un tir a été effectué à 20% de l'énergie maximum du laser. Ils sont directement comparés à une simulation avec des paramètres élastiques simples, pour vérifier la cohérence des ordres de grandeur mesurés. On constate ici que les temps caractéristiques des événements sont acceptables, mais que l'amplitude

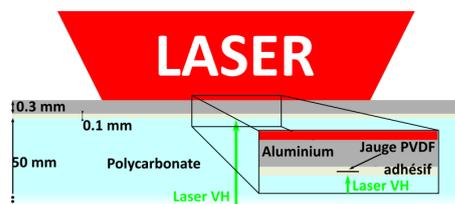


FIGURE D.4 – Schéma de l'assemblage avec un PVDF intégré.

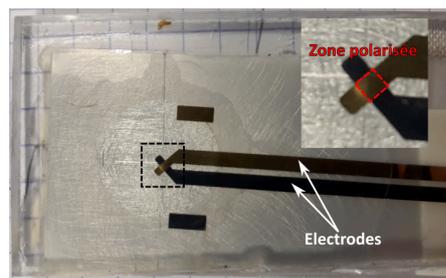


FIGURE D.5 – Photo d'un PVDF collé entre une plaque d'aluminium et une plaque de polycarbonate.

obtenue à partir de la calibration charge/pression donnée sur la figure D.1 diffère d'un facteur 5 au minimum avec le calcul par éléments finis. Cette erreur semble augmenter avec la pression exercée. Il est pour l'instant difficile de conclure quant à la raison de ce décalage d'échelle, mais ceci pourrait être dû soit à une courbe d'étalonnage inadaptée, soit à une subtilité d'acquisition (courant de fuite, capacités non prises en compte) et donc un phénomène purement électrique. Il reste cependant difficile de conclure au vu du peu d'éléments disponibles.

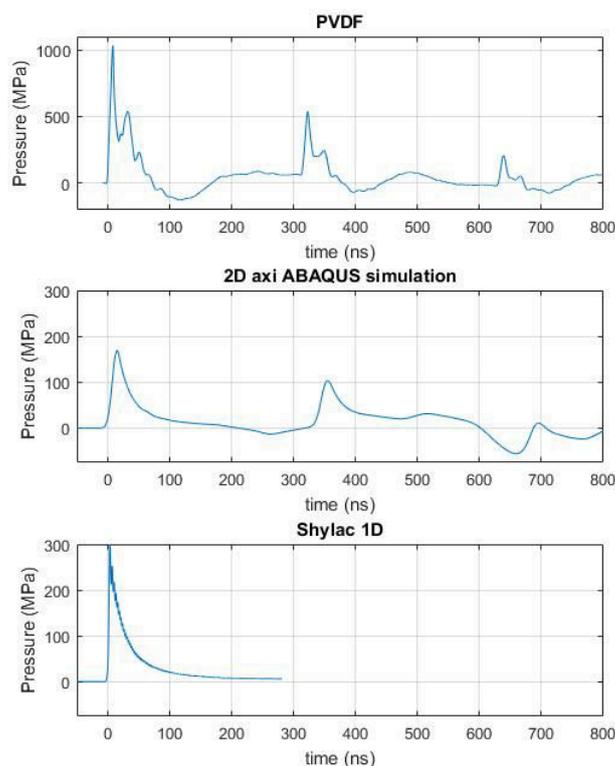


FIGURE D.6 – Comparaison entre une mesure PVDF (tir à 0.512 J, tache focale 4mm) et les simulations Abaqus 2D axisymétrique et 1D SHYLAC.

