

# 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) :

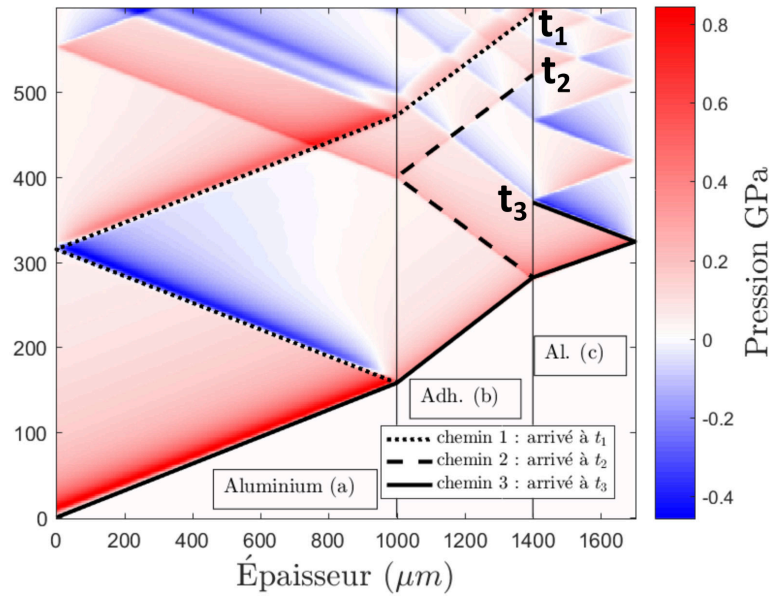


FIGURE 4.1 – Chemins possibles des ondes dans un assemblage aluminium/adhésif/aluminium.

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.

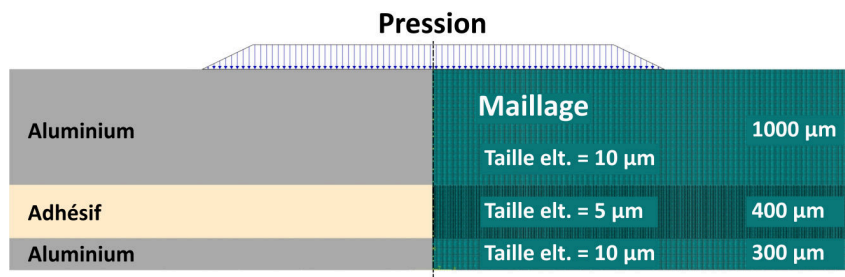


FIGURE 4.2 – Modélisation et maillage d'un assemblage de référence.

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.

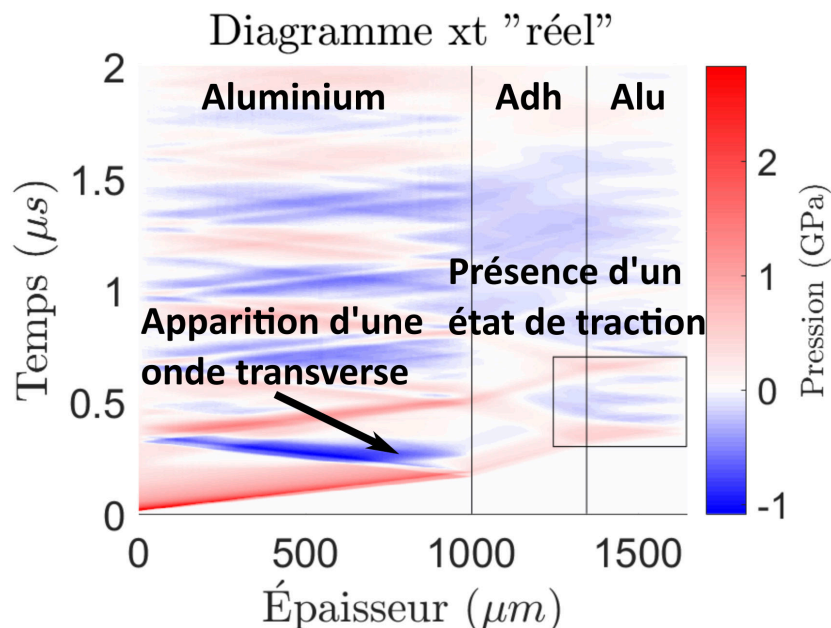


FIGURE 4.3 – Diagramme XT en pression issu de l'axe central d'une simulation 2D axisymétrique, avec prise en compte des ondes transverses.

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

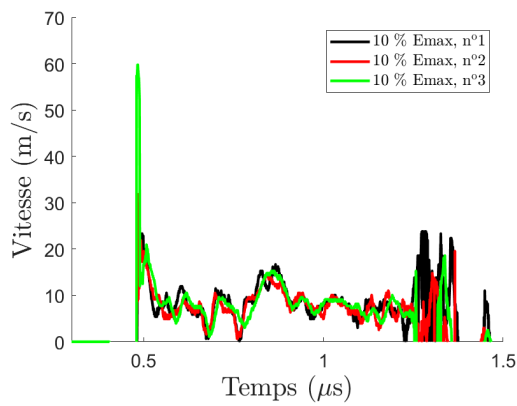


FIGURE 4.4 – Mesures de vitesse en face arrière pour 10% de l'énergie maximale du laser.

