



HAL
open science

Etude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser subpicoseconde

Jean-Paul Cuq-Lelandais

► **To cite this version:**

Jean-Paul Cuq-Lelandais. Etude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser subpicoseconde. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2010. Français. NNT: . tel-00564182

HAL Id: tel-00564182

<https://theses.hal.science/tel-00564182>

Submitted on 8 Feb 2011

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

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

THESE

Pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers (ENSMA)

(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

Ecole doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique (SIMMEA)

Spécialité : Mécanique des Matériaux

Présentée par :

Jean-Paul CUQ-LELANDAIS

Etude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser sub-picoseconde

Directeurs de thèse : Michel BOUSTIE et Laurent BERTHE

Co-encadrant : Laurent SOULARD

Soutenue le 10 décembre 2010

Jury

Francis Cottet	PR, Directeur ENSMA, Poitiers	Président
Tatiana Itina	DR CNRS, Laboratoire Hubert Curien, St Etienne	Rapporteur
Sophie Baton	DR CNRS, LULI, Polytechnique, Palaiseau	Rapporteur
Laurent Soulard	DR CEA-DAM, Arpajon	Examineur
André Dragon	DR CNRS, Institut P', Poitiers	Examineur
Michel Boustie	DR CNRS, Institut P', Poitiers	Examineur



*« La théorie des chocs » vue par Catherine Lelandais
(Tableau réalisé en décembre 2010)*

Remerciements

Le travail associé à ce mémoire de thèse a été effectué grâce à de nombreuses collaborations et soutiens, qu'ils soient d'ordre professionnels ou personnels. Tous ont contribué au succès de mes recherches. A ce titre, je tiens donc à remercier toutes les équipes et personnes liées de près ou de loin à ce travail que j'ai réalisé durant ces trois années et trois mois (passés bien trop vite !), et ce, en utilisant « le poids des mots et le choc des photos ».

Mes remerciements vont tout d'abord aux laboratoires à l'origine de la collaboration associée à cette thèse ainsi que leurs dirigeants :

- Le Laboratoire de Combustion et de Détonique, où s'est déroulée principalement ma thèse, dirigé par H.-N. Presles jusqu'à fin 2009, avec la mise en place de l'institut P' marquant la fusion des laboratoires situés sur la technopole du Futuroscope, dirigé par J.-P. Bonnet, et J.-C. Grandidier pour le Département Physique et Mécanique des Matériaux.

- Le Département de Physique Théorique et Appliqué du CEA-DAM à Bruyères-le-Chatel dirigé par D. Vanderhaagen, où j'ai effectué les recherches relatives aux calculs de dynamique moléculaire.

Je remercie vivement « l'équipe de choc et de détente^a », cette communauté hautement dynamique s'éparpillant entre Bordeaux, Poitiers et Paris et se retrouvant souvent autour de campagnes expérimentales (voir Photo 1) ou réunions :

- Tout d'abord je remercie très chaleureusement Michel Boustie, mon directeur de thèse, qui m'a tant apporté et appris, que ce soit pour la recherche mais aussi à côté (Exemple : j'ai ainsi appris qu'une doline était une formation géologique datant de l'ère Karstique et répandue dans le Lot...). Sa disponibilité, sa bonne humeur, sa volonté de s'impliquer à tous les niveaux, et sa rigueur...etc. Tout cela est probablement une de raisons majeures de la réussite de cette thèse, qui a été réalisée dans une ambiance de travail conviviale et détendue mais toujours avec le souci de donner le meilleur de soi.

- Je souhaite aussi vivement remercier Laurent Berthe, mon co-directeur de thèse, pour ses conseils, sa motivation notamment en manips, ainsi que toutes les discussions que nous avons pu avoir (y compris tard le soir sur gmail !), en particulier lorsque qu'il s'agissait d'une passion commune : les fromages

- Je remercie Thibaut de Rességuier pour ses conseils et discussions fructueuses, mais aussi pour certaines « réunions de travail » (on se souviendra notamment de celle effectuée avec des anglais à Nashville un certain 2 juillet au soir... les américains ne sont pas près de l'oublier celle-la !)

^a Il est bien connu qu'une onde de choc est composée d'une seule discontinuité suivie d'une multitude de détente

- Mes remerciements vont ensuite bien sûr aux deux autres thésards qui m'ont accompagné dans ce bureau (qu'on nommera « le fond du fond du couloir »), mais aussi aux pauses café, en particulier celle de 15h49. Ils ont réussi à supporter mes bavardages, mes fous rires, mes nombreuses gaffes et ma faculté unique de détraquer tout ordinateur à proximité... Pendant tout ce temps, quelle prouesse remarquable ! Bravo et merci à Emilien Lescoute qui m'aura prouvé que dans le Faux-Sud^b le pastis peut aussi se manger (bien que je le préfère en phase liquide !). Merci aussi à Didier Loison et son hospitalité du Vrai-Nord, notamment après cette mémorable course d'orientation nocturne qui m'aura coûté un jeu de clés...

- Je remercie aussi Damien Laporte, thésard au CEA-CESTA, naviguant en mettant tantôt le cap direction Poitiers, mais aussi à Bruxelles et Porquerolles... Faut dire qu'il adore nous mener en bateau ! (voir Photo 2).

- Merci aussi à Mariette Nivard pour le soutien technique et ragotique souvent indispensable. Sa rigueur expérimentale a souvent rattrapé mes maladresses lors des campagnes femtoseconde tardives.

- Et enfin un dernier membre de l'équipe qui lorsqu'il était encore là, est venu quelques temps faire des recherches au labo (voir Photo 3) dont une sur la rupture de cables réseaux mais aussi venu faire une campagne expérimentale sur Bordeaux portant sur la texture d'un green du golf après impact de balle... Merci à mon irremplaçable 6V^c !

Mes remerciements vont ensuite aux personnes avec qui j'ai eu l'occasion de travailler au CEA de Bruyère-le-Châtel, et en particulier :

- Laurent Soulard, mon encadrant au CEA, pour sa disponibilité et la mise à disposition des moyens relatifs à la dynamique moléculaire.

- Joëlle Bontaz-Carion, pour les travaux effectués en microtomographie, et notamment la campagne à l'ESRF où nous avons appris avec stupeur que le tantale peut être aussi léger que l'air d'après une certaine analyse sous X...!

- Patrick Combis, développeur du code ESTHER. Son expertise aura été très utile pour les aspects interaction laser-matière.

- Arnaud Sollier, pour son implication et son soutien lors des campagnes expérimentales.

- Patrick Mercier et Jacky Bénier avec qui la collaboration liée à la Vélocimétrie Hétérodyne a déjà été fructueuse et laisse entrevoir un avenir très prometteur, le tout dans un esprit très convivial.

Je remercie ensuite l'ensemble des équipes en charge des lasers où nous avons effectué nos campagnes de tir. A ce titre, je tiens à saluer en premier lieu l'Institut des Lasers et Plasmas, une communauté ouverte et dynamique sans laquelle nous n'aurions certainement pas accès à ces grandes installations françaises :

^b Comprendre le Sud-Ouest par opposition au Vrai-Sud qui est ... au Sud (⇔Méditerranée)!

^c 6V = Civet : C'était le nom de ma belle lapine chatain qui m'a accompagné une grande partie de mes études à Poitiers (Bien que Civette eut été plus approprié ...)

- Les équipes du LULI (100TW, récemment réincarné en ELFIE ; et la chaîne ns 2000), et notamment Julie Albrecht, Patrick Audebert, Michel Koenig pour leurs aides, en particulier pour faire fonctionner cette Streak qui nous aura donné bien du fil à retordre....

- L'équipe de feu Alisé au CEA-CESTA, en particulier Alain Boscheron, Laurent Marmande, Jean-Luc Rullier et tous les autres pour les bons moments passés en leur compagnie pendant et après les manips.

- L'équipe du laser femtoseconde du LOA, dont la première campagne effectuée cette année, et surement le début d'une longue série, apporte des résultats prometteurs pour l'avenir.

Mes remerciements vont ensuite vers l'équipe du Centre des Matériaux d'Evry dont la collaboration toujours productive et innovante a permis de poursuivre les avancées du projet LASAT : Cédric Broussillou pour les panneaux solaires, Grégory Fabre et les Barrières Thermiques, Serge Guetta (alias mon parrain à l'ENSMA) fournisseur des revêtements cold spray aluminium sur aluminium , mais bien sur aussi Vincent Guipont et Michel Jeandin.

Je remercie les membres du jury (photo 4), notamment son président Francis Cottet, directeur de l'ENSMA, qui a accepté avec plaisir ce retour aux sources malgré son emploi du temps chargé. Je remercie vivement les rapporteurs (ou rapporteuses ?...) Sophie Baton et Tatiana Itina, pour avoir pris le temps d'étudier mes travaux et donner leurs points de vue très constructifs quant aux éventuelles suites. Un grand merci à André Dragon pour avoir examiné le mémoire, ainsi que ses remarques et encouragements. Je tenais aussi tout particulièrement à remercier Andrew Ng, chercheur émérite au Canada et membre invité du jury pour être venu, ainsi que pour l'intérêt fort qu'il a porté à ces travaux.

Mes remerciements s'adressent aussi aux personnes que j'ai cotoyé à l'ENSMA et au labo, notamment les thésards (ou ex-) : Laëtitia Bernard et Vivien Prevost nos voisins de bureau, Raphaël Meyrand et Yann Grégoire, Julien Jaravel et Clara Moriconi ; Un grand merci à Monique Dupuy et Jocelyne Bardeau nos secrétaires, ainsi qu'à Alain Claverie et Hervé Doreau. Je remercie aussi les enseignants avec qui j'ai travaillé à l'ENSMA et à l'IUT de Poitiers, Jean-Pierre Garo, Jean-Michel Souil, Francis Roger et une mention spéciale à Frédéric Pons, le prof de maths préféré des Ensmatiques, pour son aide et sa relecture des parties les plus théoriques et calculatoires. Coté matériaux, Loic Signor, Jonathan Cormier et Florence Hamon pour son expertise au MEB. Merci aussi à l'administration de l'ENSMA, notamment Olivier Geay, Corinne Dutault, Lydie Guérin et Audrey Véron.

Je souhaite ensuite remercier toutes les personnes qui m'ont entouré, occasionnellement, au cours de conférences, en réunion ou en d'autres circonstances diverses notamment Cyril Bolis dont les travaux de thèse m'ont bien aidé, Eric Auroux, Gilles Roy, Emmanuel Fraizier, Christophe Denoual, Vanina Recoules, Jean Clérouin, Nicolas Pineau, Laurianne Pillon, Grégory Turk, Frédéric Malèze, Jean-Marc Chevalier, David Hébert, Camille Chauvin (CEA) ; Michel Arrigoni (ENSIETA) ; David Holtkamp (LANL) ; Jérôme Gattacceca (CEREGE) ; Jean-Philippe Colombier (Univ. St Etienne) ; Hervé Couque (Nexter) ; Elise Gay, Anass Nifa (PIMM) ; ... etc.

Je remercie l'ensemble des étudiants que j'ai encadré en stage et qui ont contribué aux travaux de l'équipe : Thomas Charlon, Nicolas Alferez, Clément Nguyen, Marion Trombini et Charlie Tesson. Mais je n'oublie pas aussi celles et ceux que j'ai « traumatisé » lors de Travaux Dirigés, Travaux Pratiques ou Bureaux d'Etudes (Voir Photo 5), et qui m'ont donné goût au métier d'enseignant : ceux qui ont été assomés à coups de thermodynamique en 1^{ère} année de génie chimique à l'IUT de Poitiers, mais surtout les promotions ENSMA 2009 à 2011 en les torturant individuellement au tableau avec des chocs, des probas ou des Gaussiennes centrées réduites... J'en profite pour remercier le Kâarf (le bar du foyer des élèves) pour m'avoir fourni en café (des litres !) à toute heure. Enfin, un clin d'œil spécial à la promotion 2010 avec qui j'ai collaboré à la Remise Des Diplômes qui fut la première associant les docteurs aux ingénieurs ENSMA (Voir Photo 6). Pleins de bons moments passés et à venir avec la prochaine RDD qui nous sera commune...

Et pour finir, je souhaite sincèrement remercier mes proches, à commencer par mes amis, qui m'ont toujours soutenu. Il y a ceux de longue date connus au lycée : Cécile Goyard, Nicolas Revol, Sandra Harlal, Stéphanie Mercier, David Roumégoux, Isabelle Rispaill et Guillaume Gay. Viennent se rajouter mes amis de promo ingénieur : mon binôme de toujours Julien « Nanak » Rey dont j'ai été le colocataire bien souvent au cours de mes déplacements à Paris, Gaëlle Fayolle et nos conversations éthérées du dimanche soir, Séverin Ravets à qui on doit cette improbable idée de la descente de la Loire à vélo, Yohann Coraboeuf notre antenne locale à Bordeaux et Benoit Carlier, spécialiste de la récup de fauteuil. Enfin et pas des moindres, ceux que j'ai rencontré durant ma thèse : le théâtral Mossieur Jérémy DuharT, Julien Nicoloso spécialiste de l'inversion et amateur de sirop de fraises, enfin, celui qui va me succéder à mon poste de thésard de choc et détente : Romain Ecault. Et comme tous les trois débutent une thèse à présent, je leur souhaite autant de bon moments et de réussites que j'en ai eu pour ces 3 prochaines années.

Je tiens finalement à dédier ce mémoire à ma famille, et en particulier ma mère Catherine et mon beau-père Philippe. Je souhaite remercier mes sœurs Aurélie, Anaëlle et mon frère Gabriel qui m'ont toujours épaulé dans les bons comme les moins bons moments, ainsi que mon père René.

Tous ont toujours su me guider et me donner la force et l'envie qui m'ont permis de grandir, de trouver ma voie pour en arriver là où je suis maintenant. Et dans tout cet océan de science, ils ont su y apporter une vague artistique à l'image du tableau réalisé par ma mère en page 3 auquel se superposent, les conseils théâtraux de ma sœur et les quelques notes jouées à la guitare par Philippe qui ont résonné dans l'ENSMA un certain 10 décembre 2010 (Photos 7 et 8).

Et voici le « choc des photos » ...

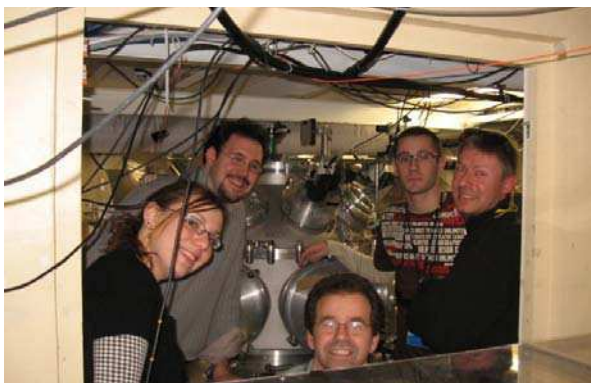


Photo 1 - L'équipe de choc en manips au LULI 100TW (Février 2009)



Photo 2 - En conférence à Porquerolles (Forum ILP - Juin 2009)



Photo 3 - Arrivée d'un nouveau stagiaire dans l'équipe : le 6V (Mai 2008)



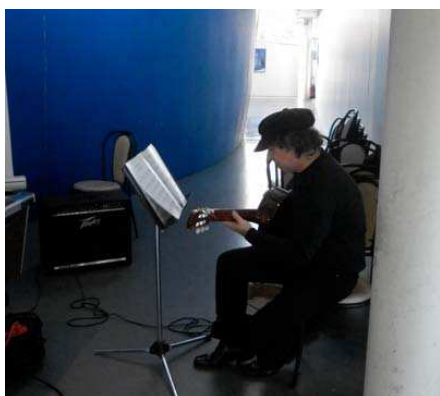
Photo 4 - Soutenance du 10/12/2010 : Annonce de l'obtention du titre de docteur par les membres du jury



Photo 5 - Le BE de choc, cuvée 2010 - Séance spéciale Goûter de Noël (Décembre 2009)



Photo 6 - Le 07/03/2010 : L'équipe RDD 2010 Ingénieurs/docteurs après la cérémonie



Photos 7 et 8 - Le 10/12/2010 : Un pot de thèse spécial « Sud de France », et en musique !

Sur ces belles images représentatives de ma thèse, laissons à présent place à la science !

Sommaire

Remerciements	5
Sommaire.....	11
Introduction.....	13
Chapitre 1	
<i>Endommagement par choc laser & Technologie des lasers femtoseconde</i>	17
Chapitre 2	
<i>Moyens expérimentaux.....</i>	21
Chapitre 3	
<i>Interaction laser-matière en régime sub-picoseconde.....</i>	21
Chapitre 4	
<i>Propagation d'une onde de choc ultra-brève et Endommagement par écaillage.....</i>	21
Chapitre 5	
<i>Approche microscopique de l'endommagement ductile par dynamique moléculaire.....</i>	21
Chapitre 6	
<i>Prise en compte de l'aspect bidimensionnel de l'étude.....</i>	21
Chapitre 7	
<i>Application des chocs ultra-brefs et 2D à la mesure d'adhérence de revêtements</i>	21
Conclusions et Perspectives.....	21
Annexes.....	21

Introduction

La caractérisation des propriétés dynamiques des matériaux présente de grands intérêts pour l'industrie. Par exemple, elle est incontournable dans le domaine de la défense avec l'étude de la vulnérabilité d'un système face à une agression extérieure. On la retrouve aussi dans les thématiques liées à l'énergie, notamment dans le cadre de la fusion par confinement inertiel. Cette thématique est aussi largement rencontrée dans le domaine du transport, en aéronautique (réponse aux collisions : grêlons oiseaux ... etc.), aérospatial (impact de débris spatiaux sur les satellites) et terrestre (crash-test de véhicules automobiles). La compréhension et la prédiction de tous ces phénomènes supposent une bonne connaissance des effets induits par choc, comme l'endommagement dynamique. Pour cela, des études en laboratoire sont déployées en menant de front à la fois des moyens expérimentaux afin de reproduire le phénomène à échelle réduite et dans des conditions contrôlées, et d'autre part des outils de simulation numérique permettant de valider les modèles représentatifs du problème.

Il existe de nombreuses manières de générer des chocs ou des hautes pressions dans un matériau en laboratoire. Toutes ces méthodes se différencient par l'amplitude de la sollicitation ainsi que sa durée, pouvant être reliée à la vitesse de déformation induite dans le milieu. De manière statique, des essais de compression par enclumes diamant permettent à ce jour d'atteindre des pressions de l'ordre de la centaine de GPa. En régime dynamique, nous pouvons en particulier relever les expériences d'impacts de plaques projetées par canon ou les chocs induits par explosions. De telles expériences induisent des vitesses de déformations limitées, au maximum 10^5 s^{-1} , et sont souvent hautement destructives. Des sollicitations extrêmes en termes d'amplitude et de vitesse de déformation sont atteintes par la génération de choc par irradiation laser de forte puissance. Ce type de méthode, en développement depuis une trentaine d'années, permet d'atteindre des pressions jusqu'à quelques milliers de GPa sur des durées de quelques nanoseconde et des vitesses de déformation jusqu'à 10^7 s^{-1} .

Ces dernières années, les progrès technologiques dans le domaine des lasers permettent de générer des impulsions de plus en plus courtes, allant en dessous de la picoseconde. Cette classe de lasers, couramment appelée « lasers femtoseconde », semble être un bon candidat pour repousser encore plus les limites atteintes dans l'étude des matériaux soumis à des conditions extrêmes, mais aussi dans l'endommagement dynamique via le phénomène d'écaillage très localisé induisant l'éjection sur la surface opposée à l'irradiation de fines épaisseurs de cible. Cette possibilité de provoquer l'éjection hautement de couches de matière d'épaisseurs micrométriques présente alors un intérêt fort pour des applications industrielles telles que l'élaboration d'un test d'adhérence de couches ultra-minces.

C'est de ce constat qu'a débuté en 2007 une collaboration tripartite ayant pour but d'étudier la réponse dynamique de matériaux soumis à une irradiation par laser femtoseconde. Le projet, matérialisé par cette thèse, implique les 3 organismes suivants :

- L'institut Polytechnique de Poitiers de Recherche et Ingénierie en Mécanique, Matériaux et Energétique (PPRIME), UPR CNRS n°3346 (auparavant le Laboratoire de Combustion et de Détonique (LCD), UPR n°9026, jusqu'au 31/12/2009) ^d
- Le Département de Physique Théorique et Appliquée (DPTA) du Commissariat à l'Energie Atomique – Direction des Applications Militaires Ile de France (CEA-DAM)^e.
- Le laboratoire Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM) des Arts et Métiers à Paris^f.

Les enjeux de ce travail sont orientés autour des axes suivants :

- Compréhension et modélisation de la génération et propagation d'une onde de choc ultra-brève.
- Etude de l'endommagement par écaillage dans des métaux (Aluminium, Tantale,...) par différentes approches à différentes échelles.
- Validation de modèles par comparaison à des résultats expérimentaux de choc laser réalisés sur des installations de type femtoseconde.
- Application à l'extension du test d'adhérence de couches fines par choc laser (LASAT) en régime femtoseconde.

Tout d'abord, nous présenterons en détails dans le **Chapitre 1** la technologie femtoseconde permettant de générer des impulsions laser aussi brèves et passerons en revue les avancées dans le domaine des hautes pressions et de l'endommagement dynamique.

Le **Chapitre 2** est consacré aux moyens expérimentaux mis en œuvre pour générer des ondes de choc et de l'endommagement dans ce régime particulier. Après une présentation du dispositif expérimental employé sur des chaînes femtoseconde du LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses - Ecole Polytechnique) et du LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée – Palaiseau), nous détaillerons l'ensemble des diagnostics utilisés, leur intérêt et leurs performances.

Nous nous intéresserons au cours du **Chapitre 3** à la génération de l'onde de pression induite par l'irradiation laser sur le matériau cible. L'objectif sera en particulier de caractériser le chargement mécanique équivalent résultant de l'interaction laser-

^d Institut P' , ENSMA – CNRS – Université de Poitiers, UPR CNRS 3346, 1 Avenue Clément Ader, Téléport 2, 86961 Futuroscope Cedex, France

^e CEA/DAM/DIF – BP 12, 91680 Arpajon, France.

^f PIMM – Arts et Métiers ParisTech, 151 Bd de l'Hôpital, 75013 Paris, France - <http://pimm.paris.ensam.fr/>

matière en fonction des différents paramètres (matériau, énergie incidente...). Nous étudierons en particulier l'effet de la durée du laser afin de dégager les particularités du régime femtoseconde en comparaison des lasers nanoseconde plus classiques.

Le **Chapitre 4** développera la propagation de l'onde de choc générée, en particulier son amortissement le long de la cible, prononcé en raison de la brièveté de l'onde. Nous nous intéresserons ensuite à sa réflexion en onde de traction sur la face de la cible opposée à l'irradiation et l'endommagement induit lorsque cette traction est assez intense – l'écaillage –, le but étant de valider des modèles de rupture par comparaison à l'expérience. Nous étudierons aussi l'effet de la vitesse de déformation sur l'endommagement, notamment par comparaison des résultats obtenus sur des générateurs de choc plus longs.

Les études liées à l'endommagement dynamique par choc sont souvent effectuées à l'aide de modèles macroscopiques statistiques et donnent un aspect global de l'endommagement. Dans le **Chapitre 5**, une approche microscopique de l'endommagement est employée à l'aide de la simulation par dynamique moléculaire, une modélisation particulière de la matière à l'échelle atomique. L'objectif ici est d'utiliser cette méthode pour analyser les processus microscopiques menant à la rupture et comparer les résultats obtenus à l'expérience, l'écaillage femtoseconde semblant à l'heure actuelle le meilleur candidat à une comparaison directe car les échelles spatio-temporelles liées à ce régime sont proches de celles disponibles en dynamique moléculaire.

L'ensemble des études menées jusqu'au **Chapitre 6** sont faites en supposant un comportement monodimensionnel, pouvant être justifié par la finesse de l'épaisseur de cible au vue de l'aire d'irradiation du laser. Dans cette partie, nous nous intéressons donc à l'influence d'effets bidimensionnels pouvant être générés à la frontière de la zone du chargement. Ces effets de bord, agissant comme un amortissement latéral, altèrent la propagation monodimensionnelle, ce qui est visible en particulier sur la taille de la zone endommagée. Nous verrons notamment comment utiliser ces effets pour obtenir des informations supplémentaires concernant la rupture par écaillage.

Le **Chapitre 7** développera un exemple nouveau d'application industrielle des chocs laser en régime femtoseconde. De nombreux domaines de l'industrie, utilisent des revêtements micrométriques, par exemple l'optique dans le dépôt de traitements sur des verres (anti-reflets, anti-rayure...). Cependant, il n'existe que très peu de moyens de caractériser les propriétés de telles couches. En se basant sur la possibilité d'éjecter des épaisseurs micrométriques par écaillage, il est alors envisageable d'adapter le procédé de test d'adhérence LASAT à des revêtements micrométriques, voire sub-micrométriques. Nous présenterons les premiers résultats expérimentaux démontrant la faisabilité du procédé. Cette étude est réalisée sur des échantillons de cellules photovoltaïques en collaboration avec le travail de thèse de C.Brousillou (EDF-Ecole des Mines). D'autres extensions du test LASAT, basées sur l'utilisation des effets de bord, seront aussi présentées.

Chapitre 1

Endommagement par choc laser & Technologie des lasers femtoseconde

Sommaire

1.1 – Ondes de choc et durée de sollicitation	18
1.2 – Endommagement des matériaux par choc.....	21
1.2.1 – Mise en traction par onde de choc & Ecaillage	21
1.2.2 – Etude transversale du seuil d'écaillage.....	21
1.3 – Les lasers femtoseconde	21
1.3.1 – Fonctionnement du laser femtoseconde [1.38]	21
1.3.2 – Exemples d'application des lasers ultra-brefs	21
1.3.2.1 – Micro-usinage et découpe.....	21
1.3.2.2 – La femtochimie.....	21
1.3.2.3 – Faire la pluie et le beau temps avec un laser femtoseconde ?.....	21
1.4 – Le laser femtoseconde en tant que générateur de chocs	21
1.5 – Bilan.....	21
1.6 – Références bibliographiques du Chapitre 1	21

1.1 – Ondes de choc et durée de sollicitation

A l'heure actuelle, la caractérisation des propriétés dynamiques de la matière constitue un grand enjeu à la fois pour la recherche et l'industrie [1.1]. Elle intéresse des domaines fondamentaux comme la physique des hautes pressions et la mesure des équations d'état du solide soumis à des sollicitations extrêmes, permettant par exemple de préciser l'état au cœur de la terre [1.2], ou encore en géophysique avec la compréhension des effets liés à des impacts météoritiques [1.3][1.4]. Cette thématique se retrouve à plus grande échelle en astrophysique et peut aider à modéliser entre autres le comportement d'une supernova, soit l'explosion thermonucléaire d'une étoile [1.5][1.6].

Au-delà de la compréhension des phénomènes naturels, le domaine des hautes pressions dynamiques ouvre les portes pour des applications nombreuses. Un exemple marquant est la Fusion thermonucléaire par Confinement Inertiel (FCI) qui s'inscrit dans la problématique du développement durable et l'utilisation de sources d'énergie « propres ». La FCI dérive du fonctionnement d'une étoile et consiste à faire fusionner deux noyaux atomiques légers en un noyau atomique plus lourd (par exemple le deutérium et le tritium en hélium). La réaction s'initie en fournissant une énergie considérable apportée par un puissant laser, mais peut alors produire une quantité d'énergie plus grande. Le rendement de la réaction est jusqu'à 4 fois supérieur à celui des centrales nucléaires utilisant la fission [1.7]. A ce titre, la maîtrise de cette technologie constitue un des objectifs les plus importants à l'aube du 3^e millénaire pour les grands organismes de recherches tel que le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) au travers de la construction du Laser Méga-Joule (LMJ) ou le projet américain National Ignition Facility (NIF) [1.8].

D'autres applications ont des vocations purement industrielles. On en trouve dans le domaine de la défense avec l'étude de la balistique, des blindages et des explosions [1.9][1.10]. Dans le domaine du transport, les hautes pressions dynamiques permettent d'étudier la vulnérabilité d'un véhicule face à une agression extérieure, comme des impacts de grêlons, mais l'exemple le plus connu reste dans le secteur de la sécurité automobile avec les crash tests destinés à tester la résistance de l'habitacle d'un véhicule face à une collision, mais surtout minimiser les risques encourus par les passagers.

Enfin, l'aspect dynamique des matériaux concerne aussi le domaine de la santé et du médical. De nombreuses recherches sont menées pour caractériser la résistance des éléments du corps humain face à un choc [1.11]. Dans certains, on cherche plutôt à détruire des éléments organiques tel que des cellules cancéreuses ou encore fragmenter des calculs rénaux ou biliaires par ondes de choc dans le cas de la lithotripsie [1.12].

Ce tour d'horizon succinct et non exhaustif du domaine de la dynamique des matériaux et des sollicitations extrêmes révèle un panorama varié allant de la recherche fondamentale aux applications industrielles. Il est possible de classer l'ensemble de ces phénomènes à l'aide des principales grandeurs caractérisant chaque sollicitation, à savoir :

- L'amplitude du phénomène en pression/contrainte de traction : P_{max}
- La durée représentative de la sollicitation : τ
- L'échelle spatiale associée, associée au matériau cible : L

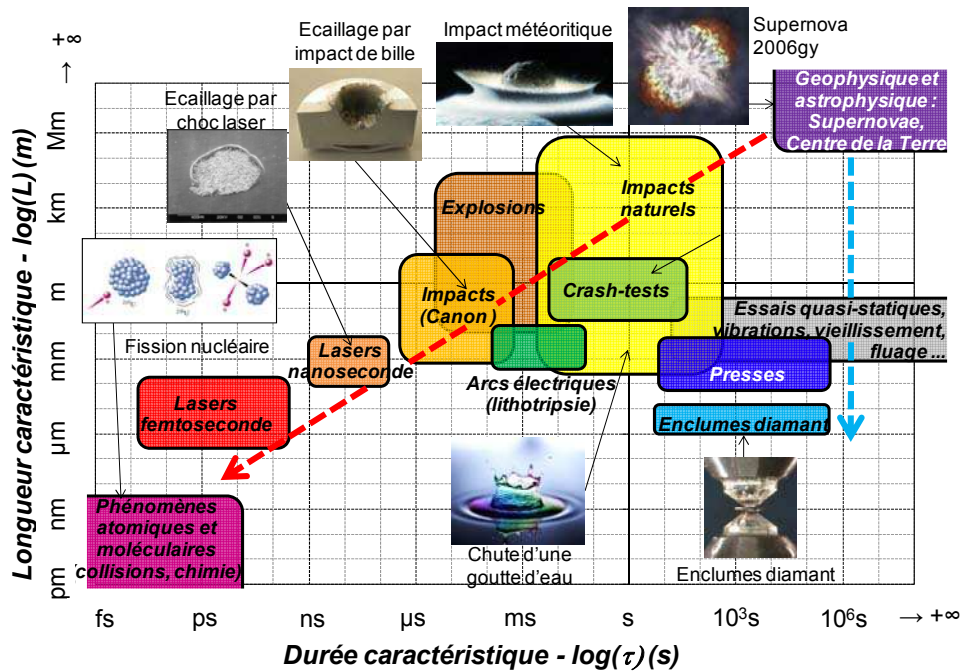


Figure 1.1 – Panorama des différents générateurs de chocs et hautes pressions naturels ou de laboratoire en fonction des échelles spatio-temporelles caractéristiques

La Figure 1.1 dresse le paysage des différents générateurs de hautes pressions/contraintes en fonction de leurs caractéristiques spatio-temporelles :

D'un côté, nous avons les phénomènes d'ordre naturel. On remarque que leurs échelles caractéristiques varient, pouvant donner lieu à des processus statiques (haute pression au cœur d'une étoile) ou hautement dynamiques avec les impacts météoritiques. De manière générale, ces phénomènes, souvent aléatoires, mettent en jeu des énergies incommensurables. A titre d'exemple, l'énergie développée par l'impact ayant donné naissance au célèbre « Meteor Crater » en Arizona est estimée à 20Mt de TNT (soit $8.4 \cdot 10^{16} \text{J}$) [1.13]. Cela équivaut aussi à 5 fois la production d'énergie en France en une journée. Les pressions engendrées sont alors de plusieurs millions de fois la pression atmosphérique (de l'ordre de 10 Mbar).

D'un autre côté, plusieurs dispositifs générateurs de hautes pressions ont été conçus pour notamment pouvoir reproduire la phénoménologie des manifestations naturelles en laboratoire à échelles et coût énergétique réduits. En effet, pour obtenir des puissances équivalentes aux phénomènes réels en partant d'une énergie moindre, il faut soit réduire la zone de maintien du chargement spatialement et/ou réduire la durée de maintien de la sollicitation.

Certains dispositifs sont basés uniquement sur la réduction de la zone sous pression afin de conserver le caractère statique de l'essai (flèche bleue sur la Figure 1.1), à l'image des presses et des cellules à enclumes de diamants. Les deux dispositifs fonctionnent sur le principe qui consiste à appliquer une force compressive sur une petite surface pour obtenir de hautes pressions statiques. Les enclumes diamant permettent d'atteindre jusqu'à 320GPa en concentrant la force appliquée sur quelques dizaines de μm^2 [1.14]. Ce type d'essai est plus adapté sur les pressions rencontrées dans les couches internes de la croûte terrestre, sans pouvoir encore atteindre les niveaux au centre d'une planète (380GPa pour la Terre [1.15]) ou d'une étoile (25PPa= $25 \cdot 10^6 \text{GPa}$ pour le Soleil [1.16]).

Les autres dispositifs utilisent à la fois la réduction d'échelle spatiale et temporelle (flèche rouge sur la Figure 1.1). Avec l'avancement des technologies, les échelles caractéristiques ont continuellement diminué, permettant d'atteindre des états thermodynamiques toujours plus extrêmes. Aussi, la réduction de la durée caractéristique augmente la vitesse de déformation, grandeur caractéristique du dynamisme de la sollicitation. Par échelles spatio-temporelles décroissantes et apparition chronologique, on trouve les générateurs de choc suivants :

- Essais par barre d'Hopkinson (1914) [1.17] : Les dispositifs à barres d'Hopkinson permettent d'effectuer des sollicitations (traction, compression ou torsion) à des vitesses de déformation jusqu'à 5000 s^{-1} . L'échantillon, épais d'une dizaine de mm, est placé entre une barre d'entrée et une barre de sortie (Figure 1.2). Un projectile est lancé sur l'extrémité libre de la barre d'entrée, ce choc génère une onde qui se propage dans la barre d'entrée. A la surface de contact barre d'entrée – échantillon, une partie de cette onde se propage dans l'échantillon et l'autre partie est réfléchiée. L'onde transmise traverse l'échantillon et rencontre la surface échantillon – barre de sortie. Une partie de cette onde est une nouvelle fois réfléchiée et traverse à nouveau en sens inverse l'échantillon. Cette propagation d'onde permet de générer ainsi une sollicitation dynamique de l'éprouvette. La mesure sur les barres d'entrée et de sortie du passage des ondes permet de revenir à la déformation de l'échantillon et à la force appliquée.

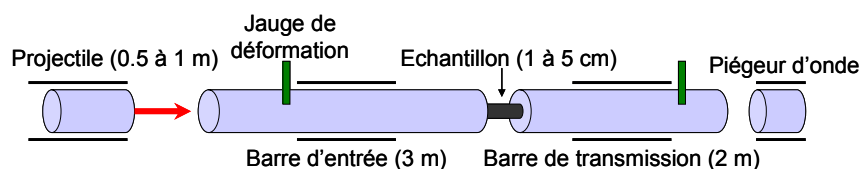


Figure 1.2 – Principe de fonctionnement du dispositif à barre d'Hopkinson

- Les chocs par Explosifs (1945) [1.18] : Bien que les explosifs soient exploités depuis le début du 20^e siècle, la détonation en tant que sollicitation fut surtout étudiée après la fin de la 2^e guerre mondiale. Cette méthode consiste à placer une charge explosive à proximité d'une cible. L'explosion de la charge génère une onde de détonation qui se transmet ensuite dans la cible solide. L'amplitude et la durée de l'onde générée dépendent de l'explosif utilisé et du rapport d'impédance entre la charge et la cible, permettant d'atteindre la dizaine de Mbar au maximum ($1 \text{ Mbar} = 10^{11} \text{ Pa}$) à des vitesses de déformation pouvant aller jusqu'à 10^5 s^{-1} .

- Les Impacts de plaque par canon à gaz (1960) [1.19] : Comme le montre la Figure 1.3, un canon à gaz est essentiellement constitué d'un réservoir de gaz comprimé à ouverture ultra-rapide, d'un tube de lancement, d'une chambre porte-cible et d'un dispositif de récupération des éclats. Le projectile est constitué d'un sabot poussant un disque qui constitue l'impacteur. Le projectile est mis en vitesse à l'ouverture de la vanne du réservoir à gaz par différence de pression. La stabilisation de la vitesse du projectile s'établit dans le tube de lancement et l'issue de sa course, il frappe l'échantillon instrumenté fixé dans la chambre du porte-cible. Pour induire un choc plan, la face avant de l'échantillon et de « l'impacteur » doivent être parallèle. Dans un échantillon donné, l'intensité du choc et sa durée ne dépendent que de la pression motrice, du poids du projectile, de la polaire de choc et de l'épaisseur de l'impacteur. Les chocs peuvent atteindre quelques Mbar dans le cas des impacts hypervéloces (quelques km/s) à des vitesses comprises entre 10^4 et 10^6 s^{-1} .

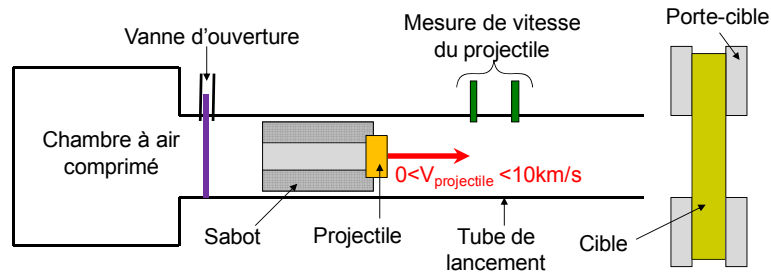


Figure 1.3 – Principe de fonctionnement d'un canon à gaz

- Les chocs induits par laser de puissance nanoseconde (1974) [1.20] : La génération d'une onde de choc consiste à concentrer une impulsion laser de haute puissance sur une surface solide (Figure 1.4). L'énergie déposée interagit avec la matière, portant la face irradiée à très haute température. Cela a pour effet d'ablater une fine couche de matière qui est vaporisée ou transformée en plasma en fonction de l'intensité énergétique. Celle-ci se détend et par principe d'action/réaction entraîne une onde de compression de la cible. Cette méthode offre actuellement les pressions les plus hautes (à l'exception des essais nucléaires) de l'ordre de plusieurs dizaines de Mbar [1.21], avec les durées de sollicitation les plus courtes (de 1 à quelques dizaines de nanosecondes) et des vitesses de déformation pouvant atteindre 10^7s^{-1} .

On remarque que par leur définition, chaque générateur de choc peut être consacré à la reproduction de phénomènes physique à échelle réduite. Alors que les explosifs permettront de simuler les effets d'explosions à plus grande échelle (par exemple des explosions sous-marines), les impacts de plaques (Hopkinson et les canons) peuvent reproduire les effets subis par une pièce mécanique lors d'un crash [1.22]. Les chocs laser quant à eux sont plus adaptés pour reproduire les phénomènes géo- et astrophysiques au vu des pressions induites [1.23]. Pour reprendre l'exemple de l'impact météoritique, la Figure 1.5 présente une analogie entre les effets consécutifs à un choc laser sur la zone irradiée avec « Meteor Crater ». Le cratère obtenu par choc laser présente une similitude spatiale remarquable en comparaison de la zone d'impact de la météorite.

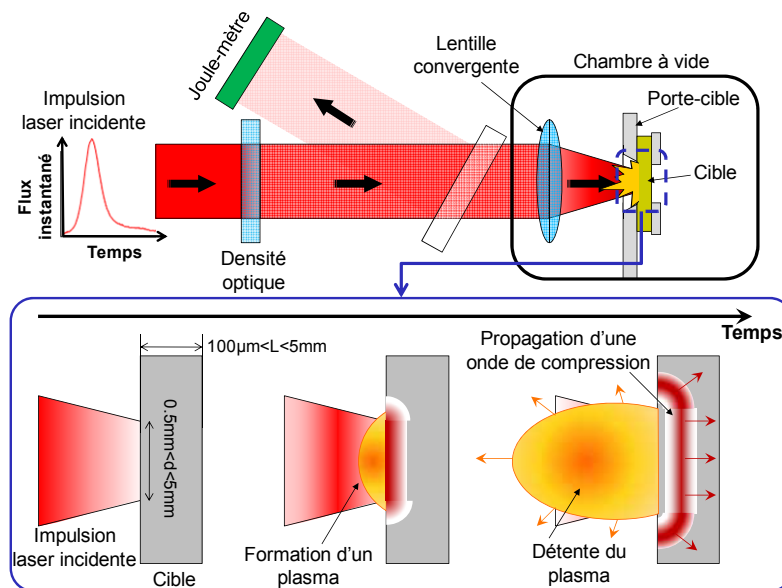


Figure 1.4 – Principe de génération d'un choc par impact laser

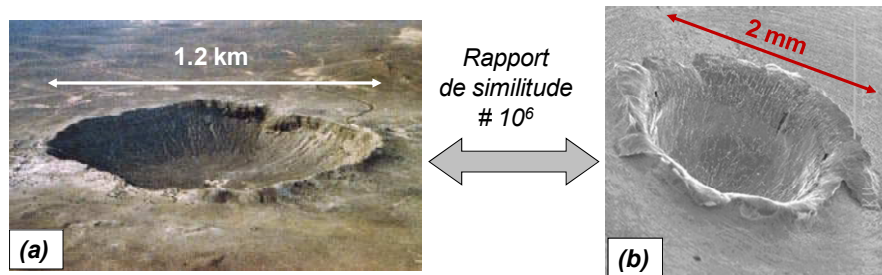


Figure 1.5 – Analogie par similitude spatiale entre un cratère suite à un impact météoritique (Meteor Crater – Arizona, USA) (a) et la zone irradiée d’une cible de cuivre suite à un choc laser (b)

Aussi, chaque dispositif présenté couvre une plage dynamique qui lui est propre et qui est liée à la durée de maintien de la sollicitation. Ainsi, l’utilisation transversale de ces générateurs de choc permet de déduire l’évolution des propriétés d’un matériau en fonction de la vitesse de déformation. A titre d’exemple, le Tableau 1.1 présente quelques valeurs de limite d’élasticité du tantale mesurées à l’aide de ces procédés ainsi que la valeur en régime quasi-statique déduite d’un essai de compression uniaxiale.

<i>Méthode utilisée</i>	<i>Vitesse de déformation (s⁻¹)</i>	<i>Limite d’élasticité (MPa)</i>
Quasi-statique [1.24]	10 ⁻⁴	180
Barres d’Hopkinson [1.24]	10 ²	310
Impact de plaques par Canon [1.24]	2.10 ⁴	550
Choc laser ns [1.25]	1,4.10 ⁶	890

Tableau 1.1 – Limite d’élasticité du tantale pur à différentes vitesses de déformation obtenues avec plusieurs méthodes de sollicitation.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à la réponse dynamique de métaux simples face à une sollicitation mécanique en fonction de la vitesse de déformation. Un des objectifs majeurs est notamment de caractériser l’endommagement dynamique de tels matériaux à très haute vitesse de déformation. Le paragraphe suivant explique comment obtenir un état de traction dynamique dans un solide à partir d’une onde de choc générée par l’un des dispositifs décrits plus haut.

1.2 – Endommagement des matériaux par choc

1.2.1 – Mise en traction par onde de choc & Ecaillage

Il est possible de solliciter dynamiquement le matériau en traction à l’aide d’une onde de choc [1.26]. Le schéma présenté (Figure 1.6) présente le processus de mise en tension dans le cas d’une cible monocouche d’épaisseur finie L. On applique sur la face avant du matériau à t=0 un chargement en pression, ici représenté par un créneau de durée τ . La sollicitation se propage ensuite dans le milieu d’épaisseur L sous la forme d’un choc suivi d’un faisceau de détente en accord avec la théorie des chocs (Voir Annexe A). Le front de choc débouche sur la face arrière du matériau, libre, la met en vitesse et se réfléchit sous la forme d’une détente. Cette dernière se propage dans le sens opposé. Lorsque cette dernière croise le faisceau de détente incident, on obtient au sein du matériau un état T de traction dynamique d’après le diagramme des polaires.

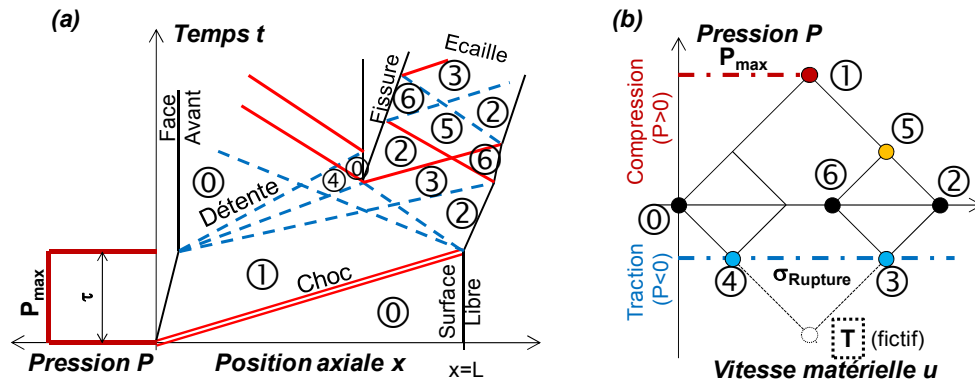


Figure 1.6 – Principe de mise en traction dynamique et de rupture par écaillage :
 (a) \Leftrightarrow Diagramme de marche ($x-t$) ; (b) \Leftrightarrow Figure des polaires ($P-u$)

Lorsque cet état est assez intense, cela provoque l'apparition d'endommagement localisé au lieu de croisement des déformations, duquel peut résulter une rupture macroscopique du côté de la face opposée au chargement. Sur le schéma, le comportement en rupture a été simplement représenté par une contrainte seuil σ_R . La fissure créée, assimilée à une surface libre, génère des ondes de relaxation de part et d'autre de la fissure, ce qui entraîne l'éjection de la zone du matériau piégée entre la fissure et la face arrière. Cet effet de rupture, est couramment nommé « écaillage » et la couche de matière éjectée appelée « écaille » [1.27]. Ce processus est similaire au fonctionnement du boulier de Newton, qui est une série de billes adjacentes et suspendues par un fil. L'écaille est dans ce cas la ou les bille(s) éjectées par l'impact de la/les bille(s) opposée(s) sur le boulier.