De plus, des tirs successifs sur ce type de montage montrent qu'après plusieurs tirs de même intensité, la pression baisse de façon considérable alors que l'intensité laser change peu, comme montrés figure D.7. Plusieurs hypothèses sont envisageables. On peut envisager la plastification du capteur. En effet les caractéristiques piézoélectriques sont dépendantes des paramètres

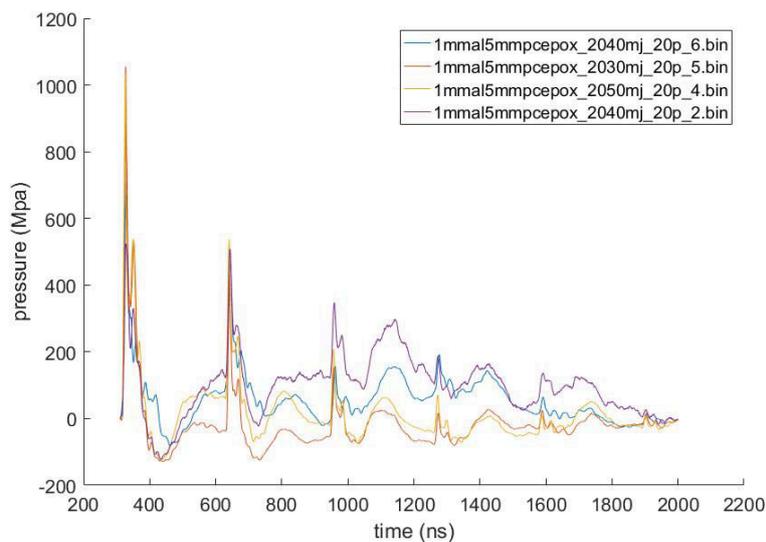


FIGURE D.7 – Tirs successifs à même énergie de 0.512 pour une tache focale de 4 mm sur assemblage aluminium (1 mm), époxy (180  $\mu\text{m}$ ) et polycarbonate (5 mm) avec jauge PVDF.

matériaux du PVDF. Il est fortement probable que les tirs successifs aient modifié ces paramètres par écouissage ou plastification par exemple. Une autre piste est celle de l'endommagement de l'interface collée ou des électrodes. La baisse de signal serait ici due à une dégradation du capteur ou du matériau environnant.

Ces résultats amènent à des conclusions assez mitigées. Même s'il existe visiblement un problème d'échelle ou d'étalonnage ou de mesure, le système semble répondre correctement à l'impulsion et présente des signaux assez proches de ce qui est attendu.

## Bibliographie

- [1] Z. Rosenberg, A. Ginzberg, and E. Dekel. High shock pressure measurements using commercial manganin gauges. *International Journal of Impact Engineering*, 36(12) :1365–1370, dec 2009.
- [2] N. K. Bourne and Z. Rosenberg. Manganin gauge and visar histories in shock-stressed polymethylmethacrylate. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 455(1984) :1259–1266, 1999.
- [3] R. A. Graham, F. W. Neilson, and W. B. Benedick. Piezoelectric current from shock-loaded quartz—a submicrosecond stress gauge. *Journal of Applied Physics*, 36(5) :1775–1783, may 1965.
- [4] F. Bauer. Advances in piezoelectric PVDF shock compression sensors. In *10th International Symposium on Electrets (ISE 10). Proceedings (Cat. No.99 CH36256)*. IEEE, 1999.
- [5] P. Peyre, L. Berthe, R. Fabbro, and A. Sollier. Experimental determination by PVDF and EMV techniques of shock amplitudes induced by 0.6-3 ns laser pulses in a confined regime with water. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 33(5) :498–503, feb 2000.
- [6] F. Bauer. Pvdv shock compression sensor in shock waves physics. In *Greener and Safer Energetic and Ballistic Systems 2015*, 2015.
- [7] F. Bauer. Ferroelectric PVDF polymer for high pressure and shock compression sensors. In *Proceedings. 11th International Symposium on Electrets*. IEEE, 2002.

- [8] M. Arrigoni, S. Kerampran, M. Monloubou, J. Le Clanche, and Bauer F. Development of a pvdv pressure gauge for blast loading measurement. In *Atelier Expérimentation et Instrumentation 2017*, 2017.