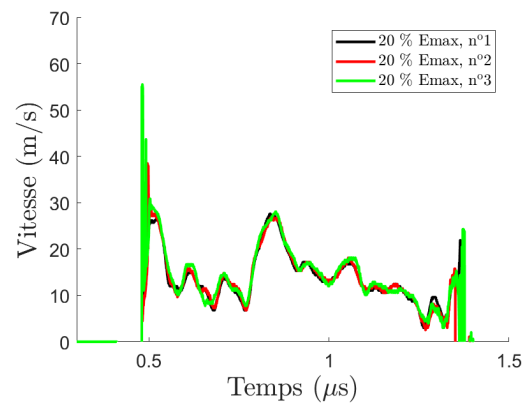


FIGURE 4.5 – Mesures de vitesse en face arrière pour 20% de l'énergie maximale du laser.

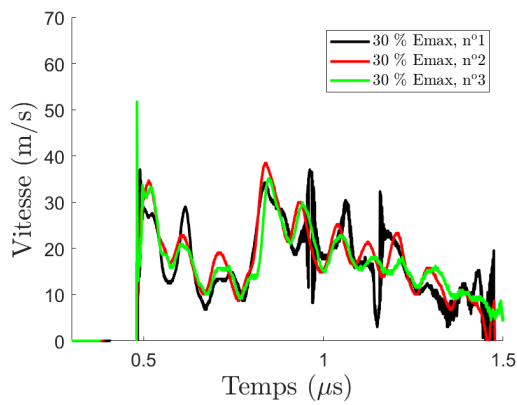


FIGURE 4.6 – Mesures de vitesse en face arrière pour 30% de l'énergie maximale du laser.

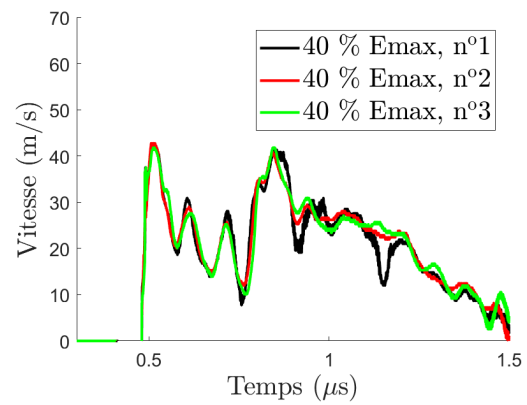


FIGURE 4.7 – Mesures de vitesse en face arrière pour 40% de l'énergie maximale du laser.

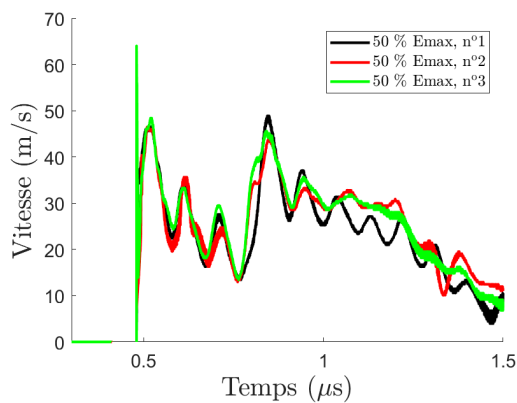


FIGURE 4.8 – Mesures de vitesse en face arrière pour 50% de l'énergie maximale du laser.

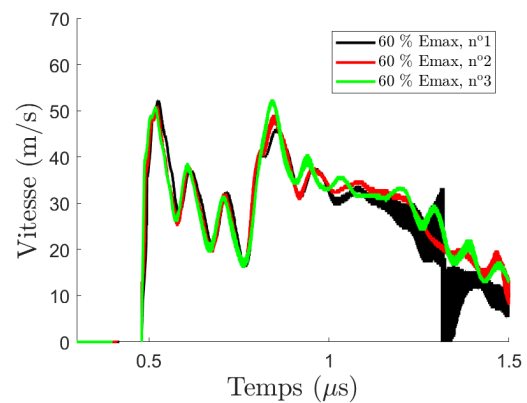


FIGURE 4.9 – Mesures de vitesse en face arrière pour 60% de l'énergie maximale du laser.

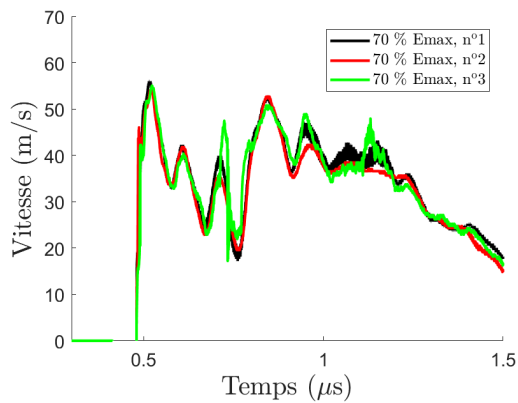


FIGURE 4.10 – Mesures de vitesse en face arrière pour 70% de l'énergie maximale du laser.