L'apparition ou non de l'écaillage dépend en premier lieu de la pression appliquée en face avant de cible, mais aussi de la durée de sollicitation et de l'épaisseur du matériau cible, qui dans ce cas s'identifient aux trois grandeurs caractéristiques présentées plus haut :

- Si le choc est trop maintenu ou la cible trop fine, dans une configuration telle que le front de choc ait le temps de parcourir un aller-retour dans la cible, le croisement des déformations ne peut se produire.
- Si la durée de la sollicitation est trop brève ou la cible trop épaisse, le choc sera totalement amorti en arrivant devant la surface libre et ne sera plus assez intense pour endommager le matériau.

L'étude de l'écaillage par choc permet de caractériser les propriétés d'un matériau soumis à de l'endommagement fortement dynamique, à des vitesses de déformations non accessibles via un simple essai de traction [1.28][1.29].

1.2.2 – Etude transversale du seuil d'écaillage

En utilisant conjointement les résultats d'écaillage obtenus de plusieurs générateurs de choc, il est possible de dégager le comportement en rupture en fonction de la vitesse de déformation. Les images de la Figure 1.7 montrent deux écailles en coupe formées dans des cibles de Tantale monocristallin. L'image (a) correspond à un essai par choc de plaques [1.25] alors que la deuxième (b) est issue d'expériences de choc laser. L'apparence comparée en termes d'écaille est similaire, à un facteur d'échelle près.

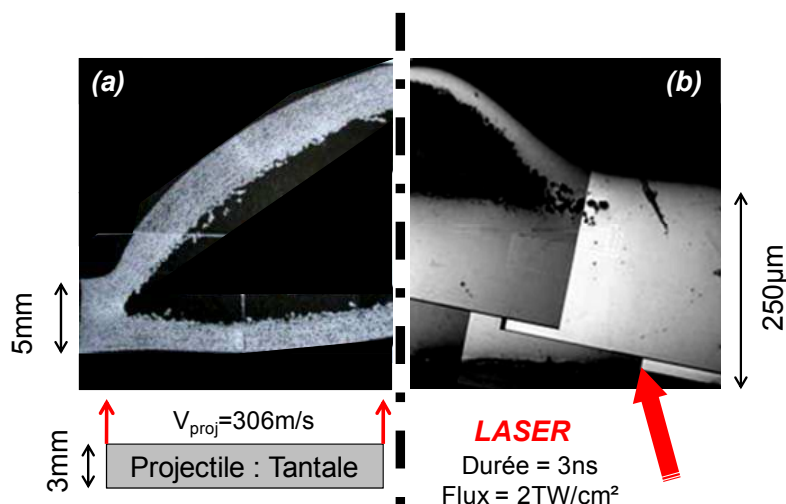


Figure 1.7 – Microscopies en coupe axiale d’échantillons de tantale écaillés :
 (a) ⇔ par impact de plaques (vitesse de déformation : $2 \cdot 10^5\text{s}^{-1}$)
 (b) ⇔ par choc laser (vitesse de déformation : $4 \cdot 10^6\text{s}^{-1}$)

Cette invariance d’échelle traduit aussi une différence dans le mode rupture, ici ductile. En effet, la différence de croissance des cavités amorçant la fissuration, visibles en bordure de fissure, varie d’un cas à l’autre ($\sim 100\mu\text{m}$ pour l’impact ; $10\mu\text{m}$ pour le choc laser). Cet effet est attribué à la vitesse de déformation qui n’est pas invariante de la similitude spatiale.

Cette différence observée expérimentalement se retrouve sur la mesure de la contrainte seuil d’écaillage, mesurable via des diagnostics en temps réel. La Figure 1.8 présente la courbe obtenue pour le tantale [1.30][1.31]. La contrainte à rupture augmente en puissance, stable à faibles vitesses de déformations et augmente fortement en régime dynamique. Elle atteint dans le cas des chocs lasers des valeurs 5 fois plus élevées qu’en quasi-statique.

Le comportement en rupture pour les métaux simple est bien connu pour des vitesses de déformation $< 10^7\text{s}^{-1}$, mais reste encore incertain au-dessus. En effet, l’allure obtenue laisse penser à une évolution en puissance, mais la contrainte à rupture est supposée avoir une limite théorique, qui correspond à la contrainte de rupture théorique par décohésion interatomique [1.32][1.33], pouvant être évaluée en première approximation à l’aide de l’Équation 1.1 .

$$\sigma_S^{th} = \sqrt{\frac{K \cdot U_{coh} \cdot \rho_0}{8}} \tag{Équation 1.1}$$

Où K est le module de compressibilité acoustique, U_{coh} l’énergie de cohésion par unité de masse et ρ_0 la masse volumique. Nous avons reporté sur la Figure 1.8 sa valeur pour le tantale (32GPa).

Nous chercherons alors à prolonger les modèles et la base de données existante dans le domaine des hautes vitesses de déformation. Nous nous concentrerons donc par la suite aux chocs générés par laser impulsionnels sub-picoseconde qui est à l’heure actuelle le procédé le plus bas dans les échelles spatio-temporelles, et donc un moyen prometteur pour accéder à des vitesses de déformation très élevées ($>10^7$).

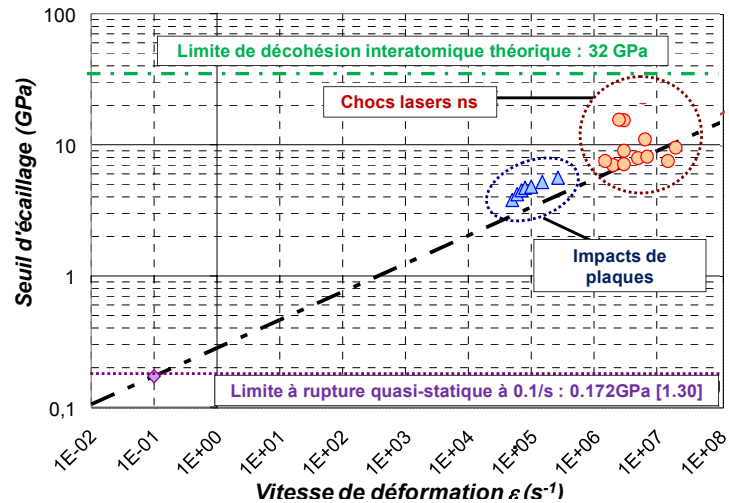


Figure 1.8 – Evolution expérimentale de la contrainte à rupture du tantale en fonction de la vitesse de déformation à l'aide de différents moyens de sollicitation [1.31]

1.3 – Les lasers femtoseconde

Les lasers fêtent cette année leurs 50 ans d'existence, et ne semblent pas connaître la crise de la cinquantaine ! Toujours à la pointe de la technologie, avec des applications sans cesse renouvelées et innovantes, ils sont devenus indispensables tant dans la recherche, l'industrie que dans la vie quotidienne. Les lasers permettent de repousser perpétuellement les limites de la physique et de sa mesure. La technologie laser a beaucoup évolué au cours de ces dernières années en termes de puissance et de durée [1.34]. Les graphiques de la Figure 1.9 montrent cette progression, d'une part la durée d'impulsion des lasers depuis leur invention, atteignant des records en ce début de siècle comme le montre la Figure 1.9(a) [1.35]. Aussi, les puissances générées sont de plus en plus hautes, à l'image du laser Mégajoule qui permettra d'atteindre quelques centaines de TW (Figure 1.9(b)).

La classe des lasers ultra-brefs, apparue dans les années 80, permet à l'heure actuelle de générer des impulsions allant de la picoseconde (10^{-12} s) jusqu'à la femtoseconde ($1\text{fs}=10^{-15}$ s), voire même en dessous avec l'apparition récente des lasers sub-femtoseconde en 2000, avec des durées d'impulsions jusqu'à 80 attosecondes en 2008 ($1\text{as}=10^{-18}$ s) [1.36][1.37].

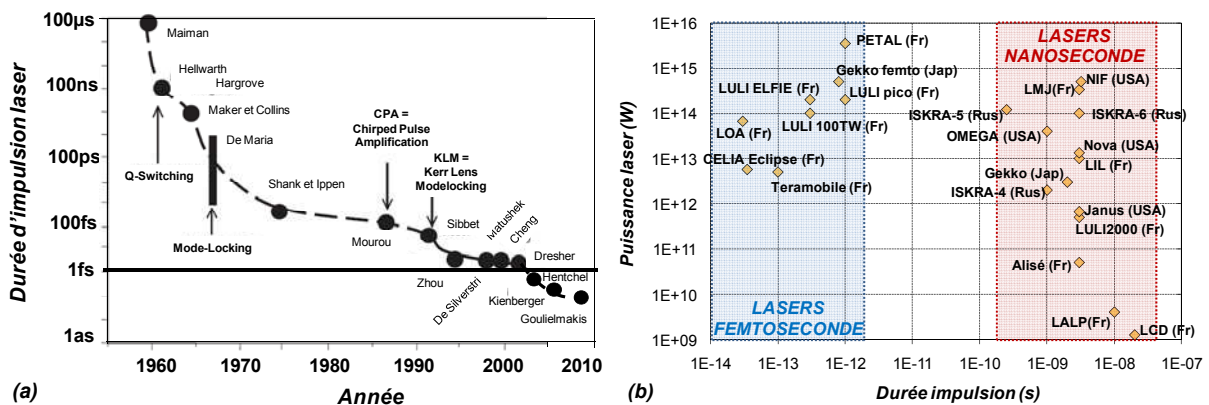


Figure 1.9 – Evolution de la durée de choc minimale avec les années (a) & caractéristiques énergétiques/temporelles des principaux lasers de puissance nationale et internationale (b).

Les échelles de temps en jeu sont infinitésimales et difficiles à concevoir à l'échelle humaine. Pour s'en donner une idée, on peut imaginer qu'une impulsion délivrée par l'installation 100TW du LULI, soit 300fs, est à une heure ce que cette même heure est à l'âge de l'univers, estimé à 4.5 milliards d'années ou encore 0.433 Exasecondes ($1\text{Es}=10^{18}\text{s}$) Si cet ordre de grandeur est infime de notre point de vue, beaucoup de choses se produisent durant ce laps de temps à l'échelle microscopique. En effet, cette classe de laser a été conçue à la base pour étudier les phénomènes à l'échelle moléculaire, comme la cinétique des réactions chimiques par exemple. Dans le cas extrême des lasers attoseconde, on espère même pouvoir observer des processus subatomiques tel que les déplacements d'électrons [1.38]. Aussi, au fil des années, de nombreuses autres applications à vocation industrielle ont vu le jour de manière inattendue. Quelques exemples seront donnés plus loin.

1.3.1 – Fonctionnement du laser femtoseconde [1.39]

La génération d'un laser pulsé est basée sur l'emploi d'une cavité composée d'un milieu amplificateur et de deux miroirs en vis-à-vis, dont un est partiellement réfléchissant. La lumière est générée avec l'excitation du milieu amplificateur suivant le principe de l'émission de photons stimulée sur une certaine largeur de bande notée $\Delta\omega$. Elle est réfléchi plusieurs fois par les miroirs et peut interférer avec elle-même. Il en découle que seules quelques fréquences, et leurs ondes associées, peuvent être présentes dans la cavité. Ces ondes sont appelées les modes de résonance. Ainsi, la forme et le spectre de l'impulsion laser va dépendre du choix du milieu amplificateur et de la longueur de la cavité comme l'illustre la Figure 1.10 [1.40].

Dans le cas d'un laser pulsé classique, la cavité est dimensionnée pour se rapprocher du cas monomode, c'est-à-dire à une longueur d'onde. Cependant, la durée des impulsions générées est limitée à la nanoseconde dans cette configuration à cause du principe d'incertitude d'Heisenberg, c'est-à-dire que le produit de la largeur de bande $\Delta\omega$ avec la durée de l'impulsion $\Delta\tau$ ne peut pas descendre en dessous de $\frac{1}{2}$ (Équation 1.2) [1.41].

$$\Delta\tau.\Delta\omega \geq \frac{1}{2}$$

Équation 1.2

Ce principe impose naturellement qu'une impulsion ultra-brève ne peut être monochromatique. La technique employée pour créer des impulsions sub-picoseconde est le auto-blocage de modes de la cavité laser (Mode-locking)[1.42]. La Figure 1.11 illustre ce principe de manière schématique.

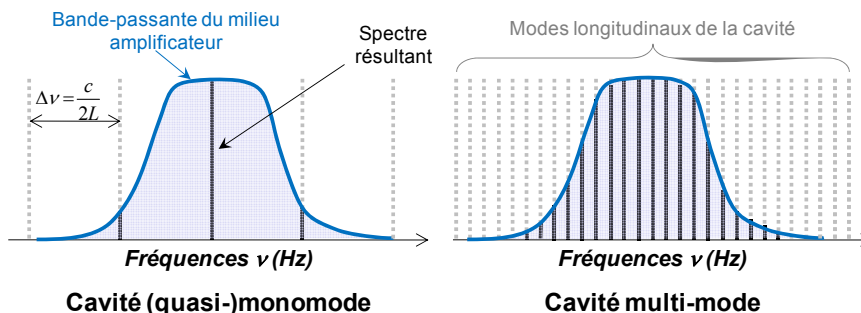


Figure 1.10 – Modes d'émission d'une cavité laser (Les modes affichés correspondent à une cavité droite à 2 miroirs de longueur L ; c est la célérité de la lumière)

Le mode-locking est basé sur la synchronisation des phases des différentes composantes spectrales produite par une cavité permettant d'émettre un rayonnement sur une large bande spectrale. Dans la configuration classique, les phases de chaque mode sont générées aléatoirement et la superposition de tous les modes donne un signal de faible amplitude et chaotique. Lorsque les modes se synchronisent, il apparaît une impulsion puissante et ultra-brève. L'élément-clé dans le blocage des modes est un absorbeur saturable au sein de la cavité. Ce dernier permet de filtrer les basses amplitudes et ne conserver que les modes synchrones. On aboutit à un train d'impulsions ultra-brèves qui s'amplifie et se stabilise par le jeu des allers-retours successifs dans la cavité. La cadence des impulsions dépend alors de la longueur de la cavité et leurs durées sont d'autant plus brèves que le milieu amplificateur possède une large bande spectrale. La plupart des lasers femtoseconde utilisent une cavité avec un cristal amplificateur de saphir dopé au titane (Ti^{3+} ; Al_2O_3) avec une largeur de bande allant de 0.4 à 1.1 μm en longueurs d'ondes et pouvant donner des impulsions jusqu'à quelques dizaines de femtosecondes. A ce moment, l'impulsion est dotée d'une puissance de l'ordre de 10 GW avant amplification.

Le système classique utilisé par les lasers nanosecondes consiste à placer le long de la chaîne des barreaux amplificateurs tout en élargissant le diamètre du faisceau afin d'éviter de trop concentrer l'énergie et endommager le matériel optique [1.43]. En effet, un faisceau trop énergétique provoque des phénomènes optiques non-linéaires, et particulièrement l'auto-focalisation (Effet Kerr) [1.44]. Un matériau traversé par un champ électromagnétique de haute intensité voit son indice de réfraction augmenter et agit alors comme une lentille convergente ce qui a pour effet de concentrer encore plus le champ. Ce phénomène autoalimenté ne s'arrête que si le matériau s'endommage. L'auto-focalisation peut aussi s'avérer dangereuse pour le reste du matériel à cause d'éventuels retours du faisceau auto-amplifié.

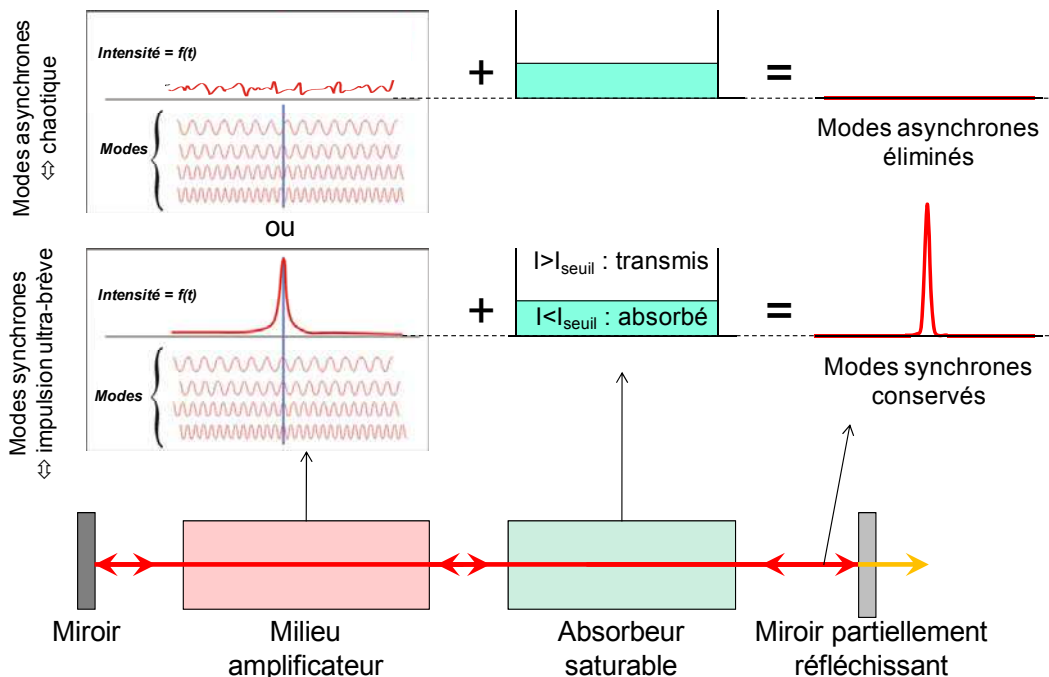


Figure 1.11 – Principe de fonctionnement du mode-locking dans une cavité laser

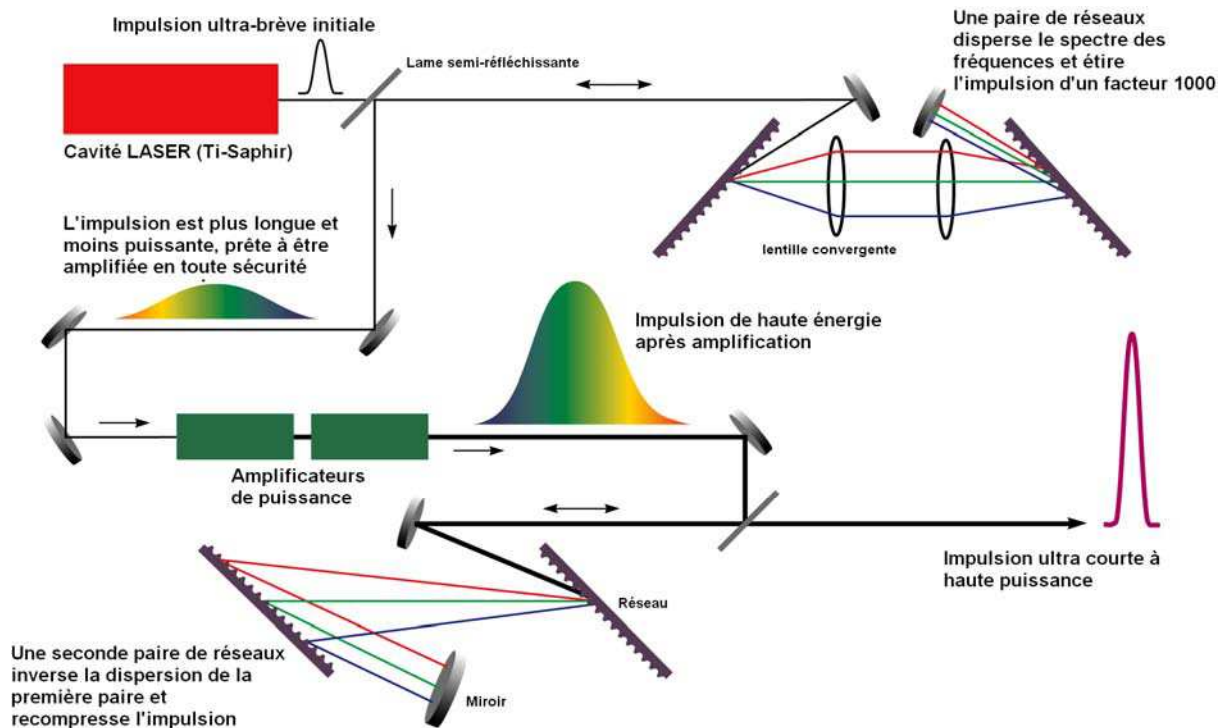


Figure 1.12 – Schéma d'amplification d'une impulsion femtoseconde par CPA.

Cependant, à l'instar des lasers nanoseconde, l'impulsion à atteindre en régime femtoseconde est si concentrée en temps et en énergie qu'il est impossible d'utiliser les systèmes classique sans provoquer l'auto-focalisation. Aussi, une technique d'amplification a été développée au milieu des années 80 par G.Mourou à l'université de Rochester appelée «amplification à dérive de fréquence» (CPA: Chirped Pulse Amplification) [1.45]. La Figure 1.12 présente le principe de cette technologie.

Dans un premier temps, l'impulsion sortie de la cavité est étirée par dispersion spectrale grâce à un système de deux réseaux tel que les composantes à basses fréquences du faisceau empruntent un chemin optique plus court que les hautes fréquences. On obtient alors une impulsion dont la fréquence varie avec le temps (« chirped »), plus longue d'un facteur 1000 (de durée de l'ordre de la nanoseconde) et moins puissante. On peut alors procéder à l'amplification du signal à l'aide de la méthode classique des barreaux amplificateurs. Après amplification, on obtient un signal plus puissant d'un facteur 10^5 . L'impulsion est ensuite de nouveau comprimée à l'aide d'une seconde paire de réseaux inversant l'effet de la première paire. On obtient finalement une impulsion ultracourte de l'ordre de la centaine de femtoseconde et dont la puissance peut atteindre 100TW. Cette dernière opération doit impérativement se faire dans un vide poussé pour éviter le claquage de l'impulsion dans l'air.

Des éléments complémentaires non dessinés sur le schéma sont placés le long du faisceau afin de limiter les retours du laser et pour épurer le profil spatial qui doit être le plus homogène possible avant de frapper la cible [1.46].

1.3.2 – Exemples d'application des lasers ultra-brefs

1.3.2.1 – Micro-usinage et découpe

Une des principales applications des lasers à vocation industrielle réside dans les procédés de perçage, découpe et micro-usinage de précision. Ces techniques sont basées sur l'ablation de matière suite à l'interaction laser/métal. Ainsi il est possible de trouser une plaque métallique en l'irradiant localement une ou plusieurs fois consécutives [1.47]. Dans ce domaine, les lasers femtoseconde se sont avérés particulièrement efficaces, en raison de la propreté de l'état de surface suite à l'interaction dans ce régime.

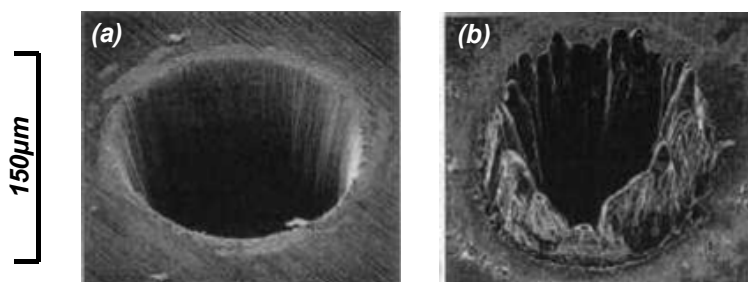


Figure 1.13 – Comparaison de trous percés par de multiples irradiations laser [1.48] :
 (a) ⇔ Laser femtoseconde : durée : $\tau=250\text{fs}$; Energie : $E=0.5\text{mJ}$; longueur d'onde : $\lambda=390\text{nm}$
 (b) ⇔ Laser nanoseconde : durée : $\tau=3.3\text{ns}$; Energie : $E=1\text{mJ}$; longueur d'onde : $\lambda=780\text{nm}$

Les travaux effectués par Chichkov démontrent cela en comparant des cibles trouées par l'irradiation multiple d'un laser avec différentes durées d'impulsion [1.48]. Pour des impulsions nanosecondes (Figure 1.13(b)), on remarque la présence de bourrelets et un trou mal défini, ce qui n'est pas le cas avec une source femtoseconde où le trou est propre (Figure 1.13(a)). Cette particularité provient de l'étendue de la zone thermiquement affectée qui est d'autant plus grande que l'impulsion est longue [1.49]. Elle est localisée uniquement sur la zone irradiée en régime femtoseconde et bien plus étendue pour des régimes plus longs, ce qui entraîne notamment de la fusion en bordure de la zone touchée par le laser, à l'origine des bourrelets [1.50].

Aussi, ce type de procédé trouve une application en chirurgie de précision [1.51]. Par exemple, l'utilisation d'un laser femtoseconde permet de corriger des défauts de vision tels que la myopie ou encore effectuer une découpe du capot cornéen de l'œil, le tout de manière indolore.

1.3.2.2 – La femtochimie

La femtochimie est la science qui s'intéresse aux réactions chimiques sur des échelles de temps extrêmement courtes, 1ps et moins. Par exemple la durée de dissociation de l'iodo-cyanide ($\text{ICN} \rightarrow \text{I} + \text{CN}$) est de 200fs [1.52]. La technique à la base de la femtochimie repose sur le principe suivant : une première impulsion de courte durée, 100fs, est envoyée sur les molécules pour initier une réaction chimique ; elle donne le temps zéro de l'expérience. Une seconde impulsion en retard sur la première d'une durée déterminée est envoyée sur le milieu où se déroule la réaction. Cette deuxième impulsion permet d'enregistrer les spectres d'absorption des espèces chimiques transitoires durant la période de formation ou de rupture des liaisons. D'une certaine manière, cette technique peut être considérée comme l'appareil photo le plus rapide au monde, permettant de prendre des clichés de l'état des molécules avec un temps de pose sub-picoseconde.

La femtochimie permet ainsi de comprendre pourquoi certaines réactions chimiques ont lieu mais pas d'autres. Elle aide aussi à comprendre pourquoi la vitesse des réactions et leurs effets sont liés à la température. Grâce à la spectroscopie ultrarapide, il est possible d'étudier les processus dans des gaz, des liquides, des solides, ainsi que sur des surfaces et dans des polymères. Les applications s'étendent du fonctionnement des catalyseurs, en passant par la construction des composants électroniques moléculaires, jusqu'aux mécanismes les plus fins des processus de la vie [1.53].

En 1999, Ahmed H. Zewail a reçu le prix Nobel de chimie pour ses travaux précurseurs dans le domaine de la femtochimie [1.54].

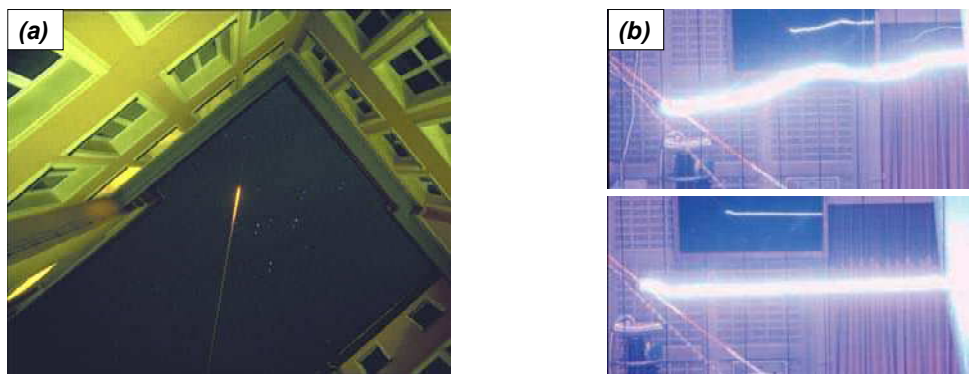
1.3.2.3 – Faire la pluie et le beau temps avec un laser femtoseconde ?

Un autre processus spécifique aux lasers ultra-brefs concerne la propagation d'impulsions de fortes puissances dans l'air : la filamentation. Ce phénomène se base sur un équilibre dynamique entre l'auto-focalisation due à l'effet Kerr, et l'ionisation de l'air qui défocalise le faisceau. Cet équilibre conduit à un auto-guidage du faisceau en un filament dont le diamètre est de l'ordre de 100µm, sur des distances pouvant dépasser 100 m. L'intensité du filament est de l'ordre de 10^{13} W/cm². Il mène à une automodulation de phase générant un intense supercontinuum de lumière blanche [1.55]. La Figure 1.14(a) montre un exemple de filament se propageant dans le ciel créé par le laser Teramobile, premier laser femtoseconde Térawatt mobile (durée : 70fs ; puissance 5TW) [1.56].

Les caractéristiques singulières de la filamentation offrent des perspectives pour des applications en mesures atmosphériques et en météorologie. En utilisant le large spectre du filament couplé à un télescope, il peut être utilisé en tant que spectromètre de longue distance, ce qui permet de déterminer la composition chimique atmosphérique et détecter des nuages de pollution [1.57]. Aussi, la faculté d'ionisation de l'air par le filament ouvre une autre voie d'utilisation dans le contrôle de la foudre : il s'agit dans ce cas d'utiliser le filament comme paratonnerre afin de guider une décharge électrique, le principal apport de ce système étant la hauteur du faisceau, bien plus long qu'un paratonnerre classique. Cela permettrait de protéger des sites sensibles tels que des centrales. Des expériences de guidage de décharges haute tension ont d'ores et déjà montré la faisabilité en laboratoire [1.58] (Voir Figure 1.14(b)) : l'arc généré sur l'image supérieure est libre, alors que celui de l'image inférieure, rectiligne, est guidé par le filament. De plus, en augmentant la puissance du laser, l'ionisation serait telle que le filament rende possible le déclenchement de la foudre.

Un autre effet de la filamentation est la condensation de gouttelettes d'eau le long du faisceau dans une atmosphère saturée. Ce phénomène appliqué aux nuages laisse entrevoir la perspective de déclencher la pluie [1.59]. Toutefois, les expériences menées dans ce sens forment pour l'instant des gouttelettes micrométriques, plus proche de la bruine bretonne qu'une franche averse....

Cette présentation succincte des applications liées aux lasers ultra-brefs montrent l'étendue des possibilités offertes dans des domaines variés de la recherche mais aussi de l'industrie.



**Figure 1.14 – (a) Propagation d'un laser femtoseconde dans le ciel par filamentation [1.56];
 (b) Application au guidage d'un arc électrique de 5 mètres [1.58]
 (figure haute ⇔ arc électrique libre ; figure basse ⇔ arc guidé par le filament rectiligne)**

1.4 – Le laser femtoseconde en tant que générateur de chocs

Le laser femtoseconde en tant que générateur d'ondes de choc et d'endommagement dynamique est prometteur dans l'optique à très hautes vitesses de déformations, mais reste actuellement assez peu développé :

Les premières observations diagnostiquant la génération d'ondes de choc ultra-brèves ont été publiées en 1996, à la fois dans les métaux [1.60], et dans des milieux transparents [1.61]. Les chocs observés sont puissants, de l'ordre de quelques Mbar mais rapidement amortis en raison de leur brièveté.

Tamura et son équipe ont démontré la possibilité de produire de l'écaillage sur des feuilles minces d'aluminium ($50\mu\text{m}$) à partir d'un laser femtoseconde pour la première fois en 2001 [1.62]. Comme le montre la Figure 1.15, l'écaille obtenue dans ce régime est remarquablement fine et régulière, de l'ordre de quelques microns d'épaisseur. Cependant, aucun diagnostic en temps réel ne sont associés aux résultats publiés.

Plusieurs études menées par les japonais ont suivi dans le domaine des changements de phase. Sano a notamment montré qu'il était possible de tremper la phase ϵ du fer suite au passage une onde de choc impulsion femtoseconde [1.63]. Cette trempe, non réalisable avec des ondes de choc plus longues ouvrent la voie vers de nouvelles façon de synthétiser des phases non existantes à l'état naturel [1.64], mais aussi des nanomatériaux [1.65][1.66].

Cependant, peu d'études études expérimentales concernant l'écaillage depuis ont été recensées. La plupart des études traitant des effets d'un laser femtoseconde sur la matière condensée se classent en deux domaines :

- A bas flux laser ($<10^{13}\text{W}/\text{cm}^2$), les axes de recherche sont orientés vers la caractérisation de l'ablation suite à l'irradiation femtoseconde, en lien avec les techniques industrielles de perçage et découpe [1.67].
- A haut flux laser ($>10^{17}\text{W}/\text{cm}^2$), on s'intéresse en particulier aux effets liés à l'interaction laser–solide, ainsi qu'à la science des plasmas et la production de rayonnements (X, électrons rapides...) [1.68][1.69]. Ces études ont des applications dans la thématique de l'allumage rapide qui constitue à l'heure actuelle une alternative dans l'initiation de la FCI [1.70].

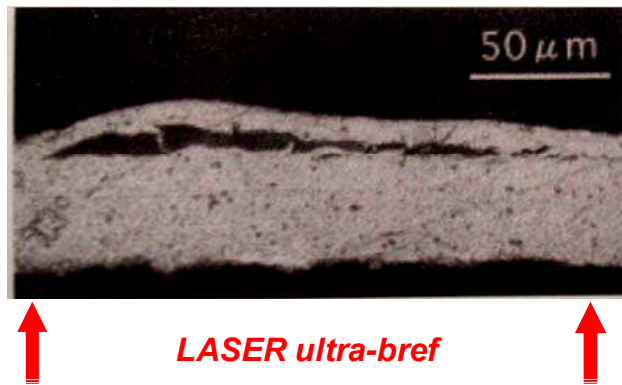


Figure 1.15 – Image en coupe d’une écaille obtenue sur de l’aluminium en régime femtoseconde par Tamura et son équipe en 2001 [1.62].

Ainsi, au cours de cette étude, nous nous placerons dans une gamme de flux intermédiaires de manière à obtenir des ondes de choc suffisamment puissantes pour traverser des épaisseurs de quelques dizaines de microns, mais pas trop élevées pour éviter les effets de l’interaction laser–matière à haut flux comme le préchauffage par rayons X [1.71].

Un autre aspect attractif de l’utilisation des lasers femtoseconde réside dans la modélisation numérique à l’échelle atomique. Plusieurs études récentes présentent des résultats de propagation de choc et d’écaillage issus de codes de dynamique moléculaire [1.72][1.73]. En effet, avec les capacités en perpétuelle croissance des calculateurs, il est possible à ce jour de réaliser des modèles d’interaction atomique à grande échelle. Ces simulations peuvent contenir jusqu’à des centaines de millions d’atomes, correspondant à quelques microns de longueur caractéristique, et sur des durées allant jusqu’à des centaines de picoseconde [1.74]. Or, les échelles spatio-temporelles caractéristiques d’une impulsion femtoseconde, respectivement la picoseconde et le micron, sont du même ordre. Cela rend une approche microscopique directe de l’écaillage envisageable et permet de compléter une approche macroscopique par éléments finis, en particulier sur la thématique de l’endommagement dynamique.

1.5 – Bilan

Au cours de ce chapitre d’introduction, nous avons mis en évidence la diversité des applications liées aux hautes pressions dynamiques et les chocs dans les solides. Nous avons notamment montré que chaque générateur de chocs pouvait être associé à une durée caractéristique, une échelle spatiale ainsi qu’une gamme de pression spécifique. Nous avons alors montré que l’étude transversale des résultats propres à chaque dispositif permet de déduire l’effet de la vitesse de déformation sur la réponse du matériau, qui est inversement proportionnelle à la durée de maintien de la sollicitation.

Ce type d’approche permet en particulier de caractériser l’évolution de l’endommagement et de la rupture en fonction du dynamisme de la sollicitation. L’objectif majeur de la thèse est alors de s’intéresser au comportement des métaux à très hautes vitesses de déformations. Actuellement, le moyen le plus prometteur pour y accéder est la technologie des lasers sub-picoseconde, qui permet de générer des ondes ultra-brèves et intenses.

Ainsi, nous chercherons dans un premier temps à caractériser expérimentalement les niveaux de sollicitation obtenus en effectuant des expériences de choc femtoseconde sur des cibles minces (<100µm) avec des diagnostics résolus en temps. La comparaison des résultats avec une approche numérique par éléments finis permettra de valider l'utilisation de critères d'endommagement et observer leur influence face à la vitesse de déformation par continuité des résultats obtenus sur des générateurs de choc à vitesse de déformation moindre. Aussi, dans le cadre d'une approche multi-échelle, ces résultats seront confrontés à des simulations équivalentes par dynamique moléculaire. Ce type de simulation permettra aussi d'extrapoler les modèles macroscopiques à des vitesses de déformation pour l'instant inaccessibles expérimentalement.

1.6 – Références bibliographiques du Chapitre 1

- [1.1] G.I. Kanel, S.V. Razorenov and V.E. Fortov, « Shock wave phenomena and the properties of condensed matter », *Edited by Springer-Verlag – New-York*, ISBN 0-387-20572-1, (2004).
- [1.2] M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, E. Brambrink et al, « Simulating earth core using high energy lasers », *High Energy Density Phys.*, **6(2)** 210, (2010).
- [1.3] B.M. French, « Traces of Catastrophe: A Handbook of Shock-Metamorphic Effects in Terrestrial Meteorite Impact Structures », *Lunar and Planetary Institute*, Contribution No. 954 – Houston, (2002).
- [1.4] G.S. Collins, H.J. Melosh, J.V. Morgan et al, « Hydrocode Simulations of Chicxulub Crater Collapse and Peak-Ring Formation », *Icarus*, **57(1)** 25, (2002).
- [1.5] B.A. Remington, R.P. Drake, H. Takabe et al, « A review of astrophysics experiments on intense lasers », *Phys. Plasmas*, **7** 1641, (2000).
- [1.6] E. Falize, S. Bouquet, B. Loupiau et al, « High-Energy Density Jets Generated by Laser Facilities in Laboratory Astrophysics: Experiments and Self-Similar Evolution », *Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, Grenoble-France, 247, (2007).
- [1.7] A. Benuzzi-Mounaix, « La fusion nucléaire – Un espoir pour une énergie propre et inépuisable », *Editions Belin, Collection Bibliothèque Scientifique*, ISBN 978-2-7011-4724-6, (2008)
- [1.8] D. Meade, « 50 years of fusion research », *Nucl. Fusion*, **50(1)** 014004, (2010).
- [1.9] S. Dey, T. Børvik, X. Teng et al, « On the ballistic resistance of double-layered steel plates: An experimental and numerical investigation », *Int. J. Solids Struct.*, **44(1)** 6701, (2007)
- [1.10] E. Klaseboer, K. C. Hung, C. Wang et al, « Experimental and numerical investigation of the dynamics of an underwater explosion bubble near a resilient/rigid structure », *J. Fluid Mech.*, **537** 387, (2005)
- [1.11] J.-S. Raul, D. Baumgartner, R. Willinger, « Finite element modelling of human head injuries caused by a fall », *Int. J. Legal Med.*, **120** 212, (2006).
- [1.12] M. Arrigoni, J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie et al, « Numerical simulation of stress waves in water: Application to lithotripsy and decontamination of waterway », *2nd European Hyperworks Technology Conference*, Strasbourg – France (2008).
- [1.13] E.M. Shoemaker, « Impact Mechanics at Meteor Crater, Arizona », *The Moon Meteorites and Comets*, Edited by Gerard P. Kuiper, and Barbara Middlehursts. Chicago: The University of Chicago Press, (1963).
- [1.14] G.J. Piermarini, « High Pressure X-Ray Crystallography With the Diamond Cell at NIST/NBS », *J. Res. Nat. Inst. Stand.*, **106(6)** 889, (2001).
- [1.15] R. Jeanloz, « The nature of the Earth's core », *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **18** 357, (1990).
- [1.16] D.R. Williams, « Sun Fact Sheet », NASA planetary data basis, <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/sunfact.html>, (2004).

- [1.17] B.A. Gama, S.L. Lopatnikov and J.W. Gillespie, « Hopkinson bar experimental technique: A critical review », *Appl. Mech. Rev.*, **57(4)** 223, (2004).
- [1.18] P.S. Bulson, « Explosive loading of engineering structures », *Edited by E&FN Spon – London*, ISBN 0–419–16930–X, (1997).
- [1.19] R. Kinslow, « High velocity impact phenomena », *Edited by New-York/ London : Academic Press*, ISBN 0–12408–950–X, (1971).
- [1.20] L.R. Veaser and J.C. Solem, « Studies of Laser-Driven Shock Waves in Aluminum », *Phys. Rev. Lett.*, **40** 1391, (1978).
- [1.21] R. Cauble, L.B. Da Silva, T.S. Perry et al, « Absolute measurements of the equations of state of low-Z materials in the multi-Mbar regime using laser-driven shocks », *Phys. Plasmas*, **4** 1857, (1997).
- [1.22] P. Mouro, « Etude du comportement dynamique des tôles d'acier pour le calcul de crash », *Thèse de l'Ecole Polytechnique*, (2002).
- [1.23] B.H. Ripin, C.K. Manka, T.A. Peyser, « Laboratory laser-produced astrophysical-like plasmas », *Laser Part. Beams*, **8** 183, (1990).
- [1.24] D.J. Steinberg and C.M. Lund, « A constitutive model for strain rates from 10^{-4} to 10^6 s $^{-1}$ », *J. Phys. Colloques*, **49** C3–433, (1988).
- [1.25] G. Roy, « Vers une modélisation approfondie de l'endommagement ductile dynamique. Investigation expérimentale d'une nuance de tantale et développements théoriques », *Thèse de l'université de Poitiers*, (2003).
- [1.26] F. Cottet and M. Boustie, « Spallation studies in aluminum targets using shock waves induced by laser irradiation at various pulse durations », *J. Appl. Phys.*, **66** 4067, (1989).
- [1.27] T. Antoun, L. Seaman, D.R. Curran et al, Spall fracture, *Edited by Springer-Verlag – New-York*, ISBN 0–385–95500–3, (2002).
- [1.28] L. Tollier, R. Fabbro and E. Bartnicki, « Study of the laser-driven spallation process by the VISAR interferometry technique. I. Laser-shock characterization », *J. Appl. Phys.*, **83(3)** 1224, (1998).
- [1.29] L. Tollier, R. Fabbro and E. Bartnicki, « Study of the laser-driven spallation process by the VISAR interferometry technique. II. Experiment and simulation of the spallation process », *J. Appl. Phys.*, **83(3)** 1231, (1998).
- [1.30] P. Priou, M. Dommange et R. Clerc, « Etude de l'écaillage du Tantale aux très grandes vitesses de déformation », *J. Phys IV, Colloque C8*, **4** 295, (1994).
- [1.31] L. Soulard, J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie et al, « Experimental and molecular dynamics study of spallation in tantalum single crystal », *Khariton's Topical Scientific Readings, Sarov – Russia*, (2009).
- [1.32] C. Lemaignan, « La rupture des matériaux », *Editions EDP Sciences*, ISBN : 2–86883–642–9, (2003).
- [1.33] E. Auroux, « Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser », *Thèse de l'université de Poitiers*, (1999).
- [1.34] T.W. Hänsch, « 50 Years of Laser. Celebrating an invention that changed our lives », *Laser Photonics Rev.*, **5(1)** A5, (2010).
- [1.35] P. Agostini and L.F. Di Mauro, « The physics of attosecond light pulses », *Rep. Prog. Phys.*, **67** 813, (2004).
- [1.36] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann et al, « Attosecond Metrology », *Nature*, **414** 509, (2001).
- [1.37] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter et al, « Single-cycle Nonlinear Optics », *Science*, **320** 1614, (2008).
- [1.38] A. Wirth, E. Goulielmakis, Z.-H. Loh, « Attosecond Transient Absorption Spectroscopy for Real-Time Observation of Valence Electron Motion », in *International Conference on Ultrafast Phenomena, OSA Technical Digest (Optical Society of America)*, paper WE1, (2010).
- [1.39] C. Rullière, « Femtosecond laser pulses: principles and experiments », *Edited by Springer-Verlag – New-York*, ISBN : 978–0–387–01769–3, (2005).

- [1.40] J. Wilson and J.F.B. Hawkes, « Laser: Principles and Applications », *Edited by Prentice Hall – Englewood Cliffs*, ISBN : 978-0-135-23697-0, (1987).
- [1.41] T.D. Donnelly and C. Grossman, « Ultrafast phenomena: A laboratory experiment for undergraduates », *Am. J. Phys.*, **66** 8, (1998).
- [1.42] L.E Hargrove, R.L. Fork and M.A. Pollak., « Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation », *Appl. Phys. Lett.*, **5** 4, (1964).
- [1.43] L. Sudrie, A. Couairon, M. Franco et al, « Femtosecond Laser-Induced Damage and Filamentary Propagation in Fused Silica », *Phys. Rev. Lett.*, **89** 186601, (2002).
- [1.44] P. Weinberger, "John Kerr and his Effects Found in 1877 and 1878". *Philos. Mag. Lett.* **88(12)** 897, (2008).
- [1.45] D. Strickland and G. Mourou, « Compression of amplified chirped optical pulses », *Opt. Commun.*, **56**, 219, (1985).
- [1.46] J.P. Zou, C. Guedard, A. Lebris et al, « Amélioration du profil spatial du faisceau de la chaîne 100TW », *Rapport d'activités du LULL*, 103, (2003).
- [1.47] S. Bruneau, J. Hermann, T. Itina et al, « Ablation de matériaux par laser femtoseconde », *J. Phys. IV France*, **108** 41, (2003).
- [1.48] B.N. Chichkov, C. Momma, S. Noutte et al, « Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids », *Appl. Phys. A*, **63** 109, (1996).
- [1.49] R. Le Harzic, N. Huot, E. Audouard et al, « Comparison of heat affected zones due to nanosecond to femtosecond laser pulses using transmission electronic properties », *Appl. Phys. Lett.*, **80** 3886 (2002).
- [1.50] J.-P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau et al, « Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation », *Phys. Rev. B*, **71** 165406, (2005).
- [1.51] A. Sugar MD, « Ultrafast (femtosecond) laser refractive surgery », *Curr. Opin. Ophthalmol.*, **13(4)** 246, (2002).
- [1.52] C. Wan, M. Gupta and A.H. Zewail, « Femtochemistry of ICN in liquids: dynamics of dissociation, recombination and abstraction », *Chem. Phys. Lett.*, **256(3)** 279 (1995).
- [1.53] M.A. El-Sayed, I. Tanaka and Y. Molin, « Ultrafast Processes in Chemistry and Photobiology », *Blackwell Science*, ISBN 0-86542-893-X, (1995).
- [1.54] Zewail, A. H., « Femtochemistry: Atomic Scale Dynamics of the Chemical Bond using Ultrafast Lasers », *Nobel Lecture, Dec.10, 1999, and Biographical Sketch, Les Prix Nobel 1999*. The Nobel Foundation – Stockholm, (1999).
- [1.55] G. Mechain, « Etude de la filamentation d'impulsions laser femtosecondes dans l'air », *Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique*, (2005).
- [1.56] L. Bergé, S. Skupin, F. Lederer et al, « Multiple Filamentation of Terawatt Laser Pulses in Air », *Phys. Rev. Lett.*, **92** 225002-1, (2004).
- [1.57] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu et al, « Remote detection and identification of biological aerosols using a femtosecond terawatt lidar system », *Appl. Phys. B*, **78(5)** 535, (2004).
- [1.58] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille et al, « Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments », *Opt. Lett.*, **27(9)** 772, (2002).
- [1.59] P. Rohwetter, J. Kasparian, K. Stelmaszczyk et al, « Laser-induced water condensation in air », *Nature Photonics*, **4** 451 (2010).
- [1.60] R. Evans, A.D. Badger, F. Fallières, « Time- and Space-Resolved Optical Probing of Femtosecond-Laser-Driven Shock Waves in Aluminum », *Phys. Rev. Lett.*, **77** 3359, (1996).
- [1.61] T. Juhasz, G.A. Kastis, C. Suarez Et al, « Time-resolved observations of shock waves and cavitation bubbles generated by femtosecond laser pulses in corneal tissue and water », *Laser Surg. Med.*, **19(1)** 23, (1996).
-

- [1.62] H. Tamura, T. Kohama, K. Kondo et al, « Femtosecond–laser–induced spallation in aluminum », *J. Appl. Phys.*, **89** 3520, (2001).
- [1.63] T. Sano, H. Mori, E. Ohmura, « Femtosecond laser quenching of the ϵ phase of iron », *Appl. Phys. Lett.*, **83** 3498, (2003).
- [1.64] T. Sano, K. Takahashi, O. Sakata, « Femtosecond laser–driven shock synthesis of hexagonal diamond from highly oriented pyrolytic graphite », *J. Phys.: Conf. Ser.*, **165** 012019, (2009).
- [1.65] S. Eliezer, N. Eliaz, E. Grossman et al, « Synthesis of nanoparticles with femtosecond laser pulses », *Phys. Rev. B*, **69** 144119 (2004).
- [1.66] M. Sivakumar, K. Venkatakrishnan and B. Tan, « Synthesis of Glass Nanofibers Using Femtosecond Laser Radiation Under Ambient Condition », *Nanoscale Res. Lett.*, **4(11)** 1243, (2009).
- [1.67] J.–P. Colombier, « Théorie et simulation de l’interaction des impulsions laser ultracourtes à flux modéré avec un solide métallique », *Thèse de l’université Jean–Monnet de Saint–Etienne*, (2005).
- [1.68] M. Gerbaux, F. Gobet, M.M. Aléonard et al, « High flux of relativistic electrons produced in femtosecond laser–thin foil target interactions: Characterization with nuclear techniques », *Rev. Sci. Instrum.*, **79** 023504, (2008).
- [1.69] W. Hong, Y. He, T. Wen et al, « Spatial and temporal characteristics of X–ray emission from hot plasma driven by a relativistic femtosecond laser pulse », *Laser Part. Beams*, **27** 19, (2009).
- [1.70] S. Baton, « Etude expérimentale du transport électronique dans le cadre de l’allumeur rapide », Mémoire d’Habilitation à Diriger les Recherches de l’Ecole Polytechnique, (2008).
- [1.71] H. Schwoerer, P. Gibbon, S. Düsterer et al, « MeV X Rays and Photoneutrons from Femtosecond Laser–Produced Plasmas », *Phys. Rev. Lett.*, **86** 2317, (2001).
- [1.72] L.V. Zhigilei, D.S. Ivanov, E. Leveugle et al, « Computer modeling of laser melting and spallation of metal targets », *High–Power Laser Ablation V. Edited by Phipps, Claude R. Proceedings of the SPIE*, **5448** 505, (2004).
- [1.73] V.V. Zhakhovskii, N.A. Inogamov, Yu.V. Petrov et al, « Molecular dynamics simulation of femtosecond ablation and spallation with different interatomic potentials », *Appl. Surf. Sci.*, **255(24)** 9592, (2009).
- [1.74] T.C. Germann, G. Dimonte, J.E. Hammerberg et al, « Large–scale molecular dynamics simulations of particulate ejection and Richtmyer–Meshkov instability development in shocked copper », in *proceedings of the 9th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (DYMAT)*, 1499, (2009).

Chapitre 2

Moyens expérimentaux

Sommaire

2.1 - Introduction :	21
2.2 - Configuration générale des expériences laser :	21
2.2.1 - Les sources laser utilisées :	21
2.2.1 - Dispositif expérimental :	21
2.3 - Les diagnostics utilisés :	21
2.3.1 - Interférométrie VISAR de la vitesse de surface libre :	21
2.3.1.1 - Principe de mesure :	21
2.3.1.2 - Utilisation du VISAR avec une caméra Streak :	21
2.3.1.3 - Comparaison des deux méthodes.....	21
2.3.2 - Mesure par Vélocimétrie Hétérodyne (VH) :	21
2.3.2.1 - Présentation de la VH :	21
2.3.2.2 - Comparaison VH/VISAR :	21
2.3.2.3 - Mesures VH en régime femtoseconde :	21
2.3.3 - Visualisation transverse :	21
2.3.4 - Observations post-mortem.....	21
2.3.4.1 Microscopie optique/MEB :	21
2.3.4.2 Micro-tomographie	21
2.4 - Bilan sur l'utilisation des diagnostics :	21
2.5 - Références bibliographiques du Chapitre 2 :	21

2.1 - Introduction

Le premier chapitre a mis en évidence l'intérêt de l'utilisation du laser de puissance pour l'étude de l'endommagement dynamique des matériaux par choc. Nous avons aussi montré dans quelle mesure les sources laser ultra-brèves peuvent contribuer dans cette étude. Nous allons développer dans cette partie les dispositifs expérimentaux mis en œuvre pour générer des ondes de choc en régime sub-picoseconde.

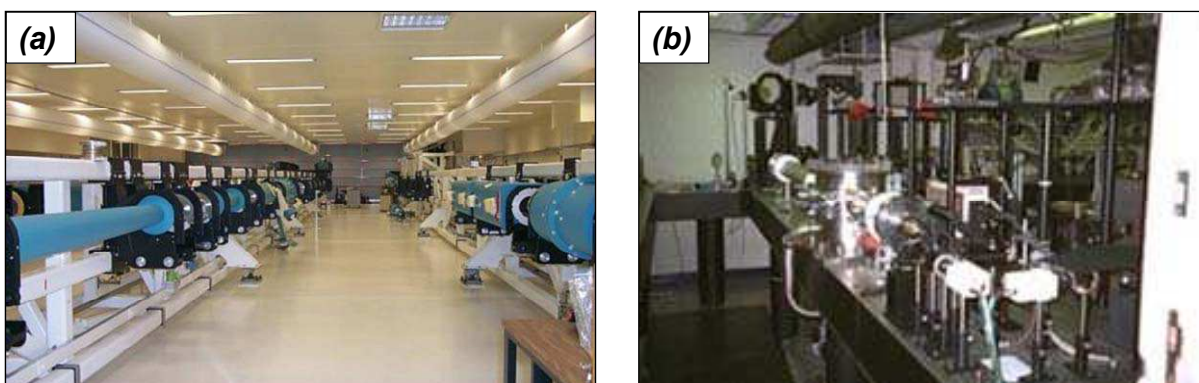
Après avoir recensé les différentes sources employées dans le cadre de cette étude, nous présenterons le dispositif expérimental ainsi que les différents diagnostics associés, en particulier les techniques de mesure résolues en temps de vitesse de surface libre par interférométrie. Deux méthodes ont été testées : l'appareil « Velocimetry Interferometer System for Any Reflector » (VISAR) et la « Vélocimétrie Hétérodyne » (VH). Nous comparerons notamment les performances de ces deux systèmes de mesure.

2.2 - Configuration générale des expériences laser

2.2.1 - Les sources laser utilisées

La plupart des résultats utilisés dans cette étude sont issus de campagnes expérimentales effectuées sur des installations de type femtoseconde dans le but de produire de l'écaillage à échelle micrométrique. Nous avons aussi effectué des essais sur des sources laser nanoseconde afin d'observer l'influence de la durée d'impulsion sur la réponse dynamique du matériau testé, mais aussi pour mettre en évidence les effets liés à une configuration fortement bidimensionnelle.

Le Tableau 2.1 synthétise l'ensemble des sources laser utilisées lors de l'étude ainsi que leurs principales caractéristiques (durée laser, énergie maximale, longueur d'onde associée) et les thématiques associées à leur emploi. Les sources laser sont classées par ordre de durée laser croissante.



*Figure 2.1 - Photos des chaînes amplificatrices des lasers du LULI
(a) ⇔ LULI 2000 ; (b) ⇔ LULI 100TW*

Source	Laboratoire associé	Durée à mi-hauteur	Energie Maximale	Longueur d'onde	Cadence de tir	Etudes associées
		τ	E_{\max}	λ	F_{tir}	
LOA	LOA ^g (Palaiseau)	30fs	1J	0.810 μm	1 tir/s	Cibles fines ; LASAT-FS
LULI100TW	LULI ^h (Palaiseau)	300fs	30J	1.057 μm	1tir/20min	Ecaillage femtoseconde ; LASAT-FS
LULI2000	LULI (Palaiseau)	0.5 à 5ns	1000J	1.053 μm	1tir/45min	Effets de bord
Alisé	ALISE ⁱ (Bordeaux)	3ns	150J	1.053 μm	1tir/h	LASAT-2Da
LASAT	PIMM ^j (Paris)	10ns	1.5J	0.532 μm	10tirs/s	LASAT-2DI

Tableau 2.1 - Principales caractéristiques des lasers utilisés lors des travaux de thèse

2.2.2 - Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental présenté sur la Figure 2.2 est adaptable à l'ensemble des sources laser citées au paragraphe 2.2.1.

L'échantillon, un carré de côté 1cm environ et d'épaisseur notée L, allant du μm au mm, est fixé sur un porte-cible placé dans une enceinte. Afin d'éviter tout phénomène de claquage lors de la concentration du laser sur la cible [2.1], l'enceinte est mise sous vide (vide primaire, voire secondaire pour les lasers les plus énergétiques). La cible est préalablement positionnée dans l'axe optique du laser, légèrement défocalisée en avant du foyer. La distance entre la cible et le foyer permet de régler le diamètre d'impact δ , calibré à l'aide de papiers thermiques. Le flux laser incident sur la face avant, noté Φ (en W/cm^2) est réglable en fonction de δ , mais aussi par l'ajout de densités optiques en sortie de chaîne laser.

2.3- Les diagnostics utilisés

Comme le montre la Figure 2.2, plusieurs systèmes de diagnostics non intrusifs sont placés autour de l'échantillon. Dans ce type d'expérience, on s'intéresse particulièrement à l'évolution de la face arrière, opposée à la surface irradiée et associée à l'envol de l'écaille [2.2].

^g LOA (Laboratoire d'Optique Appliquée)

Chemin de la Hunière, 91761 Palaiseau Cedex, France - <http://loa.ensta.fr/>

^h LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses) - École Polytechnique

Route de Saclay, 91128 Palaiseau Cedex, France - <http://www.luli.polytechnique.fr/>

ⁱ ALISE - CEA-DAM/CESTA

BP 2 - 33114 Le Barp, France - <http://www-dam.cea.fr/>

^j PIMM (Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux) - Arts et Métiers ParisTech

151 Bd de l'Hôpital, 75013 Paris, France - <http://pimm.paris.ensam.fr/>

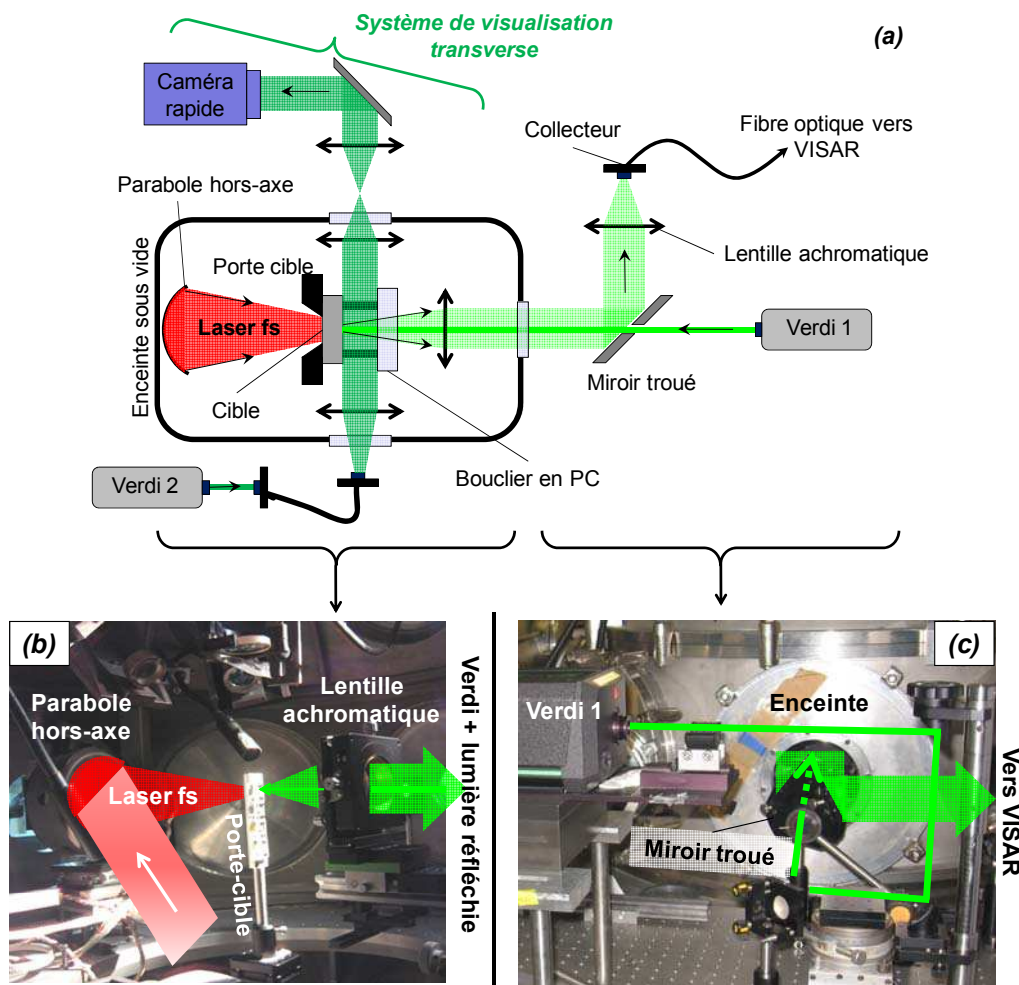


Figure 2.2 – Dispositif expérimental pour générer une onde de choc laser (a)
 Photos de l’intérieur de l’enceinte LULI100TW (b), du montage optique associé au VISAR (c) avec la
 matérialisation des trajectoires des faisceaux

2.3.1 - Interférométrie VISAR de la vitesse de surface libre

2.3.1.1 - Principe de mesure

La mesure de la vitesse de surface libre par VISAR (Velocimetry Interferometer System for Any Reflector) permet d’obtenir un grand nombre d’informations sur l’histoire de la propagation du choc. Le VISAR utilisé est développé par la société VALYN^k [2.3]. La mesure de vitesse est basée sur le principe de l’effet Doppler, à savoir que lorsqu’un rayon lumineux de longueur d’onde λ_0 se réfléchit sur un objet en mouvement avec une vitesse $u_s(t)$, la longueur d’onde du faisceau réfléchi λ évolue avec la vitesse u_s de l’objet d’après la relation suivante :

$$\frac{\lambda(t) - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{2 \cdot u_s(t)}{c} \tag{Équation 2.1}$$

Où c représente la célérité de la lumière dans le vide.

Une description technique détaillée du système est présentée dans l’annexe B.

^k VALYN – V.I.P., 301 Solano Drive S.E. Albuquerque, NM 87108 USA - <http://www.valynvisar.com>

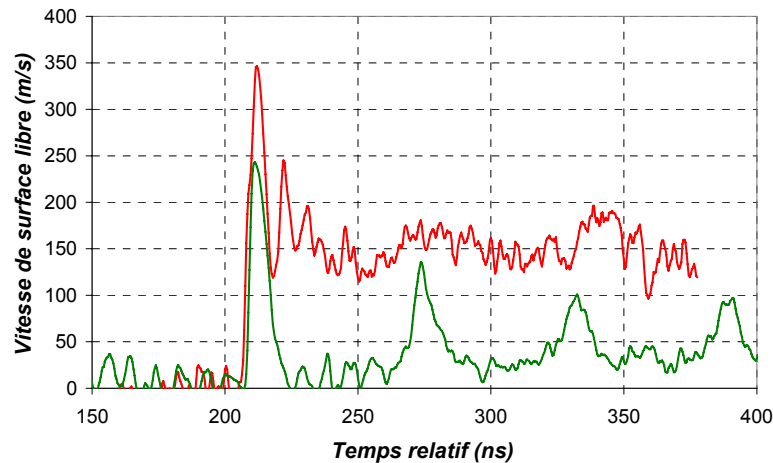


Figure 2.3 – Exemple de signaux VISAR PM de vitesse de surface libre pour des cibles similaires irradiées par des impulsions femtoseconde de flux différents (Matériau : Tantale ; Epaisseur cible : $l=100\mu\text{m}$; Laser : durée $\tau = 300\text{fs}$, Flux Φ variable)

La Figure 2.3 présente un exemple de signaux de vitesse de surface libre en fonction du temps pour des cibles de Tantale de même épaisseur soumises à des impulsions laser femtoseconde de flux énergétiques distincts. Ces vitesses ont été obtenues à l'aide du VISAR associé à un système de recueil des signaux par photomultiplicateurs. Dans cet exemple, nous pouvons remarquer que l'allure de la vitesse de surface libre diffère en fonction du flux laser appliqué. Dans le cas du flux le plus bas, la surface libre subit une mise en vitesse immédiate correspondant au débouché du choc. La vitesse diminue ensuite progressivement pour redescendre à zéro ce qui traduit la réflexion du faisceau de détente consécutif au choc. On peut voir plus tard l'apparition de pics successifs de plus en plus faibles en amplitude ; ils matérialisent dans l'épaisseur de la cible les différents allers retours de l'onde de choc s'amortissant au fur et à mesure de sa propagation. Dans le deuxième cas, le comportement est radicalement différent à partir de l'apparition de la détente : la vitesse ne redescend pas à zéro et se met à osciller autour d'une asymptote. Ce type de comportement est caractéristique de l'apparition d'une rupture par écaillage au sein du matériau telle qu'elle a été décrite au chapitre 1. La rupture consécutive à la réflexion de l'onde de choc en traction détache la partie de la cible comprenant la surface libre (l'écaillage), et sa vitesse d'éjection est entretenue par les diverses réflexions d'ondes correspondant aux oscillations visibles sur le signal.

Ainsi, la seule lecture du signal de vitesse de surface libre permet d'obtenir d'ores et déjà un grand nombre d'informations sur l'historique de la propagation des ondes et la réponse du matériau au cours du temps.

2.3.1.2 - Utilisation du VISAR avec une caméra Streak

Lors des essais effectués en régime ultra-bref, on remarque expérimentalement que les durées caractéristiques des phénomènes en surface libre sont de l'ordre de quelques nanosecondes, en mesurant par exemple la durée à mi-hauteur du premier pic sur le signal sans endommagement de l'exemple précédent (Courbe verte de la Figure 2.3). Or, en comparant cet ordre de grandeur à la résolution temporelle du VISAR avec PM, déterminée par le temps de réponse limitant des organes le composant (1ns d'après le Tableau 2.2), on s'aperçoit que l'échantillonnage temporel pourrait manquer de précision voire devenir inadapté à enregistrer le phénomène s'il devenait plus bref.

<i>VISAR + PM [2.4]</i>		<i>VISAR + Streak S20 [2.5]</i>	
VISAR intrinsèque	$= \tau_e = \frac{\lambda_0}{2.K} = 0.14 \text{ ns}$ (pour $K=1895\text{m/s}$ et $\lambda_0=530\text{nm}$) ¹		VISAR intrinsèque
PM	1 ns	0.01 ns	Camera Streak
Oscilloscope	0.25 ns	0.05 ns	CCD
Résolution du système	1 ns	0.14 ns	Résolution du système

Tableau 2.2 - Résolution temporelles des différents organes du diagnostic

Pour pallier à cela, nous avons couplé le VISAR avec une méthode de recueil du signal pouvant offrir une meilleure résolution temporelle que celle de l'interféromètre, afin que le VISAR lui-même devienne l'organe limitant du système de mesure. Le choix du collecteur de signaux d'est donc orienté vers une caméra à balayage de fente, ou caméra « Streak ». Le principe de fonctionnement de l'appareil couplé avec le VISAR est expliqué dans l'annexe B.

La précision d'une caméra Streak dépend principalement de 3 paramètres :

- L'ouverture de fente : La fente d'entrée permet de faire entrer un faisceau lumineux plus ou moins épais. Il est préférable que son ouverture soit minimale de manière à ne pas parasiter la précision de l'enregistrement. Une fente trop ouverte donne beaucoup de bruit sur l'image, peut la saturer voire même endommager l'écran si le flux d'électrons est trop important.
- La vitesse de balayage : Ce paramètre influe sur la vitesse de variation du champ de déviation des électrons. Plus cette vitesse est rapide, plus l'intervalle temporel de mesure est restreint, et la précision accrue.
- Le capteur CCD : La précision temporelle de la mesure dépend principalement des dimensions du capteur et du nombre de pixels associés, discrétisant l'image issue de l'écran phosphorescent de la caméra Streak.

Dans notre cas, la caméra utilisée était une Streak Hamamatsu S20 dont les réglages étaient les suivants :

- Ouverture de fente : 200 μm ;
- Fenêtre de balayage : 50ns ;
- Dimensions du capteur CCD : 1024x1280 pixels.

Dans ces conditions, on a une précision intrinsèque de 20ps pour la caméra Streak, qui est limitée par la précision de la caméra CCD donne une résolution de 50ps/pixel. La précision temporelle est donc fixée par temps de réponse intrinsèque du VISAR, permettant d'augmenter la précision d'un facteur 7 par rapport à la méthode d'enregistrement par PM (voir Tableau 2.2).

La Figure 2.4 montre un exemple d'enregistrement brut des signaux VISAR obtenu par Streak.

¹ Le temps de réponse intrinsèque à l'interféromètre τ_e correspond au délai induit dans la branche à retard. Il dépend du laser de référence utilisé et de l'étalon employé. A noter que la résolution est d'autant meilleure que le facteur de franges est grand [2.6].

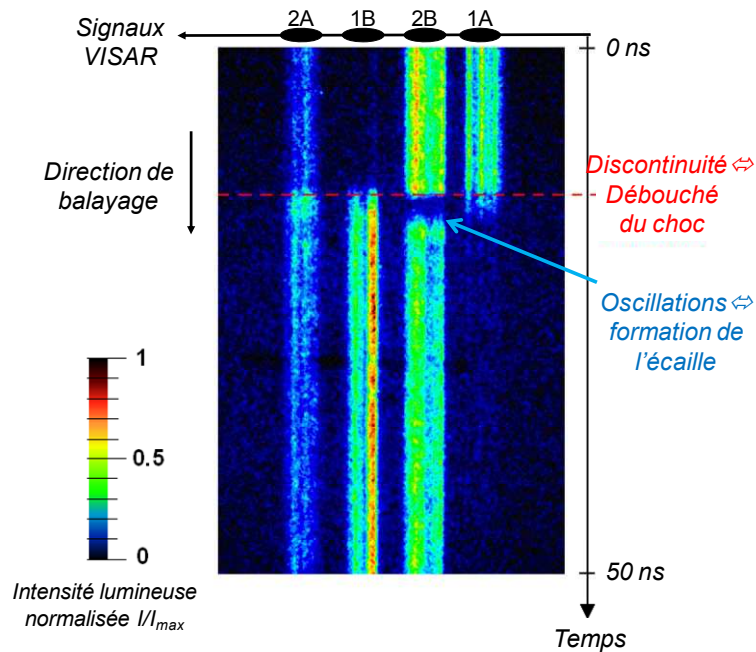


Figure 2.4 – Exemple de cliché par caméra Streak des signaux VISAR pour une cible d'aluminium d'épaisseur $100\mu\text{m}$ irradiée avec un flux laser de 0.6 PW/cm^2 sur une durée de 300fs

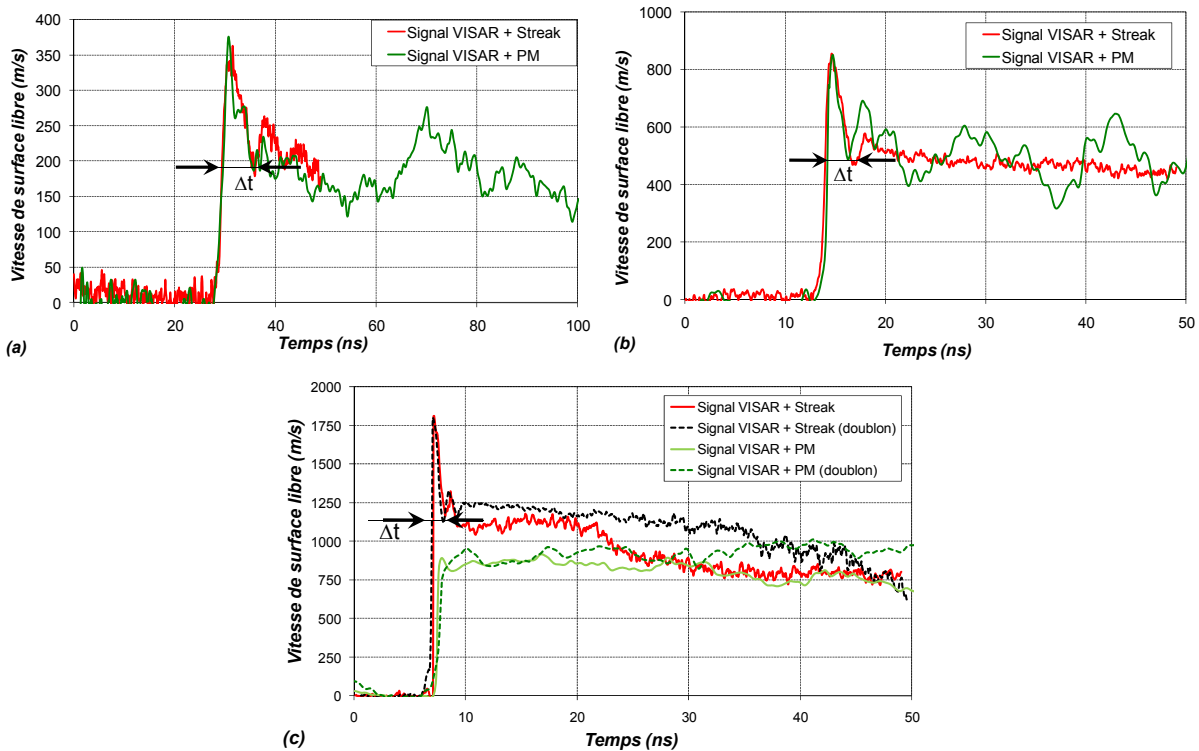
On obtient la vitesse de surface libre par traitement informatique de l'image brute, à savoir identification des différents signaux (bandes verticales), puis conversion des niveaux de contraste en signaux temporels, qui deviennent alors équivalents aux PM. Il ne reste plus qu'à utiliser un programme de dépouillement similaire à celui des signaux PM pour reconstituer la vitesse de surface libre.

2.3.1.3 - Comparaison des deux méthodes

Les deux systèmes de recueil des signaux d'interférences (PM et Streak) ont été utilisés simultanément lors des tirs de manière à comparer leurs performances. Pour cela, une partie des signaux d'interférences acheminés par fibre optique vers les PM est dérivée pour les envoyer vers la caméra « Streak » (Voir Annexe B).

Les graphiques ci-dessous montrent une comparaison des signaux obtenus par les deux systèmes de recueil en sortie du VISAR pour trois tirs laser similaires sur cibles d'aluminium de différentes épaisseurs (200 , 100 et $50\mu\text{m}$ respectivement). Dans chaque cas, la cible a été endommagée en face arrière par écaillage. La configuration du VISAR est la même dans chaque cas avec un facteur de frange de 1895 m/s .

Expérimentalement, le tracé des signaux permet d'obtenir une première indication sur la durée effective de la sollicitation consécutive au choc lors de son débouché à la surface libre. On remarque d'après les trois signaux Streak présentés que cette durée est d'autant plus courte que l'épaisseur est fine, variant dans ce cas de 6 ns à $L=200\mu\text{m}$ à environ 1 ns pour $L=50\mu\text{m}$, ces grandeurs étant mesurées d'après la Figure 2.5. Ainsi, une variation d'épaisseur influe particulièrement sur la durée de choc. Nous verrons par la suite que ce phénomène est lié à la décroissance de la vitesse de surface maximale pilotée par de l'amortissement hydrodynamique de l'onde de choc (Voir Chapitre 4, §1).



**Figure 2.5 – Comparaison des signaux de vitesse de surface libre enregistrés par PM (vert) et par Streak (rouge) – Cible : Aluminium, Epaisseur : L – Laser : Flux $\Phi=0.6PW/cm^2$; Durée $\tau=300fs$
 (a) $\Leftrightarrow L=200\mu m$; (b) $\Leftrightarrow L=100\mu m$; (c) \Leftrightarrow Epaisseur : $L=50\mu m$**

En comparant les deux enregistrements obtenus pour chaque cible, on peut alors en déduire les performances de chaque système de recueil en fonction de la durée caractéristique du phénomène observé. Pour les cibles de 100 et 200 μm , on remarque que Streak et PM donnent des allures similaires. On retrouve des signaux physiquement cohérents avec la phénoménologie de l'écaillage (Voir paragraphe 2.3.1.1) avec les mêmes ordres de grandeur en termes de vitesse maximale mesurée et de vitesse d'écaillage asymptotique. On notera toutefois que le bruit du signal est plus important sur la mesure PM. Cela est principalement dû au fait que d'une part d'un bruit électromagnétique intrinsèque au PM, mais aussi que seul 1/7^e de la lumière sortant du VISAR atteint les PM, le reste étant acheminé vers la Streak, diminuant le rapport signal/bruit en comparaison de la configuration PM seuls.

Concernant la mesure de la cible la plus fine ($L=50\mu m$), des essais de reproductibilité ont été effectués (Figure 2.5(c)). Les résultats pour un diagnostic donné (Streak ou PM) sont très proches d'un essai à l'autre. Par contre, les courbes diffèrent entre PM et Streak, en particulier sur la description du front de montée de la vitesse de surface libre suite au débouché du choc. Le signal Streak (en rouge) montre une allure similaire aux courbes précédentes, avec une vitesse maximale de 1800m/s environ. Le signal PM monte plus lentement, car intégré dans le temps de réponse des PM. On atteint ainsi une vitesse maximale de l'ordre de 900m/s et constante, présentant une allure inhabituelle pour une expérience d'écaillage d'autant plus que la vitesse maximale est quasiment identique à celle de la cible d'épaisseur double (100 μm), alors qu'on s'attend vraisemblablement à une augmentation de cette valeur, comme pour le passage de $L=200\mu m$ à 100 μm où la vitesse maximale est plus que doublée.

On peut donc conclure avec ce dernier cas que la méthode PM a atteint ses limites de restitution du signal, ce qui était prévisible au vu de la durée du pic de vitesse

observé sur le signal Streak de 1ns. Néanmoins la méthode des PM reste relativement fiable pour des cibles d'épaisseur supérieures à la centaine de micron, que l'on considérera comme épaisses dans cette étude. Concernant la méthode de recueil par caméra Streak, les résultats montrent une meilleure résolution temporelle, mais aussi une amélioration en termes de bruit. Cette méthode est cependant plus lourde à mettre en œuvre que son homologue par PM. De plus, son domaine d'utilisation reste assez restreint du fait qu'il devient difficile d'utiliser le système VISAR pour des épaisseurs de cibles très fines, soit en dessous de la dizaine de microns ; en effet dans cette gamme d'épaisseurs, la résolution de l'interféromètre VISAR n'est plus négligeable devant la durée de sollicitation (<1ns), et elle ne peut être réduite car intrinsèque au dispositif.

2.3.2 - Mesure par Vélocimétrie Hétérodyne (VH) :

2.3.2.1 – Présentation de la VH :

Dans le cadre de l'amélioration de la mesure de la vitesse de surface libre, nous avons eu l'occasion au cours des expériences menées de tester une méthode émergente de mesure interférométrique alternative au VISAR : la Vélocimétrie Hétérodyne (VH) [2.7]. Tout comme le VISAR, ce système est lui aussi basé sur l'effet Doppler. Il est actuellement développé par le CEA-DAM et s'inspire de la méthode PDV (Photonics Doppler Velocimetry) [2.8]. Le principe consiste à faire interférer le signal réfléchi par cible mouvante, non pas avec lui-même comme pour le VISAR, mais avec le bras de référence fixe. Aussi le traitement de la figure d'interférences diffère : la vitesse est déduite par le biais d'une analyse fréquentielle du signal résultant, chaque fréquence pouvant être associée à une vitesse. Une description détaillée du fonctionnement de la VH est donnée dans l'annexe B.

Aussi, le système VH présente de nombreux atouts face au VISAR :

- Sa résolution temporelle potentielle : La résolution en temps, ainsi que la précision en amplitude de la mesure, dépendent principalement de l'analyse fréquentielle utilisée. La résolution minimale accessible est fixée par taux d'échantillonnage de l'oscilloscope, soit 20ps dans le cas du système CEA. Elle est potentiellement inférieure au VISAR et peut encore diminuer, contrairement à son homologue, avec les progrès dans la conception des oscilloscopes.
- Une analyse multi-vitesse : Le principe de l'analyse spectrale donne la possibilité d'extraire du signal brut plusieurs fréquences, correspondant à autant de vitesses d'objets interceptant le champ de mesure. Le VISAR n'est pas capable de discerner plusieurs vitesses, qu'il interprète par une vitesse moyenne.
- Sa portabilité : Le système VH du CEA est intégré dans une baie et la connexion avec l'échantillon à étudier est intégralement assurée par fibre optique, supprimant tout montage optique autour de l'expérience et garantissant la sécurité pour l'utilisateur. Le réglage de l'appareil se limite à ajuster l'intensité du laser de référence afin d'assurer un équilibre entre l'amplitude des signaux utilisés pour produire les interférences (signal réfléchi et branche de référence). A l'opposé, le VISAR nécessite de nombreux montages et réglages optiques.

2.3.2.2 - Comparaison VH/VISAR :

La première étape dans l'utilisation du système de mesure VH consiste à valider les mesures obtenues par comparaison de données existantes. La vitesse de surface libre

mesurée par VH a d'ores et déjà été validée pour des expériences de choc par impact de plaques et par explosifs, de durées caractéristiques de l'ordre de la microseconde [2.9]. Toutefois, elle n'a encore jamais été testée pour des générateurs de choc plus brefs tels que les lasers de puissance. Ainsi, nous avons effectué dans un premier temps des essais sur la chaîne nanoseconde du LULI (LULI2000), avec des configurations où la mesure VISAR a été validée [2.10].

La Figure 2.6 présente un exemple de signal VH obtenu pour un tir laser de quelques nanosecondes sur une cible épaisse en aluminium (1mm). La courbe noire superposée au signal VH (b) représente la vitesse de surface libre VISAR obtenue pour un tir dans des conditions similaires. Dans le cadre de cette configuration, donnant lieu à de l'écaillage, on remarque que les deux signaux enregistrés sont en très bon accord et restituent un signal caractéristique du phénomène d'écaillage. Dans ce cas, on observe sur le signal global après formation de l'écaille une première section où la vitesse diminue très lentement, suivi par une rupture nette de pente menant à une vitesse constante. Ce changement de comportement peut être en premier lieu expliqué par le détachement total de l'écaille sur les bords: l'écaille est d'abord formée et mise en vitesse, légèrement freinée par son attache en bordure de fissure. A un moment donné, lorsque les déformations deviennent trop grandes, l'écaille finit par être complètement séparée du reste de la cible et n'est donc plus ralentie, d'où la vitesse constante par la suite. Vers la fin de l'enregistrement, la vitesse d'écaille retombe soudainement à zéro. Cela est dû à son impact sur le bouclier protecteur placé devant la sonde. En effet, l'écaille reste en vitesse autour de 800m/s durant 21 μ s, ce qui correspond à une distance parcourue de 1,7cm, qui coïncide avec la distance séparant la cible de la lame protectrice pour cet essai.

La Figure 2.7 représente un autre type de signal VH, obtenu pour une cible en aluminium plus fine (200 μ m) irradiée avec un flux plus élevé. Dans ce type de configuration et pour ce matériau, les écailles obtenues sont en général plus fines et on observe une fragmentation de cette dernière [2.11], ainsi que du reste de la cible qui est éjectée. La lecture du signal VH obtenu ici est en accord avec cette observation et montre la possibilité de mesurer plusieurs vitesses de fragments simultanément, à condition qu'elles se situent dans le champ de mesure de la sonde. En effet, ceci est rendu possible par le système de modulation de fréquences permettant de conserver l'information de plusieurs vitesses en même temps, chacune correspondant à une fréquence donnée du signal mesuré.

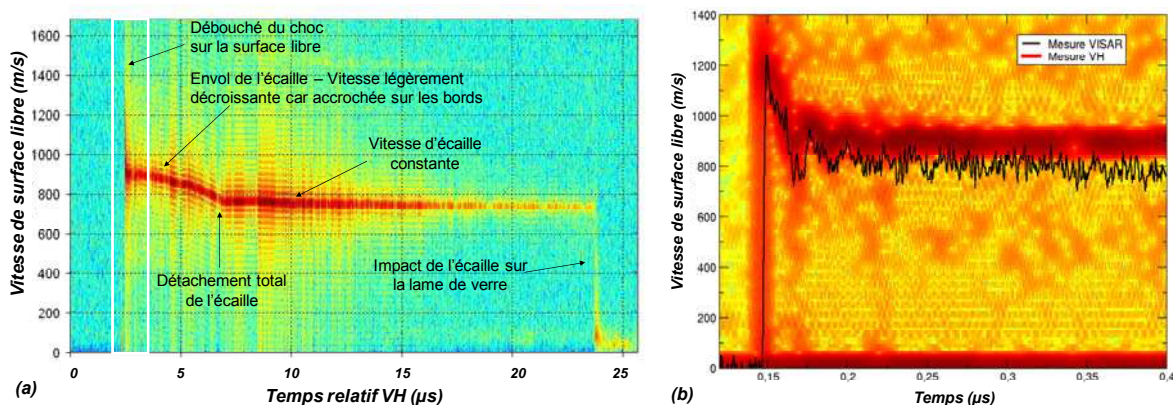


Figure 2.6 - Comparaison de signaux de vitesses de surface libre enregistré par VH et VISAR (Cible : Aluminium ; Epaisseur $L=1$ mm - Laser LULI2000: Flux $\Phi=2$ TW/cm² ; Durée $\tau=3$ ns)
 (a) \Leftrightarrow Signal VH seul ; (b) \Leftrightarrow Comparaison VH/VISAR sur la plage de temps encadrée en blanc sur (a).

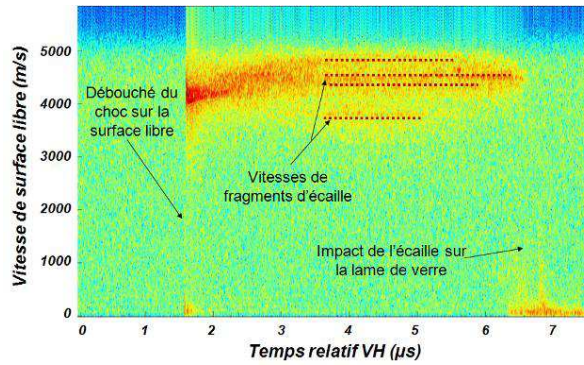


Figure 2.7 – Signal de vitesse de surface libre enregistré par VH – Cible : Aluminium ; Épaisseur $L=200\mu\text{m}$ – Laser : Flux $\Phi=5\text{TW}/\text{cm}^2$; Durée $\tau=3\text{ns}$

2.3.2.3 - Mesures VH en régime femtoseconde :

Le système VH a ensuite été testé sur la chaîne femtoseconde du LULI. La Figure 2.8 présente des mesures VH de cibles de tantales de différentes épaisseurs. Dans le cas de la cible fine ($20\mu\text{m}$), on obtient d’abord une écaille rapidement suivie par des éjectas à différentes vitesses s’étalant de 200 à 1500m/s. Après $4\mu\text{s}$, les fragments les plus rapides impactent le bouclier protecteur, suivis progressivement par les autres, moins véloce. La répartition des vitesses de fragments se traduit par l’apparition d’une hyperbole qui représente l’instant d’impact sur la lame protectrice, en fonction de la vitesse des éjectas. Le deuxième exemple montre la vitesse de surface libre d’une cible plus épaisse ($100\mu\text{m}$). Elle correspond à un régime d’écaillage sans éjection totale. L’écaille reste attachée à la cible, formant une cloque. Cela se traduit par une vitesse tendant rapidement vers zéro suite au débouché du choc.

Les mesures VH permettent d’interpréter le comportement des éjectas en face arrière sur des durées longues. Cependant, dans le cas de signal représentatifs de l’écaillage en régime femtoseconde, la VH ne donne pas de résultats assez précis. Cela provient de la résolution temporelle effective de l’appareil (Voir Tableau 2.3). En effet, bien que l’échantillonnage à l’acquisition soit fin (20ps), la résolution limitante intervient lors du traitement du signal qui nécessite une fenêtre temporelle de quelques nanosecondes pour détecter le spectre fréquentiel (dans l’étude : 5ns sont nécessaires pour bien restituer les fréquences détectées). Néanmoins, l’algorithme de post-traitement reste en développement avec une grande marge de progression et devrait être optimisé dans un futur proche, rendant la technique VH plus adaptée aux impulsions ultra-brèves en termes de résolution temporelle.

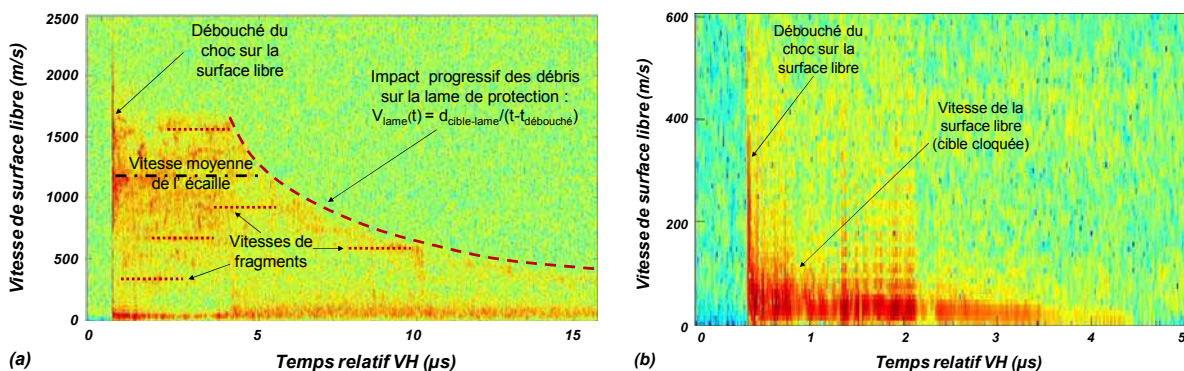


Figure 2.8 – Signaux de vitesse de surface libre enregistrés par VH
(Cible : Tantale - Laser 100 TW - Durée $\tau=300\text{fs}$)
(a) $\Leftrightarrow L=20\mu\text{m}$; $\Phi=3.2\text{PW}/\text{cm}^2$; (b) $\Leftrightarrow L=100\mu\text{m}$; $\Phi=1.1\text{PW}/\text{cm}^2$

<i>Vélocimétrie Hétérodyne</i>	
Oscilloscope	20 ps
Traitement par FFT	5 ns
Résolution du système	5 ns

Tableau 2.3 – Résolutions temporelles des différents organes de la VH

2.3.3 - Visualisation transverse :

En simultanément de la mesure de vitesse de surface libre, un système de visualisation transverse par ombroscopie a été utilisé afin d'avoir une ou plusieurs images de la zone se situant derrière la surface libre. Le dispositif est visible en vert foncé sur la Figure 2.2(a) [2.12]. Une source lumineuse est dirigée transversalement à la cible du côté de la surface libre. Le faisceau est ensuite renvoyé et éventuellement divisé vers une ou plusieurs caméras rapides de manière à imager le champ se situant juste derrière la surface libre. Ainsi, tout objet traversant la zone mise en lumière sera imagé via son ombre. Chaque caméra peut enregistrer une image avec un délai de retard fixé par rapport à l'instant du tir laser, pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de μs .

Un des principaux intérêts de cette technique est d'observer le comportement de la zone éjectée par écaillage à des instants de l'ordre de quelques microsecondes. Les figures suivantes présentent des exemples de visualisations transverses réalisées sur la chaîne femtoseconde 100TW. Durant cette campagne, trois caméras recueillaient chacune une image sur un temps d'exposition de 50ns avec des délais différents et une résolution spatiale de l'ordre de $10\mu m$ /pixel.