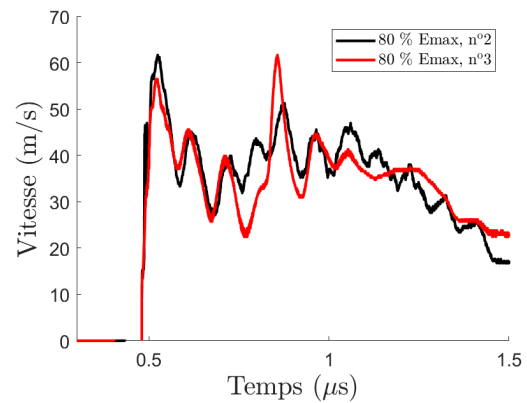


FIGURE 4.11 – Mesures de vitesse en face arrière pour 80% de l'énergie maximale du laser.

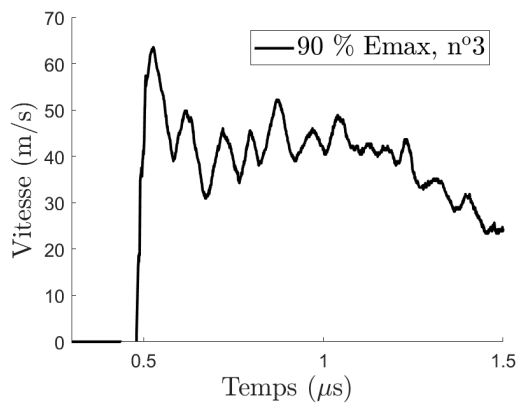


FIGURE 4.12 – Mesures de vitesse en face arrière pour 90% de l'énergie maximale du laser.

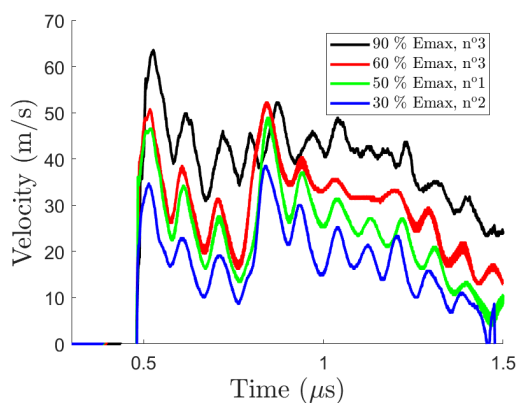


FIGURE 4.13 – Comparaison de plusieurs mesures unitaires de vitesse à énergie laser croissante.

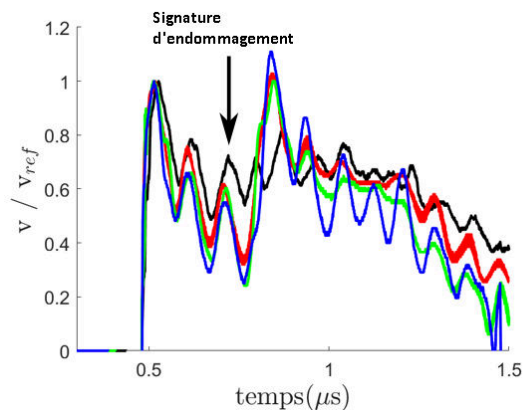


FIGURE 4.14 – Comparaison de plusieurs mesures de vitesse à énergie laser croissante, normée sur la valeur du premier pic.



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  $E_{max}$ .

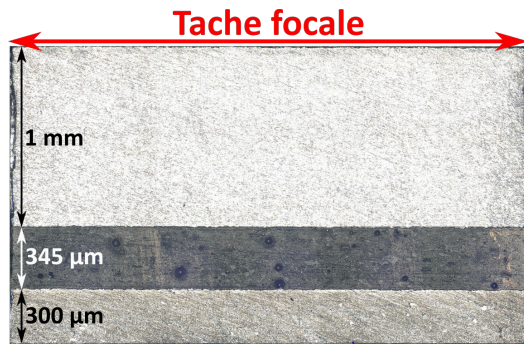


FIGURE 4.15 – Observations au microscope pour 10% de l'énergie maximale du laser.

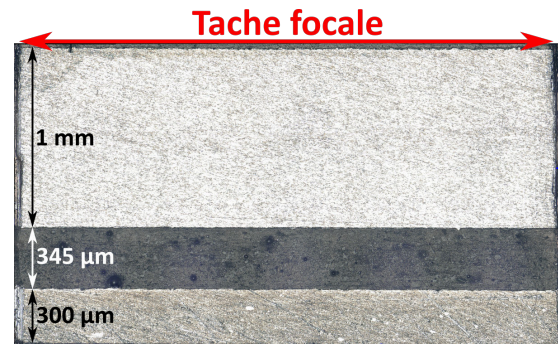


FIGURE 4.16 – Observations au microscope pour 20% de l'énergie maximale du laser.