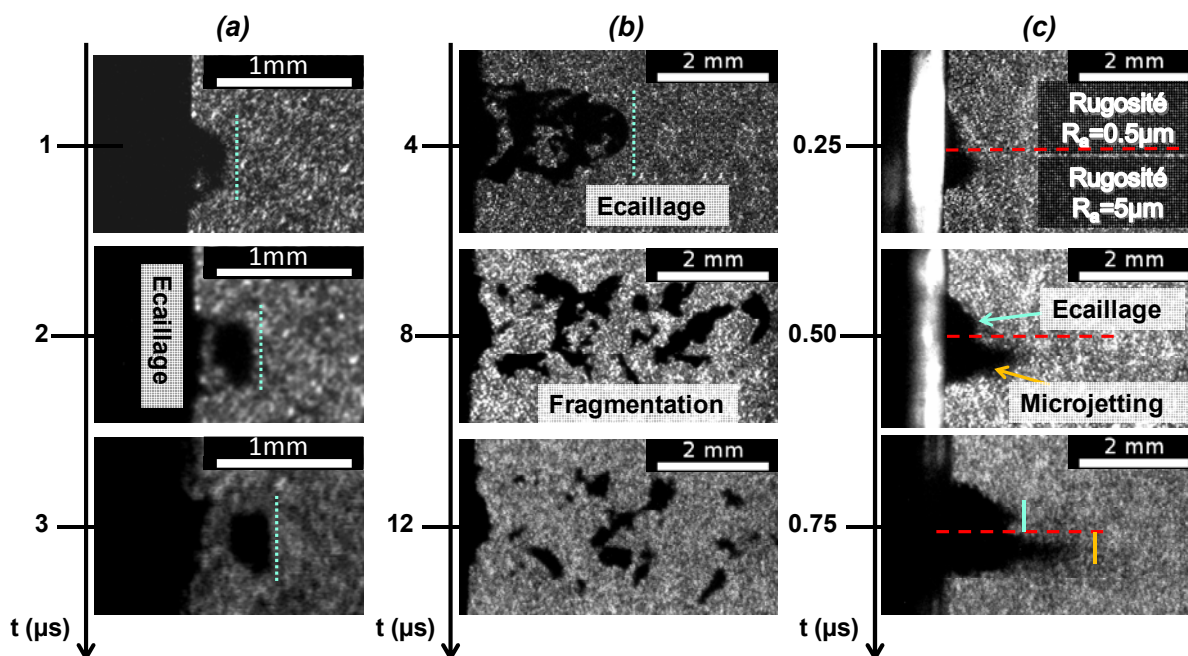


Figure 2.9 – Exemples de clichés de visualisation transverse obtenus sur l'installation LULI 100TW :
 (a) \Leftrightarrow Cible : Aluminium $L=200\mu m$ - Laser : $\Phi=0.89PW/cm^2$, $\tau=300fs$, $d=1mm$ (écaillage) ;
 (b) \Leftrightarrow Cible: Aluminium $L=1mm$ - Laser: $\Phi=3.3PW/cm^2$, $\tau=300fs$, $d=2mm$ (écaillage puis fragmentation);
 (c) \Leftrightarrow Cible : Or $L=60\mu m$ à deux rugosités moyennes (haut : laminé à $0.5\mu m$, bas : dépoli au papier de verre, à $5\mu m$) - Laser : $\Phi=3PW/cm^2$, $\tau=300fs$, $d=2mm$ (écaillage/microjetting).

Dans le premier cas (Figure 2.9(a)), nous pouvons observer l'éjection d'une simple écaille. Il est possible d'après les clichés de déduire une vitesse moyenne d'éjection de 200m/s, en bon accord avec la vitesse moyenne relevée par la vitesse VISAR (Figure 2.5(a)).

Sur le deuxième exemple, les instants de prise de vue ont été retardés afin d'observer les phénomènes à long terme. Sur la première visualisation, on observe une écaille, suivi d'un cortège de débris moins rapides. Ces derniers sont attribués à la rupture des bords de l'écaille avec le reste de la cible. Sur les images suivantes, on peut observer une désagrégation progressive de la partie éjectée par fragmentation [2.13].

La troisième série correspond à la sollicitation d'une cible dont la surface libre est en partie rugueuse. Cet essai permet d'observer l'influence de la rugosité de surface sur le comportement de la zone éjectée. Il a été montré pour des essais de choc par explosifs sur une cible dont la surface libre a été sillonnée au préalable l'apparition de jets rapides à l'issue du débouché du choc (quelques km/s suivant les conditions) [2.14]. Ce phénomène, appelé « jetting », est similaire aux charges creuses basé sur l'effet Munroe [2.15], soit la focalisation de l'énergie du choc dans une géométrie en creux. Cet effet peut se transposer à moindre échelle sur la rugosité d'une cible constituée de micro-bosses et micro-creux où il est nommé microjetting [2.16]. Dans le cas présent la partie haute correspond à la rugosité d'origine de la feuille, obtenue par laminage à froid. La rugosité moyenne est alors inférieure au micron ($Ra=0.5\mu\text{m}$)^m. La partie haute a été dépolie avec du papier de verre P320, amenant à une rugosité moyenne de 5 μm . On observe une éjection à deux vitesses, la partie haute correspondant à l'écaillage et la partie basse à du microjetting, plus rapide que l'écaille.

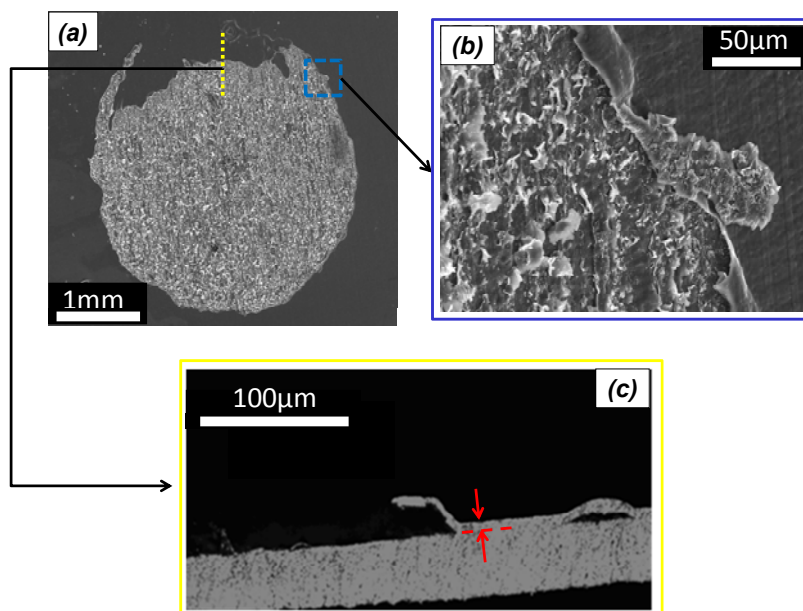
En résumé, l'intérêt de ce diagnostic est dans l'identification imagée du mode d'éjection se produisant du côté de la surface libre : écaillage, microjetting ou fragmentation. La visualisation permet aussi d'estimer la ou les vitesses moyennes d'éjection à long terme, soit après quelques microsecondes. Dans le cas de la fragmentation, elle permet d'évaluer aussi la taille des éjectas. Toutefois, ce type de dispositif ne peut donner que des résultats principalement qualitatifs, mais reste très utile à la compréhension des phénomènes d'endommagement par choc, en particulier sur l'évolution à long terme de l'éjection. Dans le cadre de l'étude, nous nous concentrerons sur l'endommagement donnant naissance à l'écaille. L'évolution à long terme des éjectas générés par choc laser, par écaillage ou microjetting, et leur fragmentation sont étudiés dans les travaux de thèse d'Emilien Lescoute [2.17].

2.3.4 - Observations post-mortem

2.3.4.1 Microscopie optique/MEB :

L'observation post-mortem peut compléter l'analyse faite sur les diagnostics utilisés *in situ*. Une première observation consiste à analyser l'échantillon brut au MEB (Microscope Électronique à Balayage) ou au microscope optique, ce qui permet de mettre en évidence les états de surface après tir sur les deux faces : la surface irradiée par le laser ainsi que la surface libre opposée lorsque l'écaille a été arrachée.

^m Echantillons et propriétés associées fournies par la société Goodfellow – www.goodfellow.com



**Figure 2.10 – Microscopie post-mortem : Vue d'une surface libre écaillée :
MEB générale(a), de détail (b) et microscopie optique en coupe (c)
(Cible : Aluminium, $L=50\mu\text{m}$ – Laser 100TW : $\Phi=0.6\text{PW}/\text{cm}^2$, $\tau=300\text{fs}$, $d=4\text{mm}$)**

Ensuite, la cible peut être observée en coupe axiale. Pour cela, elle est d'abord coupée en deux au niveau de l'axe central du cratère à l'aide d'une scie à fil diamant. Une des deux parties est ensuite enrobée dans une résine dure telle que la coupe à observer affleure un bord de l'enrobage. L'ensemble est ensuite poli avant d'être observable au microscope. Cela permet d'observer l'état du matériau en profondeur après choc et en particulier voir les effets d'endommagement invisibles par une simple observation de surface.

La Figure 2.10 montre un exemple d'observations effectuées sur un échantillon d'aluminium de $200\mu\text{m}$ d'épaisseur, irradié par un tir d'intensité $0,6\text{PW}/\text{cm}^2$, de durée 300fs et sur un diamètre d'impact de 4mm.

Cette configuration donne lieu à de l'écaillage, comme on peut le constater sur la vue générale de la surface libre (Figure 2.10(a)). Un agrandissement dans la partie endommagée, ici en bordure de zone écaillée permet de mettre en évidence la morphologie de surface. On observe dans ce cas à la frontière de la zone écaillée les lèvres qui correspondent au point d'attache de l'écaille avant arrachement, ainsi qu'un état de surface endommagé sous forme de micro-pelures.

La vue en coupe (Figure 2.10(c)) permet d'obtenir des informations en profondeur tel que l'épaisseur de l'écaille par l'intermédiaire de la marche formée après son éjection. Dans ce cas, elle met aussi en évidence la planéité de la fracture garantissant la régularité des écailles dans ce régime.

2.3.4.2 Micro-tomographie

Le principal inconvénient d'observations en profondeur dans un échantillon par des méthodes classiques est que la méthode est très destructrice, que ce soit au niveau de la coupe ou du polissage. Ces opérations peuvent provoquer localement de la plasticité non souhaitée, ou encore boucher des interstices dus à de l'endommagement et les rendre ainsi invisibles. De plus, le centrage de la coupe par rapport à l'axe de révolution est peu précis.

Néanmoins, il existe actuellement des méthodes permettant de sonder la matière sans pour autant la détruire, comme les ultra-sons ou la tomographie aux rayons X mous. Toutefois, l'utilisation de ces diagnostics est limitée par leur résolution spatiale, de l'ordre de quelques dizaines de micron. Cependant, il est possible d'améliorer cette précision jusqu'au micron en utilisant des rayons X durs : on parlera alors de micro-tomographie [2.18]. Le principe de la micro-tomographie est décrit à l'aide de la Figure 2.11. Les rayons X incidents traversent l'échantillon sondé. L'intensité absorbée, qui dépend de la densité traversée à travers l'échantillon est enregistrée par une caméra CCD après avoir été convertie en lumière visible via un scintillateur. Des radiographies 2D en transmission de l'échantillon sont effectuées sous différentes orientations normales à l'axe optique du rayonnement entre 0 et 180°. L'ensemble des images obtenues sont ensuite croisées et permettent de reconstituer en 3D l'ensemble de la zone sondée, y compris l'intérieur. La reconstruction de l'échantillon permet d'effectuer des coupes virtuelles sans le dégrader.

Ce type d'approche permet notamment d'étudier la morphologie interne d'une cible écaillée par choc, telle que la répartition de l'endommagement [2.19]. La Figure 2.12 montre la reconstitution d'une coupe axiale d'une cible de tantale monocristallin ayant été sondée par micro-tomographie sur le site de l'ESRFⁿ à Grenoble. Dans ce cas, la résolution spatiale est de 0.7µm. Cependant, la contrainte majeure à cette méthode est la génération de rayons X assez énergétiques qui nécessite d'être à proximité d'une installation type synchrotron.

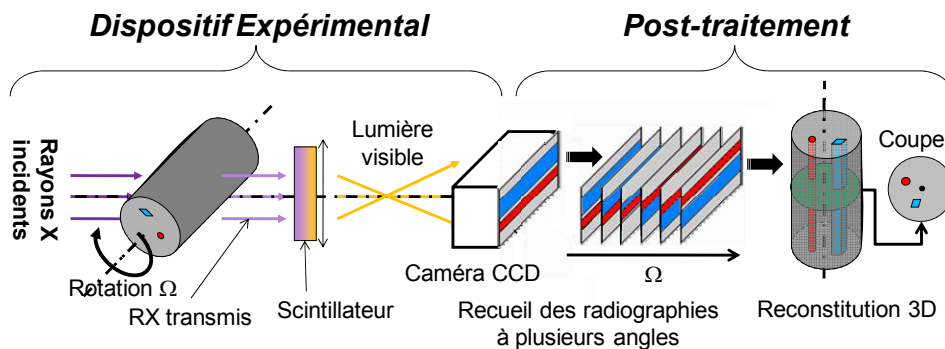


Figure 2.11 - Principe de la tomographie

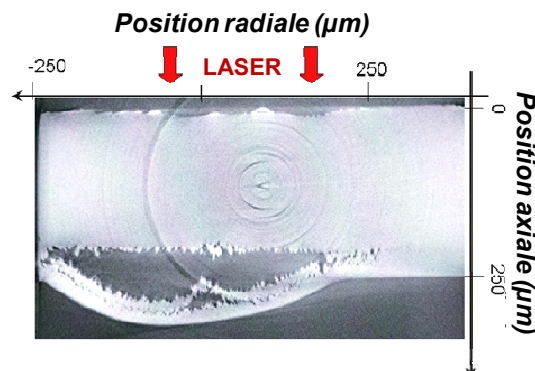


Figure 2.12 - Reconstitution d'une coupe par tomographie d'un échantillon de Tantale monocristallin écaillé par laser femtoseconde

ⁿ ESRF = European Synchrotron Radiation Facility
Polygone Scientifique Louis Néel, 6 rue Jules Horowitz, 38000 Grenoble, France - www.esrf.eu

2.4- Bilan sur l'utilisation des diagnostics :

Le Tableau 2.4 présente une synthèse des diagnostics utilisés durant cette étude et met en vis-à-vis leurs qualités et inconvénients respectifs. La mise en commun des résultats obtenus avec chaque dispositif servira de base de comparaison afin de caractériser la réponse de matériaux sous choc ultra-bref en propagation et rupture.


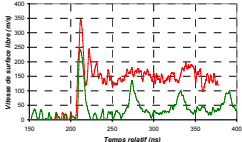

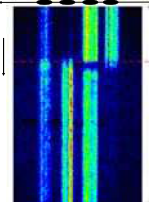

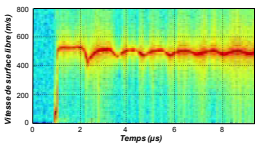
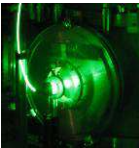
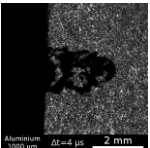

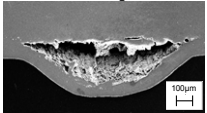

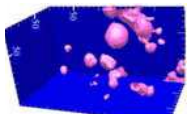
Diagnostic	Fonction	Avantages (+)	Inconvénients (-)
VISAR PM 	Mesure de la vitesse de surface libre 	<ul style="list-style-type: none"> ⊕ Système fiable pour des épaisseurs > 100µm en régime femtoseconde ⊕ Possibilité de mesure multi-points 	<ul style="list-style-type: none"> ⊖ Réglages optiques de l'interféromètre complexe ⊖ Mesure mono-vitesse ⊖ PM bridant la résolution temporelle (~ 1ns).
VISAR Streak 	Mesure de la vitesse de surface libre 	<ul style="list-style-type: none"> ⊕ Mesure plus précise et mieux résolue en temps que le système PM (~100ps) ⊕ fonctionnel pour des épaisseurs > 10µm 	<ul style="list-style-type: none"> ⊖ Montage/ réglage plus complexe qu'en mode PM ⊖ VISAR = résolution limitante et irréductible → Inutilisable pour une épaisseur micrométrique. ⊖ Streak facilement endommagée si le signal d'entrée est trop intense.
Vélocimétrie Hétérodyne 	Mesure de la vitesse de surface libre 	<ul style="list-style-type: none"> ⊕ Portabilité et mise en place simple ⊕ Peu de réglages ⊕ Mesures multi-vitesses ⊕ Résolution temporelle potentielle meilleure que le VISAR (~20ps) 	<ul style="list-style-type: none"> ⊖ Résolution temporelle effective trop grande à l'heure actuelle (5ns)
Visualisation transverse 	Observation in situ des éjectas en face arrière 	<ul style="list-style-type: none"> ⊕ Visualisation directe des éjectas ⊕ Identification des mécanismes d'endommagement et de fragmentation 	<ul style="list-style-type: none"> ⊖ Résultats en majorité qualitatifs ⊖ Bruit de fond par Speckle du laser d'éclairage
Observations post-mortem 	Caractérisation de l'état du matériau post-choc 	<ul style="list-style-type: none"> ⊕ Accès à la microstructure dans la zone de rupture ⊕ Caractérisation des dimensions d'écailles 	<ul style="list-style-type: none"> ⊖ Coupe → Méthode intrusive pouvant altérer l'état du matériau ⊖ centrage de coupe axiale approximatif par polissage
Micro-tomographie 	Radiographie 3D de l'échantillon 	<ul style="list-style-type: none"> ⊕ Non intrusif ⊕ Investigation 3D de l'échantillon ⊕ Résolution spatiale micrométrique 	<ul style="list-style-type: none"> ⊖ Mise en œuvre lourde (synchrotron nécessaire)

Tableau 2.4 – Synthèse des diagnostics utilisés et leurs spécificités propres

2.5- Références bibliographiques du Chapitre 2 :

- [2.1] R. Tambay, D.V. Suvisesha Muthu, V. Kumar et al, « Laser induced air breakdown using 0.355, 0.532, and 1.06 μm radiation », *Pramana – J. Phys.*, **37(2)** 163, (1991).
- [2.2] M. Boustie, L. Berthe, T. De Rességuier et al, « Laser Shock Waves: Fundamentals and Applications », *1st International Symposium on Laser Ultrasonics : Science, Technology and Applications, Montreal-Canada*, (2008).
- [2.3] L.M. Barker and R.E. Hollenbach, « Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface », *J. Appl. Phys.*, **43** 4669-4675, (1972).
- [2.4] L. M. Barker, Valyn International, « The Accuracy of VISAR Instrumentation », *in proceedings of the APS - SCCM, American Institute of Physics*, 833 (1998).
- [2.5] « High dynamic range streak camera C7700 », Fiche technique de la caméra Streak Hamamatsu S20, source : <http://jp.hamamatsu.com>, (2006).
- [2.6] D.H. Dolan, « Foundations of VISAR analysis », *Sandia National Laboratories Report, SAND2006-1950*, (2006).
- [2.7] P. Mercier, J. Benier, A. Azzolina et al, « Photonic Doppler Velocimetry in shock physics experiments », *in proceedings of the 8th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (DYMAT), Dijon-France*, 134, (2006).
- [2.8] O.T. Strand, D.R. Goosman, C. Martinez, et al, « A Novel System for High-Speed Velocimetry Using Heterodyne Techniques », *Rev. Sci. Instr.*, **77** 083108, (2006).
- [2.9] P. Mercier, J. Benier, P.-A. Frugier et al, « Heterodyne velocimetry and detonics experiments », *ICHSIP 28th. Canberra-Australia*, (2008).
- [2.10] P. Mercier, J. Bénier, P.-A. Frugier et al, « PDV measurements of ns and fs laser driven shock experiments on solid targets », *in proceedings of the APS - SCCM, American Institute of Physics*, 581, (2009).
- [2.11] D.E. Grady, « Dynamic fragmentation of solids », in « Shock Wave Science and Technology Reference Library, Vol. 3 », *Edited by Springer Berlin Heidelberg*, ISBN 978-3-540-77080-0, **4** 169 (2009).
- [2.12] L. Berthe, « Synthèse des activités de recherche, d'encadrement et d'enseignement », *Mémoire d'Habilitation à Diriger les Recherches de l'université Paris XI – section physique*, (2007).
- [2.13] E. Lescoute, T. De Rességuier, J.-M. Chevalier et al, « Soft recovery technique to investigate dynamic fragmentation of laser shock-loaded metals », *Appl. Phys. Lett.*, **95** 211905, (2009).
- [2.14] C. L. Mader, T.R. Neal and R.D. Dick, « LASL Phermex Data, Vol. I », *Edited by University of California Press*, (1980).
- [2.15] W.P. Walters and J.A. Zukas. « Fundamentals of Shaped Charges », *John Wiley & Sons inc. – New-York*, ISBN 0-471-62172-2, (1989).
- [2.16] E. Lescoute, T. De Rességuier, J.-M. Chevalier et al, « Spallation and microjetting in laser-shock-loaded aluminium and gold », *in proceedings of the 9th International Conference on the Mechanical and Physical Behaviour of Materials under Dynamic Loading (DYMAT), Brussels-Belgium*, 163, (2009).
- [2.17] E. Lescoute, « Etude de la fragmentation dynamique des métaux sous choc laser », *Thèse de l'ENSMA-Poitiers*, (2010).
- [2.18] E. Boller, P. Cloetens, P. Baruchel et al, « Synchrotron X-Ray Microtomography: a High Resolution, Fast and Quantitative Tool for Rock Characterization », *in « Advances in X-ray Tomography for Geomaterials », Edited by J. Desrues, ISTE, London – UK*, ISBN 978-1-905-20960-6, **7** 125, (2006).
- [2.19] J. Bontaz-Carion and Y.-P. Pellegrini, « X-ray Microtomography Analysis of Dynamic Damage in Tantalum », *Adv. Eng. Mater.*, **8(6)** 480, (2006).

Chapitre 3

Interaction laser-matière en régime sub-picoseconde

Sommaire

3.1 - Introduction :	21
3.2 – Particularités de l'ILM en régime ultra-bref :	21
3.2.1 - Observations expérimentales :	21
3.2.2 – Principaux Mécanismes de l'ILM [3.5]:	21
3.2.2.1 - Absorption de l'énergie du laser par un milieu métallique:	21
3.2.2.1 - Transmission de l'énergie dans le solide :	21
3.2.2.2 - Effets thermodynamiques et Interaction Laser-plasma :	21
3.2.2.3 - Génération de l'onde de pression :	21
3.2.2.4 - Récapitulatif :	21
3.3 – Modélisation numérique de l'ILM :	21
3.3.1 - Le code d'ILM ESTHER :	21
3.3.2 – Modélisation du dépôt d'énergie :	21
3.3.3 - Equations d'état du matériau disponibles :	21
3.3.4 - Modèle d'interaction électron/ion à 2 températures :	21
3.4 – Caractérisation numérique de la sollicitation mécanique équivalente :	21
3.4.1 - Définition du profil de pression équivalent :	21
3.4.2 - Influence des modèles constitutifs du milieu irradié:	21
3.4.2.1 - Influence de l'équation d'état :	21
3.4.2.2 - Influence du modèle à 2 Températures :	21
3.4.2.3 - Influence des effets radiatifs :	21
3.4.2.4 - Influence du matériau :	21
3.4.3 – Etude en fonction des paramètres d'entrée du laser :	21
3.4.3.1 - Evolution en fonction du flux Φ :	21
3.4.3.2 - Evolution en fonction de la durée d'impulsion laser τ :	21
3.4.3.3 - Evolution en fonction de la longueur d'onde du laser :	21
3.5 – Bilan - Etablissement d'un profil de pression normalisé :	21
3.6 - Références bibliographiques du Chapitre 3 :	21

3.1 - Introduction :

Les premiers résultats expérimentaux présentés dans le chapitre précédent ont montré la possibilité de générer de l'endommagement par écaillage en utilisant une irradiation laser sub-picoseconde. Dans le but d'étudier cet endommagement, il est important de bien maîtriser les phénomènes qui en sont la cause. Dans le cas d'un choc par laser impulsif, différents effets couvrant plusieurs domaines de la physique actuelle sont observés. Ils peuvent être découplés en trois grandes phases qui diffèrent par leurs durées caractéristiques, leurs instants d'apparition et leur localisation :

- L'interaction laser-matière (ILM) se produit sur la surface irradiée jusqu'à une profondeur correspondant à une épaisseur de peau. Elle est à l'origine de l'onde de choc incidente et sa durée caractéristique est de l'ordre de 100ps jusqu'à quelques nanosecondes en fonction de la durée de l'impulsion.
- La propagation des ondes mécaniques, comprenant son amortissement le long de la cible et éventuellement des réflexions/transmissions d'ondes en présence d'interfaces. Dans la gamme d'épaisseurs des cibles étudiées, la durée de cette phase sera de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes.
- L'endommagement et l'éjection consécutive interviennent en général à partir de la première réflexion du côté opposé à la surface irradiée.

Ainsi, nous allons nous intéresser dans ce chapitre à la première phase du processus : l'interaction laser-matière dans le cas extrême de l'impulsion femtoseconde. Nous verrons notamment les effets mécaniques d'une telle irradiation sur une cible métallique et les différences par rapport à des impulsions plus longues, mieux connues dans le domaine du choc laser [3.1][3.2][3.3].

Ici, le principal objectif sera de caractériser la compression mécanique équivalente subie par la cible au niveau de la zone irradiée par un rayonnement sub-picoseconde ainsi que l'état de la face avant après impulsion (ablation, changements de phases). L'étude est menée sur dans une gamme de flux intermédiaires (10^{12} - 10^{15} W/cm²) et les résultats sont comparés aux effets obtenus en régime nanoseconde afin de mettre en lumière les spécificités du mode ultra-bref.

3.2 – Particularités de l'ILM en régime ultra-bref :

3.2.1 - Observations expérimentales :

Dans les expériences de choc laser effectuées, nous avons observé l'aspect de la zone irradiée par le laser a posteriori. Bien qu'étant une source d'informations qualitatives, son observation permet de se faire une première idée des effets qui se sont produits au cours de l'interaction d'un laser ultra-bref avec le solide. Les images (a) et (b) de la Figure 3.1 correspondent à deux vues MEB de cratères sur une cible d'aluminium. Le cratère (a) a été obtenu par irradiation avec un laser nanoseconde (LULI2000, $\tau_{\text{laser}}=3\text{ns}$), tandis que la zone irradiée (b) s'est formé à l'aide d'un laser femtoseconde (LULI 100TW, $\tau_{\text{laser}}=300\text{fs}$). Les images (c) et (d) sont des vues agrandies dans la zone de chaque cratère.

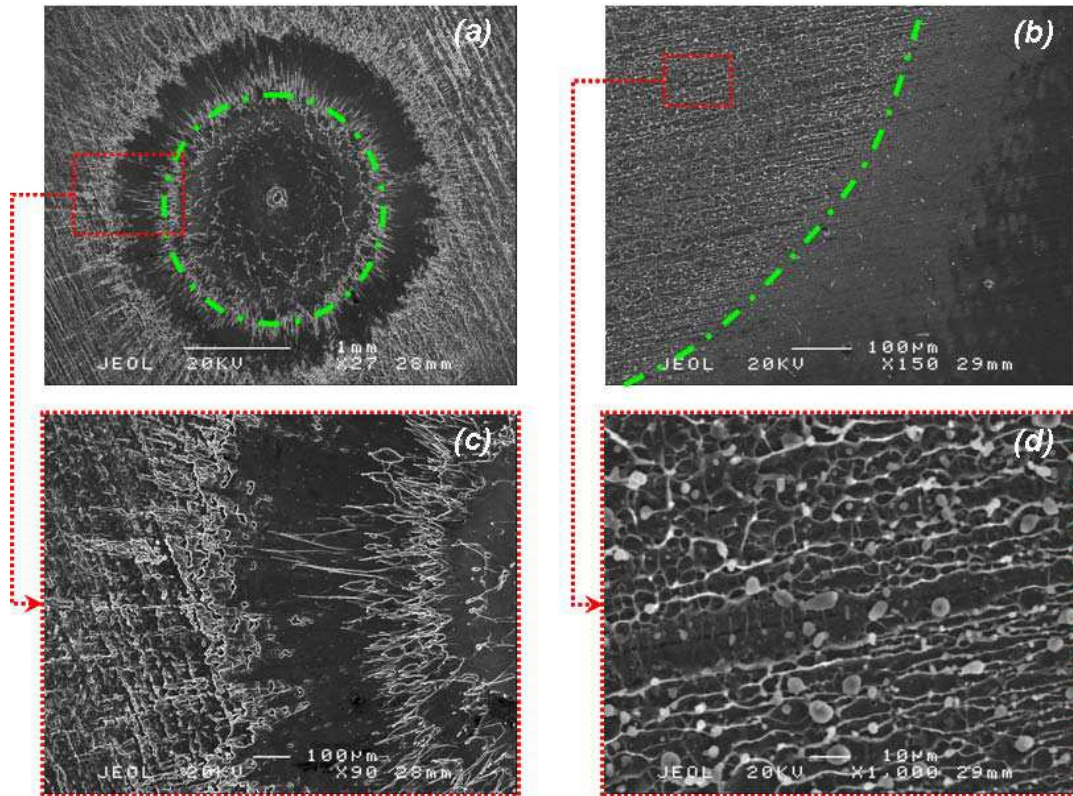


Figure 3.1 – Images MEB de cratères (délimités en vert) suite à une irradiation par laser de puissance sur des cibles d’aluminium :

(a) et (c) $\Leftrightarrow \tau_{laser}=3ns ; \Phi=2TW/cm^2$ et $d=2mm$
(b) et (d) $\Leftrightarrow \tau_{laser}=300fs ; \Phi=0.6PW/cm^2$ et $d=4mm$

Les zones irradiées présentent des faciès très différents : le cratère nanoseconde ressemble à un facteur d’échelle près à celui qu’on observerait à l’issue d’un impact météoritique [3.4]. La profondeur apparente du cratère et les jets de matière solidifiés sur les bords témoignent de l’expansion du plasma et des effets thermiques associés. Au contraire, la zone impactée « femtoseconde » présente peu d’enfoncement et se distingue par une zone irradiée « propre », sans éjections de matière en périphérie. La vue de détail révèle une microstructure singulière de la matière, composée de nombreux filaments réticulés. Cette zone est parsemée de microgouttelettes solidifiées, témoignant de changements d’états rapides au cours de l’irradiation. On remarque aussi la présence de stries où les filaments sont moins développés. Ces lignes sont parallèles à la direction de laminage de la cible, ce qui montre aussi une influence de défauts à petite échelle comme l’état de surface.

Ainsi, cette première observation montre clairement que l’interaction laser-matière se comporte différemment en fonction de la durée d’impulsion de la source utilisée. Le paragraphe suivant présente une description phénoménologique de l’ILM qui confirmera cet état de fait.

3.2.2 – Principaux Mécanismes de l’ILM [3.5]:

L’interaction laser-matière en régime ultra-bref à flux modéré peut être décrite en trois étapes chronologiques, à savoir l’absorption d’une partie des photons incidents (les autres étant réfléchis), la transmission de l’énergie dans le solide et l’interaction du laser avec le plasma en expansion créée par chauffage.

3.2.2.1 - Absorption de l'énergie du laser par un milieu métallique solide:

Dans les premiers instants, le début de l'impulsion laser assimilé à un flux de photons atteint la face avant du métal. Ce dernier peut être décrit comme un réseau atomique agencé de la manière suivante [3.6]:

- Les « cœurs » ioniques : Ils correspondent au noyau atomique accompagné de ses électrons de cœurs, auquel ils sont intimement liés.
- Les électrons de valence : Il s'agit de la couche d'électrons la plus éloignée du noyau. Du fait de leur délocalisation, leur énergie de liaison est plus faible et ils sont partagés par plusieurs ions environnants. Ces électrons sont déterminants car ce sont eux qui imposent les géométries des réseaux cristallins et la forme des molécules.

En partant de ce principe, lorsque le solide est confronté à un flux de photons puissant, assimilable à une onde électromagnétique, seuls les électrons de valence, moins énergétiques, auront la possibilité d'être excités par l'absorption d'un photon (Voir Figure 3.2). Les photons incidents transmettent une partie ou la totalité de leur énergie en fonction de l'énergie de transition nécessaire pour amener un électron à son état excité, en accord avec la théorie des bandes [3.7]. Le freinage des photons par interaction inélastique avec les électrons produit un chauffage électronique localisé sur une profondeur de l'ordre de l'épaisseur de peau électromagnétique du matériau [3.8]. La relation ci-dessous, dérivée de la loi d'atténuation d'intensité I de Beer-Lambert (Équation 3.1) permet d'obtenir une estimation de cette dernière [3.9].

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\frac{x}{e_p}}$$

Équation 3.1

$$e_p(\lambda) = \frac{c}{\omega \cdot k(\lambda)} = \frac{\lambda}{2\pi \cdot k(\lambda)}$$

Équation 3.2

Où λ est la longueur d'onde du rayonnement incident et $c=3.10^8$ m/s sa célérité. k représente le coefficient d'extinction linéique et dépend de la longueur d'onde traversée. Par exemple, pour un laser de longueur d'onde $\lambda=1.06\mu\text{m}$ et une cible d'aluminium ($k=10.2$), l'épaisseur d'absorption, définie comme l'épaisseur permettant une transmission en intensité de 36,8%, est de $e_p=16.5\text{nm}$. On considère que le flux a été totalement absorbé après une pénétration de 5 fois cette valeur, soit 82.5nm.

En revanche, les électrons composant le cœur ionique ont une énergie de liaison trop élevée pour être affectés par le rayonnement. Ainsi, pendant que les électrons sont excités par les photons incidents, le réseau ionique quant à lui reste « froid ». Cet état singulier de déséquilibre entre les ions froids et les électrons chauds va être le déclencheur d'une redistribution de l'énergie dans le solide [3.10].

3.2.2.1 - Transmission de l'énergie dans le solide :

L'état hors-équilibre entre électrons et cœurs ioniques nécessite une relaxation de l'énergie électronique afin de reprendre une position d'équilibre entre les deux entités, aussi appelé thermalisation. Cette relaxation intervient suivant plusieurs mécanismes correspondant aux interactions entre les électrons excités et les autres particules, par ordre d'importance [3.11][3.12] (Voir Figure 3.3).

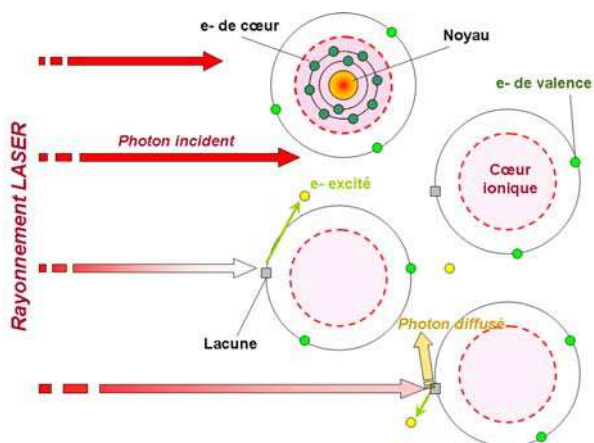


Figure 3.2 – Mécanisme d'absorption d'un photon par excitation électronique (e^- =électron)

- **Relaxation radiative** : Il s'agit de l'interaction entre un électron excité et le trou qu'il a laissé dans la bande de valence de l'atome associé, ou éventuellement d'autres atomes. L'électron se recombine avec le trou en émettant un photon, d'où la dénomination de relaxation radiative. Il s'agit en fait de la réaction symétrique de l'absorption décrite plus haut. Toutefois, ce type de relaxation a une durée caractéristique de l'ordre de la nanoseconde, relativement lente en comparaison d'une impulsion ultra-brève. Elle sera donc négligeable face aux relaxations suivantes beaucoup plus rapides, en particulier pour les impulsions à flux intermédiaires étudiées ici.

- **Relaxation électron/électron** : Les électrons excités peuvent entrer en collision avec d'autres électrons du système et leur transmettre tout ou une partie de leur énergie acquise par irradiation. Cela donne globalement une diffusion plus en profondeur de l'énergie absorbée.

- **Relaxation électron/réseau cristallin** : Les mécanismes précédents ne contribuent pas à l'équilibrage du système, seulement à une diffusion de l'énergie. La transmission de l'énergie des électrons s'opère de deux manières : soit par collision directe avec un ion, soit par vibration du réseau cristallin. Dans le premier cas, la collision initie une vibration dans le réseau, équivalant à l'émission d'un phonon, une quasi-particule qui représente les quanta de vibration du réseau cristallin. Dans le deuxième cas, l'électron interagit avec une vibration du réseau, donc un phonon, ce qui mène à l'absorption du phonon ou sa libération.

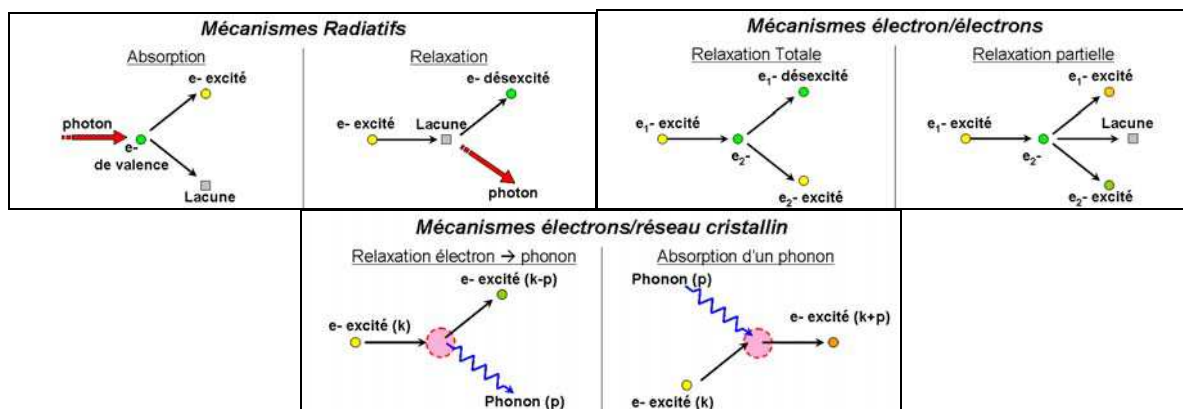


Figure 3.3 – Schématisation des différents mécanismes de relaxation de l'énergie des électrons

Ainsi l'énergie est progressivement transmise des électrons au réseau cristallin jusqu'à ce que leurs énergies soient de nouveau à l'équilibre. On a alors atteint la durée de thermalisation du système. Concrètement, il a été observé de manière expérimentale que ce temps de relaxation de l'énergie intervient en quelques picosecondes [3.13][3.14]: cela implique donc une influence marquée sur les impulsions de régime femtoseconde, tout comme elle pourra être négligée pour une impulsion de l'ordre de la nanoseconde où l'interaction laser-matière est alors considérée comme directe entre le laser et le solide.

3.2.2.2 – Effets thermodynamiques et Interaction Laser-plasma :

L'énergie transmise par l'intermédiaire des électrons aux ions porte la matière en quelques picosecondes dans des états thermodynamique extrêmes et suivant des chemins thermodynamiques peu conventionnels. Cette durée, correspondant au temps de relaxation du déséquilibre électrons/ions, se trouve être à l'échelle de temps où un système atomique oscille librement et commence à réagir à une sollicitation, tel qu'un changement de phase ou une réaction chimique. Le solide sollicité, en fonction de l'intensité de l'impulsion pourra subir des transitions de phase ultra-rapides aux limites cinétiques [3.15][3.16]. A très bas flux, le métal reste à l'état solide alors que pour des flux plus élevés, des changements de phases tels que fusion, vaporisation et plasma adviennent. Cela conduit à l'ablation d'une fine couche de matière dans la zone irradiée à l'issue de l'interaction laser-matière. Les mécanismes d'ablation diffèrent en fonction de la durée, ce qui se traduit expérimentalement sur le faciès des cratères obtenus.

En régime femtoseconde, l'ablation, de l'ordre du micron dans la gamme de pressions étudiée [3.17], est causée par plusieurs processus en compétition: le phénomène d'ébullition, désignant la formation de bulles s'échappant de la surface après diffusion dans le milieu. Ce phénomène se produit au-dessus de la température d'ébullition et suit un processus de nucléation hétérogène. Lorsqu'un liquide s'approche de la température critique, la nucléation devient homogène et le milieu se concentre en gouttelettes sphériques, de tailles supérieures à un rayon critique, qui croissent jusqu'à saturation. Ce phénomène est aussi appelé ébullition explosive [3.16][3.18]. Un autre processus peut entrer en jeu au voisinage inférieur du point critique: la décomposition spinodale [3.19]. Dans ce cas précis, la matière dans un état de coexistence liquide-gaz subit de fortes instabilités thermodynamiques provoquant des structures inhomogènes et il apparaît soudainement une séparation de phase: une partie du matériau est vaporisée alors que la partie liquide refroidit est éjectée. La microstructure mouvementée peut correspondre à une décomposition spinodale alors que les gouttelettes sont vraisemblablement caractéristiques de l'ébullition explosive. Cela confirme l'existence d'un gradient axial de température important, les transformations citées ci-dessus ne s'opérant qu'à des plages de températures distinctes.

Dans le cas de la formation d'un plasma, il est aussi important de prendre en compte l'interaction du laser incident avec le plasma en expansion, pouvant faire écran dans le mécanisme d'absorption de l'énergie par le solide. Dans le cas d'impulsions laser en nanoseconde, le laser chauffe dans un premier temps la cible solide par les mécanismes décrits plus haut, ce qui crée un plasma sous-critique (en dessous de la densité critique). L'expansion rapide de ce dernier fait office d'écran et la majorité de l'énergie du laser est ensuite absorbée par Bremsstrahlung inverse dans le plasma, chauffé de manière quasi-homogène. Toutefois, cette interaction devient négligeable dans le cadre d'impulsions sub-picoseconde. En effet, l'interaction laser-plasma dépend

fortement du gradient de densité à un instant donné. Pour des impulsions ultra-brèves, le plasma n'a pas eu le temps de se détendre suffisamment pour constituer un écran entre le laser et le solide, donnant lieu à une interaction laser-solide seulement et un découplage du plasma [3.20]. L'influence du plasma avec la durée explique en grande partie la différence de faciès entre les cratères des deux régimes : la propreté des cratères femtoseconde est attribuée à l'absence d'influence du plasma. A l'opposé, en régime nanoseconde les fortes pressions exercées sur le matériau fondu par le plasma expliquent la présence d'effets de bord importants.

3.2.2.3 – Génération de l'onde de pression :

La différence de comportement entre le régime ultra-bref et nanoseconde, principalement liée au couplage avec le plasma, entraîne des processus de génération de pression bien distincts. Ces derniers sont mis en parallèle sur la Figure 3.4 sous forme de diagrammes de marche (x-t) accompagnés des états correspondant dans le diagramme des polaires (P-u). En régime nanoseconde, le plasma chauffé par absorption du laser se détend dans la direction des faibles densités et provoque une onde de compression dans la zone solide par principe d'action/réaction. Dans le cas du régime ultra-bref, l'énergie est déposée rapidement dans le solide dans l'épaisseur de peau. Sur le schéma, le dépôt est assimilé à un pic de Dirac avec un gradient spatial représenté par une fonction en escalier, cela afin de simplifier la propagation d'ondes. L'augmentation de la température localement entraîne une compression de la zone d'absorption. Cette dernière, en contact avec la zone restée « froide », va s'équilibrer en libérant des ondes de compression au sein du solide. L'extrémité avant, libre, se ramène à pression nulle en générant une détente.

Dans cette configuration, le profil d'onde résultant en sortie de la zone d'absorption est constitué d'une compression suivi d'un état de traction, le processus étant similaire à une interaction longue à bas flux, où l'épaisseur d'absorption est pilotée par conduction [3.21]. La durée totale de la sollicitation en compression correspond au temps de traversée dans l'épaisseur d'absorption de la première détente issue de la face libre, soit $5.e_p/c_0$ (pour l'aluminium à $1.06\mu\text{m}$: 15.5ps) où $5.e_p$ représente l'épaisseur totale d'absorption. Elle est donc a priori indépendante de la durée de l'impulsion, ce qui n'est pas le cas en régime nanoseconde où l'onde de pression a une durée comparable à celle du laser.

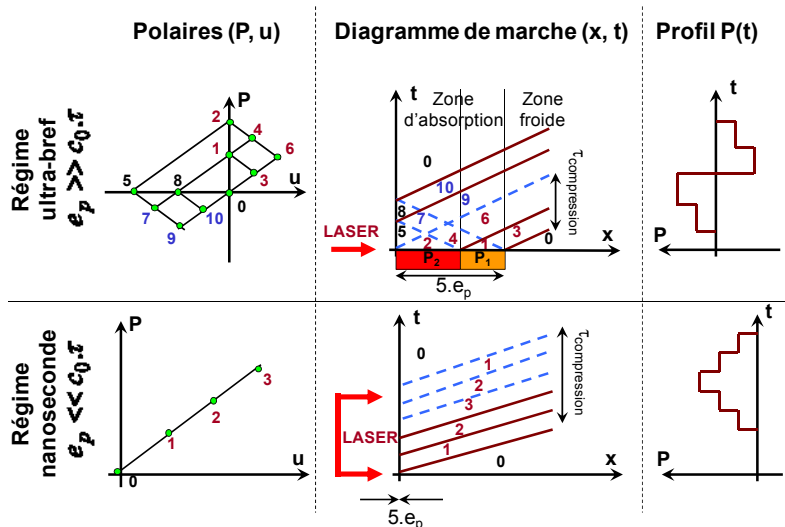


Figure 3.4 – Comparaison des mécanismes simplifiés de génération d'ondes de pression entre régime ultra-bref et nanoseconde.

3.2.2.4 - Récapitulatif :

Le Tableau 3.1 récapitule les principales particularités de l'ILM en régime sub-picoseconde et ses différences fondamentales avec le régime nanoseconde :

LASER	Impulsion sub-picoseconde	Impulsion nanoseconde
Schéma d'interaction		
Interaction prédominante	Laser-solide	Laser-plasma
Absorption de l'énergie	Par les e- de valence dans une épaisseur de peau (~100nm maxi)	Par Bremsstrahlung inverse dans le plasma en expansion (~ 10µm)
Génération de la pression	Par gradient de température élevé suivant la profondeur	Par effet d'action/réaction avec le plasma

Tableau 3.1 – Récapitulatif des caractéristiques de l'interaction laser-matière en régimes femtoseconde et nanoseconde

3.3 – Modélisation numérique de l'ILM :

3.3.1 - Le code d'ILM ESTHER :

Le code ESTHER (EffetS Thermodynamiques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement) est développé par le CEA-DAM de Bruyères le Châtel [3.22]. Il permet de simuler l'interaction d'un rayonnement avec la matière. Le code est Lagrangien monodimensionnel utilisant de nombreuses bases de données des matériaux et ainsi prend en compte de nombreux phénomènes physiques intervenant dans l'interaction laser-matière à l'aide de données tabulées : absorption, transferts radiatifs, conduction, électromagnétisme, diffusion... . Il inclut aussi un modèle à deux températures permettant de représenter la situation de déséquilibre électrons/ions.

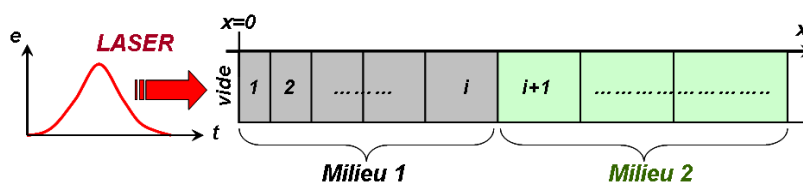


Figure 3.5 – Schéma de principe d'un modèle ESTHER

Ce code permet de traiter des cas monodimensionnels en géométrie cartésienne ou sphérique, mono ou multicouches. Chaque milieu est divisé en mailles, numérotées par ordre croissant de la face irradiée vers la surface libre (Figure 3.5) dans lesquelles le principe de conservation de la masse est respecté. Chaque maille est repérée par la position de ses deux parois ainsi que leurs vitesses, son état est décrit à l'aide des grandeurs thermodynamiques (Energie interne, densité, pression, température). Le chargement laser est effectué sur l'extérieur du maillage. L'utilisation du code repose sur un fichier texte contenant des mots clés auxquels sont en général associées des valeurs numériques correspondant aux paramètres de la simulation.

3.3.2 - Modélisation du dépôt d'énergie :

Pour des impulsions ultra-brèves, le profil temporel de l'énergie laser est composé de l'impulsion principale et accompagné d'un piédestal long de quelques nanosecondes (Figure 3.6). Cet effet non désiré est causé par l'émission spontanée amplifiée (ASE = Amplified Spontaneous Emission). L'ASE est produite par la phosphorescence des cristaux excités par laser pompe dans la chaîne amplificatrice du laser, dont une partie s'ajoute au signal au moment de l'amplification [3.23]. Ce piédestal limite le rapport contraste impulsion/bruit, mesuré pour la chaîne 100TW à 10^{-7} [3.24]. Il peut donc être néfaste pour l'interaction laser-matière ultra-brève, en particulier à haut flux. En effet, le piédestal peut préchauffer la matière et former un pré-plasma similaire au régime nanoseconde qui intercepte alors l'impulsion femtoseconde. Or, dans le cadre de cette étude, la plage d'intensités laser utilisées est modérée ($<5.10^{15}W/cm^2$), le piédestal est alors de l'ordre de $10^8W/cm^2$ au plus, ce qui est inférieur au seuil d'ionisation de la plupart des métaux ($1GW/cm^2$ pour l'Aluminium [3.25]). Dans ce cas, l'effet du piédestal peut-être négligé.

Les impulsions laser incidentes seront donc modélisées par un dépôt d'énergie Gaussien de durée à mi-hauteur τ et d'énergie totale E, rapporté à un flux Φ en puissance déposé sur la surface de la zone irradiée S, assimilée à une zone circulaire de diamètre moyen d (Équation 3.3).

$$\Phi = \frac{E}{S \cdot \tau}$$

Équation 3.3

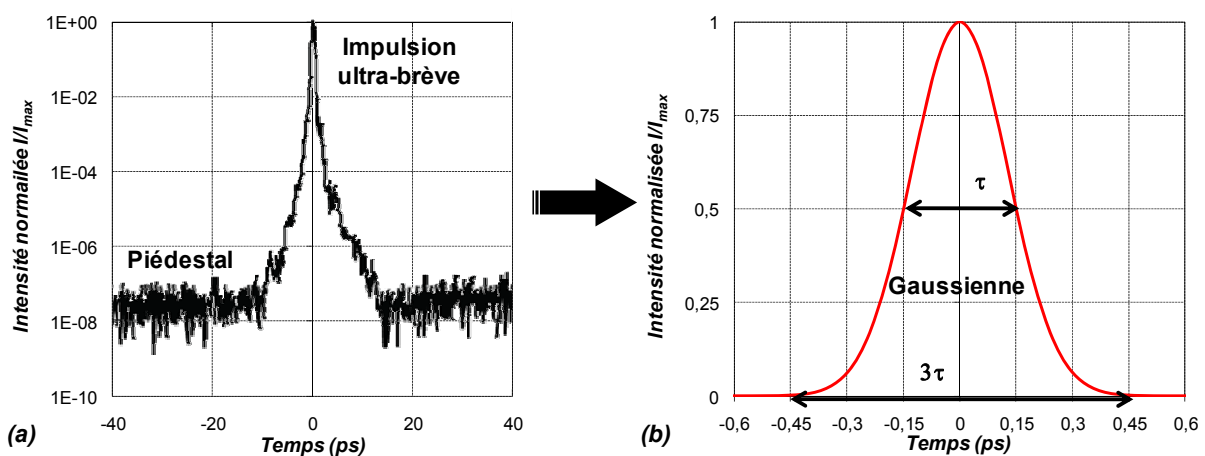


Figure 3.6 - Profil temporel du laser LULI100TW réel [3.24](a) et représentation dans ESTHER (b)

3.3.3 - Equations d'état du matériau disponibles :

Le comportement thermodynamique du milieu est représenté par une équation d'état constitutive. Dans le code ESTHER, il est possible d'utiliser des équations d'états multi-phases de type Bushman-Lomonosov-Fortov (BLF) [3.26] ou SESAME sous formes tabulées. Les lois tabulées sont des représentations approchées de la surface d'état thermodynamique $(P,E,A)=f(\rho,T)$ où P est la pression, E l'énergie interne, A l'énergie libre, ρ la masse volumique et T la température. Elles sont échantillonnées sur un certain nombre de points et interpolées entre. L'intérêt de ces tables est de pouvoir modéliser des phénomènes plus fins que les lois analytiques comme Mie-Grüneisen, tel que les changements de phase qui se traduisent par des irrégularités sur la surface d'état.

3.3.4 - Modèle d'interaction électron/ion à 2 températures :

Nous avons vu plus haut que le phénomène de relaxation électron/ions possède une durée caractéristique de l'ordre de 10ps, non négligeable devant l'impulsion sub-picoseconde. Il s'avère donc nécessaire de développer un modèle distinguant l'énergie électronique de l'énergie du réseau cristallin. Le formalisme utilisé couramment dans ce type de configuration est le modèle à deux températures (M2T) [3.27]. On distingue pour chaque type de particules, à savoir électrons et ions, une température spécifique. En première approximation, on néglige les potentiels électrostatiques des ions du cristal, ce qui revient à considérer que la population d'électrons évolue indépendamment des ions dans le métal.

Pour un modèle classique d'interaction directe (sans distinction ion/électrons), la température d'un élément de matière serait liée à une équation de diffusion ayant la forme ci-dessous (Équation 3.4):

$$C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla K \cdot \nabla T + D(x, y, z, t) \quad \text{Équation 3.4}$$

Où T désigne la température de l'élément de matière, C la capacité calorifique volumique, K le terme de transport ou conductivité thermique qui représente la contribution statistique des collisions. A noter que ces termes dépendent du matériau et de l'état thermodynamique du volume de matière considéré à chaque instant. Enfin, D représente le terme de source d'énergie déposée par unité de temps, soit dans le cas présent l'apport provenant de la source laser.

Concernant le modèle à deux températures, on considère deux équations de diffusion similaires à l'Équation 3.4 et spécifiques à chaque type de particule. Les deux équations sont connectées à l'aide d'un terme de couplage j_T qui représente le transfert statistique d'énergie entre électrons et ions. On obtient ainsi un système différentiel à deux équations (Voir Équation 3.5).

$$\begin{cases} C_e \cdot \frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla K_e \cdot \nabla T_e - j_T + D(z, t) \\ C_i \cdot \frac{\partial T_i}{\partial t} = \nabla K_i \cdot \nabla T_i + j_T \end{cases} \quad \text{Équation 3.5}$$

On retrouve ainsi les grandeurs relatives à chaque type de particule indexées par « e » pour les électrons et par « i » pour les ions.

Seuls les électrons absorbent l'énergie source provenant de l'impulsion laser, d'où l'absence de terme source D dans l'équation de diffusion de la température ionique. Ainsi, le système permet de représenter le phénomène du transfert de l'énergie apportée aux électrons D vers les ions via le terme de couplage liant les deux équations de diffusion.

- *Remarque* : Les capacités et conductivités sont dépendantes des deux températures. Il est possible de les exprimer en fonction de T_e et T_i de manière approchée à l'aide de calculs statistiques.

En pratique, le terme de diffusion j_T est interpolé linéairement et prend la forme ci-dessous (Équation 3.6) :

$$j_T = \gamma \cdot (T_e - T_i) \quad \text{Équation 3.6}$$

Le coefficient de couplage γ s'exprime en $W.K^{-1}$. Sa valeur pour l'aluminium est de $\gamma_{Al}=3.10^7 W.K^{-1}$. Finalement, le système d'équations du M2T peut s'écrire sous la forme monodimensionnelle ci-dessous (Voir Équation 3.7) :

$$\begin{cases} C_e \cdot \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial K_e}{\partial z} \cdot \frac{\partial T_e}{\partial z} - \gamma \cdot (T_e - T_i) + D(z, t) \\ C_i \cdot \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial K_i}{\partial z} \cdot \frac{\partial T_i}{\partial z} + \gamma \cdot (T_e - T_i) \end{cases} \quad \text{Équation 3.7}$$

Cette version du M2T est celle implantée dans ESTHER. En pratique, le système est appliqué à chaque maille et les données nécessaires à sa résolution (K_x et C_x) sont extraites de bases de données tabulées en fonction de l'état thermodynamique.

Le calcul de la pression découle directement de l'équation d'état (EOS). Dans notre cas, la forme générale de l'EOS est exprimée à l'aide du potentiel thermodynamique de l'énergie libre F dépendant de la température et du volume spécifique $v=1/\rho$ et qui s'écrit sous la forme de trois contributions (Voir Équation 3.8) :

$$F(v, T) = F_c(v, T) + F_i(v, T) + F_e(v, T) \quad \text{Équation 3.8}$$

Où F_c est la contribution dite « froide », soit la contribution élastique théorique à $T=0K$, F_a la contribution thermique par cœur ionique et enfin, F_e la contribution électronique. A partir de ce potentiel, on peut en déduire la pression totale donnée par l'Équation 3.9 :

$$P^{tot} = \left. \frac{\partial F(v, T)}{\partial v} \right|_T = P_c(N_e, N_i) + P_i(N_i, T_i) + P_e(N_e, T_e) \quad \text{Équation 3.9}$$

La pression, tout comme l'énergie libre, est la somme des trois contributions citées ci-dessus. N_i et N_e représentent respectivement les densités ionique et électronique en nombre d'entités par volume/maille. La pression totale peut s'écrire encore en tenant compte de la pression électronique à T_i :

$$P^{tot} (T_e \neq T_i) = P_e(T_e) - P_e(T_i) + P_i(T_i) \quad \text{Équation 3.10}$$

3.4 – Caractérisation numérique de la sollicitation mécanique équivalente :

Après avoir défini les principaux mécanismes de l'ILM ultra-brève et présenté les modèles associés, nous cherchons maintenant à quantifier la sollicitation mécanique qui en résulte en fonction des principaux paramètres du laser incident, à savoir son flux Φ , sa durée à mi-hauteur τ ainsi que sa longueur d'onde λ . Nous nous intéresserons aussi à l'épaisseur de matière ablatée ainsi qu'à l'influence des modèles utilisés afin de caractériser la contribution des phénomènes associés.

3.4.1 - Définition du profil de pression équivalent :

Avant toutes choses, il est important de fixer une convention permettant d'évaluer la sollicitation mécanique sans ambiguïtés, mais aussi pour pouvoir comparer les résultats dans différentes configurations laser. En effet, pour une simulation d'ILM donnée, il est possible d'extraire autant de profils de pression temporels que d'éléments composant le modèle. A titre d'exemple, la Figure 3.7 représente les profils temporels obtenus à différentes profondeurs dans le matériau. On remarque que l'amplitude et la durée de l'onde de pression varient beaucoup d'une courbe à l'autre. Nous verrons par la suite que l'étalement de l'onde associé à la décroissance de la pression maximale sont principalement causés par de l'amortissement hydrodynamique.

D'autre part, la profondeur du profil choisi doit tenir compte des changements de phases et des effets thermiques s'opérant lors de l'ILM. On prendra soin de choisir le profil sur une position en retrait de la zone subissant l'ILM de manière à obtenir une sollicitation purement mécanique. En effet, dans le cas contraire, le chargement serait de nature thermomécanique et la donnée seule du profil temporel de pression ne suffirait pas à restituer les effets de l'ILM. Pour estimer une profondeur de relevé convenable, on utilise une représentation spatiale de la masse volumique en fin d'interaction. La Figure 3.8 présente un exemple de relevés de masse volumique à différents instants pour la simulation correspondant aux profils de la Figure 3.7, et en particulier la courbe rouge qui représente son évolution spatiale finale. Dans ce cas, les profils de pression pourront être considérés valides dans la zone du milieu restée solide, soit à gauche de la verticale orange en pointillés.

Dans les études qui suivent, nous ferons toujours en sorte de choisir une profondeur unique qui satisfasse ce critère dans la gamme de flux étudiés. Cela implique aussi la caractérisation de l'épaisseur ablatée en fonction de la sollicitation.

3.4.2 - Influence des modèles constitutifs du milieu irradié:

3.4.2.1 - Influence de l'équation d'état :

Dans un premier temps, nous nous intéressons à l'influence du choix de l'équation d'état tabulée, à savoir SESAME et BLF. Pour cela, nous avons comparé dans le cas d'une irradiation femtoseconde sur aluminium l'évolution de la masse volumique au cours du temps pour les deux équations d'état afin d'observer les changements d'états et l'ablation résultant de l'ILM. Les résultats pour l'EOS BLF correspondent aux courbes de la Figure 3.8. Le graphique équivalent pour l'équation SESAME de l'aluminium 3720 se trouve sur la Figure 3.9.

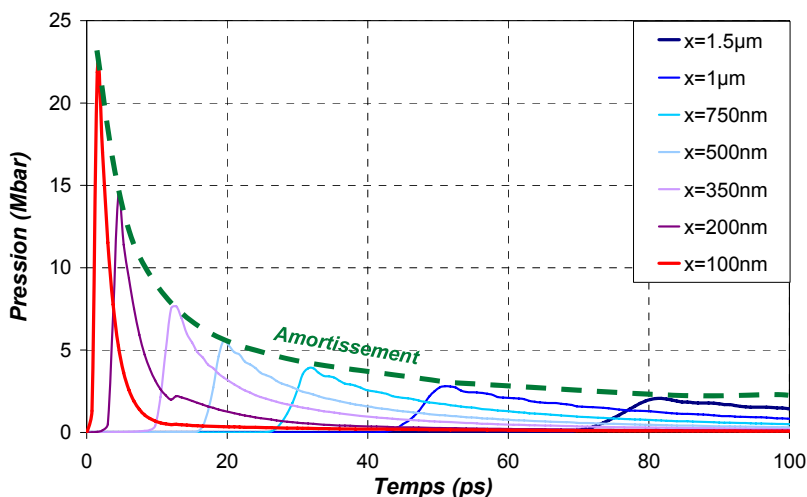


Figure 3.7 - Evolution de la pression au cours du temps à différentes profondeurs (Laser : $\tau=300fs$; $\Phi=0.6PW/cm^2$; $\lambda=1.06\mu m$ - Cible : Aluminium BLF)

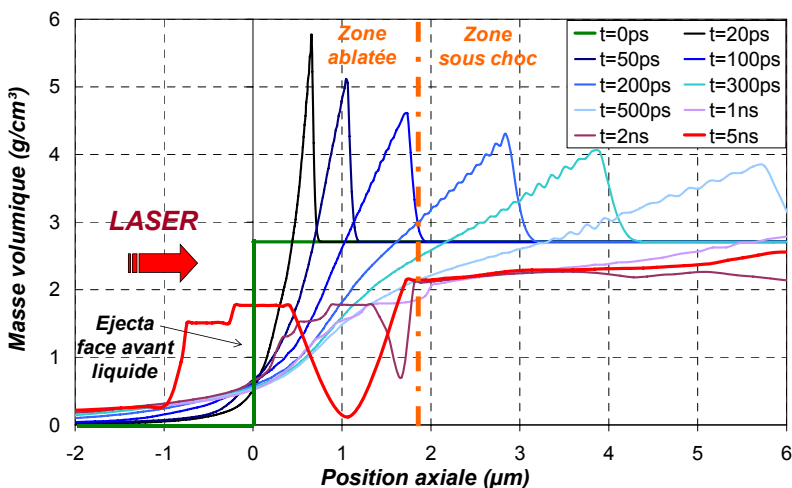


Figure 3.8 - Evolution de la masse volumique à différents instants en fonction de la profondeur (Laser : $\tau=300fs$; $\Phi=0.6PW/cm^2$; $\lambda=1.06\mu m$ - Cible : Aluminium BLF)

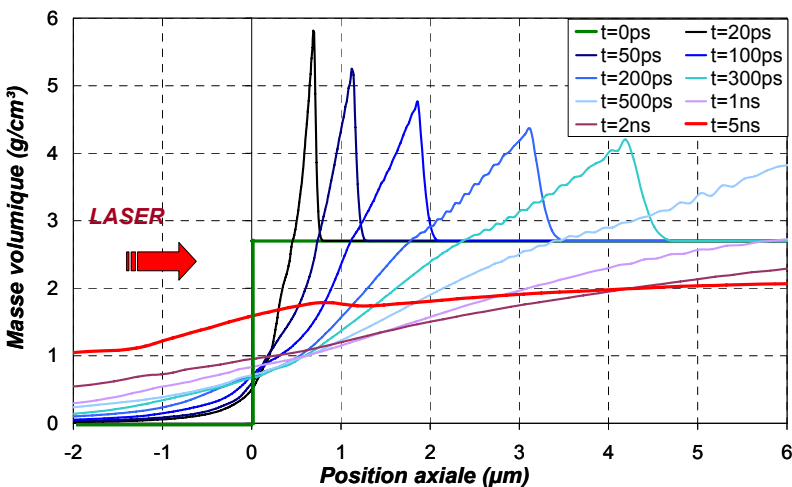


Figure 3.9 - Evolution de la masse volumique à différents instants en fonction de la profondeur (Laser : $\tau=300fs$; $\Phi=0.6PW/cm^2$; $\lambda=1.06\mu m$ - Cible : Aluminium SESAME)

Le comportement face au laser est similaire jusqu'à 500ps sur les graphiques de masses volumiques. Des différences sont toutefois visibles à des instants ultérieurs : pour la simulation BLF, on remarque lors de la détente l'apparition d'un palier liquide de densité 1.75g/cm^3 qui se démarque progressivement de la cible en reculant en direction du laser. Cette zone, dont l'épaisseur est de l'ordre du micron, semble correspondre aux gouttelettes observées expérimentalement. L'épaisseur de matière ablatée, clairement visible (ligne pointillée verticale orange), est de $1.7\mu\text{m}$ environ, ce qui est en accord avec les travaux effectués à ce sujet [3.28]. En revanche, dans la modélisation SESAME, aucun palier liquide n'est présent et l'éjection de matière est progressive. Aussi, l'épaisseur ablatée est difficile à distinguer. Ces différences peuvent être expliquées par les propriétés des deux EOS : en effet, le formalisme BLF permet de décrire les paliers de fusion, ce qui n'est pas le cas de SESAME. Des travaux montrent aussi que la description SESAME convient mieux à la description des plasmas, alors que BLF est plus adaptée à la description du solide [3.29]. En outre, les données BLF tabulées sont plus précises que SESAME dans ESTHER et plus adaptées à la gamme de masses volumiques étudiées comme le montre le Tableau 3.2.

Ces différences d'EOS se traduisent sur le profil de chargement équivalent. Nous avons comparé les profils de pression obtenus à une profondeur de $2\mu\text{m}$ (Voir Figure 3.10). Les allures rappelant des profils de Taylor [3.30] sont similaires, mais l'amplitude maximale relevée est plus grande pour SESAME que BLF. Au vu de ces résultats, nous conserverons donc le formalisme BLF par la suite qui décrit plus finement les changements de phases, et en particulier le palier de fusion.

<i>Table ESTHER</i>	<i>SESAME</i>		<i>BLF</i>	
<i>Entrées</i>	ρ (g/cm^3)	T (K)	ρ (g/cm^3)	T (K)
<i>Valeurs minimales</i>	2.7×10^{-5}	72.5	1×10^{-6}	100
<i>Valeurs maximales</i>	5.4×10^4	1.16×10^9	13.55	1×10^7
<i>Echantillonnages</i>	111	78	217	200

Tableau 3.2 - Plages et échantillonnage des données tabulées pour les EOS SESAME et BLF de l'aluminium dans ESTHER

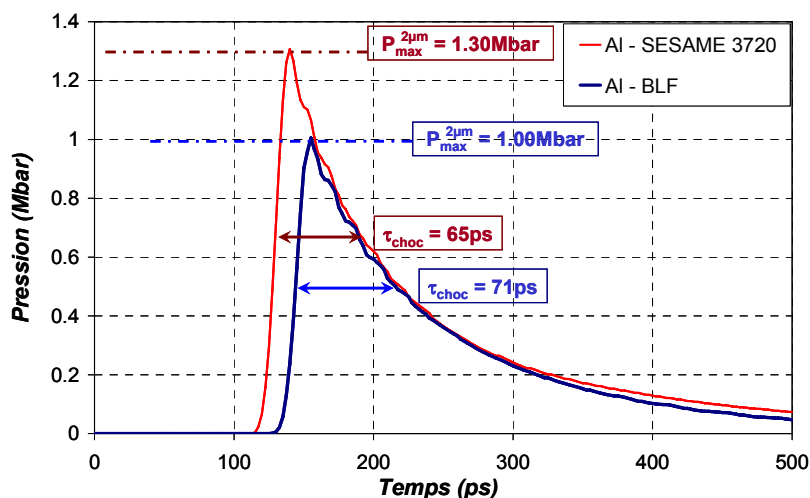


Figure 3.10 - Profils temporels de pression à une profondeur de $x=2\mu\text{m}$ pour deux EOS distinctes (Laser : $\tau=300\text{fs}$; $\Phi=0.6\text{PW/cm}^2$; $\lambda=1.06\mu\text{m}$ - Cible : Aluminium)

3.4.2.2 - Influence du modèle à 2 Températures :

Le modèle à 2 températures permet de rendre compte de l'état de déséquilibre électrons-ions au cours de l'ILM. Les profils de pression de la Figure 3.11 montrent la contribution du M2T par comparaison avec le modèle d'interaction directe pour des irradiations laser de durées différentes. Certaines ont été choisies de manière à correspondre aux lasers utilisés dans leur gamme de flux respectifs : (b) \Leftrightarrow LOA ; (c) \Leftrightarrow LULI 100TW et (f) \Leftrightarrow LULI2000.

Les sollicitations mécaniques équivalentes montrent une influence non négligeable pour des lasers de durée d'impulsion inférieure ou du même ordre que le temps de thermalisation, soit 10ps environ (a, b, c et d). Pour les impulsions les plus brèves (<100fs), la pression maximale obtenue est inférieure avec le M2T à celle sans. Cette tendance s'inverse pour des lasers intermédiaires (de 100fs à quelques dizaines de ps) et s'estompe avec une augmentation de la durée d'impulsion. Dans le cas des impulsions longues (à partir de 100ps), le modèle n'a aucune influence sur le profil de pression (e et f).

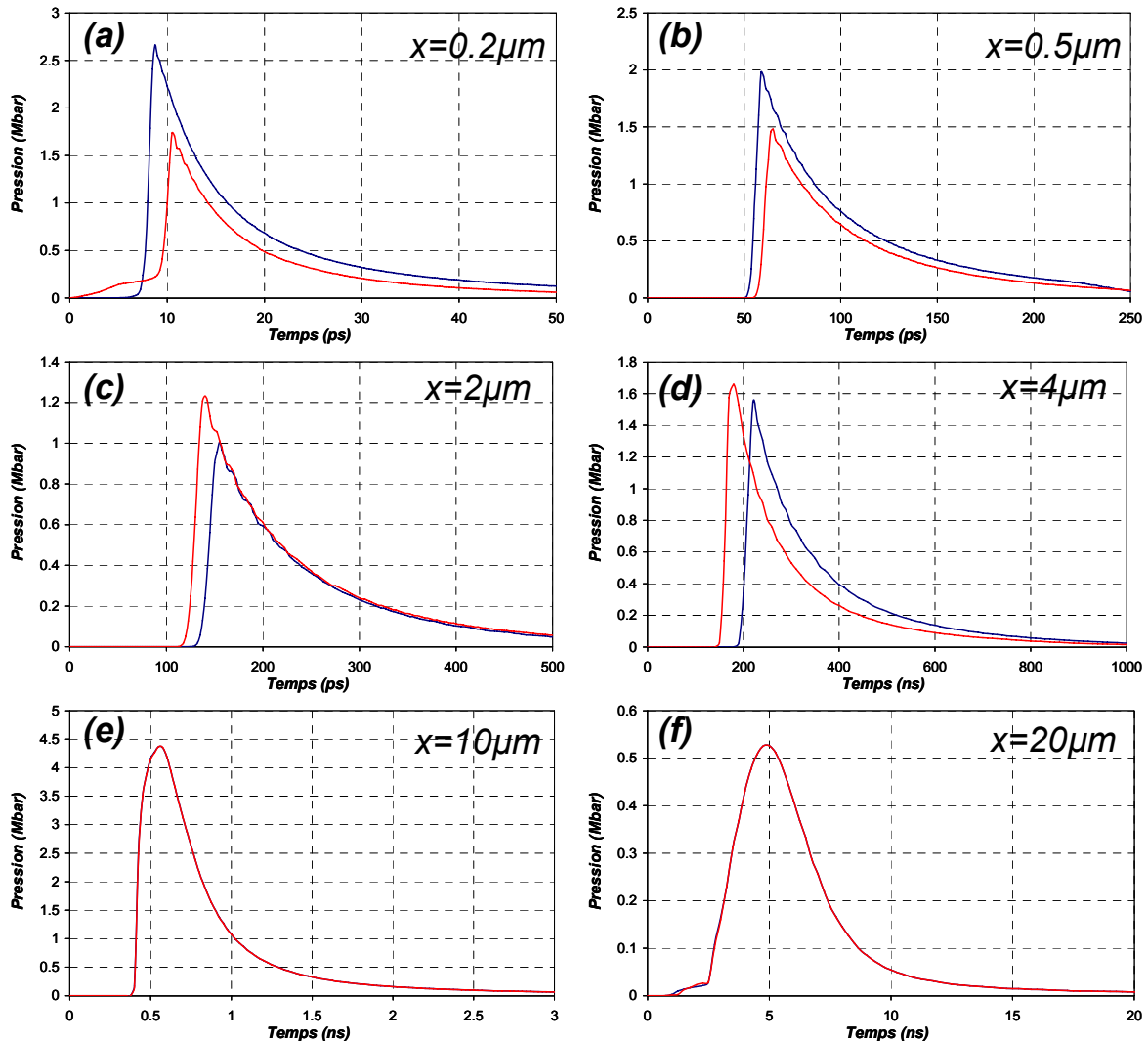


Figure 3.11 - Profils temporels de pression à une profondeur x avec des lasers de différentes durées τ pour de l'Aluminium BLF - avec M2T (en rouge) et sans M2T (en bleu)

(a) \Leftrightarrow Laser : $\tau=3\text{fs}$; $\Phi=6\text{PW}/\text{cm}^2$; $\lambda=1.06\mu\text{m}$ - (b) \Leftrightarrow Laser LOA : $\tau=30\text{fs}$; $\Phi=0.6\text{PW}/\text{cm}^2$; $\lambda=0.81\mu\text{m}$
 (c) \Leftrightarrow Laser 100TW : $\tau=300\text{fs}$ $\Phi=0.6\text{PW}/\text{cm}^2$ $\lambda=1.06\mu\text{m}$ - (d) \Leftrightarrow Laser : $\tau=30\text{ps}$ $\Phi=20\text{TW}/\text{cm}^2$ $\lambda=1.06\mu\text{m}$
 (e) \Leftrightarrow Laser : $\tau=300\text{ps}$ $\Phi=20\text{TW}/\text{cm}^2$ $\lambda=1.06\mu\text{m}$ - (f) \Leftrightarrow Laser LULI2000 $\tau=3\text{ns}$ $\Phi=2\text{TW}/\text{cm}^2$ $\lambda=1.06\mu\text{m}$

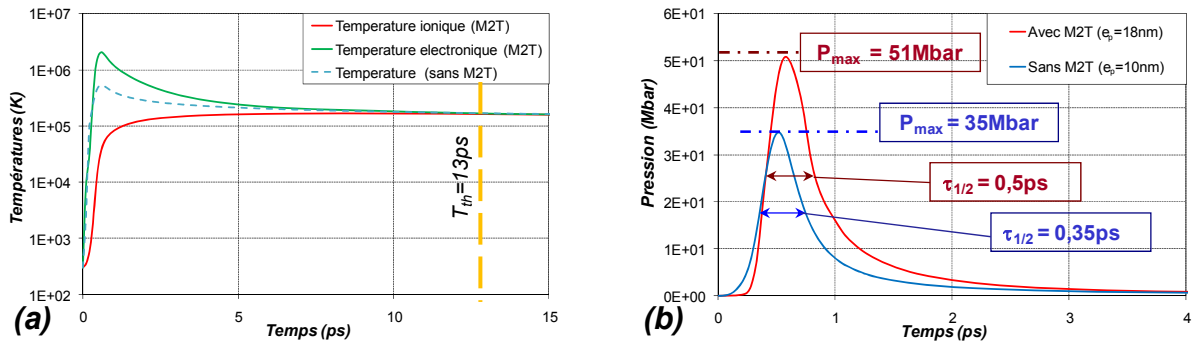


Figure 3.12 - Evolution temporelle des températures (a) et des pressions (b) dans l'épaisseur d'absorption (Laser : $\tau=300fs$; $\Phi=0.6PW/cm^2$; $\lambda=1.06\mu m$ - Cible : Aluminium)

Ces différences de comportement en fonction de la durée de sollicitation ont pour origine l'évolution aux premiers instants de la température (ou de la pression) dans l'épaisseur de peau de la face irradiée. Les graphiques de la Figure 3.12 présentent une comparaison de la température et pression obtenue durant l'irradiation avec ou sans M2T pour des cas équivalents aux sources 100TW et LULI2000. Les pressions ont été relevées dans chaque cas à la profondeur de pression extrême, permettant d'estimer l'épaisseur d'absorption de l'énergie laser e_p .

Dans le cas de la source femtoseconde, les effets de la thermalisation électron/ion, i.e. la durée nécessaire à équilibrer T_e la température électronique et T_i la température du réseau cristallin, altèrent la durée du profil de pression totale P et changent notablement son amplitude. L'élargissement temporel à l'application du M2T est principalement dû à l'augmentation de l'épaisseur d'absorption, quasiment doublée par l'équilibrage thermique électron/ion. Les différences observées s'accroissent sur les profils relevés en aval de la cible ; elles sont dues à la propagation de l'onde de pression et son amortissement dans les premiers microns.

Inversement, la relaxation du déséquilibre électron/ion est quasi-instantanée à l'échelle de la nanoseconde ; l'interaction peut donc être raisonnablement considérée comme directe. Cela est confirmé par l'invariance des résultats en activant ou non le M2T dans ce régime.

3.4.2.3 - Influence des effets radiatifs :

Les effets radiatifs issus de l'ILM (Rayons X, électrons rapides, plasma...etc.) agissent en particulier à haut flux. La prise en compte du transfert radiatif nécessite la donnée d'opacités et d'émissivités spectrales. Les opacités et émissivités utilisées dans ESTHER sont calculées par le code NOHEL sous forme tabulée [3.31]. Nous avons donc testé l'influence du rayonnement par comparaison les résultats obtenus sur une irradiation LULI100TW modélisant ou non les transferts radiatifs à différents flux dans la gamme utilisée (Voir Figure 3.13). Les profils obtenus sont quasi-identiques deux à deux pour tous les flux testés. Par exemple, dans le cas le plus extrême de $6PW/cm^2$, supérieur au plus haut flux expérimental, on observera une différence de pression maximale de seulement 0.02Mbar entre les deux simulations. Nous ne prendrons donc pas en compte les effets radiatifs par la suite car négligeables dans la gamme de flux utilisée.

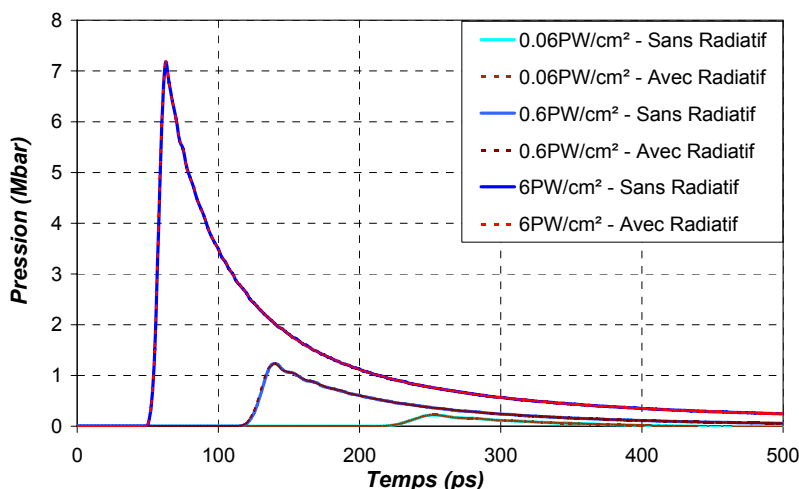


Figure 3.13 - Profils temporels de pression à une profondeur de $x=2\mu\text{m}$ avec/sans transferts radiatifs à différents flux (Laser : $\tau=300\text{fs}$; $\lambda=1.06\mu\text{m}$ - Cible : Aluminium BLF)

3.4.2.4 - Influence du matériau :

Nous avons enfin testé l'effet d'un changement de matériau sur le profil mécanique équivalent. La Figure 3.14 représente l'évolution de la pression pour plusieurs métaux simples (Aluminium, Tantale et Or) soumis à la même irradiation laser, dans ce cas LULI100TW à $0.6\text{PW}/\text{cm}^2$. L'amplitude du pic de pression, son instant d'apparition et sa durée à mi-hauteur varient d'un matériau à un autre en fonction de ses propriétés. La position du pic dans le temps dépend en particulier de la vitesse du son dans le matériau, plus élevée pour l'aluminium que pour l'or et le tantale. La pression maximale observée dépend de nombreux facteurs, tel que l'impédance acoustique du matériau, son absorption de l'énergie incidente, ses propriétés thermodynamiques ... etc. Toutefois, on observe que l'allure des profils, triangulaire, est globalement la même dans chacun des cas.

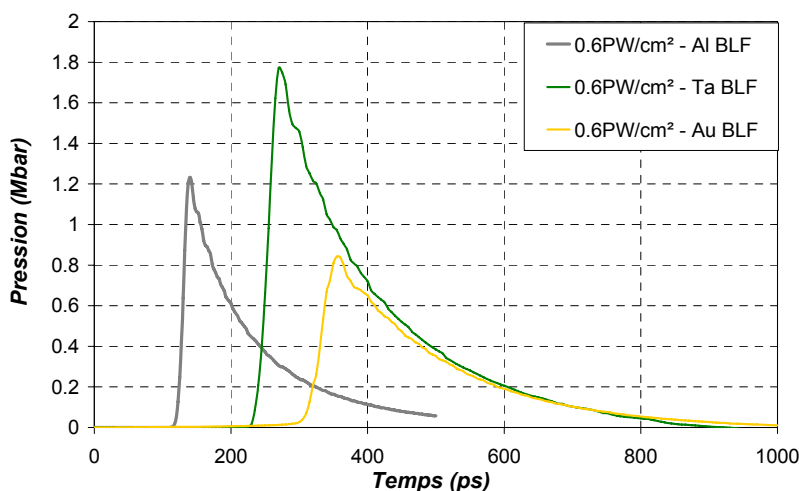


Figure 3.14 - Profils temporels de pression à une profondeur de $x=2\mu\text{m}$ pour plusieurs matériaux (Laser LULI 100TW : $\tau=300\text{fs}$; $\Phi=0.6\text{PW}/\text{cm}^2$; $\lambda=1.06\mu\text{m}$; Matériaux BLF avec M2T)

3.4.3 - Etude en fonction des paramètres d'entrée du laser :

3.4.3.1 - Evolution en fonction du flux Φ :

Dans un premier temps, on s'intéresse à l'évolution du profil équivalent en fonction du flux laser incident. Pour cela, nous avons observé à une profondeur x les principaux paramètres du profil, à savoir sa pression maximale notée $P_{\max}^{x\mu m}(\Phi)$, sa durée à mi-hauteur $\tau_{1/2}^{x\mu m}(\Phi)$, et l'épaisseur de matière ablatée $\varepsilon_{ab}(\Phi)$. La Figure 3.15 présente un exemple de relevés de profils obtenus à $2\mu m$ de profondeur pour une irradiation correspondant à la source 100TW à différents flux dans de l'aluminium.

On remarque que la forme du profil, triangulaire, est invariante de l'intensité laser incidente. A partir de telles courbes, il est possible de déduire l'amplitude du pic et sa largeur à mi-hauteur. Les résultats sont reportés sur les graphiques de la Figure 3.16 à différentes profondeurs. A titre comparatif, nous avons aussi placé les résultats obtenus dans l'épaisseur de peau de la face irradiée, là où la pression est extrême.

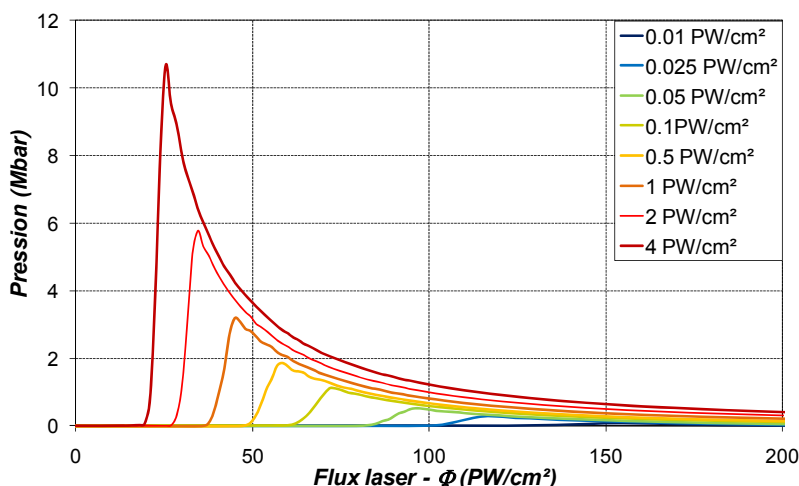


Figure 3.15 - Profils temporels de pression à différents flux Φ à profondeur $x=0.5\mu m$ (Laser LULI 100TW : $\tau=300fs$; $\lambda=1.06\mu m$; Aluminium BLF avec M2T)

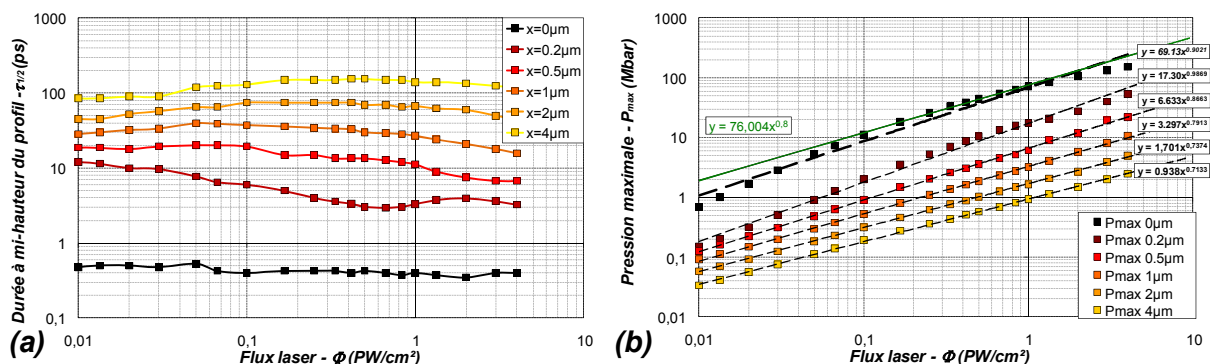


Figure 3.16 - Evolution de la durée à mi-hauteur $\tau_{1/2}$ (a) et de la pression maximale P_{\max} (b) du profil de pression en fonction du flux Φ à différentes profondeurs x (Laser LULI 100TW : $\tau=300fs$; $\lambda=1.06\mu m$; Aluminium BLF avec M2T)

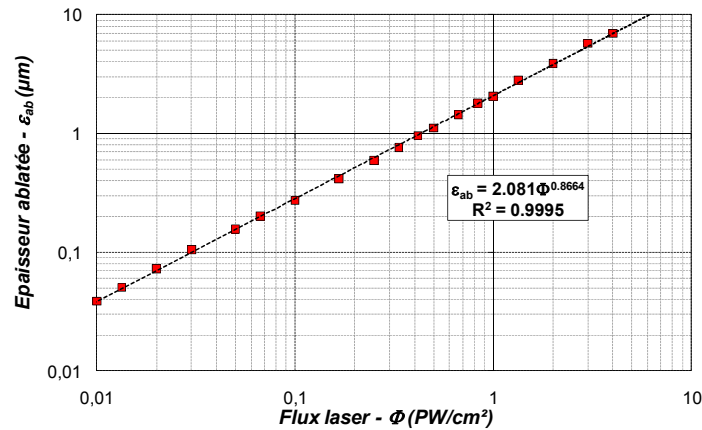


Figure 3.17 – Simulation avec ESTHER de l'épaisseur de cible ablatée par l'ILM en fonction du flux (Laser : LULI100TW ; $\tau=300fs$; $\lambda=1.06\mu m$ - Cible : Aluminium BLF avec M2T)

Concernant la durée des profils équivalents $\tau_{1/2}^{x\mu m}$ (Voir Figure 3.16(a)), on remarque qu'elle augmente fortement en fonction de l'épaisseur parcourue par l'onde de choc, variant de plus de deux décades sur une propagation d'un micron. En revanche, elle varie peu dans la gamme de puissances laser utilisées. Cette évolution est due à l'amortissement rapide de l'onde ultra-brève générée sur la face avant et s'accompagne d'une forte diminution de la pression maximale (Voir Figure 3.16(b)) pour un flux donné. La variation de l'amplitude à une épaisseur donnée avec le flux s'identifie à une loi en puissance (Équation 3.11).

$$P_{\max}^{x\mu m}(\Phi) = A.\Phi^n \quad \text{à } \tau, \lambda \text{ fixés} \quad \text{Équation 3.11}$$

Dans le cas particulier de la pression maximale en face irradiée, on remarque qu'elle coïncide avec la loi Pression/Flux empirique de Grün [3.32] pour l'aluminium, couramment utilisée pour les lasers nanoseconde (en vert sur la Figure 3.16(b)).

La connaissance de l'épaisseur ablatée par ILM permet de délimiter la partie restée solide, et donc d'assurer le caractère purement mécanique de la sollicitation. Cette dernière évolue avec le flux de la même manière que la pression, c'est-à-dire en puissance (Figure 3.17). Ainsi, pour une source laser donnée (c.-à-d. à τ et λ fixés), il est possible de caractériser la pression maximale de la sollicitation à profondeur fixée, ainsi que la matière ablatée, les deux grandeurs pouvant être ramenées à des lois en puissance.

3.4.3.2 - Evolution en fonction de la durée d'impulsion laser τ :

Les résultats précédents ont montré l'importance de la durée d'impulsion laser τ dans l'ILM. Un des faits les plus remarquables réside dans la durée à mi-hauteur du profil équivalent. Pour des irradiations ultra-brèves, les durées à mi-hauteur des profils relevés à des profondeurs de $1\mu m$ sont supérieures à la durée caractéristique du laser d'un facteur 100 (Voir Figure 3.16(a)). Un tel élargissement n'a jamais été observé avec des impulsions nanosecondes où la valeur est très proche de la durée à mi-hauteur du laser, même à des profondeurs plus grandes [3.32]. Le graphe (f) de la Figure 3.11 confirme cela avec une durée de profil à mi-hauteur $\tau_{1/2}=\tau=3ns$ à $20\mu m$ de profondeur. Les graphiques de la Figure 3.18 mettent en évidence ce phénomène avec le tracé des rapports $\tau_{1/2}/\tau$ et $P_{\max}^{1\mu m} / P_{\max}^{Grün}$ en fonction de la durée d'impulsion.

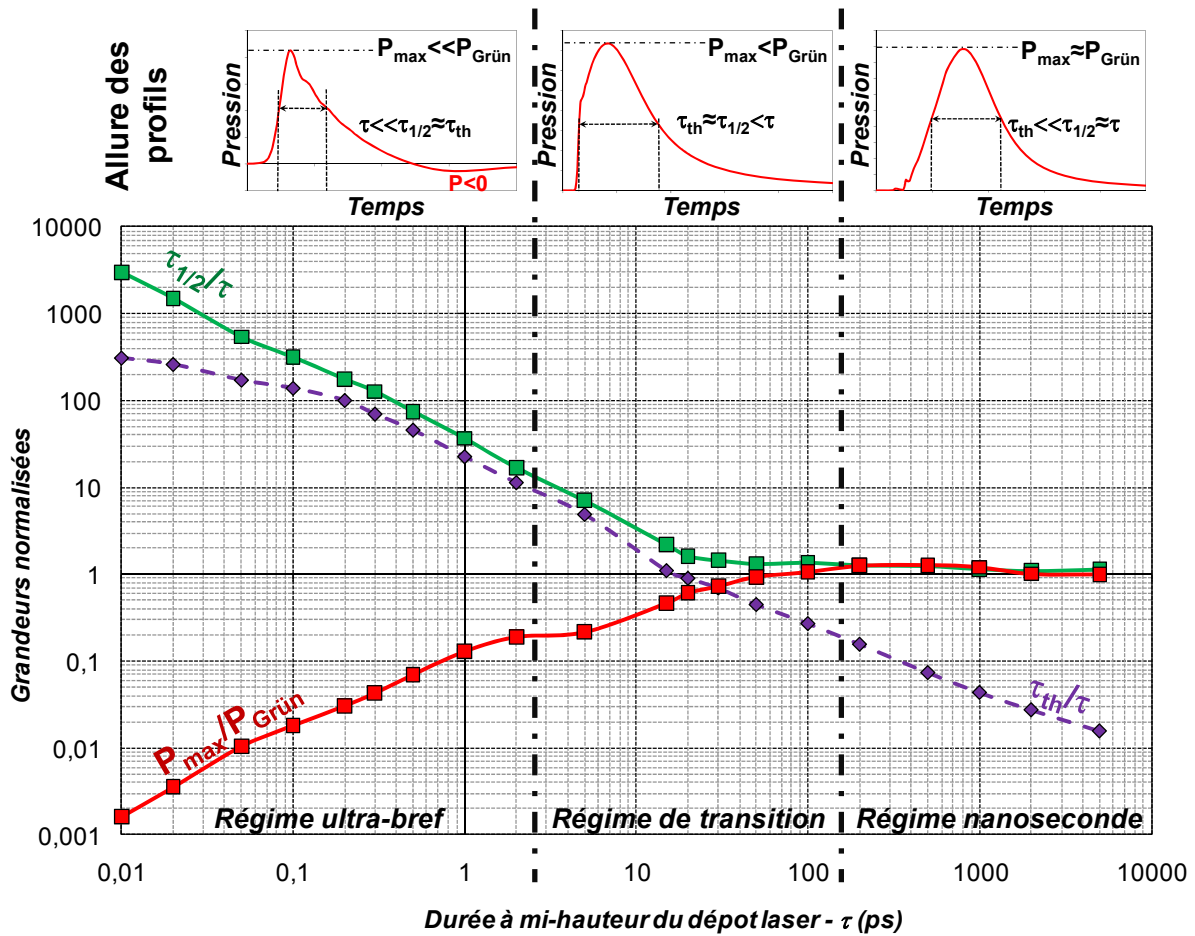


Figure 3.18 - Evolution des rapports de durée $\tau_{1/2}/\tau$, de pression maximale $P_{max}/P_{Grün}$ et de durée de thermalisation τ_{th}/τ de profils équivalents en fonction de la durée à mi-hauteur du laser τ à profondeur $x=1\mu\text{m}$ (Laser : $\Phi=50\text{TW}/\text{cm}^2$; $\lambda=1.06\mu\text{m}$; Aluminium BLF avec M2T)

L'évolution de ces rapports permet de discerner trois régimes :

- Le régime nanoseconde où la durée de profil correspond à la durée du laser et la pression maximale est en accord avec la loi empirique de Grün.
- Le régime ultra-bref : Il s'étend jusqu'à la picoseconde. La durée du profil équivalent à une profondeur donnée est invariant de la durée d'irradiation ce qui est en accord avec le processus de génération d'onde de pression en régime ultra-bref (pour $x=1\mu\text{m}$: $\tau_{1/2}=30\text{ps}$). La pression maximale se situe bien en dessous de celle prédite par la relation de Grün.
- Le régime de transition, situé de la dizaine jusqu'à quelques centaines de picosecondes, correspond à la zone de regroupement des deux cas précédents. Dans ce cas, la durée de thermalisation est comparable à la durée de l'irradiation.