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

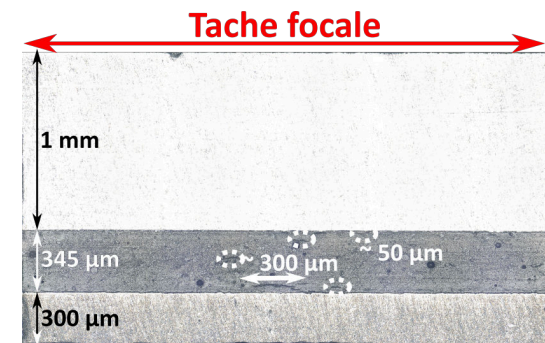


FIGURE 4.18 – Observations au microscope pour 40% de l'énergie maximale du laser.

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

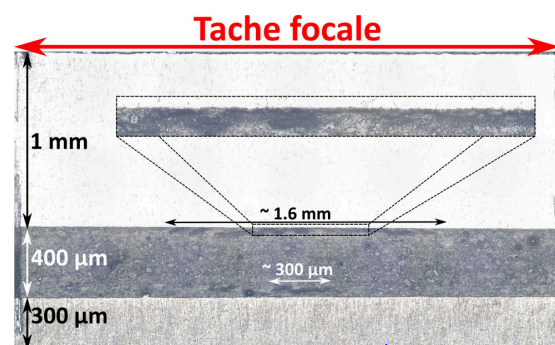


FIGURE 4.19 – Observations au microscope pour 50% de l'énergie maximale du laser.

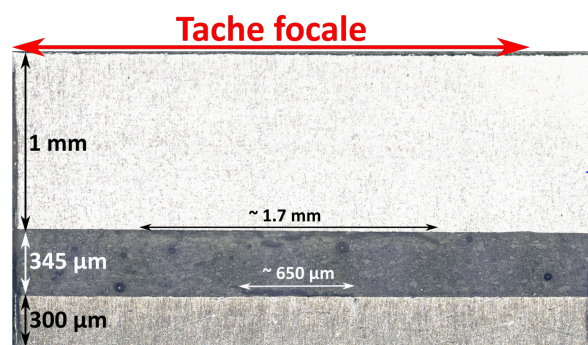


FIGURE 4.20 – Observations au microscope pour 60% de l'énergie maximale du laser.

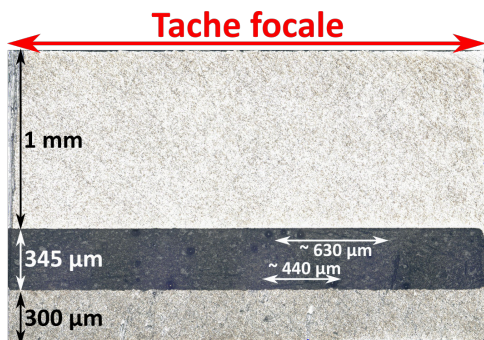


FIGURE 4.21 – Observations au microscope pour 70% de l'énergie maximale du laser.

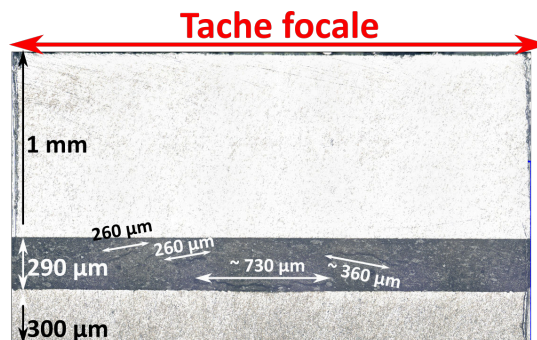


FIGURE 4.22 – Observations au microscope pour 80% de l'énergie maximale du laser.

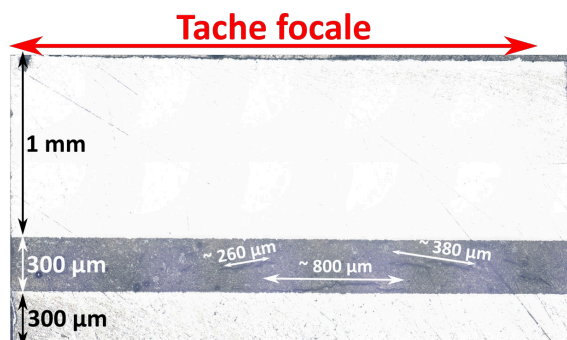


FIGURE 4.23 – Observations au microscope pour 90% de l'énergie maximale du laser.

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 cumulé 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.

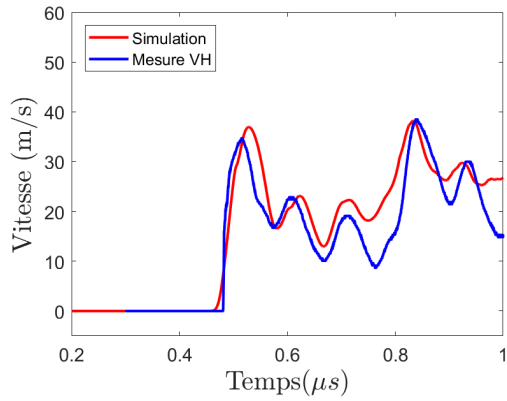


FIGURE 4.24 – Comparaison entre la vitesse face arrière simulée et la vitesse mesurée pour une énergie laser de 30% de  $E_{max}$