La durée d'impulsion a aussi une influence sur la forme du profil. Le profil nanoseconde a une forme Gaussienne quasi-identique au profil d'entrée, tandis que le profil ultra-bref est quasi-triangulaire. La différence de formes s'explique en observant le profil de la zone intermédiaire : celui-ci est composé d'un front de choc partiel, puis d'une forme semi-Gaussienne avec une détente effilée. Ainsi, dans le régime nanoseconde, on a affaire à une rampe de compression n'ayant pas encore formé un choc. A l'opposé, dans le cas ultra-bref, la compression, à l'origine très raide, a donné

naissance au choc quasi-instantanément et l'étalement de la détente, tout aussi immédiat, érode rapidement l'amplitude de la compression. Cet amortissement, aussi aidé par la diffusion spatiale progressive de l'énergie par relaxation électron-ion, sont à l'origine de l'écart important entre la durée de l'irradiation et celle du profil de pression résultant.

On notera aussi la présence d'une zone de tension successive au chargement en compression, observée en particulier pour les impulsions les plus brèves et/ou à bas flux. L'apparition de cet état correspond au mécanisme de génération d'onde de pression de type laser-solide décrit au paragraphe 3.2.2.3, à cela près qu'il a été fortement amorti suivant l'épaisseur de propagation x . Cet effet de traction ne se produit pas en régime nanoseconde puisque l'ILM se fait principalement avec le plasma.

3.4.3.3 - Evolution en fonction de la longueur d'onde du laser :

Chaque laser utilisé possède une longueur d'onde caractéristique propre. Par exemple les installations du LULI sont à $\lambda=1.06\mu\text{m}$, alors que la source LOA se situe à $\lambda=0.8\mu\text{m}$. La longueur d'onde du laser influe sur l'ILM et en particulier les propriétés optiques du milieu (réflectivité, absorption) [3.34]. Les résultats suivants montrent ainsi l'effet d'un tel changement sur le profil obtenu, tous autres paramètres identiques, afin de mettre en évidence le rendement de la conversion énergie laser incidente/pression. L'étude a été effectuée pour des impulsions de durée identiques aux installations citées ci-dessus.

On remarque que dans tous les cas, la longueur d'onde n'affecte pas la durée du profil (Figure 3.19(a)) à une profondeur donnée, mais uniquement la pression maximale (Figure 3.19(b)) qui diminue globalement lorsque λ augmente. On observe la présence d'une légère bosse suivie d'une chute notable en entrant dans l'infrarouge pour les impulsions ultra-brèves. La décroissance en régime nanoseconde n'a pas la même allure, ce qui s'explique par le changement de mode d'ILM en fonction de la durée d'impulsion. Elle peut être assimilée à une loi en puissance, en accord avec les lois flux/pression théoriques dans ce régime [3.35][3.36].

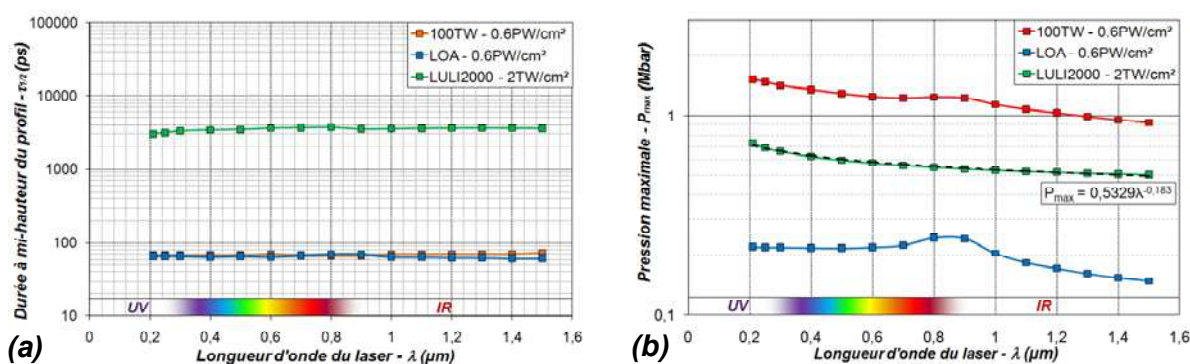


Figure 3.19 - Evolution de la durée à mi-hauteur $\tau_{1/2}$ (a) et de la pression maximale P_{max} (b) du profil de pression en fonction de la longueur d'onde du laser λ à une profondeur $x=2\mu\text{m}$ (Lasers : LOA : $\tau=30\text{fs}$ - LULI 100TW : $\tau=300\text{fs}$ - LULI2000 : $\tau=3\text{ns}$; Aluminium BLF avec M2T)

3.5 – Bilan - Etablissement d'un profil de pression normalisé :

L'étude de l'interaction laser-matière a mis en évidence les spécificités du régime ultra-bref par comparaison au régime nanoseconde. En particulier, cette différence fondamentale se traduit sur la génération des impulsions mécaniques équivalente sur les formes de profils, leurs durées caractéristiques et leurs amplitudes. Les calculs effectués en régime fs montrent que l'allure du profil est quasi-invariante de la durée laser initiale. De ce constat, il est possible de mettre au point des profils de pression normalisés en temps et pression propre à chaque source laser. La Figure 3.20 présente les profils normalisés des lasers femtoseconde LOA et LULI 100TW, ainsi que celui du LULI2000 en régime nanoseconde. On retrouve la différence d'allure attribuée à l'influence de la durée d'impulsion laser, qui équivaut à une accélération du processus formation/amortissement du choc lorsque la durée diminue. Les amplitudes en pression sont exprimables à l'aide d'une relation flux/pression en puissance pour chaque source. La durée du profil pourra être supposée constante sur la gamme d'intensités spécifique à un laser car elle varie lentement avec le flux. Les données de normalisations permettant de caractériser le profil de chaque source sont données pour l'Aluminium et le Tantale (Figure 3.21 et Tableau 3.3). Dans le cas de la source 100TW, les normalisations provenant de modèles d'interaction directe sont fournies en vis-à-vis de ceux obtenus avec M2T pour l'aluminium, dans le but d'étudier la validité du modèle par comparaison aux résultats expérimentaux.

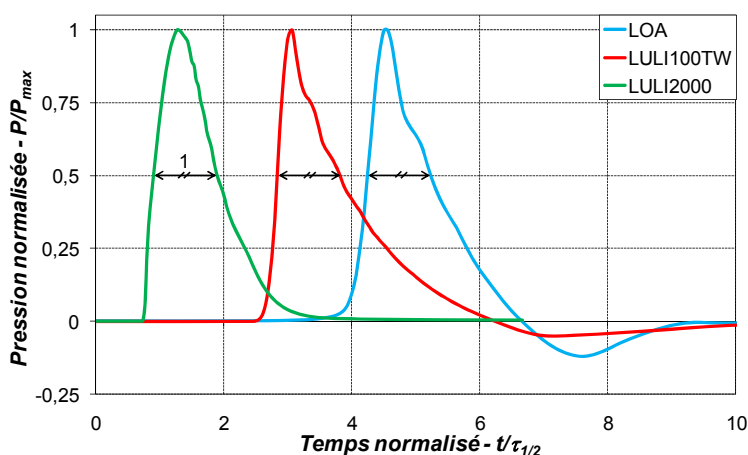


Figure 3.20 – Profils équivalents de pression normalisés

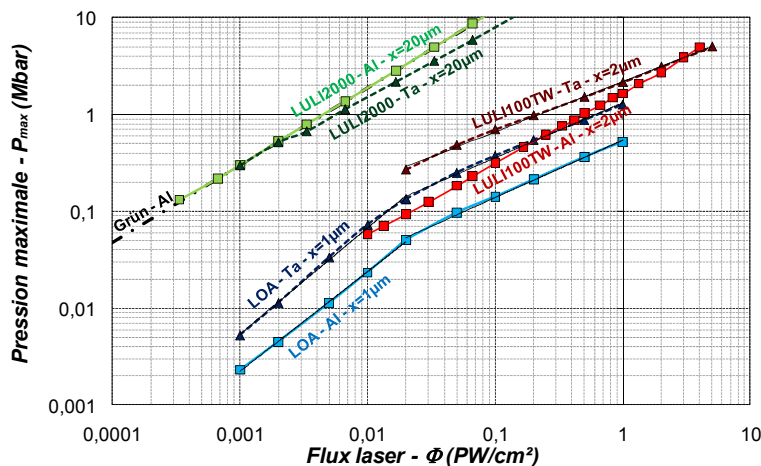


Figure 3.21 – Lois de pression maximale/flux de différentes sources laser (Aluminium et Tantale)

Laser, Durée mi-hauteur longueur d'onde	Matériau (modèles)	Profondeur	Durée à mi-hauteur normalisée	Pression maximale °		Epaisseur ablatée °		Gamme de validité en flux laser (W/cm ²)
				$P_{\max}^{x,\mu m} = A.\Phi^n$	$\varepsilon_{ab}^{x,\mu m}(\Phi) = B.\Phi^m$	$\varepsilon_{ab}^{x,\mu m}(\Phi) = B.\Phi^m$	$\varepsilon_{ab}^{x,\mu m}(\Phi) = B.\Phi^m$	
		x	$\tau_{1/2} / \tau$	A	n	B	m	
LOA $\tau=30fs$ $\lambda=0.8\mu m$	Al (BLF-M2T)	1 μm	1075	2.72	1	$\varepsilon_{ab} \rightarrow 0\mu m$		[10 ¹¹ ; 10 ¹³]
				0.54	0.61	0.29	0.56	[2.10 ¹³ ; 10 ¹⁵]
	Ta (BLF-M2T)	1 μm	1640	10.6	1	$\varepsilon_{ab} \rightarrow 0\mu m$		[10 ¹¹ ; 10 ¹³]
				1.32	0.57	0.36	0.57	[2.10 ¹³ ; 10 ¹⁵]
LULI100TW $\tau=300fs$ $\lambda=1.06\mu m$	Al (BLF)	2 μm	210	0.98	0.54	0.48	0.66	[10 ¹³ ; 5.10 ¹⁵]
	Al (BLF-M2T)	2 μm	230	1.70	0.74	2.08	0.87	[10 ¹³ ; 5.10 ¹⁵]
	Ta (BLF-M2T)	2 μm	350	2.18	0.52	0.36	0.57	[10 ¹³ ; 5.10 ¹⁵]
LULI2000 $\tau=3ns$ $\lambda=1.06\mu m$	Al (BLF)	20 μm	1.2	75.0	0.8	18.5	0.28	[10 ¹¹ ; 2.10 ¹⁴]
	Ta (BLF)	20 μm	1.25	40.8	0.8	8.77	0.22	[10 ¹¹ ; 2.10 ¹⁴]

Tableau 3.3 - Récapitulatif des caractéristiques des profils équivalents de différentes sources laser pour l'Aluminium et le Tantale obtenus par simulation numérique avec le code ESTHER

3.6 - Références bibliographiques du Chapitre 3 :

- [3.1] A. Ng, D. Parfeniuk and L. DaSilva, « Hugoniot Measurements for Laser-Generated Shock Waves in Aluminum », *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2604, (1985).
- [3.2] A. Benuzzi, M. Koenig, J. Krishnan et al, « Dynamics of laser produced shocks in foam-solid targets », *Phys. Plasmas*, **5(8)** 2827 (1998).
- [3.3] G. Huser, « Equation d'état du fer comprimé par choc laser », Thèse de l'Ecole Polytechnique, (2004).
- [3.4] J. Gattacceca, M. Boustie, E. Lima et al, « Unraveling the simultaneous shock magnetization and demagnetization of rocks », *Phys. Earth Planet. Inter.*, **182(1-2)** 42, (2010).
- [3.5] G. Petite, « Mécanismes fondamentaux de l'ablation laser femtoseconde en flux intermédiaire », dans « *Lasers et Technologies Femtosecondes* », Edité par Marc Sentis, Olivier Utéza, Publications de l'Université de Saint-Etienne, France, ISBN 978-2-86272-383-9, (2005).
- [3.6] N.W. Ashcroft and N.D. Mermin, « Physique des Solides », EDP Sciences – Les Ulis, ISBN 2-86883-577-5, (2002).
- [3.7] D. Fisher, M. Fraenkel, Z. Henis et al, « Interband and intraband (Drude) contributions to femtosecond laser absorption in aluminum », *Phys. Rev. E*, **65** 016409, (2001).
- [3.8] W. Rozmus and V.T. Tikhonchuk, « Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas », *Phys. Rev. A*, **42(12)**, **7401** (1990).

° Les coefficients indiqués dans la table sont utilisables en exprimant les pressions en Mbar, les flux laser en PW/cm² et les épaisseurs en μm .

- [3.9] E.G. Gamaly, A.V. Rode, B. Luther-Davies et al, « Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics », *Phys. Plasmas*, **9** 949, (2002).
- [3.10] H. Kurz, « Fundamentals of picosecond and femtosecond laser solid interactions », *In proceedings of the Material Research Society Symposium*, **74** 3, (1987).
- [3.11] B. Rethfeld, A. Kaiser, M. Vicanek et al, « Microscopical dynamics in solids absorbing a subpicosecond laser pulse », *in proceedings of the SPIE : the International Society for Optical Engineering*, **4065** 356, (2000).
- [3.12] R.W. Schoenlein, W.Z. Lin, J.G. Fujimoto et al, « Femtosecond studies of non-equilibrium electronic processes in metals », *Phys. Rev. Lett.*, **58** 1680, (1987).
- [3.13] H.E. Elsayed-Ali, T.B. Norris, M.A. Pessot et al, « Time-Resolved Nonequilibrium Electron-Energy Distribution in Subpicosecond Laser-Heated Gold Films », *Phys. Rev. Lett.*, **68** 2834, (1992).
- [3.14] A. Ng, P. Celliers, G. Xu et al, « Electron-ion equilibrium in a strongly coupled plasma », *Phys. Rev. E*, **52** 4299, (1995).
- [3.15] P. Celliers and A. Ng, « Optical probing of hot expanded states produced by shock release », *Phys. Rev. E* **47**, p3547-3565, (1993).
- [3.16] A. Miotello and R. Kelly, « Laser-induced phase explosion: new physical problems when a condensed phase approaches the thermodynamic critical temperature », *Appl. Surf. Sci.*, **109** 15, (1997).
- [3.17] J.-P. Colombier, P. Combis, R. Stoian et al, « High shock release in ultrafast laser irradiated metals: Scenario for material ejection », *Phys. Rev B*, **75** 104105, (2007).
- [3.18] M.M. Martynuyk, « Vaporization and boiling of liquid metal in an exploding wire », *Sov. Phys Tech. Phys.*, **19** 793, (1974).
- [3.19] F. Vidal, T.W. Johnson, O. Barthelemy, M. Chaker, B. Le Drogoff, J. Margot, M. Sabsabi, « Critical-point phase separation in laser ablation of conductors », *Phys. Rev. Lett.*, **86** 2573, (2001).
- [3.20] B. Sallé, « Etude de l'interaction laser-matériau appliquée à l'analyse élémentaire des solides », *Thèse de l'Université d'Orléans*, (1999).
- [3.21] J.-P. Romain, F. Bonneau, G. Dayma et al, « Pressure measurements and an analytical model for laser-generated shock waves in solids at low irradiance », *J. Phys. Condens. Matter*, **14** 10793, (2002).
- [3.22] J.-P. Colombier, P. Combis, F. Bonneau et al, « Hydrodynamic simulations of metal ablation by femtosecond laser irradiation », *Phys. Rev. B*, **71** 99, (2005).
- [3.23] C. Sauteret, « L'installation 100TW », *Rapport d'activités LULI 2004*, (2004).
- [3.24] P. Antici, J. Fuchs, E. d'Humières et al, « Laser acceleration of high-energy protons in variable density plasmas », *New J. Phys.*, **11** 023038, (2009).
- [3.25] L. Berthe, A. Sollier, P. Peyre et al, Etude de l'interaction laser-matière en régime de Confinement par eau : étude du plasma confiné », *Rapport d'activités du LULI*, **62**, (1999).
- [3.26] A.V. Bushman, I.V. Lomonosov and V.E. Fortov, « Model of wide-range equations of state for matter under conditions of high energy density », *Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys.*, **E 47** 3547, (1993).
- [3.27] M.I. Kaganov, I.M. Lifshitz and L.V. Tanatarov, « Relaxation between electrons and the crystalline lattice », *Sov. Phys. JETP*, **4** 173, (1957).
- [3.28] J.-P. Colombier, « Théorie et simulation de l'interaction des impulsions laser ultracourtes à flux modéré avec un solide métallique », *Thèse de l'université Jean-Monnet de Saint-Etienne*, (2005).
- [3.29] A. Mancic, J. Robiche, P. Antici et al, « Isochoric heating of solids by laser-accelerated protons: Experimental characterization and self-consistent hydrodynamic modeling », *High Energy Density Phys.*, **6** 21, (2010).
- [3.30] S.G.C. Taylor, « The formation of a blast wave by a very intense explosion. I. Theoretical discussion », *in Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, **201** 159, (1950).

- [3.31] C. Bowen, A. Decoster, C.J. Fontes et al, « Review of the NLTE emissivities code comparison virtual workshop », *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **81(1-4)** 71, (2003).
- [3.32] J. Grün, R. Decoste, B. H. Ripin et al., « Characteristics of ablation plasma from planar, laser-driven targets », *Appl. Phys. Lett.*, **39 (7)** 545, (1981).
- [3.33] S. Couturier, T. de Rességuier, M. Hallouin et al, « Shock profile induced by short laser pulses », *J. Appl. Phys.*, **79** 9338, (1996).
- [3.34] E.D. Palik, « Handbook of optical constants of solids II », *Edited by E.D Palik, Academic Press*, ISBN 0-125-44422-2, (1998),
- [3.35] R. Fabbro, B. Faral, J. Virmont et al., « Experimental study of ablation pressures and target velocities obtained in 0.26 μm wavelength laser experiments in planar geometry », *Phys. Fluid.*, **28(11)** 3414, (1985).
- [3.36] H. Motz, « The Physics of Laser Fusion », *Edited by Academic Press, London*, ISBN 0-125-09350-0, (1979).

Chapitre 4

Propagation d'une onde de choc ultra-brève et Endommagement par écaillage

Sommaire

4.1 - Introduction.....	21
4.2 - Propagation & atténuation d'une onde de choc.....	21
4.2.1 - Le phénomène d'amortissement hydrodynamique	21
4.2.1.1 - Propagation d'un choc impulsif.....	21
4.2.1.2 - Recherche de similarité liée à la propagation des ondes de choc :	21
4.2.1.3 - Equation analytique de l'amortissement.....	21
4.2.1.4 - Amortissement et vitesse de surface libre.....	21
4.2.1.5 - Bilan	21
4.2.2 - Etude numérique de l'amortissement ultra-bref :	21
4.2.2.1 - Amortissement en régime femtoseconde.....	21
4.2.2.1 - Modélisation sous SHYLAC	21
4.2.2.2 - Influence du profil temporel de chargement sur l'amortissement.....	21
4.2.2.3 - Influence de la loi de comportement du matériau sur l'amortissement.....	21
4.2.3 - Comparaison Expérience/Numérique.....	21
4.3 - Etude macroscopique de l'écaillage en régime ultra-bref.....	21
4.3.1 - Endommagement et durée de sollicitation	21
4.3.1.1 - Phénoménologie de l'endommagement [4.12].....	21
4.3.1.2 - Influence de l'endommagement sur le signal VISAR	21
4.3.1.3 - Faciès de rupture en fonction de la durée de choc	21
4.3.2 - Modélisation de l'endommagement ductile.....	21
4.3.2.1 - Critères passifs.....	21
4.3.2.2 - Critères actifs.....	21
4.3.2.3 - Choix d'un critère d'endommagement.....	21
4.3.3 - Optimisation du modèle d'endommagement de Kanel.....	21
4.3.3.1 - Influence des paramètres de Kanel sur la vitesse de surface libre	21
4.3.3.2 - Critères d'optimisation et Fonctions d'erreurs	21

Chapitre 4 - Propagation d'une onde de choc ultra-brève et Endommagement par écaillage

4.3.3.3 - Optimisation numérique de la fonction erreur totale	21
4.3.3.4 - Résultats du dimensionnement pour l'aluminium :	21
4.3.4 - Variation des paramètres de Kanel avec le type de sollicitation	21
4.3.5 - Validation Expérience/Numérique de l'épaisseur d'écaillage.....	21
4.4 - Bilan - Vers des écailles sub-micrométriques ?.....	21
4.5 - Références bibliographiques du Chapitre 4 :	21

4.1 - Introduction

Dans cette partie, nous allons étudier le devenir de l'onde de compression générée par interaction laser-matière au cours de sa propagation dans la cible, puis l'endommagement par écaillage consécutif à sa réflexion sur la surface libre. Comme les tirs étaient effectués en utilisant des cibles très fines devant le diamètre de la zone irradiée, l'ensemble de l'étude sera fait en supposant un comportement monodimensionnel des phénomènes sur l'axe central du chargement laser.

Nous étudierons le comportement de l'onde durant sa propagation, et en particulier son atténuation dont l'influence a été identifiée sur la vitesse de surface libre expérimentale lors du Chapitre 2. Une étude analytique nous permettra d'expliquer dans un premier temps les causes d'un tel amortissement en dégagant les facteurs y contribuant. Les résultats obtenus seront comparés à des modes de sollicitation plus longs à l'aide d'une approche par similitude spatio-temporelle, et ce afin d'en déduire une généralisation de l'atténuation du choc.

Nous nous intéresserons ensuite au processus d'écaillage qui dépend des caractéristiques de l'onde de traction après réflexion de l'onde de choc sur la surface libre. Les études précédentes ayant montré l'aptitude du modèle d'endommagement de Kanel à restituer les résultats expérimentaux obtenus en régime nanoseconde [4.1][4.2], nous prolongeons ici son évaluation dans le cadre des régimes sub-pico-seconde. Nous étudierons d'abord l'influence des paramètres sur les résultats observables tels que la vitesse de surface libre pour ensuite l'appliquer au régime ultra-bref. Enfin, nous généraliserons le modèle choisi à d'autres types de sollicitations impliquant de l'endommagement dynamique (lasers nanoseconde, impact de plaques, ...), se distinguant par la vitesse de déformation.

Dans chaque étape, les données analytiques et numériques seront comparées aux résultats expérimentaux autant que possible afin de valider les modèles utilisés.

4.2 - Propagation & atténuation d'une onde de choc

4.2.1 - Le phénomène d'amortissement hydrodynamique

4.2.1.1 - Propagation d'un choc impulsif

Lorsqu'un milieu solide est sollicité à son extrémité par une onde de compression, celle-ci se propage au sein du matériau et son profil se modifie au cours de sa propagation.

Le front de choc, assimilable à une discontinuité, se déplace à une vitesse D_{01} qui dépend de l'amplitude du choc P_1 , en accord avec la théorie des chocs développée dans l'Annexe A. Au contraire, une détente, supposée suivre un comportement isentropique se propage à la vitesse du son du matériau $C(P)$. L'allure de l'onde de choc dépend principalement de la propagation du front et du faisceau de détente le suivant ainsi que leurs interactions. L'utilisation du diagramme de marche ($x-t$) permet de suivre cette évolution comme présenté Figure 4.1.

On sollicite un milieu semi-infini avec un créneau de pression de durée τ et d'amplitude $P_{\max}=P_1$. La compression donne naissance à un choc et met en vitesse la face chargée à U_1 . La fin du chargement ($t=t_0=\tau$) crée le faisceau de détente. Ces dernières, entraînées par la vitesse matérielle après choc, seront plus rapides que le choc lui-même. La détente s'étale, finit par rattraper le choc à $t=t_3$. A ce moment, les détentes rencontrant le choc réduisent progressivement sa pression, et sa vitesse de propagation : il s'agit du phénomène d'amortissement hydrodynamique [4.3][4.4]. Ses effets sur la pression de choc et la forme du profil peuvent être observées en extrayant l'évolution de la pression en fonction de la position axiale x à différents instants comme illustré sur la Figure 4.2.

Le profil de pression est initialement carré. Alors que le choc se propage par l'avancement d'une discontinuité, le faisceau de détente se déploie à cause de la distribution de sa vitesse de propagation avec la pression à $C(P)+U(P)$, U étant la vitesse matérielle du milieu traversé par la détente. Cela a pour effet de déformer le profil progressivement vers une forme triangulaire. La durée de maintien à pression maximale de chargement diminue jusqu'à un instant critique t_c qui correspond au recouvrement du choc par la première détente. Cette conjonction se produit à une profondeur critique associée x_c .

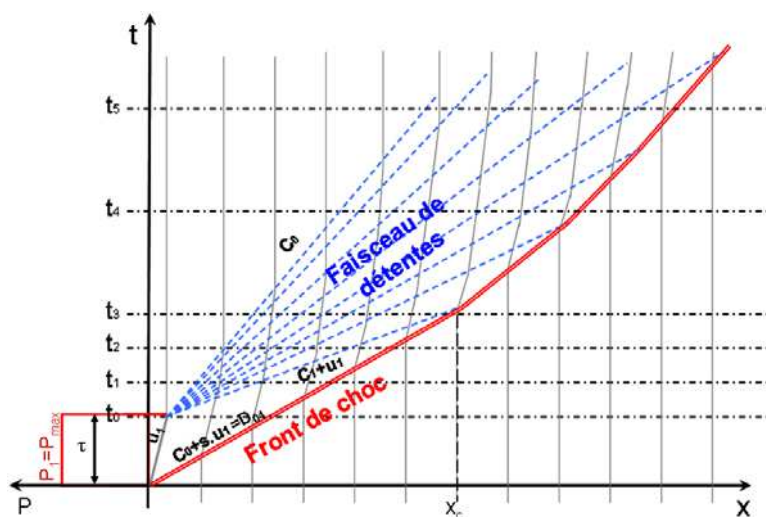


Figure 4.1 - Diagramme de marche schématisant la propagation d'une onde de choc créée à partir d'un chargement en créneau

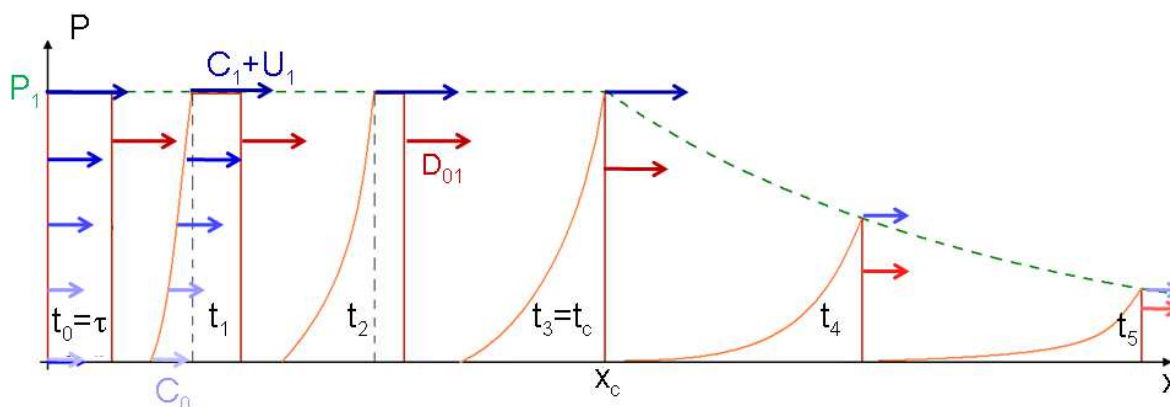


Figure 4.2 - Schéma de profils de pression spatiaux d'une onde de choc soumise à de l'amortissement correspondant au diagramme de marche de la Figure 4.1

Les coordonnées du point critique peuvent être déduites à l'aide de l'Équation 4.1 valable pour un profil de pression en créneau [4.5]:

$$\left\{ \begin{array}{l} x_c = \frac{C_1 D_{01} \tau}{u_1 + C_1 - D_{01}} \\ t_c = \frac{x_c}{D_{01}} \end{array} \right. \quad \text{Équation 4.1}$$

Au-delà de ce point, l'amortissement de l'onde débute et la pression maximale de l'onde diminue au fur et à mesure que l'onde s'étale globalement dans l'espace. Pour de grandes distances de propagation, l'amortissement devient très important et l'amplitude très affaiblie, faisant tendre la propagation vers un régime d'onde acoustique.

- Remarque: Le point critique de début d'amortissement dépend aussi du profil d'entrée. Plus le profil est pointu au sommet, plus la distance x_c sera faible. Ainsi, le créneau est le profil qui maximise la distance critique.

4.2.1.2 - Recherche de similarité liée à la propagation des ondes de choc :

Nous avons vu dans le premier chapitre que différents générateurs de choc pouvaient être mis en comparaison directe à l'aide d'une réduction d'échelle, notamment avec l'exemple de l'impact météoritique qui pouvait être modélisé en laboratoire à l'aide de choc lasers, méthode permettant d'obtenir des pressions comparables, mais à des échelles spatio-temporelles réduites. L'objectif de ce paragraphe est donc de formaliser des invariances de similitude sur la propagation d'une onde de choc afin de pouvoir comparer les résultats obtenus en régime femtoseconde avec des sollicitations plus longues. Aussi, cette démarche permet de regrouper les solutions semblables à un rapport de similitude près. Ces groupes de solutions sont identifiables avec un ou des « invariant(s) », une fonction telle que sa valeur soit identique pour toute solution du même groupe de similarité. Une telle approche permet de diminuer le nombre de degrés de liberté (le nombre de paramètres à prendre en compte) en retranchant le nombre de similitudes trouvées car chaque invariant équivaut à une relation entre les paramètres [4.7]. A titre d'exemple concret, on peut citer le nombre de Reynolds en mécanique des fluides permet de fixer des classes d'écoulement de laminaire à turbulent.

Concernant le problème complexe de la propagation d'ondes de choc dans les solides, il s'agit de trouver une similitude partielle permettant de limiter les études. Une méthode pour trouver les invariants consiste à adimensionner la formulation du problème, dans ce cas précis les équations de propagation des ondes régissant l'amortissement, dépend de nombreux paramètres séparables en deux classes :

- Les paramètres de chargement : Son amplitude maximale en pression (P_{max}), sa durée caractéristique (τ) et son profil temporel ($F_t(t)$).
- La cible : Son épaisseur (L), le matériau (EOS, Loi de comportement, ...)

L'Équation 4.2 constitue une représentation générale des caractéristiques de choc et détente. Les coordonnées indexées par a correspondent au point dont est issu l'onde. U représente la célérité de l'onde (U_s pour un choc ; $C+U_p$ pour une détente).

$$\boxed{\frac{x - x_a}{t - t_a} = U}$$

Équation 4.2

Il s'agit de normaliser le temps, la position axiale et la vitesse de propagation par leurs grandeurs caractéristiques, respectivement la durée initiale du choc τ , une distance de propagation caractéristique x_L (pour une cible finie son épaisseur L) et la vitesse du son de référence C_0 . On obtient l'Équation 4.3 :

$$\boxed{\frac{x^* - x_a^*}{t^* - t_a^*} = \left(\frac{x_L}{C_0 \cdot \tau} \right) M_u}$$

Équation 4.3

Les grandeurs sous étoile sont les coordonnées normalisées par leurs grandeurs caractéristiques :

$$\boxed{x^* = x / x_L \text{ et } t^* = t / \tau}$$

Équation 4.4

M_u représente le nombre de Mach de l'onde, soit le rapport de sa célérité par la vitesse du son C_0 . Par convention, on supposera que le nombre de Mach de référence du problème M est celui du front de choc avant amortissement, noté M^{\max} :

$$\boxed{M_u = U / C_0 \text{ et } M^{\max} = D_{01} / C_0}$$

Équation 4.5

Concrètement, cette opération revient à faire une homothétie du diagramme de marche. On remarque alors qu'il y aura invariance d'échelle lorsque la forme du chargement et son amplitude est inchangée, le matériau est le même et à rapport $(x_L / C_0 \cdot \tau)$ égal.

Prenons un exemple concret :

Si deux cibles d'aluminium (1) et (2) sont chargées par un profil en créneau de 100kbar, l'un avec une durée de τ_1 , l'autre avec une durée $\tau_2 = n \cdot \tau_1$: la pression suite au choc à un point x_{L1} pour (1) sera identique à la pression de choc vue en $x_{L2} = n \cdot x_{L1}$ pour le cas (2). De plus leurs diagrammes de marche (x^*, t^*) normalisés par x_{Li} et τ_i seront identiques.

Ainsi on a défini une classe de solutions définie par l'invariant \mathfrak{R}_1 ci-dessous ramenant la distance parcourue par le choc x_L à l'épaisseur spatiale d'une onde acoustique de durée τ :

$$\boxed{\mathfrak{R}_1 = \frac{x_L}{C_0 \cdot \tau}}$$

Équation 4.6

Ce nombre permet notamment d'intégrer les effets de durée de sollicitation relativement à la longueur caractéristique du problème. A partir de cet invariant, il est possible de classifier le régime de propagation d'onde en fonction de la distance parcourue par le choc en le comparant à une valeur critique \mathfrak{R}_{1c} de l'invariant qui correspond au démarrage de l'amortissement :

$$\boxed{\mathfrak{R}_{1c} = \frac{x_c}{C_0 \cdot \tau} = \frac{D_{01} \cdot C_1}{C_0 (U_1 + C_1 - D_{01})}}$$

Équation 4.7

- Si $R_1 < R_{1c}$: L'amortissement n'a pas démarré : la pression en ce point est de P_{\max} .
- Si $R_1 > R_{1c}$: L'onde de choc est atténuée : $P < P_{\max}$.

Cette valeur critique dépend de l'ensemble des paramètres du problème. La Figure 4.3 montre l'évolution de R_{1c} en fonction de la pression d'un chargement en créneau pour plusieurs matériaux dans le cadre du solide hydrodynamique (ρ_0, s, C_0) et de l'approximation de l'Hugoniot unique valable jusqu'à des amplitudes de quelques Mbar afin de faciliter le calcul de la vitesse du son (Voir Annexe A) :

De manière générale, le rapport R_{1c} , et donc la distance critique d'amortissement à t fixé, sont très grands pour des pressions faibles, puis diminuent avec la pression jusqu'à un minimum dont la position varie avec le matériau.

Les courbes obtenues pour plusieurs matériaux hydrodynamiques sont semblables, à un décalage horizontal près, mettant en évidence un comportement généralisable du matériau via une nouvelle similitude. L'invariant relatif à la pression et au matériau peut être trouvé en s'aidant de l'expression réciproque de la polaire de choc (Équation 4.8). :

$$U_{\max} = \frac{C_0}{2s} \left(\sqrt{1 + \frac{4sP_{\max}}{\rho_0 \cdot C_0^2}} - 1 \right) \quad \text{Équation 4.8}$$

De là on peut extraire le rapport adimensionnel noté R_p^{\max} (Voir Équation 4.9).

$$\mathfrak{R}_p^{\max} = \frac{s \cdot P_{\max}}{\rho_0 \cdot C_0^2} \quad \text{Équation 4.9}$$

Il s'agit d'un coefficient sans dimension rapportant la pression de choc maximale au module de compressibilité acoustique du matériau $K = \rho_0 C_0^2$.

En traçant les courbes précédentes de R_{1c} en fonction de ce rapport (Figure 4.4), on remarque que les courbes se superposent, généralisant le comportement du rapport d'amortissement critique indépendamment du matériau^a.

Ainsi R_p^{\max} est un deuxième invariant de similitude liant l'amplitude de chargement aux propriétés du matériau.

• **Remarque :** L'invariant R_p^{\max} relatif à la pression du choc est directement en relation avec le nombre de Mach M de ce dernier, toujours dans le cas du matériau hydrodynamique :

$$\mathfrak{R}_p^{\max} = \left(M^{\max} - \frac{1}{2} \right)^2 - \frac{1}{4} \quad \text{Équation 4.10}$$

Cela signifie que le nombre de Mach M est aussi un invariant qui peut représenter la même similitude que R_p^{\max} , mais relativement à la vitesse de propagation du choc.

^a La similitude est exacte pour le cas hydrodynamique + Hugoniot unique, mais ne sera que approchée pour des lois de comportement plus complexes. Toutefois ce rapport pourra servir de référence au même titre que les autres invariants pour comparer la réponse en fonction du matériau.

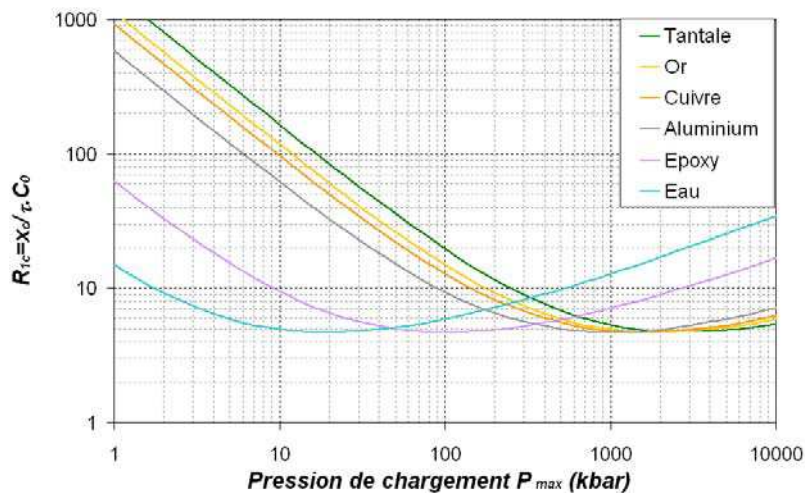


Figure 4.3 - Evolution du rapport critique d'amortissement R_{1c} en fonction de la pression pour plusieurs matériaux de référence

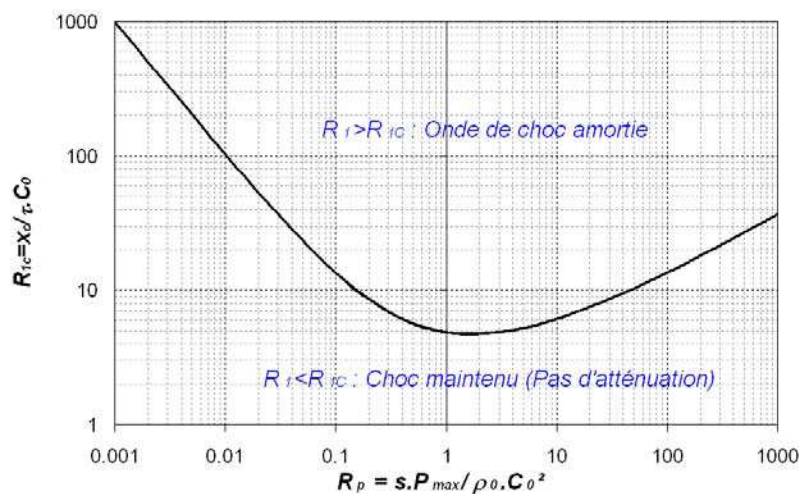


Figure 4.4 - Evolution du rapport critique R_{1c} en fonction de $R_{p \max}$ indépendamment du matériau

En résumé, nous avons montré qu'il était possible de classer les problèmes d'amortissement de choc en fonction d'invariants de similitude. R_1 représente le rapport entre la durée caractéristique du choc et sa distance de propagation ; $R_{p \max}$ (ou M) représente l'effet de la pression relativement au matériau. En fonction de ces deux rapports, le choc peut être amorti ou pas en comparant R_1 au rapport R_{1c} dont l'évolution globale peut être ramenée à une courbe unique sur le plan ($R_{p \max}$; R_1). Toutefois ces résultats ne sont valables que pour un profil temporel de chargement donné. Aussi, nous verrons par la suite que les valeurs correspondant au cas de chargement en créneau surestiment toujours celle d'un profil réel de durée à mi-hauteur identique.

4.2.1.3 - Equation analytique de l'amortissement

La détermination de la valeur critique de R_1 nous a permis de discerner deux régimes de propagation : maintenu ou amorti. Nous allons maintenant nous intéresser au régime d'amortissement ($R_1 > R_{1c}$) de manière analytique, en particulier à l'évolution de la pression en fonction de la distance de propagation x_L , ou encore du rapport R_1 .

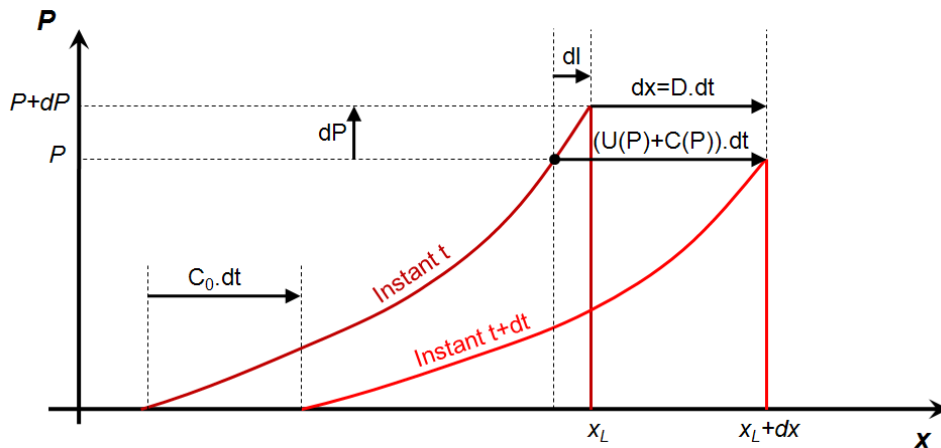


Figure 4.5 - Schéma descriptif de l'amortissement

L'atténuation axiale de la pression peut être décrite pour un choc 1D triangulaire avec la méthode de Harris [4.8]. Elle consiste à observer la propagation d'une onde triangulaire entre deux instants t et $(t+dt)$ proches dans le temps comme indiqué sur la Figure 4.5.

On suppose que durant l'intervalle de temps dt , le point A du faisceau de détente de pression P a rejoint le front de choc ayant parcouru la distance $dx=D(P).dt$, D étant sa vitesse constante durant dt en supposant que $dP \ll P$.

En comparant la marche de la détente A et du front de choc, on aboutit alors à l'Équation 4.11 régissant l'atténuation de l'onde de choc :

$$\left\{ \begin{array}{l} dt = \frac{dx}{D(P)} = \frac{dx + dl}{U(P) + C(P)} \Rightarrow \frac{dP}{dx} = - \left[\frac{U(P) + C(P)}{D(P)} - 1 \right] \cdot \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_A \\ \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_A = - \frac{dP}{dl} \end{array} \right. \quad \text{Équation 4.11}$$

De manière générale, la réduction de la pression par amortissement hydrodynamique, symbolisée par le « - » de l'Équation 4.11, est influencée par des paramètres correspondant aux deux facteurs multiplicatifs du second membre de la relation :

- Le terme $\left[\frac{U(P) + C(P)}{D(P)} - 1 \right]$ correspond à l'influence de l'amplitude du choc et celle du milieu de propagation. Il s'agit généralement d'une fonction positive strictement croissante. Donc plus la pression est élevée, plus l'atténuation est prononcée.

- La pente spatiale de la tête de détente $\left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_A$ dépend en premier lieu de la forme initiale de l'onde et de sa durée caractéristique. Ainsi, plus une sollicitation est brève, plus elle s'amortira vite. En pratique, il est possible de calculer l'atténuation en pression de l'onde de choc à l'aide de l'Équation 4.11 en procédant par itérations successives paramétrées en pas de pression à partir du point critique marquant le début du phénomène.

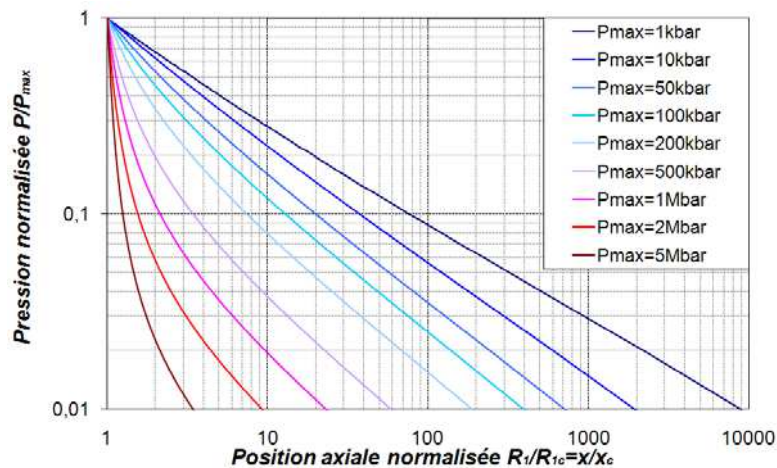


Figure 4.6 - Evolution de l'atténuation analytique de pression sous choc avec la profondeur normalisée pour différentes amplitudes de chargement (Matériau : Aluminium - calcul hydrodynamique)

Les courbes de la Figure 4.6 présentent les résultats en pression après choc obtenus pour différentes pressions de chargement initiales appliquées par créneau. L'ensemble des données ont été normalisées afin de pouvoir directement comparer l'influence de la pression initiale. La position axiale x a été normalisée par la profondeur critique x_c et équivaut au rapport de $R_1(x)$ par R_{1c} . Cette normalisation permet aussi d'intégrer l'influence de la durée de maintien du chargement τ grâce aux propriétés de similitude spatio-temporelle.