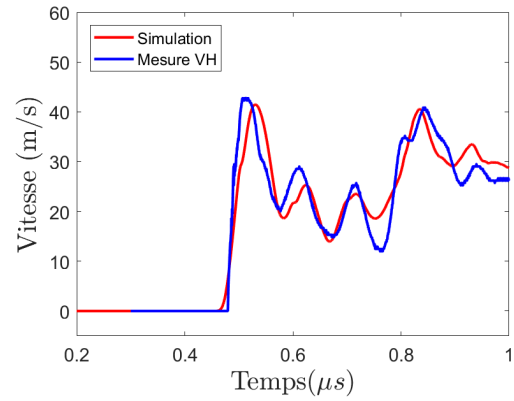


FIGURE 4.25 – Comparaison entre la vitesse face arrière simulée et la vitesse mesurée pour une énergie laser de 40% de  $E_{max}$

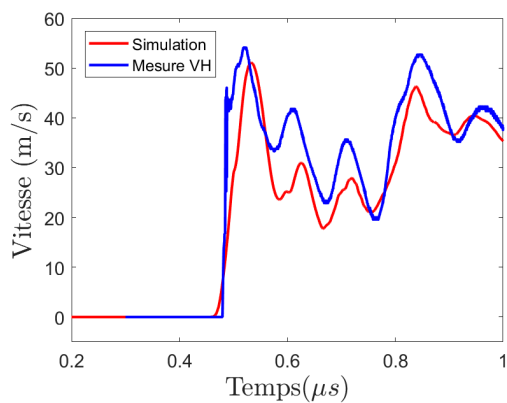


FIGURE 4.26 – Comparaison entre la vitesse face arrière simulée et la vitesse mesurée pour une énergie laser de 70% de  $E_{max}$

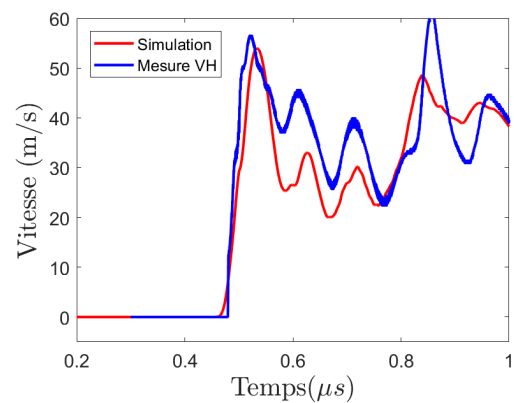


FIGURE 4.27 – Comparaison entre la vitesse face arrière simulée et la vitesse mesurée pour une énergie laser de 80% de  $E_{max}$

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

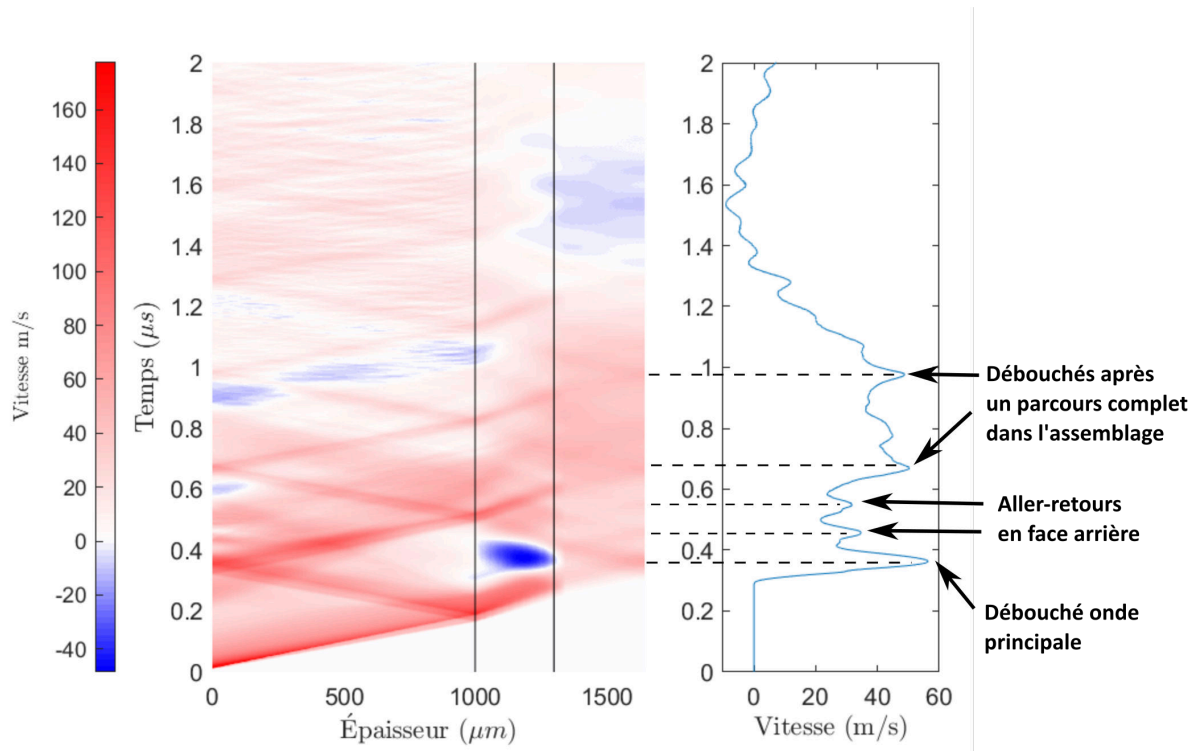


FIGURE 4.28 – Diagramme XT en vitesse et comparaison avec le profil de vitesse en face arrière pour une simulation unidimensionnelle.

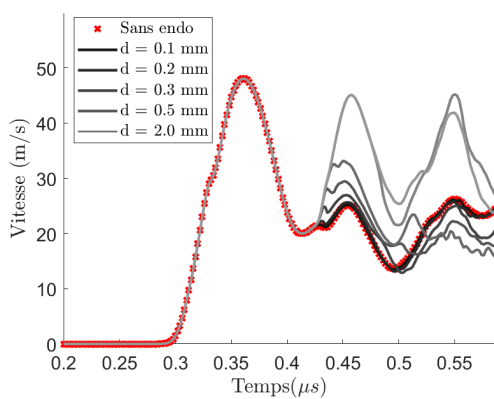


FIGURE 4.29 – Comparaison des vitesses de face arrière pour un endommagement de taille croissant

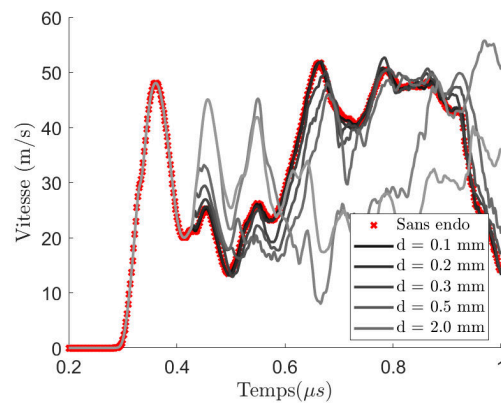


FIGURE 4.30 – Comparaison des vitesses de face arrière pour un endommagement de taille croissant, sur une échelle de temps plus large