On remarque que plus la pression initiale est élevée, plus l'amortissement est prononcé, en accord avec la formule théorique. Par exemple, il faut que l'onde de choc initialement à $P_{max}=1kbar$ parcoure 10000 fois la distance critique pour être amortie d'un facteur 100, alors que pour le même choc d'amplitude initiale 1000 fois plus élevée, il ne faudra que 20 distances critiques pour obtenir le même facteur d'atténuation. On remarque aussi que la pression de chargement influe sur l'allure de la courbe. Pour des pressions faibles et modérées (jusqu'à 200kbar) l'amortissement sera quasi-linéaire sur un diagramme logarithmique. Pour des pressions plus élevées on aura une perte progressive de cette linéarité.

En ce qui concerne l'influence de la durée de chargement, elle est intégrée au travers de R_{1c} . A titre d'illustration : à $P_{max}=100kbar$, lorsque la durée de chargement augmente d'un facteur 100 ($\tau_2=100.\tau_1$), le rapport d'amortissement critique est multiplié par ce même nombre ($R_{1c}(\tau_1)=100.R_{1c}(\tau_2)$). Si on se place à une distance fixe $x=100.x_c(\tau_1)=x_c(\tau_2)$, l'amortissement sera 100 fois plus rapide pour le chargement le plus bref τ_1 : la pression est 40 fois plus faible que dans le cas 100 fois plus long (τ_2 : $R_1/R_{1c}=1 \Leftrightarrow P/P_{max}=1$; $\tau_1 : R_1/R_{1c}=100 \Leftrightarrow P/P_{max}=0.025$).

4.2.1.4 - Amortissement et vitesse de surface libre

Dans les résultats expérimentaux obtenus en régime ultra-bref, l'amortissement se représente sur la vitesse de surface libre dont l'évolution est directement reliée à l'onde de pression débouchant en face arrière après une propagation sur une épaisseur de cible L . Pour des pressions modérées ($< 1Mbar$), l'approximation de la polaire unique permet de relier directement la vitesse de surface libre maximale avec la pression de choc maximale (Voir Annexe A):

$$U_{SL}^{\max} = \frac{C_0}{s} \left(\sqrt{1 + \frac{4sP(L)}{\rho_0 \cdot C_0^2}} - 1 \right)$$

Équation 4.12

De cette manière, il est possible de définir des courbes d'amortissement en vitesse de surface libre maximale en fonction de l'épaisseur de cible, similaires à celles en pression de la Figure 4.6. Concernant la forme du profil de vitesse, elle est similaire à la forme du profil de pression étant donné qu'elle traduit directement le débouché des ondes successives au cours du temps. Cependant, cette relation n'est plus valable à très haute pression (>1Mbar) et la vitesse de surface libre maximale en fonction de la pression maximale sous choc dépendra aussi de l'allure de l'isentrope associée à la détente réfléchiée par la face arrière.

4.2.1.5 - Bilan

Le point de vue analytique de l'amortissement permet de mieux cerner les facteurs l'influençant. En effet, une augmentation de la pression de chargement et la réduction de la durée de maintien amplifient l'atténuation. Cela permet ainsi d'expliquer l'amortissement de la pression prononcé sur de petites échelles en régime femtoseconde. Aussi, il est possible de caractériser le phénomène à l'aide deux similitudes :

- Le rapport R_1 spatio-temporel qui rapporte les effets de durée à la longueur de propagation de l'onde
- Le rapport R_p^{\max} pression/matériau qui permet de généraliser le comportement d'un matériau à un autre.

Toutefois, cette analyse reste limitée car elle devient difficile à mettre en œuvre pour des formes de chargement complexes comme celles rencontrées expérimentalement. Néanmoins, l'utilisation des similitudes reste valable et les nombres caractéristiques définis nous permettront de comparer les données expérimentales par la suite.

4.2.2 - Etude numérique de l'amortissement ultra-bref :

4.2.2.1 - Amortissement en régime femtoseconde

En se basant sur les propriétés du profil mécanique équivalent déterminé lors du chapitre 3, on a des profils de chargement dont l'amplitude est élevée ($P_{\max} \sim 1\text{Mbar}$) sur des durées de maintien assez faibles ($\tau_{\text{choc}} \sim \text{quelques } 10\text{ps}$). Ces données indiquent clairement une favorisation de l'amortissement. De plus, le profil a une forme se rapprochant plus du triangle que du créneau, ce qui a pour effet de diminuer la distance critique x_c . Ainsi, la propagation d'ondes en régime femtoseconde sera fortement pilotée par l'amortissement et il est donc primordial de le caractériser précisément afin de pouvoir quantifier les effets de traction se produisant en face arrière de la cible. Pour cela, nous nous appuyons sur une étude numérique afin de se rapprocher au mieux des conditions réelles de ce régime. Les résultats présentés se concentrent sur la vitesse de surface libre maximale, directement comparable aux résultats expérimentaux obtenus par vélocimétrie VISAR.

4.2.2.1 - Modélisation sous SHYLAC

Afin de mener à bien cette étude, nous avons utilisé le programme SHYLAC [4.9] développé conjointement par l'équipe « ondes de choc dans les solides » de l'institut PPRIME et le PIMM. SHYLAC est un code de calcul 1D aux différences finies explicite Lagrangien spécialisé dans la propagation mécanique des ondes de pression dans les milieux condensés. Dans notre cas, la cible d'épaisseur L est soumise à $t=0$ à une sollicitation mécanique temporelle en face avant. Celle-ci correspond au profil de pression équivalent à l'irradiation par laser de puissance. Le milieu est modélisé à l'aide de l'équation d'état de Mie-Grüneisen et peut être complétée par une loi de comportement élasto-plastique parfaite.

Etant donné la brièveté des phénomènes se propageant dans le matériau, il est primordial de bien dimensionner le modèle afin de s'affranchir des problèmes de stabilité et de précision numérique. Une étude détaillée du dimensionnement du modèle en fonction des paramètres d'entrée purement numériques (maillage et viscosité numérique) est détaillée dans l'Annexe C.

4.2.2.2 - Influence du profil temporel de chargement sur l'amortissement

L'évolution de l'amortissement est particulièrement sensible à la forme du profil de la sollicitation en entrée de cible [4.10]. Jusqu'à présent, les résultats présentés étaient relatifs à une impulsion de durée τ en créneau. Nous avons simulé l'évolution de la vitesse de surface libre maximale en fonction de R_1 à une pression d'entrée de 1Mbar pour plusieurs formes typiques de profils temporels exposés sur la Figure 4.7(a). Pour chaque profil, les vitesses de surface libre maximales relevées à différentes épaisseurs ont été reportées sur la Figure 4.7(b) en fonction de la profondeur normalisée pour la profondeur critique de référence x_c pour le cas du créneau. Nous avons aussi reporté les résultats obtenus avec le profil de pression correspondant au laser LULI100TW déterminé avec ESTHER dans le Chapitre 3.

Les courbes obtenues montrent un amortissement d'autant plus important que la forme du profil de pression d'entrée est pointue : le cas du créneau est celui qui minimise le plus l'amortissement avec une épaisseur critique normalisée de 1.

Nous avons ensuite les formes triangle isocèle et gaussienne. Ces dernières présentent un comportement particulier au voisinage de leur épaisseur critique normalisée $x/x_c=0.6$ avec une oscillation. Celle-ci est causée par un effet de compétition entre la formation du choc et le début de l'amortissement (seuls ces profils ne comportent pas de discontinuité en compression dès le départ).

Enfin, nous avons les profils triangulaires 100TW et rectangle. Ce type de profil favorise l'atténuation qui intervient dès le début de la propagation.

Dans le cas du profil 100TW, la détente est incurvée d'où un fort amortissement au départ, mais moins prononcé à basse vitesse de surface libre car la queue de détente est effilée avec une pente plus douce.

Ce type de graphique présente une double lecture grâce aux propriétés du rapport de similitude R_1 . Il peut être interprété comme l'amortissement en fonction de l'épaisseur L à durée de chargement fixé, mais montre aussi l'effet de la durée de sollicitation si on fixe l'épaisseur (x_c est proportionnel à τ).

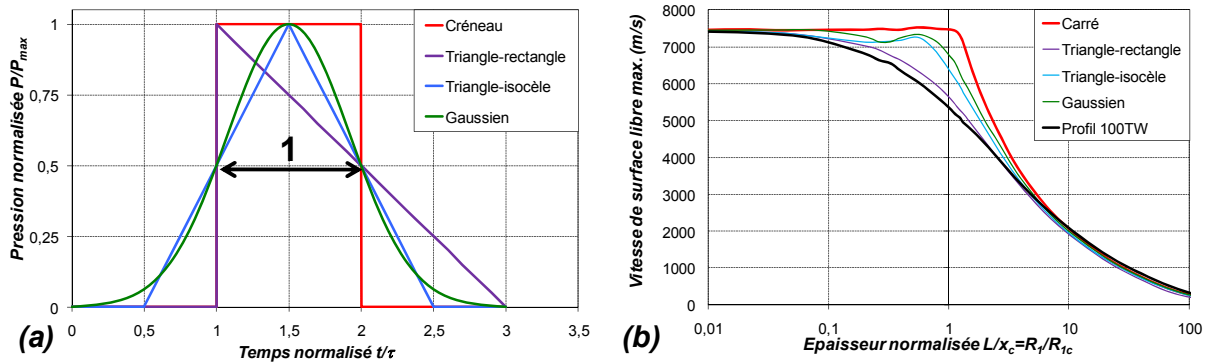


Figure 4.7 - Influence de la forme temporelle du profil sur l'amortissement
 (Pression maximale en entrée : $P_{max}=1\text{Mbar}$; Matériau : Aluminium hydrodynamique)
 (a) \Leftrightarrow Profils temporels « types » testés ;
 (b) \Leftrightarrow Vitesse de surface libre maximale en fonction de l'épaisseur normalisée x/x_c

4.2.2.3 - Influence de la loi de comportement du matériau sur l'amortissement

Nous avons ensuite étudié l'influence de la loi de comportement associée au matériau sur l'atténuation de l'onde. Les figures suivantes montrent les courbes d'amortissement pour 2 types de comportements de l'aluminium: hydrodynamique et élasto-plastique, respectivement pour deux pressions distinctes de 10kbar et 1Mbar. La forme de la sollicitation correspond au chargement 100TW calculé par ESTHER. Les paramètres matériaux utilisés pour les deux lois et par la suite sont recensés dans l'annexe D.

Les courbes d'amortissement hydrodynamiques pour les deux chargements sont similaires dans le plan normalisé. On remarque que l'ajout d'un comportement élasto-plastique renforce l'amortissement, en particulier aux basses pressions. Cette réduction complémentaire est induite par la propagation de la détente élastique derrière le choc. Elle ne se manifeste pas à haute pression car l'onde de choc est purement plastique mais devient prépondérante à pression modérée, lorsque la limite d'élasticité dynamique au sens d'Hugoniot P_{HEL} (15kbar) n'est plus négligeable devant la pression. Ainsi, le modèle élasto-plastique n'aura que peu d'incidence sur le chargement de 1Mbar, excepté pour de grandes épaisseurs de propagation ($x/x_c > 10$). Dans le cas d'un chargement d'amplitude initialement modérée, l'influence sera immédiate.

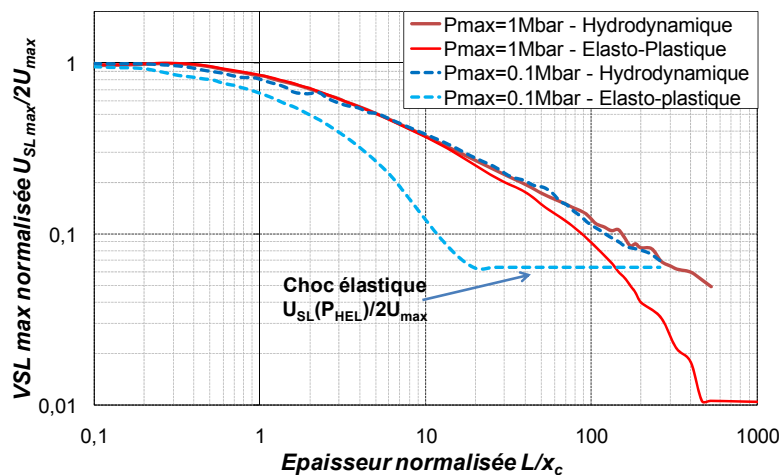


Figure 4.8 - Influence de la loi de comportement sur l'amortissement pour l'aluminium

4.2.3 - Comparaison Expérience/Numérique

Les résultats présentés montrent que l'amortissement issu de la simulation est sensible à deux facteurs :

- Le chargement mécanique appliqué : ce dernier dépend du modèle d'interaction laser-matière utilisé avec ESTHER. Dans le cas du régime ultra-bref, nous avons vu notamment que la prise en compte du modèle à deux températures (M2T) avait une influence non négligeable sur l'amplitude et la durée à mi-hauteur du chargement équivalent.
- La loi de comportement du matériau, et notamment la prise en compte de l'élasto-plasticité couplée avec le formalisme hydrodynamique.

Cette influence est particulièrement visible sur le maximum de vitesse de surface libre obtenu suite au débouché du choc. Cette mesure constitue donc une grandeur représentative de l'amortissement. Nous avons confronté les maxima expérimentaux aux courbes d'amortissement numérique afin de valider la modélisation des ondes de choc en régime ultra-bref. De cette manière on peut non seulement valider l'aspect mécanique de la propagation du choc sous SHYLAC, mais aussi la nature du chargement représentant l'action du rayonnement femtoseconde obtenue via le code d'interaction laser-matière ESTHER. L'ensemble des résultats est synthétisé sur les graphiques de la Figure 4.9.

Dans le graphique (a), on a mis en évidence l'influence sur l'amortissement de l'épaisseur pour des cibles d'aluminium soumise à des chargements similaires. L'abscisse correspond au rapport de R_1 sur R_{1c} , le rapport critique d'amortissement de référence pour un chargement en créneau. L'ordonnée représente le rapport de la vitesse de surface libre maximale sur le double de la vitesse matérielle associée à la pression maximale de chargement, exprimable en fonction de R_p et $R_{pmax}=R_p(P_{max})$. Les points expérimentaux issus du signal VISAR ont été superposés à des courbes d'amortissement numérique obtenues dans différentes conditions afin d'observer l'effet du M2T via le chargement d'une part, et la présence du modèle élasto-plastique d'autre part. Alors que le modèle hydrodynamique surestime largement les maxima de vitesse de surface libre expérimentaux, le chargement issu de l'ILM sans M2T les sous-estime. Seule la prise en compte combinée du M2T dans ESTHER et de l'élasto-plasticité dans SHYLAC donne des résultats en bonne concordance avec les points expérimentaux.

Cette combinaison est réutilisée dans le graphe (b) où l'influence du flux laser est observée pour des cibles de tantale. Expérimentalement, deux types de cibles de tantale, mono et polycristallines (taille de grain moyenne : $50\mu\text{m}$), ont été testées afin de caractériser l'effet de la microstructure initiale sur la réponse sous choc ultra-brève. Concernant l'amortissement, on remarque que les extrema de vitesse de surface libre sont plus faibles pour les monocristaux d'un facteur 2. Cette différence notable est attribuée à une différence de propriétés mécaniques, en particulier la limite d'élasticité qui varie fortement entre un polycristal et un monocristal [4.11]. Les courbes d'amortissement qui vérifient au mieux les données expérimentales sont obtenues respectivement pour 8kbar et 20kbar, valeurs dans la continuité de l'évolution de la limite d'élasticité avec la vitesse de déformation présentée dans le Chapitre 1 (Voir Tableau 1.1).

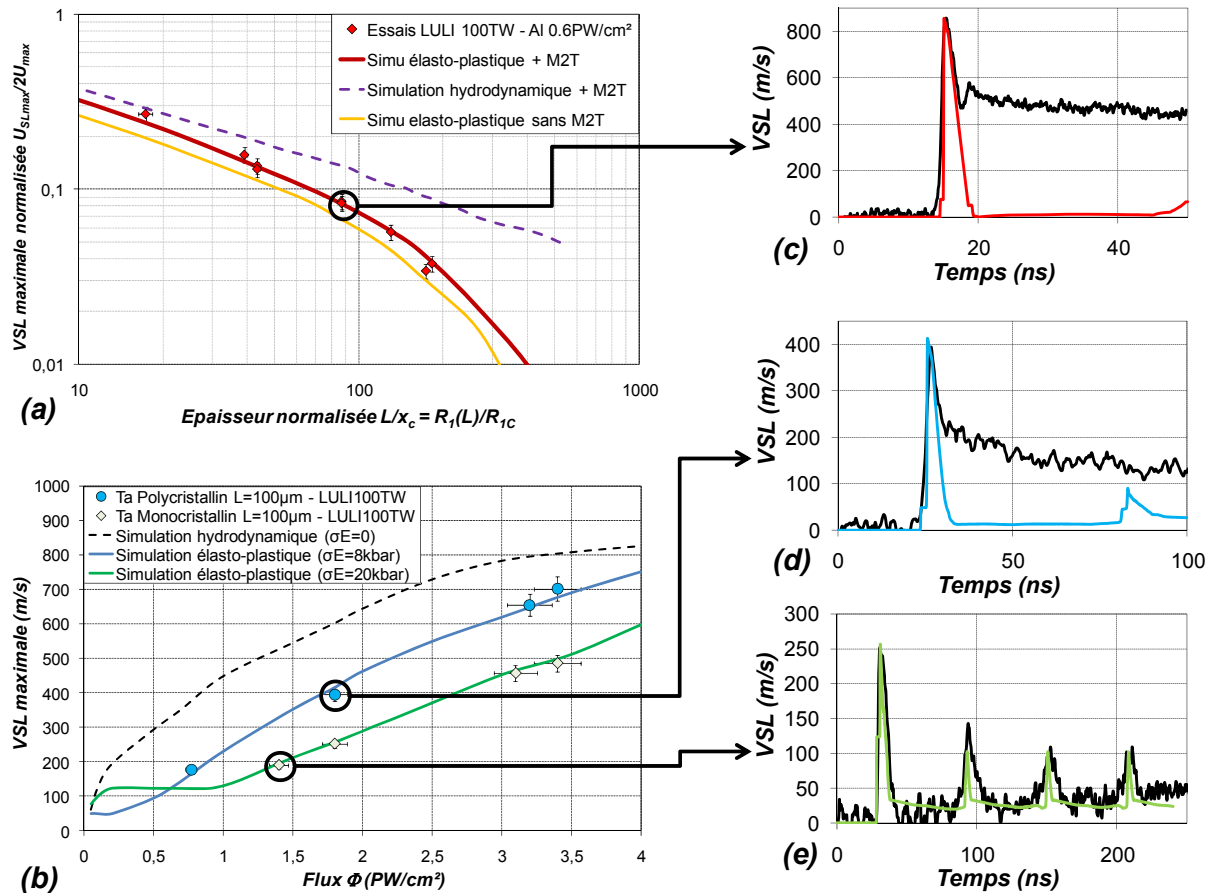


Figure 4.9 - Validation du modèle d'amortissement par comparaison avec les signaux VISAR
 (a) ⇔ Vitesse de surface libre maximale/Épaisseur normalisée (Aluminium, LULI 100TW 0.6PW/cm²)
 (b) ⇔ Vitesse de surface libre maximale/Flux (Tantale mono/polycristallin L=100µm, LULI 100TW)
 (c) ⇔ Vitesse de surface libre (Aluminium L=100µm, LULI 100TW 0.6PW/cm²)
 (d) ⇔ Vitesse de surface libre (Tantale polycristallin écaillé L=100µm, LULI 100TW 1.8PW/cm²)
 (e) ⇔ Vitesse de surface libre (Tantale monocristallin non écaillé L=100µm, LULI 100TW 1.4PW/cm²)

Des exemples de comparaisons directes de vitesses de surface libre expérimentales/numériques sont présentées sur les graphiques de (c) à (e), représentatifs de différents matériaux (Aluminium, Tantale mono et polycristallin), endommagés ou non. Les vitesses maximales sont bien retransmises numériquement, mais aussi les profils de vitesse. Seule l'allure après décrochement causé par l'écaillage n'est pas reproduite étant donné que la phénoménologie de la rupture n'est pas intégrée numériquement pour l'instant.

Ainsi, cette première comparaison permet d'obtenir une validation intermédiaire de la démarche employée jusqu'ici, légitimant la modélisation de l'interaction laser-matière et notamment l'utilisation du modèle à deux températures dans ESTHER. Aussi, la propagation et l'amortissement de l'onde de choc sont bien restitués avec un modèle élasto-plastique. Cette validation est d'autant plus essentielle qu'elle permet de caractériser avec précision les conditions de mise en traction du matériau suite à la réflexion de l'onde de choc sur la surface libre, et l'endommagement par écaillage. La suite de l'étude va à présent se consacrer sur la modélisation de ce dernier point, en s'aidant des informations données par la vitesse de surface libre après le décrochement typique de l'écaillage.

4.3 - Etude macroscopique de l'écaillage en régime ultra-bref

4.3.1 - Endommagement et durée de sollicitation

4.3.1.1 - Phénoménologie de l'endommagement [4.12]

Le mécanisme d'endommagement, se produisant dans un milieu sous l'action d'une tension intense, se classe en deux modes en fonction du matériau : ductile (Cuivre, étain tantale...) ou fragile (Verres, céramiques, Fer...). Certains matériaux présentent aussi un mode de rupture mixte. Dans les deux cas le processus est similaire et se divise en trois phases successives. Voici une description de ces étapes pour une rupture ductile, elle seule intervenant dans le cadre de l'étude.

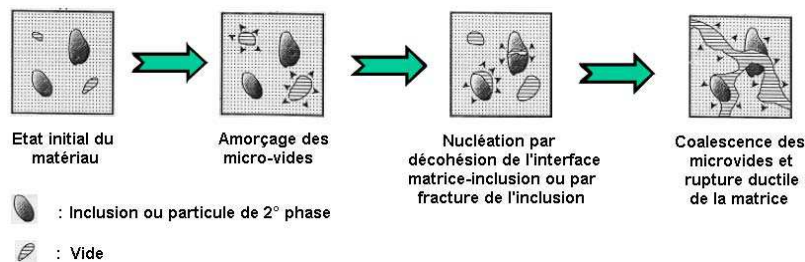


Figure 4.10 - Processus d'endommagement ductile dans un matériau

- 1° phase : Nucléation : Cette première étape correspond à l'apparition de microcavités. Celles-ci se développent de manière privilégiée autour des inclusions (rupture intra-granulaire) ou des joints de grains (rupture inter-granulaire).
- 2° phase : Croissance : La croissance se caractérise par l'augmentation du nombre de cavités et de leur taille. La croissance des cavités autour des inclusions, peut s'effectuer de deux manières : soit il s'agit d'une rupture par clivage de l'inclusion et la cavité se développe par écartement des deux parties de l'inclusion, soit par décohésion de l'interface matrice - inclusion, la cavité croît librement dans toutes les directions sauf si elle rencontre l'inclusion ce qui perturbe le champ des contraintes. Dans certains cas, le phénomène peut même être mixte.
- 3° phase : Coalescence : Il s'agit de l'étape ultime qui est un phénomène instable. Lorsque les cavités sont très développées, il apparaît entre elles des bandes de déformation intenses. Les cavités croissent très rapidement dans la direction de ces bandes et finissent par se rejoindre pour former une grande fissure. On a alors atteint la rupture du matériau.

Concernant la rupture fragile, le processus est identique à la différence que ce ne sont pas des cavités qui se forment mais des microfissures.

4.3.1.2 - Influence de l'endommagement sur le signal VISAR

Le processus d'endommagement décrit dans le paragraphe précédent s'applique aussi en dynamique dans le cas de l'écaillage. Le mécanisme de mise en traction par réflexion de l'onde de choc est décrit dans la Figure 4.11 pour un profil de pression temporel incident triangulaire, proche des sollicitations se propageant dans le cas du régime femtoseconde.

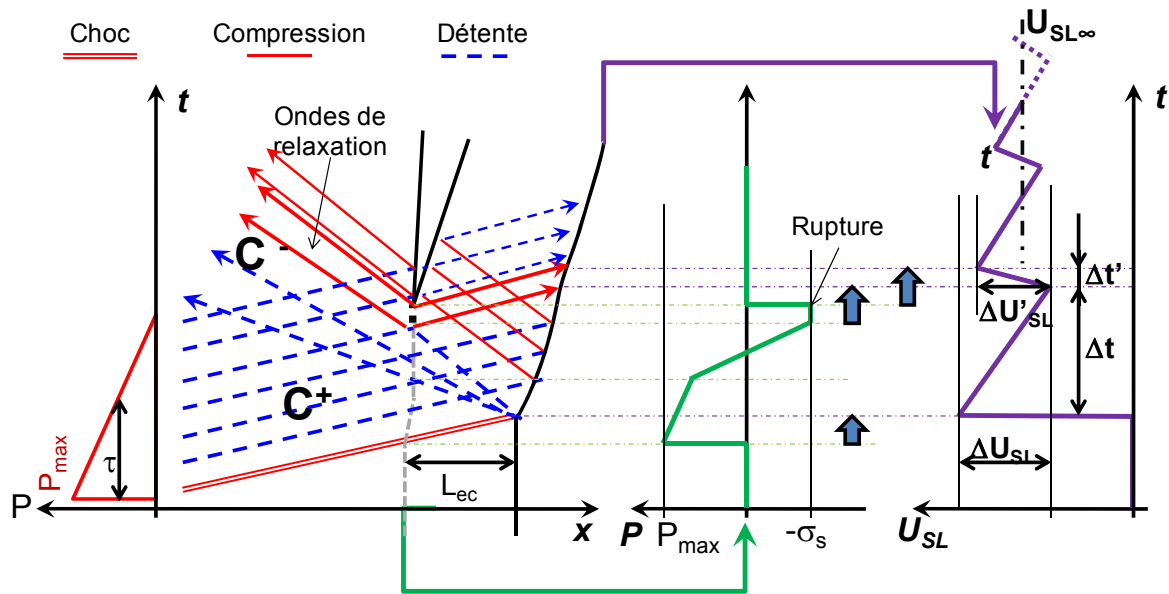


Figure 4.11 - Mécanisme de rupture par écaillage et traduction sur la vitesse de surface libre pour une onde incidente de forme triangulaire

La mise en traction intervient lorsque l'éventail de détente C- issu de la réflexion du choc croise les détente incidentes (tracées parallèles ici afin de simplifier le schéma). La vitesse de sollicitation $\dot{\sigma}$, qui conditionne la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ via la loi de comportement, dépend a priori de deux facteurs :

- La durée du faisceau de détente incident (C+), conditionnée principalement par la durée de sollicitation en face avant. Son étalement augmente l'épaisseur d'écaille.
- L'ouverture de l'éventail de détente réfléchi (C-) qui dépend du lieu de rupture, lui-même étant une fonction de la limite à rupture à une vitesse de déformation donnée.

Un des écueils propres aux expériences d'écaillage est que l'évolution de la contrainte en fonction du temps n'est pas une donnée observable. Cependant, les informations engendrées au plan d'écaillage sont transportées via la propagation des ondes mécaniques et sont retranscrites sur la vitesse de surface libre (flèches bleues sur la Figure 4.11) avec un temps de retard correspondant au temps de parcours des ondes porteuses d'information. Il est donc possible d'exploiter les mesures VISAR pour obtenir des indications sur l'endommagement dynamique [1.27]. L'utilisation du transport d'information sur le signal depuis l'évolution de la contrainte au plan d'écaillage permet de dégager plusieurs mesures caractéristiques :

- La décélération consécutive au débouché du choc traduit la mise en sollicitation au plan d'écaillage. Lorsque l'endommagement apparaît, cela se traduit par la génération d'ondes de relaxation imposées par les surfaces libres des pores. Ces ondes se traduisent par le décrochement de la vitesse de surface libre. Cette première phase est caractérisée par la durée Δt et l'amplitude ΔU_{SL} de décélération sur le signal.
- Le laps de temps entre le début de l'endommagement et la rupture effective de l'écaille, appelé temps d'incubation, se transpose par la réception progressive des ondes de relaxation sur la surface libre. Ainsi, la durée $\Delta t'$ et l'amplitude $\Delta U'_{SL}$ du front de montée de la première oscillation consécutive au décrochement peut informer sur la cinétique de l'endommagement

- Le signal oscille ensuite sur plusieurs périodes jusqu'à se stabiliser à une vitesse asymptotique $U_{SL\infty}$ qui correspond à la vitesse d'éjection finale de l'écaille, telle qu'on peut l'observer via le système de visualisation transverse. Elle représente aussi l'énergie cinétique transmise à cette dernière.

En se plaçant dans le cadre de l'approximation acoustique (Voir Annexe A, §3.3), il est possible d'obtenir des relations approchées reliant certains de ces paramètres aux grandeurs clé de l'endommagement induit par écaillage : la contrainte seuil de rupture σ_s , la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$ et l'épaisseur d'écaille $L_{\text{écaille}}$.

Le diagramme de marche permet de relier la durée de la décélération de la surface libre à l'épaisseur d'écaille en considérant le temps de parcours de l'onde générant le premier endommagement et l'onde de relaxation induite, toutes se déplaçant à C_0

$$L_{\text{écaille}} = \frac{C_0 \cdot \Delta t}{2} \quad \text{Équation 4.13}$$

La figure des polaires de l'écaillage (Voir Chapitre 1, Figure 1.6) permet de relier la contrainte seuil d'endommagement à l'amplitude de décélération ΔU_{SL} (Équation 4.14) :

$$\sigma_s = \frac{\rho_0 C_0 \cdot \Delta U_{SL}}{2} \quad \text{Équation 4.14}$$

Une analyse par la théorie des caractéristiques en acoustique [4.14] permet d'obtenir une relation analogue portant sur la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$.

$$\dot{\epsilon} = \left(\frac{dU_{SL}}{dt} \right)_{t_{\text{rupture}}} \approx \frac{\Delta U_{SL}}{\Delta t} \frac{1}{2 \cdot C_0} \quad \text{Équation 4.15}$$

La combinaison de ces trois relations permet de mettre en évidence les facteurs influençant la vitesse de déformation (Équation 4.16):

$$\dot{\epsilon} = \frac{\sigma_s}{2 \cdot L_{\text{écaille}} \cdot Z} \quad \text{Équation 4.16}$$

La vitesse de déformation est d'autant plus élevée que le matériau est de basse impédance acoustique $Z = \rho_0 C_0$, ce qui implique par exemple qu'on atteindra des ordres de grandeurs plus élevés pour l'aluminium qu'un matériau lourd comme le tantale. Mais cette relation met surtout en évidence que $\dot{\epsilon}$ est inversement proportionnel à l'épaisseur de l'écaille. Ainsi, on peut étudier directement l'effet de la vitesse de déformation avec la mesure de vitesse de surface libre en jouant sur les facteurs permettant de réduire l'épaisseur d'écaille, soit en diminuant la durée de la sollicitation débouchant en surface libre.

Dans le cadre des impulsions ultra-brèves, nous avons vu que lors du début de la propagation de l'onde de choc dans la cible, la durée du profil de l'onde augmentait considérablement avec la profondeur parcourue (Voir Chapitre 3, § 4.3). Cette tendance se confirme lors de l'amortissement au cours de la propagation. La Figure 4.12 montre à titre d'illustration l'évolution numérique de la durée de l'onde de compression à mi-hauteur et totale suite à un choc laser de durée 300fs et de flux 0.6PW/cm². Les résultats obtenus sont dans la continuité de ceux obtenus avec ESTHER amenant à des durées de l'ordre de la nanoseconde après 50µm de propagation, ce qui est cohérent au vu des ordres de grandeur expérimentaux mesurés au Chapitre 2, § 3.1.3.

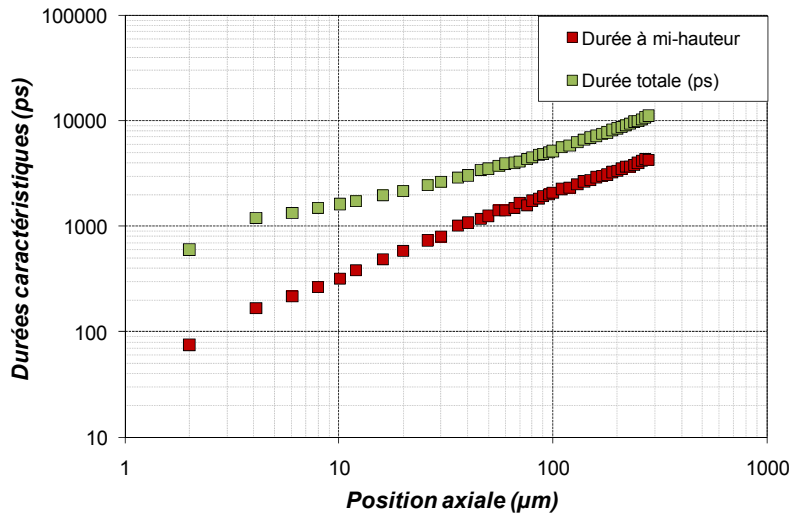


Figure 4.12 - Evolution numérique des durées à mi-hauteur et totale de l'onde de compression durant sa propagation (Laser LULI 100TW - $\tau=300fs$ - $\Phi=0.6PW/cm^2$; Cible : Aluminium élasto-plastique)

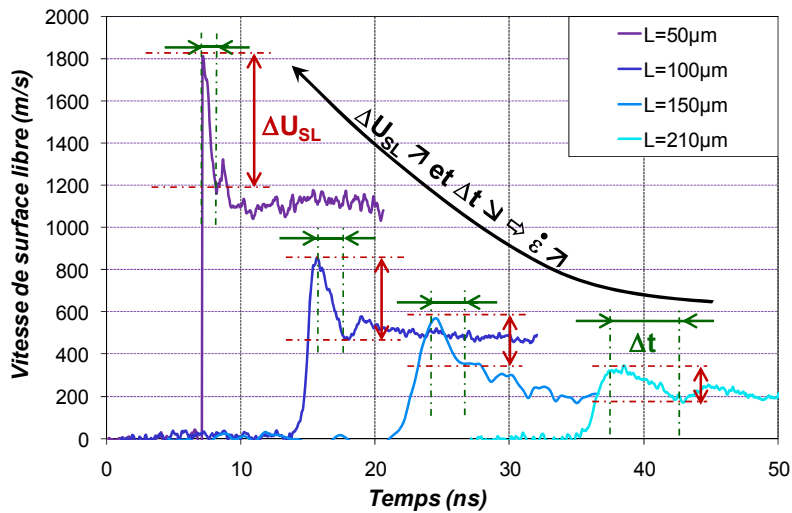


Figure 4.13 - Comparaison de signaux VISAR écaillés pour des cibles en aluminium d'épaisseurs différentes à flux constant (Laser LULI 100TW - $\tau=300fs$ - $\Phi=0.6PW/cm^2$)

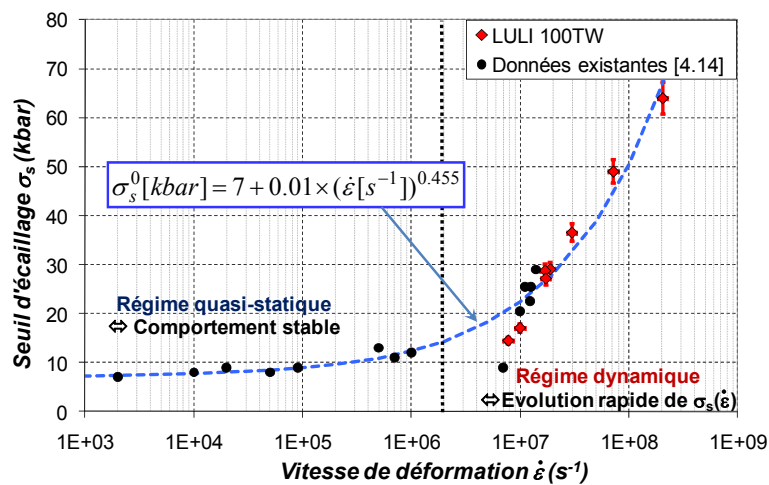


Figure 4.14 - Estimation expérimentale de la contrainte d'écaillage en fonction de la vitesse de déformation pour l'aluminium en régime femtoseconde et comparaison avec des données expérimentales existantes [4.14]

Ainsi, l'étude expérimentale de l'endommagement en fonction de la vitesse de déformation peut être faite en comparant les résultats de tirs similaires sur des cibles de différentes épaisseurs. A titre d'exemple, la Figure 4.13 montre trois signaux VISAR pour de l'aluminium à différentes épaisseurs de 50, 100, 150 et 200 μm .

On remarque que les caractéristiques de la décélération précédant le décrochement de l'écaillage évoluent avec l'épaisseur : plus cette dernière diminue, plus le saut de vitesse ΔU_{SL} est important, traduisant une augmentation de la contrainte seuil d'endommagement. La durée de la décélération Δt est quant à elle réduite, donc l'épaisseur d'écaillage aussi. L'évolution combinée des deux paramètres donne nécessairement une augmentation de $\dot{\varepsilon}$. On remarque que le temps d'incubation est affecté à la hausse par une augmentation d'épaisseur de cible, ce qui implique une cinétique de l'endommagement dépendant de la vitesse de déformation.

Les données caractéristiques ΔU_{SL} et Δt des signaux VISAR sur aluminium ont été relevées et donnent accès à $\dot{\varepsilon}$ et σ_s . Ces valeurs ont été reportées sur un graphe vitesse de déformation/contrainte d'endommagement et comparées à des données existantes (Voir Figure 4.14). Cela permet de mettre en évidence deux points :

- Les vitesses de déformation en régime femtoseconde sont contiguës de celles obtenues avec des lasers nanoseconde et permettent même d'atteindre 10^8 s^{-1} dans le cas de la cible de 20 μm d'épaisseur.
- Les points obtenus sont cohérents et dans la continuité des données existantes.

Ces observations permettent de confirmer la légitimité d'employer des sources ultra-brèves pour étudier le comportement des matériaux sous très haute vitesse de déformation. En ce qui concerne l'existence de la limite de rupture théorique, cette dernière est évaluée à 171 kbar pour l'aluminium [4.14], soit presque le double de la mesure la plus élevée obtenue en régime ultra-bref. On peut espérer atteindre cette valeur pour une vitesse de déformation de l'ordre de 10^9 par extrapolation des données existantes. En pratique, cela nécessiterait d'effectuer un tir sur une cible de 2 μm , qui donnerait un signal avec une décélération ΔU_{SL} de l'ordre de 2000m/s sur 200ps. Si cette configuration reste envisageable avec une source laser ultra-brève, sa mesure est inenvisageable pour le moment au vu des précisions temporelles des interféromètres accessibles à ce jour (100ps au mieux pour le VISAR, soit 3 points au mieux). Ainsi, la question sur ce concept de seuil de saturation à rupture demeure ouverte.

4.3.1.3 - Faciès de rupture en fonction de la durée de choc

Un autre aspect entrant en jeu dans l'évolution de l'endommagement est le type de rupture auquel on a affaire. Nous avons vu que ce dernier pouvait être ductile ou fragile, et inter- ou intra- granulaire dans le cas de cibles polycristallines.

L'investigation microscopique du faciès de la fracture causée par le détachement de l'écaillage permet de classer les différents types de rupture rencontrés, comme le montre la Figure 4.15. La série (a) classe les aspects de fissure en fonction de son caractère ductile ou fragile : on remarque que cet aspect dépend particulièrement de la nature du matériau utilisé. La rupture est fragile dans le cas du fer, ce qui se traduit par la présence de nombreuses lamelles lisses dans la zone endommagée créées par la génération de microfissures. A l'opposé, le tantale et le cuivre, ainsi que l'étain montrent un comportement hautement ductile, identifié par la présence de micro-cupules correspondant à l'empreinte des pores ayant crû avant de causer la rupture ultime. Le

cas de l'aluminium est plus délicat à identifier, il comporte à la fois des pelures lisses et des micro-cupules, laissant supposer un comportement à rupture mixte. Cette différence notable de comportement pour ce matériau, ductile en quasi-statique, est attribuée à la vitesse de déformation.

Dans le cas des cibles polycristallines, le seuil de rupture peut être influencé par la taille moyenne des grains [4.15], constituant des zones de faiblesse mécaniques favorisant la rupture. Ainsi, l'écaillage peut se faire de manière inter-granulaire ou intra-granulaire, comme lors de la rupture d'un monocristal. L'aspect intra/inter-granulaire dépend en particulier du rapport entre l'épaisseur d'écaille et le diamètre moyen des grains. La Figure 4.15(b) présente la morphologie de la fracture d'écaille pour des métaux ductiles en fonction de ce rapport, qui dépend aussi du type de sollicitation sous choc (laser nanoseconde, femtoseconde, impact de plaques...). Dans le cas des sollicitations femtoseconde, les faciès de fissures sont majoritairement intra-granulaires, avec une fraction inter-granulaire à $L_{ec}/L_{grain}=0.24$. Cette fraction est plus marquée en se rapprochant du rapport unité, montrant un endommagement cupulaire à échelle double, visible dans le cas de l'écaillage laser nanoseconde : les grandes cupules, de taille moyenne estimée à $50\mu m$, correspondent à la rupture inter-granulaire et les petites à échelle micrométrique sont caractéristiques de la rupture intra-granulaire. La rupture inter-granulaire devient prédominante à de grands rapports comme l'illustre le cas de l'impact de plaque [4.16].

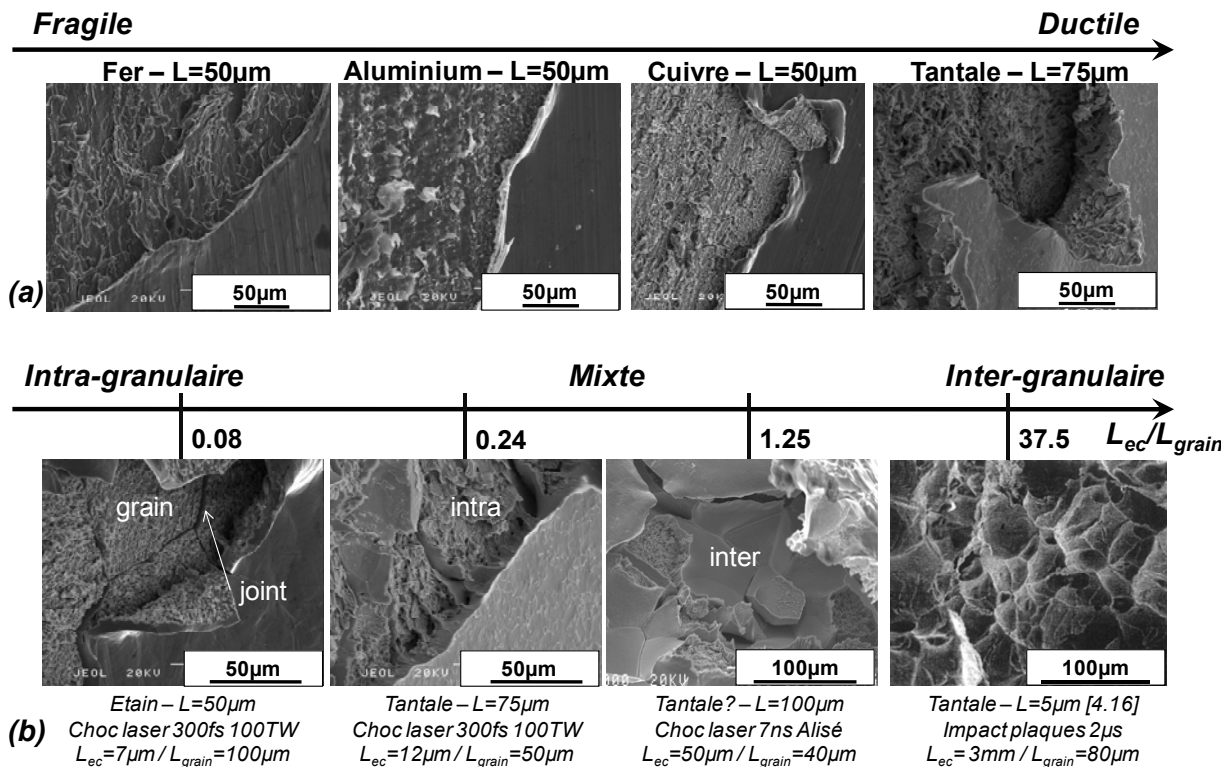


Figure 4.15 - Caractérisation du type de rupture par observation MEB de la fracture d'écaille

(a) : En fonction du matériau pour le régime femtoseconde

↔ Caractérisation de la rupture Fragile/ductile

(b) : En fonction du rapport épaisseur d'écaille sur taille moyenne de grain et durée de choc

↔ Caractérisation de la rupture Intra/Inter-granulaire

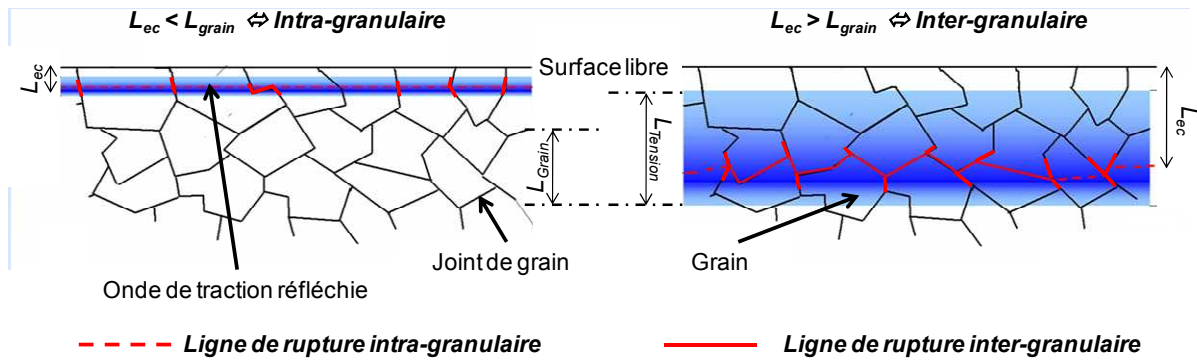


Figure 4.16 - Schéma de rupture inter/intra-granulaire : Influence de l'épaisseur d'écaillage L_{ec} , l'épaisseur de la zone de traction $L_{tension}$ et la taille moyenne de grain L_{grain}

La Figure 4.16 illustre l'influence de la durée de l'onde de compression incidente sur l'épaisseur de la zone de traction et l'épaisseur d'écaillage pour une taille de grain moyenne fixée. Pour des durées brèves, la zone de traction est localisée au voisinage de la surface libre et l'épaisseur d'écaillage est plus petite que dans le cas d'une sollicitation plus longue. Si la zone de traction ou l'épaisseur d'écaillage sont plus grandes que la taille de grain, la fissure relative à l'écaillage se propagera suivant le chemin de plus faible résistance mécanique, soit en suivant les lignes de joints de grains. Dans le cas contraire, la rupture est majoritairement imposée à l'intérieur des cristallites car la possibilité pour l'onde de traction de croiser un joint de grain avant rupture devient faible. Ainsi, l'étude morphologique de la zone fracturée par écaillage permet de caractériser le type de rupture associé à un matériau et une sollicitation.