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

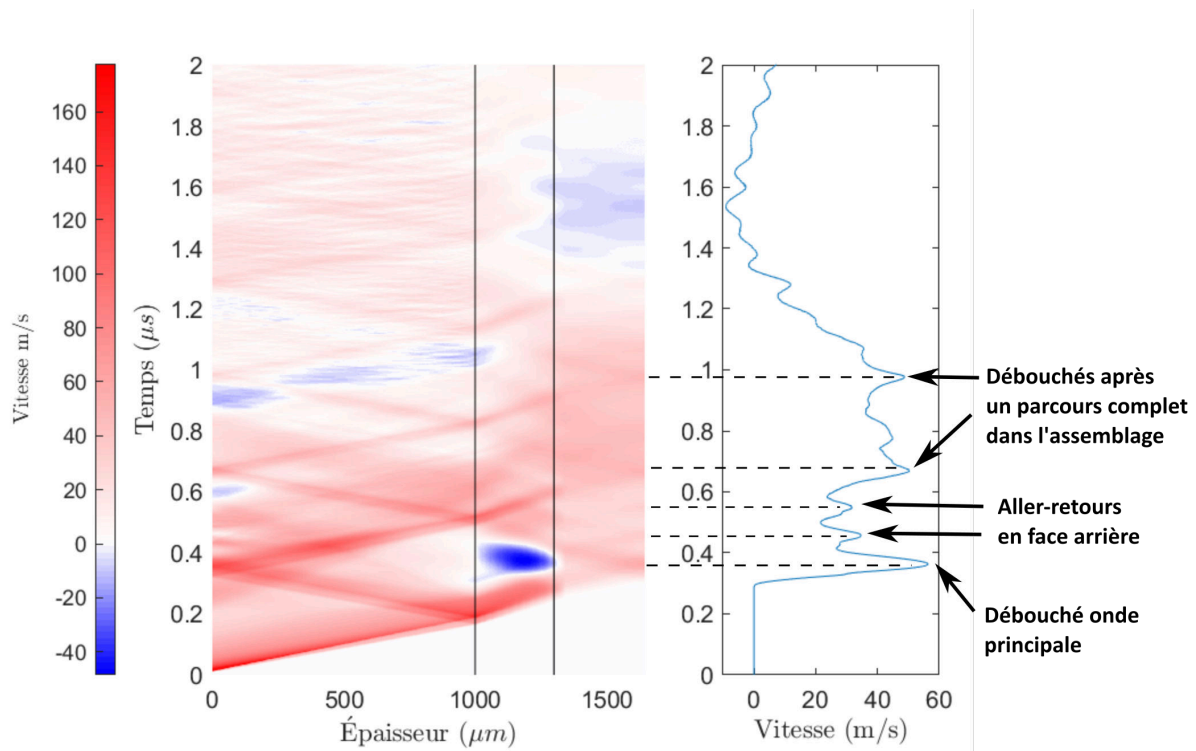


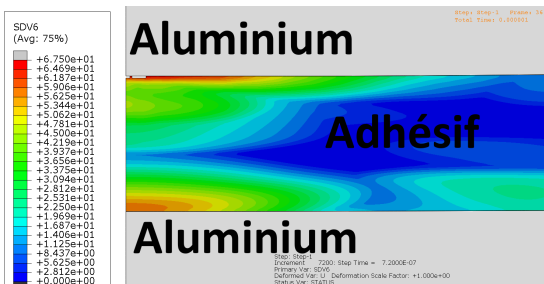
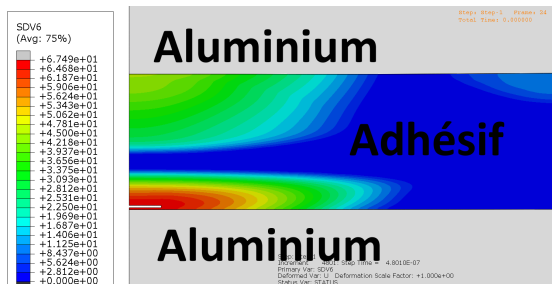
FIGURE 4.31 – Agrandissement de la zone d'intérêt pour l'endommagement.

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  $t = 0.48 \mu s$

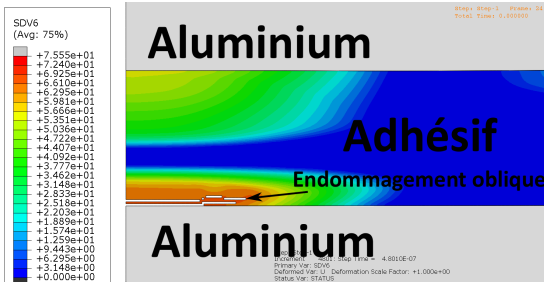


FIGURE 4.34 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 70% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Cut-Off, à  $t = 0.48 \mu s$

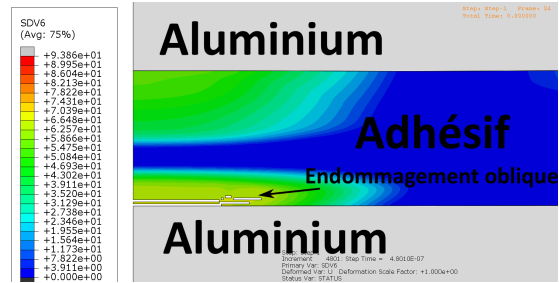


FIGURE 4.35 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 80% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Cut-Off, à  $t = 0.48 \mu s$

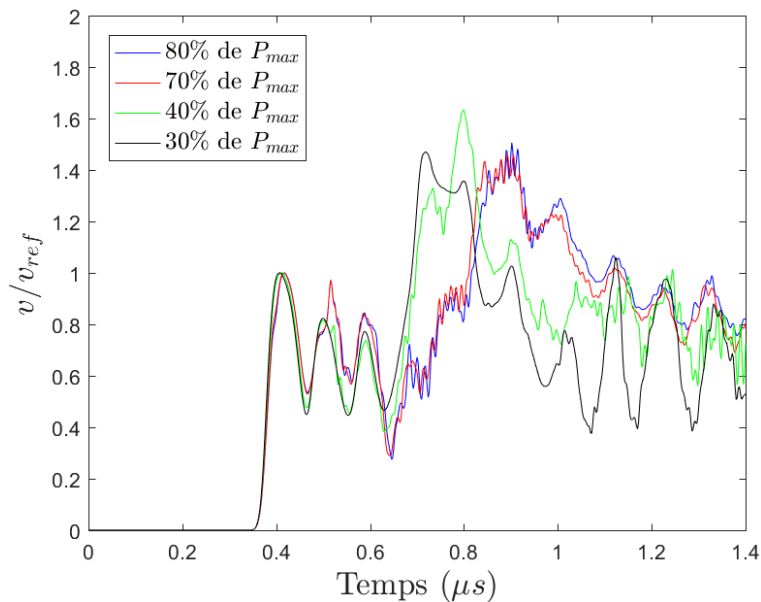


FIGURE 4.36 – Comparaison des vitesses de face arrière normées par rapport à la vitesse du premier pic ( $v_{ref}$ ) pour un modèle d'endommagement Cut-Off.

	$\sigma_{seuil}(Mpa)$	$C_{cr}(Pa.s)$	$n$
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

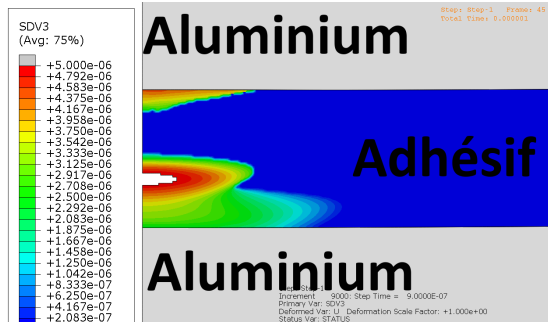


FIGURE 4.37 – Motif d’endommagement pour une énergie laser de 30% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Nikiphorovski-Shemyakin, à  $t = 0.9 \mu s$

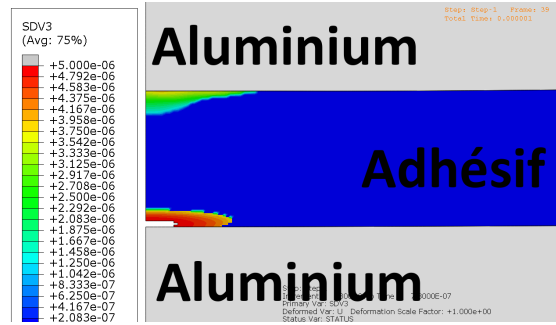


FIGURE 4.38 – Motif d’endommagement pour une énergie laser de 40% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Nikiphorovski-Shemyakin, à  $t = 0.78 \mu s$

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  $t = 0.54 \mu s$

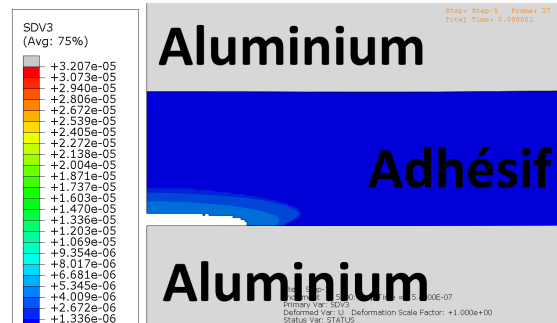


FIGURE 4.40 – Motif d'endommagement pour une énergie laser de 80% de  $E_{max}$ , estimé par un critère de Nikiphorovski-Shemyakin, à  $t = 0.52 \mu s$

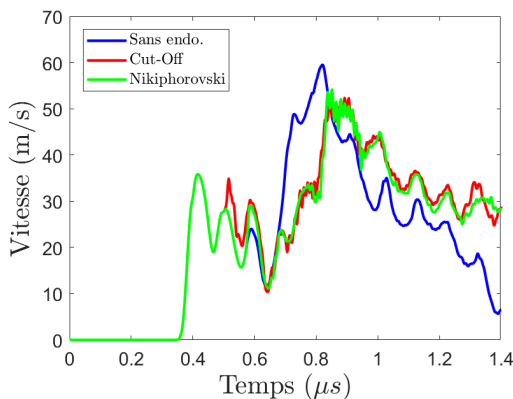


FIGURE 4.41 – Vitesses en face arrière pour 60% de  $E_{max}$ . Comparaison de la mesure, du critère Cut-Off et du critère de Nikiphorovski-Shemyakin

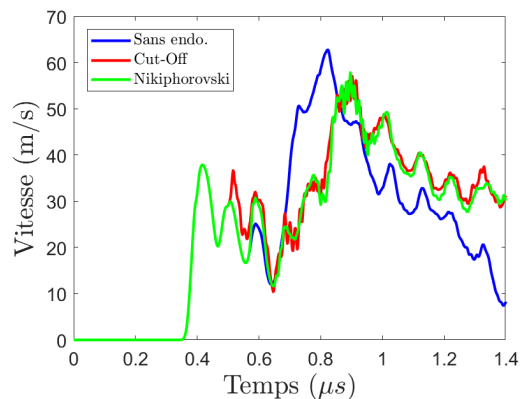


FIGURE 4.42 – Vitesses en face arrière pour 80% de  $E_{max}$ . Comparaison de la mesure, du critère Cut-Off et du critère de Nikiphorovski-Shemyakin

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 traverses

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  $G_{IIIc}$ ,

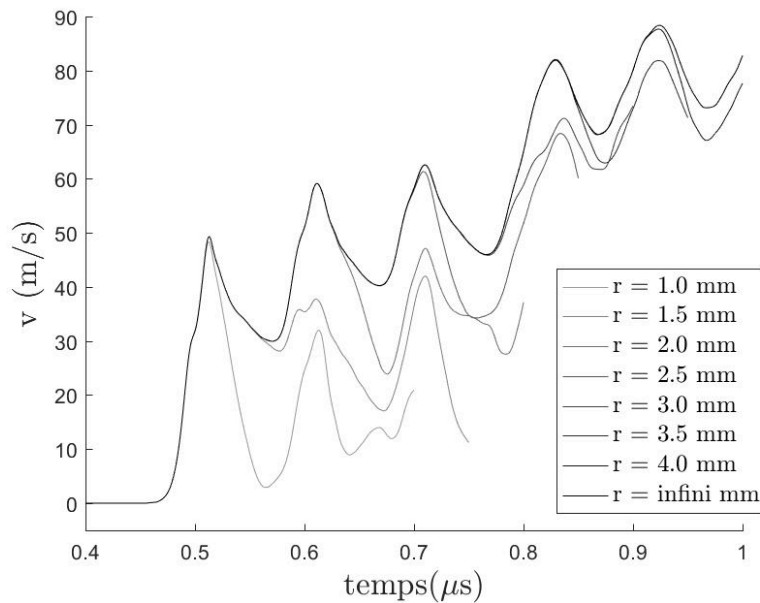


FIGURE 4.43 – Vitesses de surface libre calculées pour différents rayons de tache focale issus du même profil de pression temporel d’entrée, avec la même pression maximum.

## 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.