4.3.2 - Modélisation de l'endommagement ductile

Il existe de nombreux modèles permettant de modéliser l'endommagement [4.12]. Certains sont construits par une approche théorique de l'endommagement en accord avec la thermodynamique des processus irréversibles. Ils sont basés sur deux approches distinctes :

- **Micromécanique** : la méthode consiste à étudier l'évolution d'une cavité creuse sous l'action d'une sollicitation. Ce type de modèle donne des informations locales sur l'évolution de l'endommagement [4.17].
- **Stochastique** : Cette approche est fondée sur une vision statistique de la porosité induite par endommagement. Ces modèles donnent la possibilité de représenter la globalité de l'endommagement moyennant quelques hypothèses [4.18].

D'autre part, de nombreux modèles d'origine empirique sont couramment utilisés. Ils se caractérisent par un faible nombre de paramètres à déterminer, à l'instar de leurs homologues théoriques, complexes. Toutefois, d'origine expérimentale, il ne peuvent donner qu'une description approchée de l'endommagement. Les modèles d'endommagement peuvent être classés en deux types : passifs ou actifs.

4.3.2.1 - Critères passifs

Un critère est dit « passif » lorsqu'il dépend de la déformation et du niveau de contrainte mais n'agit pas en retour sur l'histoire de ces grandeurs.

- **Le critère en traction simple ou « Cut-off »** : Il consiste à définir une contrainte de rupture en traction σ_R . Si la contrainte en un point dépasse cette valeur, alors il y a rupture.

$$\sigma > \sigma_R \Rightarrow \text{Rupture} \quad \text{Équation 4.17}$$

De par sa simplicité, ce critère est pratique dans la compréhension qualitative de l'écaillage. Toutefois, il ne prend pas en compte les processus menant à la rupture macroscopique ni le caractère dynamique de l'endommagement.

- **Le critère de Tuler-Butcher [4.19]**: Le critère de Tuler-Butcher est un modèle à dommages cumulatifs qui s'active dès lors que la contrainte atteint un seuil σ_S . Il permet d'inclure le comportement dynamique de l'endommagement, à savoir que plus le niveau de traction est élevé, moins il faut de temps pour qu'ait lieu la rupture. Cela se traduit mathématiquement à l'aide d'une variable d'endommagement intégrale. La rupture est effective lorsque cette dernière dépasse un seuil K_c .

$$I = \int_{t/\sigma > \sigma_S} (\sigma - \sigma_S)^\lambda dt \quad \text{Équation 4.18}$$

$$I > K_c \Rightarrow \text{Rupture} \quad \text{Équation 4.19}$$

Les paramètres σ_S , λ et K_c sont propres au matériau et dépendent de la sollicitation subie et de la vitesse de déformation. Le principal inconvénient de ce critère est son caractère tout ou rien, car tant que le taux de dommage I/K_c est inférieur à 1, il n'y a aucune influence du critère sur le matériau, ce qui n'est pas le cas dans la réalité. Ce critère néglige donc l'influence des deux premières phases de l'endommagement.

4.3.2.2 - Critères actifs

A la différence des critères précédents, les critères actifs agissent en retour en dégradant les grandeurs caractéristiques de l'état du matériau comme par exemple le module d'Young. Les critères d'origine théoriques entrent dans cette classe. Cependant, ces derniers deviennent rapidement complexes. Par exemple, le critère de Gurson [4.20] ne demande pas moins d'une douzaine de paramètres pour le matériau, rendant leur identification délicate. Certains demandent même une étude statistique pour chaque échantillon. Les critères rencontrés les plus simples restent basés sur une approche macroscopique de la matière par modèle poreux.

- **Le modèle de Kanel [4.21]**: Ce modèle empirique actif se démarque par sa simplicité. En effet, il ne nécessite que seulement 3 paramètres propres au matériau. Le modèle de Kanel a d'ores et déjà été validé pour modéliser l'endommagement ductile monodimensionnel par écaillage nanoseconde [4.22]. Le critère représente la loi d'évolution d'un volume de vide V_t dans un volume élémentaire du matériau V au cours du temps dont la forme est la suivante :

$$\begin{cases} \frac{dV_t}{dt} = -k \cdot \text{signe}(P) (|\sigma| - \sigma_S) (V_t + V_{t1}) & \text{si } |\sigma| > \sigma_S \\ \frac{dV_t}{dt} = 0 & \text{si } |\sigma| < \sigma_S \end{cases} \quad \text{Équation 4.20}$$

Où σ_S représente le seuil à partir duquel le matériau commence à s'endommager, et le volume de vide augmenter. Le facteur multiplicatif k symbolise la viscosité du matériau ; enfin, V_{t1} est une valeur critique pour le volume de vide. En effet, la forme de l'équation différentielle régissant la loi donne une solution exponentielle positive si $V_t > V_{t1}$. La proportion de vide augmente très rapidement dans ce cas qui correspond à l'étape de la coalescence. La présence de valeurs absolues autour de la contrainte donne la possibilité de modéliser la fermeture des pores en cas de forte compression.

Le critère est actif dans le sens où il rétroagit sur les constantes mécaniques élasto-plastiques. Plus V_t augmente, plus la module d'élasticité, la limite d'élasticité dynamique ainsi que le seuil d'endommagement sont dégradés. Ces paramètres sont reliés au volume de vide par une loi des mélanges :

$$\boxed{E = E^0 \cdot \frac{V_{t1}}{V_t + V_{t1}}}, \quad \boxed{\sigma_E = \sigma_E^0 \cdot \frac{V_{t1}}{V_t + V_{t1}}} \quad \text{et} \quad \boxed{\sigma_S = \sigma_S^0 \cdot \frac{V_{t1}}{V_t + V_{t1}}} \quad \text{Équation 4.21}$$

Le modèle de Kanel à l'avantage de décrire la physique de l'endommagement dynamique ductile, excepté la nucléation, tout en possédant un nombre de paramètres limités, 3 au total (σ_S^0 , k , V_{t1}). Cependant, de par sa nature empirique, seule une comparaison à l'expérience permet de dimensionner ses paramètres.

4.3.2.3 - Choix d'un critère d'endommagement

Dans l'objectif du dimensionnement d'un modèle capable de reproduire la rupture par écaillage, nous avons comparé les performances des trois critères développés dans le paragraphe précédent. Ces critères ont été sélectionnés pour le faible nombre de paramètres à déterminer. En effet, le dimensionnement de modèles plus complexes passe en général par une série d'essais impliquant différents types de sollicitations (traction, torsion, flexion ...), non accessibles par choc laser sub-picoseconde [4.23].

La Figure 4.17 montre un essai de dimensionnement des critères du Cut-off, Tuler-Butcher et Kanel pour un essai de choc laser femtoseconde sur une cible de tantale de 75 μ m. Chaque modèle a été optimisé de manière à correspondre au mieux au signal expérimental. Dans chaque cas, nous avons imposé que la contrainte seuil de tous les modèles soit en accord avec la décélération successive au débouché du choc.

Les valeurs optimisées pour chaque critère dans ce cas précis sont exposées dans le Tableau 4.1.

La courbe correspondant au critère du Cut-off retranscrit correctement le décrochement lié à l'apparition de la fissure, mais surestime ensuite la vitesse d'éjection.

Dans le cas du critère de Tuler-Butcher, on observe le phénomène inverse : la vitesse finale est bien retrouvée mais le décrochement se produit avec un retard qui est du au caractère passif du modèle pendant la phase d'endommagement.

Dans les deux cas, les oscillations sont plus marquées que sur la courbe expérimentale. La dualité des résultats obtenus provient de la nature « tout ou rien » de ces critères, amorçant la rupture de manière instantanée, sans tenir compte des effets de l'endommagement à l'origine de la fissuration dans le cas du Cut-Off, ou en la produisant avec une simple latence pour Tuler-Butcher, ce qui se traduit par une durée d'incubation $\Delta t'$ numérique quasi-nulle pour les deux critères, ce qui n'est pas le cas expérimentalement ($\Delta t'_{\text{exp}} = 1\text{ns}$).

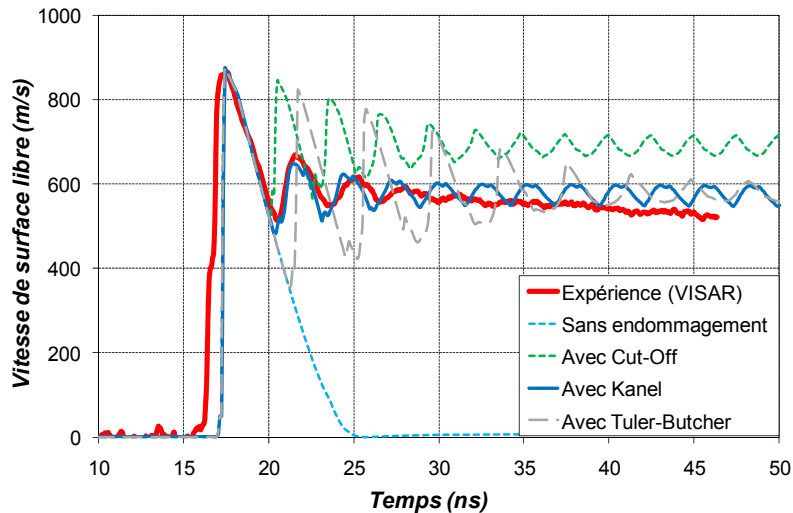


Figure 4.17 - Comparaison Expérience/Numérique de la vitesse de surface libre avec différents critères d'endommagement
 (Matériau : Tantale - $L=50\mu\text{m}$; Laser : LULI100TW - $\Phi=1.8\text{PW}/\text{cm}^2$, $\tau=300\text{fs}$)

Modèles	Paramètres Tantale		
<i>Cut-Off</i>	$\sigma_s = 120\text{kbar}$		
<i>Tuler-Butcher</i>	$\sigma_s = 120\text{kbar}$	$\lambda = 2$	$K_c = 5 \times 10^9 \text{ Pa}^\lambda \cdot \text{s}$
<i>Kanel</i>	$\sigma_s^0 = 120\text{kbar}$	$k = 1.1 \text{ Pa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$V_{tl} = 0.05$

Tableau 4.1 - Paramètres dimensionnés correspondant aux critères d'endommagement testés sur la Figure 4.17 (Vitesse de déformation : $1.75 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$)

Le critère de Kanel une fois dimensionné reproduit de manière très satisfaisante l'ensemble du signal VISAR, tant sur le décrochement que sur la vitesse d'éjection finale. En outre, il respecte bien la cinétique de l'endommagement avec un temps d'incubation similaire à la durée expérimentale et reproduit bien la fréquence des oscillations.

Par la suite, nous nous intéresserons plus particulièrement à ce dernier critère capable de simuler l'endommagement ductile, avec une formulation simple, et peu de paramètres à dimensionner. Toutefois, ce critère empirique ne semble pas intégrer dans sa formulation les effets de la vitesse de déformation. En effet, par exemple, la contrainte seuil d'endommagement constituant un de ses paramètres varie expérimentalement avec $\dot{\epsilon}$ comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.3.1.2. Il s'avère donc nécessaire de dimensionner les paramètres du critère de Kanel pour un matériau donné afin de lui faire intégrer les effets de vitesse de déformation. C'est dans cette optique que s'inscrivent les travaux d'optimisation des paramètres de Kanel présentés dans les paragraphes qui suivent.

4.3.3 - Optimisation du modèle d'endommagement de Kanel

Le paragraphe 4.3.1.2 a montré que l'exploitation du signal VISAR de vitesse de surface libre était un moyen efficace pour valider les modèles permettant de reconstituer la phénoménologie des chocs lasers en fonction de la vitesse de déformation. Ainsi, le dimensionnement du modèle passe par la détermination du jeu de paramètres tel que la vitesse de surface libre numérique reproduise le plus fidèlement possible son équivalent expérimental [1.29].

4.3.3.1 - Influence des paramètres de Kanel sur la vitesse de surface libre

Dans un premier temps, nous nous intéressons à l'influence des paramètres du modèle de Kanel à haute vitesse de déformation sur l'évolution de la vitesse de surface libre et l'interprétation qui en découle concernant l'endommagement. Pour cela, des calculs ont été effectués à partir du cas de la Figure 4.17 en faisant varier successivement chacun des 3 paramètres, permettant d'observer l'influence de chacun sur les caractéristiques du signal. Les relevés de vitesse de surface libre obtenus sont présentés sur la Figure 4.18.

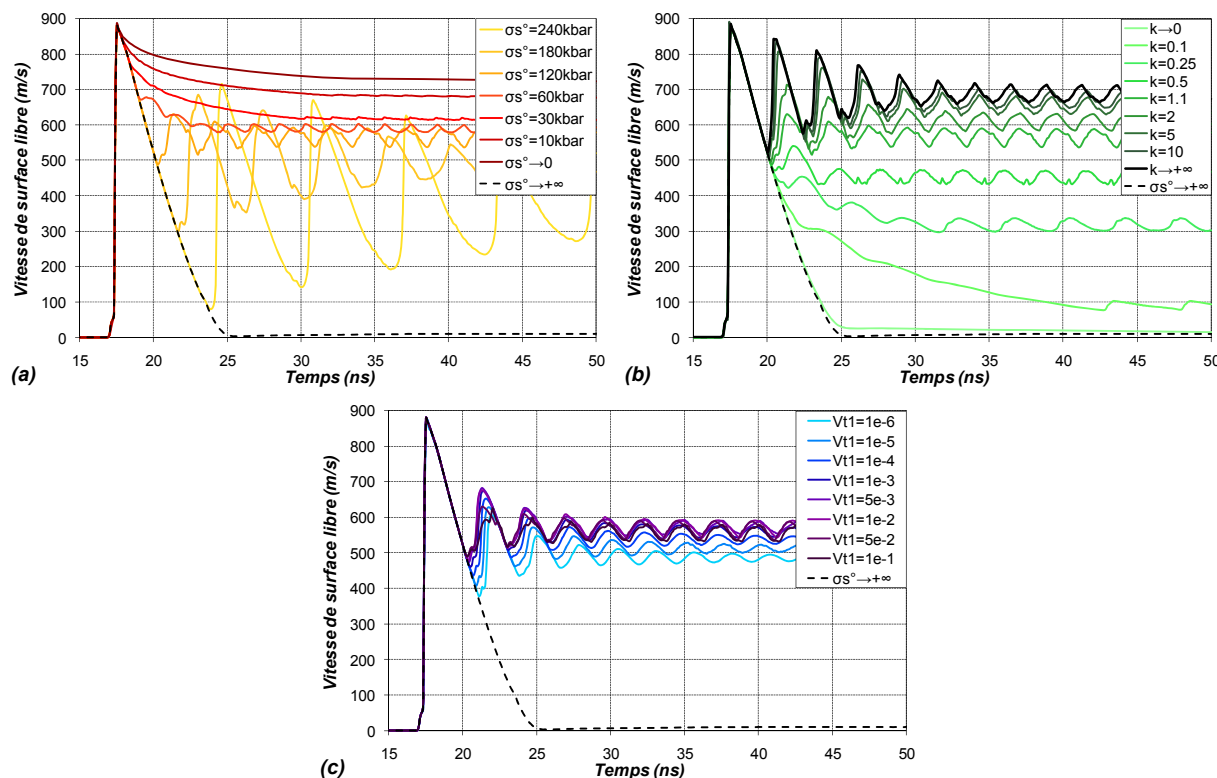


Figure 4.18 - Evolution de la vitesse de surface libre en fonction des paramètres de Kanel (Matériau : Tantale - $L=50\mu\text{m}$; Laser : LULI100TW - $\Phi=1.8\text{PW}/\text{cm}^2$, $\tau=300\text{fs}$; $\dot{\epsilon} : 1.75 \times 10^7 \text{s}^{-1}$)
 (a) $\Leftrightarrow \sigma_s^0$ variable - $k=1.1 \text{Pa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ - $V_{t1}=0.05$; (b) $\Leftrightarrow \sigma_s^0=12\text{GPa}$ - k variable - $V_{t1}=0.05$
 (c) $\Leftrightarrow \sigma_s^0=12\text{GPa}$ - $k=1.1 \text{Pa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ - V_{t1} variable.

Paramètres de Kanel	Mesures caractéristiques de la vitesse de surface libre				
	ΔU_{SL}	Δt	$\Delta U'_{SL}$	$\Delta t'$	$U_{SL\infty}$
Si $\sigma_s^0 \nearrow$	$\nearrow \nearrow \nearrow$	$\nearrow \nearrow \nearrow$	$\nearrow \nearrow \nearrow$	\searrow	$\searrow \searrow$
Si $k \nearrow$	\searrow	\nearrow	$\nearrow \nearrow$	$\searrow \searrow$	$\nearrow \nearrow \nearrow$
Si $V_{t1} \nearrow$	\searrow	\nearrow	=	=	\nearrow

Tableau 4.2 - Tendances des évolutions des grandeurs mesurables de la vitesse de surface libre typique de l'écaillage en fonction des paramètres de Kanel (Le nombre de flèches indique le degré d'influence sur la variation du paramètre considéré)

- Evolution en fonction de σ_s^0 : Comme nous l'avons vu lors de l'interprétation de la vitesse de surface libre, le seuil d'endommagement a une grande influence sur le point de décrochement de la courbe, traduisant le débouché de l'information « début de l'endommagement ». La variation du seuil agit de manière proportionnelle sur l'amplitude du saut de vitesse ΔU_{SL} , et donc sur la durée de décélération Δt . L'épaisseur d'écaillage est donc d'autant plus grande que σ_s^0 est élevée. Les oscillations caractérisant l'envol de l'écaillage ont ainsi une période plus longue et mènent à une vitesse d'éjection moyenne plus lente $U_{SL\infty}$. En revanche, lorsque la contrainte d'activation diminue, ces oscillations sont moins marquées, impliquant une émission plus diffuse des ondes de relaxation et un temps d'incubation $\Delta t'$ plus long.

- Evolution en fonction de k : Le paramètre k , de dimension $(Pa.s)^{-1}$, peut s'interpréter comme l'inverse d'une viscosité dynamique. Cette valeur représente au travers de l'équation de Kanel la résistance du milieu à la croissance de la porosité. Ainsi, plus cette valeur est grande, plus le volume de vide augmente rapidement pour une sollicitation donnée, affectant particulièrement les mesures liées à l'incubation de la rupture (durée augmentée et oscillations plus diffuses). Par passage aux limites, une très grande valeur de k dégénère le modèle en Cut-off ($\Delta t' \rightarrow 0$), et un k tendant vers 0 gèle l'endommagement.

- Evolution en fonction de V_{t1} : V_{t1} marque la valeur critique pour laquelle l'équation différentielle passe d'une solution stable à une évolution de V_t explosive. En pratique, il représente de taux de vide correspondant à la coalescence. Cette valeur est fonction du nombre de site d'activations par unité de volume des pores et de la distance inter-pores activant l'instabilité de fusion des cavités. Plus V_{t1} est grand, plus la porosité a la possibilité de se développer de manière stable, signifiant moins de sites d'activation et/ou une distance inter-cavités critique plus faible. En pratique, cela se traduit sur la vitesse de surface libre par une augmentation du temps nécessaire à la fissuration, soit une diminution de ΔU_{SL} et Δt . Son influence reste toutefois limitée dans le cas de l'endommagement ultra-bref.

Le Tableau 4.2 récapitule l'influence des trois paramètres sur les cinq mesures caractéristiques de la vitesse de surface libre. Pour l'ensemble des variables d'évaluation, on observe des évolutions monotones en fonction des 3 paramètres.

4.3.3.2 - Critères d'optimisation et Fonctions d'erreurs

Le paragraphe précédent a montré que les trois paramètres de Kanel avaient une influence sur la vitesse de surface libre, en particulier dans la partie correspondant à l'envol de l'écaillage. Afin de reproduire au mieux l'évolution expérimentale, il est nécessaire de définir des critères purement mathématiques à optimiser (à opposer au critère simplement « visuel »). Ce type de démarche a déjà été effectué par Bolis en régime nanoseconde pour le critère de Tuler-Butcher [4.2]. Le nombre de critères à évaluer doit être au moins égal au nombre de paramètres du critère, soit 3. Les 3 mesures expérimentales retenues pour être optimisées parmi les 5 définies dans le paragraphe 4.3.1.2 sont les suivantes:

- $p_1 = \Delta U_{SL}$, le saut traduisant l'amorçage de l'endommagement sur le signal.
- $p_2 = \Delta U_{SL}'$ correspondant à l'amplitude de la première oscillation dans l'écaillage.
- $p_3 = U_{SL\infty}$ qui est la vitesse asymptotique d'éjection de l'écaillage.

Notons que les mesures temporelles (Δt et $\Delta t'$) ne sont pas utilisées : elles serviront a posteriori pour valider le dimensionnement des paramètres.

L'objectif étant de se rapprocher au mieux des mesures expérimentales de ces paramètres, nous allons définir des fonctions « erreur » Err_i relatives aux trois paramètres cités ci-dessus (Équation 4.22):

$$Err_i = \frac{(p_i^{num} - p_i^{exp})^2}{(p_i^{exp})^2} \quad i \in (1, 2, 3) \quad \text{Équation 4.22}$$

Ces fonctions d'erreur quadratiques, comparant les grandeurs mesurées expérimentalement p_i^{exp} avec leurs équivalents numériques p_i^{num} issus d'une simulation numérique intégrant le critère de Kanel. On pourra dire que les critères du modèle sont optimisés lorsque la somme des trois erreurs Err_{tot} est minimisée.

$$Err_{tot} = \sum_{i=1}^3 \left[\frac{(p_i^{num} - p_i^{exp})^2}{(p_i^{exp})^2} \right] \quad \text{Équation 4.23}$$

La Figure 4.19 présente l'allure des trois fonctions erreurs et la fonction erreur totale obtenue pour le dimensionnement du cas expérimental d'une cible d'aluminium épaisse de $150\mu m$ soumise à un choc laser LULI100TW d'intensité $0.6PW/cm^2$ (Signal VISAR visible sur la Figure 4.13). Ici, nous avons fixé le paramètre $\sigma_s^0=14.5kbar$ en accord avec la relation directe liant le seuil d'endommagement à la décélération ΔU_{SL} (Équation 4.14). Cette première hypothèse permet de représenter les fonctions erreurs dans un plan (k, V_{t1}) .

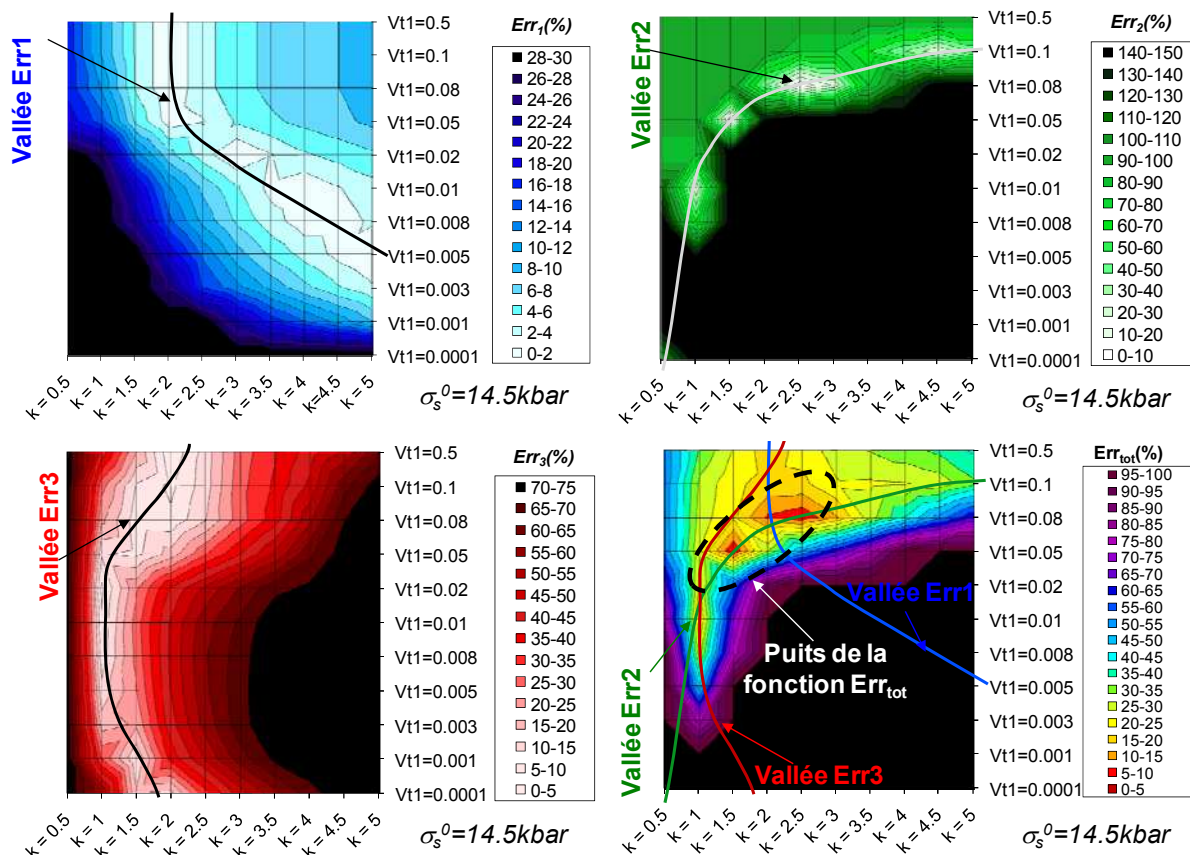


Figure 4.19 - Représentations des fonctions erreur Err_i et Err_{tot} relatives au signal VISAR d'une cible d'aluminium d'épaisseur $L=150\mu m$ (Voir Figure 4.13) dans le plan (k, V_{t1}) à $\sigma_s^0=15kbar$

Pour chaque fonction Err_i , on remarque qu'il existe une vallée linéique correspondant aux minimums locaux de la fonction. En réalité, ces vallées sont des surfaces courbes dans l'espace (σ_s^0, k, V_{t1}) . Les trois vallées (V_i) ont été reportées sur la fonction erreur cumulée. Ainsi le minimum de cette dernière (son puits) doit se trouver au point de rencontre simultanée des trois vallées. Sur cette illustration, on remarque qu'un tel point n'existe pas, donc il ne se trouve pas sur le plan $(\sigma_s^0=14.5\text{kbar})$.

4.3.3.3 - Optimisation numérique de la fonction erreur totale

La détermination du puits de la fonction erreur cumulée Err_{tot} nécessite la mise en œuvre d'une recherche systématique de solution optimale. Comme les fonctions ont des formes analytiques inconnues, nous allons utiliser une méthode basée sur l'algorithme du simplexe (ou « du skieur alpin ») (Voir Figure 4.20). Nous supposons aussi que le puits est unique, impliquant l'unicité de la solution pour un signal donné, une hypothèse raisonnable au vu de l'étude préliminaire ayant donné des variations de paramètres monotones.

La méthode consiste, à partir d'un point de départ donné, de calculer la pente d'erreur globale aux points octaédriques voisins autour avec des pas $(\Delta\sigma_s^0, \Delta k, \Delta V_{t1})$ fixés. On choisit le point donnant la pente descendante la plus forte et on réitère la recherche de pente à partir de ce dernier. On réitère ensuite ce processus pour glisser progressivement vers le fond des 3 vallées. A ce moment, on peut affiner la recherche en réduisant les pas de calcul de moitié. A la fin du processus, on aboutit normalement au cœur des 3 vallées et ses coordonnées correspondent aux paramètres optimisés de Kanel (Voir Figure 4.21). La Figure 4.22 montre l'allure de la vitesse de surface libre optimisée pour la cible d'aluminium de $150\mu\text{m}$ déjà testé plus haut. La courbe est comparée au signal VISAR de la Figure 4.13. Le signal simulé dans ce cas reproduit bien les oscillations expérimentales, en respectant les durées de décélération Δt et d'incubation $\Delta t'$.

Cette comparaison satisfaisante permet donc de valider le principe d'optimisation et le jeu de coefficients de Kanel dans ce cas précis. Cette méthode sera utilisée par la suite pour l'ensemble des dimensionnements des paramètres de Kanel.

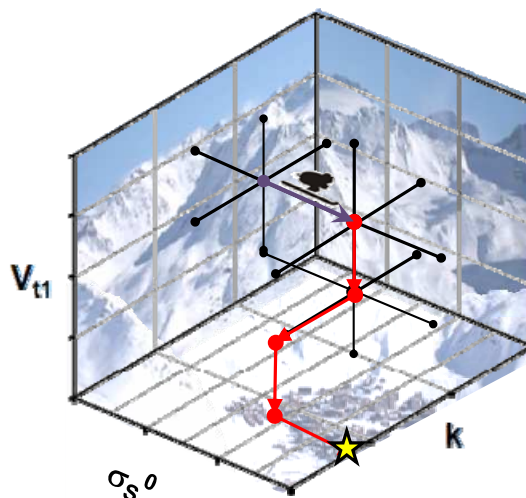


Figure 4.20 - Principe de l'algorithme d'optimisation des paramètres de Kanel

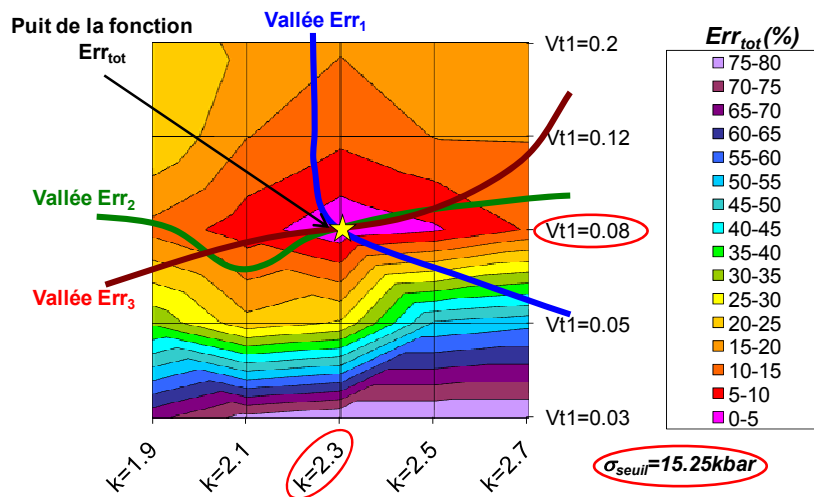


Figure 4.21 - Cartographie de la fonction erreur cumulée à l'intersection des 3 vallées pour le cas $L=150\mu\text{m}$ présenté en Figure 4.13

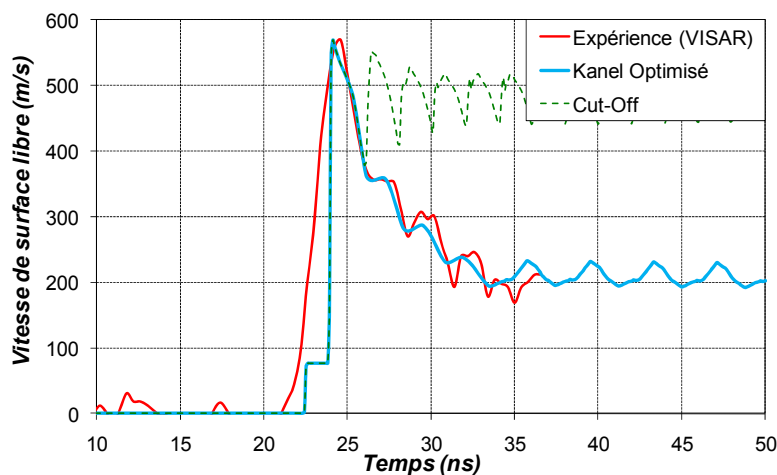


Figure 4.22 - Vitesse de surface libre simulée avec les paramètres de Kanel optimisés et comparée au signal expérimental équivalent. (Aluminium $L=150\mu\text{m}$; Laser : $\Phi=0.6\text{PW}/\text{cm}^2$, $\tau=300\text{fs}$)

4.3.3.4 - Résultats du dimensionnement pour l'aluminium

D'autres optimisations ont été faites pour des tirs sur cibles d'aluminium d'épaisseurs distinctes afin d'observer les effets de la vitesse de déformation. La Figure 4.23 compare les vitesses de surface libre optimisées à leurs équivalents expérimentaux dans le cas de la série aluminium $0.6\text{PW}/\text{cm}^2$. Dans tous les cas la restitution du signal est très satisfaisante. Le Tableau 4.3 présente les jeux de paramètres optimisés pour ces cas, ainsi que les vitesses de déformations associées, qui se situent sur un éventail allant jusqu'à plus de 10^8s^{-1} . De manière générale, l'ensemble des paramètres de Kanel augmentent avec $\dot{\epsilon}$. Chaque paramètre ayant une signification physique, il est possible d'interpréter leur évolution et l'impact sur l'endommagement de manière qualitative :

- La contrainte seuil initiale σ_s^0 évolue conformément aux observations expérimentales faites durant le paragraphe 4.3.1.2. Cette augmentation en fonction de la vitesse de déformation, qui rappelle l'évolution de la limite d'élasticité avec $\dot{\epsilon}$ peut être interprétée comme un mécanisme « thermiquement activé » [4.24], soit dépendant de l'équivalence temps/température (Équation 4.24).

$$\sigma_s^0 = f\left(\frac{T}{T_0} \cdot \ln\left[\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}}\right]\right)$$

Équation 4.24

Un moyen de vérifier cette hypothèse consisterait à effectuer des essais analogues à ceux présentés ici, mais à des températures différentes.

- Le paramètre k étant assimilé à l'inverse d'une viscosité dynamique, cela signifie que son augmentation avec la vitesse de déformation donne lieu à une réduction de la résistance à la cavitation, ou encore une perte progressive de la ductilité, similaire à ce que l'on obtiendrait avec une diminution de température, cohérente avec le principe d'équivalence temps/température. Cette interprétation peut expliquer en partie le faciès de rupture mixte en apparence observé pour l'aluminium en régime ultra-bref (Voir § 4.3.1.3).

- L'augmentation de V_{t1} avec $\dot{\varepsilon}$ équivaut soit à une augmentation du nombre de sites d'activation des cavités, soit à une réduction de la distance critique inter-pores menant à la coalescence.

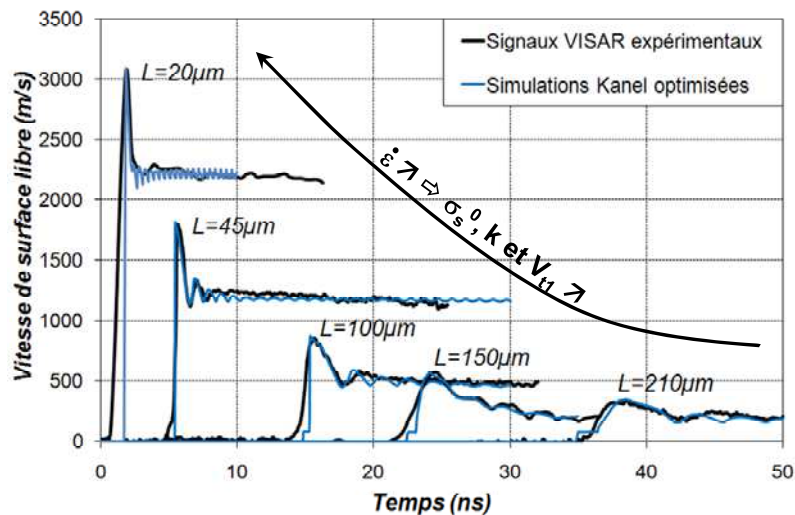


Figure 4.23 - Vitesses de surface libre simulées avec les paramètres de Kanel optimisés et comparées aux signaux expérimentaux équivalents. (Cibles Aluminium ; Laser : $\Phi=0.6PW/cm^2$, $\tau=300fs$)

Épaisseur L (μm)	Vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}$ (s^{-1})	Paramètres de Kanel		
		σ_s^0 (kbar)	k ($Pa^{-1}.s^{-1}$)	V_{t1}
210	7.8×10^6	13	1.8	0.015
150	1×10^7	15.5	2.3	0.02
100	1.9×10^7	29	2.6	0.07
45	7.2×10^7	50	3.7	0.09
20	2.0×10^8	62	6	0.1
Tendances	↗	↗	↗	↗

Tableau 4.3 - Paramètres de Kanel optimisés pour des cibles Aluminium de différentes épaisseurs avec des conditions de tir laser similaires ($\Phi=0.6PW/cm^2$, $\tau=300fs$)

4.3.4 - Variation des paramètres de Kanel avec le type de sollicitation

Le régime ultra-bref permet d'étudier l'endommagement pour des vitesses de déformation autour de 10^7 - 10^8 s⁻¹. Afin de généraliser les tendances obtenues sur la détermination des paramètres de Kanel à une plage plus étendue, nous avons transposé la méthode d'optimisation validée pour l'écaillage par choc laser femtoseconde à d'autres modes de sollicitation par choc induisant des vitesses de déformation en traction moins élevées. Cette comparaison transversale est appliquée ici au cas du Tantale. La Figure 4.24 montre des signaux VISAR obtenus pour des cibles de Tantale (courbes noires) en régime ultra-bref. Nous avons dans un premier temps comparé l'effet de l'endommagement entre un monocristal (a) et un polycristal (b). Dans les deux cas, le flux et l'épaisseur ont été réglés de manière à se trouver proche du seuil d'écaillage avec des vitesses de déformation similaires (7.3×10^6 pour le monocristal et 6.3×10^6 pour le polycristal). Les résultats optimisés, présentés dans le Tableau 4.4 concordent dans l'ensemble.

On remarque que les paramètres obtenus sont proches d'un cas à l'autre. Par exemple le seuil d'endommagement calculé du polycristal est de 92kbar contre 95kbar pour le monocristal. Ainsi, la cristallinité n'a donc aucune incidence dans ce cas, ce qui s'explique par le fait que l'endommagement des polycristaux se fait de manière exclusivement intra-granulaire (Voir § 4.3.1.3), soit proche de l'endommagement dans un monocristal. La faible différence peut être attribuée à l'écart en ε , qui induit tout de même une différence notable car on se trouve dans la zone d'évolution rapide du seuil tout comme pour l'aluminium (Voir Figure 4.14). Cependant, cette convergence du comportement ne se retrouve pas pour des modes de sollicitation plus longs où une part de l'endommagement est inter-granulaire, affaiblissant alors la valeur du seuil d'endommagement [4.25].

Par la suite, le dimensionnement des paramètres de Kanel a été appliqué dans le cas du tantale polycristallin soumis à des chocs de durée plus longue, obtenus en utilisant d'autres dispositifs expérimentaux. La Figure 4.25 montre deux exemples de comparaison expérience/numérique issus d'expériences d'écaillage par impact de plaque (a) [4.16] et par choc laser nanoseconde (b) [4.26], induisant des profils de chargement de durées 2 μ s ($\dot{\varepsilon} = 4.8 \times 10^5$ s⁻¹) et 3ns ($\dot{\varepsilon} = 2.7 \times 10^6$ s⁻¹) respectivement.

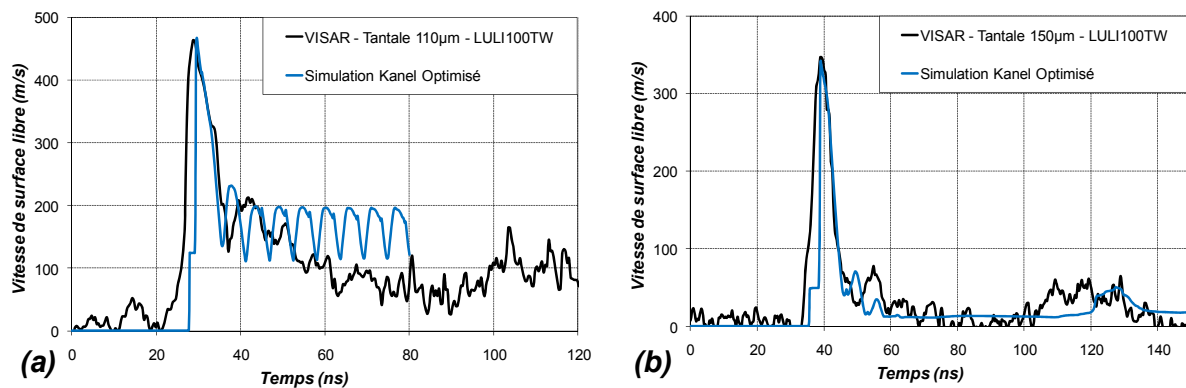
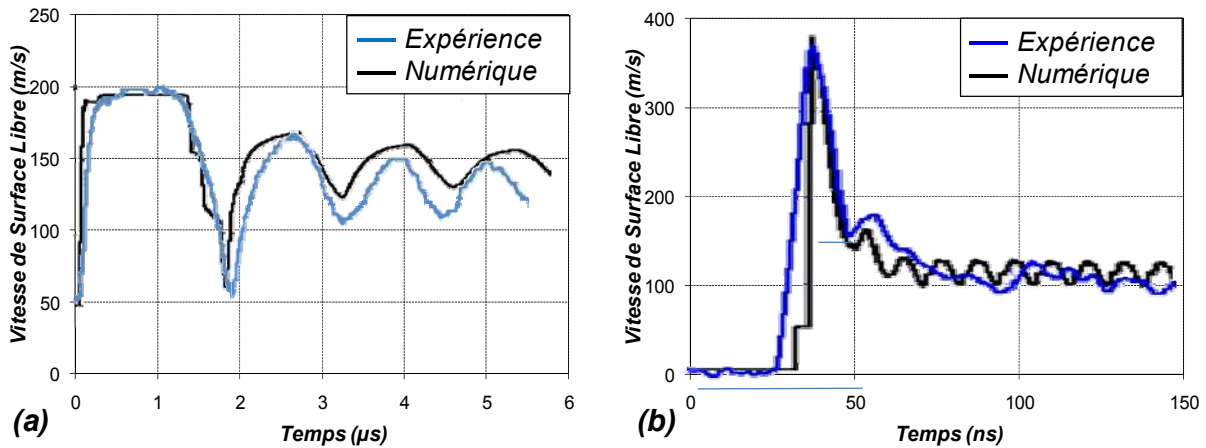


Figure 4.24 - Comparaison Expérience/Numérique de la vitesse de surface libre en régime ultra-bref
Influence de la mono/poly-cristallinité

(a) \Leftrightarrow Matériau : Tantale monocristallin - L=120 μ m ; Laser : LULI100TW - $\Phi=3.4$ PW/cm², $\tau=300$ fs

(b) \Leftrightarrow Matériau : Tantale polycristallin - L=150 μ m ; Laser : LULI100TW - $\Phi=3.2$ PW/cm², $\tau=300$ fs



**Figure 4.25 - Comparaison Expérience/Numérique de la vitesse de surface libre
Influence de la méthode de sollicitation**

(a) ⇔ Matériau : Tantale - $L=5\text{mm}$; Impact de plaques - Impacteur : Tantale $L_i=3\text{mm}$ $V_i=200\text{m/s}$
 (b) ⇔ Matériau : Tantale - $L=200\mu\text{m}$; Laser : LULI2000 - $\Phi=2.3\text{TW}/\text{cm}^2$, $\tau=3\text{ns}$

Les données associées sont référencées dans le Tableau 4.4 ainsi qu'un essai intermédiaire d'envol de feuille par choc laser de 25ns. La comparaison transversale des données permet de couvrir une large plage en vitesses de déformation, allant de 10^5 à 2.10^7 s^{-1} . Toutefois, l'impédance du matériau ne permet pas d'atteindre des vitesses de déformations aussi élevées qu'avec l'aluminium à épaisseur de cible fixée, conformément à la relation approchée de $\dot{\varepsilon}$ (Équation 4.16).

Les résultats obtenus pour le dimensionnement du modèle de Kanel du Tantale montrent des tendances semblables à celles observées pour l'aluminium, permettant de généraliser l'évolution des paramètres indépendamment de l'expérience de choc effectuée. En comparaison de l'aluminium, on remarque que le seuil d'endommagement pour un $\dot{\varepsilon}$ donné est plus grand d'un facteur 2 et en accord avec les données existant dans la littérature. Les valeurs de k sont sensiblement plus faibles, ce qui traduit un plus haut degré de ductilité pour le tantale par rapport à l'aluminium. Le volume critique quant à lui se situe dans les mêmes ordres de grandeur pour les deux matériaux.

L'ensemble des résultats permet donc de corriger les paramètres du modèle de Kanel en fonction de la vitesse de surface libre. Les valeurs issues de la base de données du Tantale peuvent être interpolées avec fidélité par des lois en puissance, valables sur l'intervalle de vitesses de déformation [10^5 s^{-1} ; 10^8 s^{-1}]. L'ensemble des relations, interpolées aussi pour l'aluminium, sont reportées sur la Figure 4.26.

4.3.5 - Validation Expérience/Numérique de l'épaisseur d'écaille

Les observations post-mortem des cibles écaillées peuvent compléter l'analyse des signaux VISAR en donnant des informations sur la microstructure et les caractéristiques de la zone fissurée. En particulier, une observation en coupe axiale permet d'évaluer l'épaisseur de l'écaille éjectée qui constitue une observable complémentaire dans le cadre de la validation du modèle de Kanel dimensionné dans les paragraphes précédents.

Les microscopies suivantes correspondent à deux séries de coupes axiales d'échantillons d'aluminium (Figure 4.27) et de tantale (Figure 4.28) de différentes épaisseurs, paramètre pilotant principalement la vitesse de déformation.

Générateur expérimental de choc (durée caractéristique)	Épaisseur de cible L (μm)	Durée de mise en traction (ns)	ε̇ (s ⁻¹)	Paramètres de Kanel		
				σ _s ⁰ (kbar)	k (Pa ⁻¹ s ⁻¹)	V _{t1}
Impact de plaque par canon à gaz [4.16]	4000+5000 ^b	500	3.7 × 10 ⁵	42	0.007	0.0006
	3000+5000 ^b	460	4.8 × 10 ⁵	45	0.008	0.0006
	2000+5000 ^b	400	6.2 × 10 ⁵	52	0.01	0.001
Envol de feuille par laser ns : LCD (25ns) [4.26]	100+150 ^b	22	1.4 × 10 ⁶	69	0.026	0.0018
Laser nanoseconde : LULI 2000 (3ns) [4.26]	200	12.2	2.7 × 10 ⁶	81	0.28	0.008
Laser femtoseconde : LULI 100TW (300fs)	150 (poly)	8.5	6.3 × 10 ⁶	92	0.32	0.03
	120 (mono)	6.4	7.3 × 10 ⁶	95	0.4	0.04
	100 (mono)	5.6	8.2 × 10 ⁶	100	0.5	0.045
	50 (poly)	2.9	1.8 × 10 ⁷	120	1.1	0.05
Tendances	↘	↘	↗	↗	↗	↗

Tableau 4.4 - Evolution des paramètres de Kanel pour des cibles de Tantale soumises à diverses sollicitations dynamiques

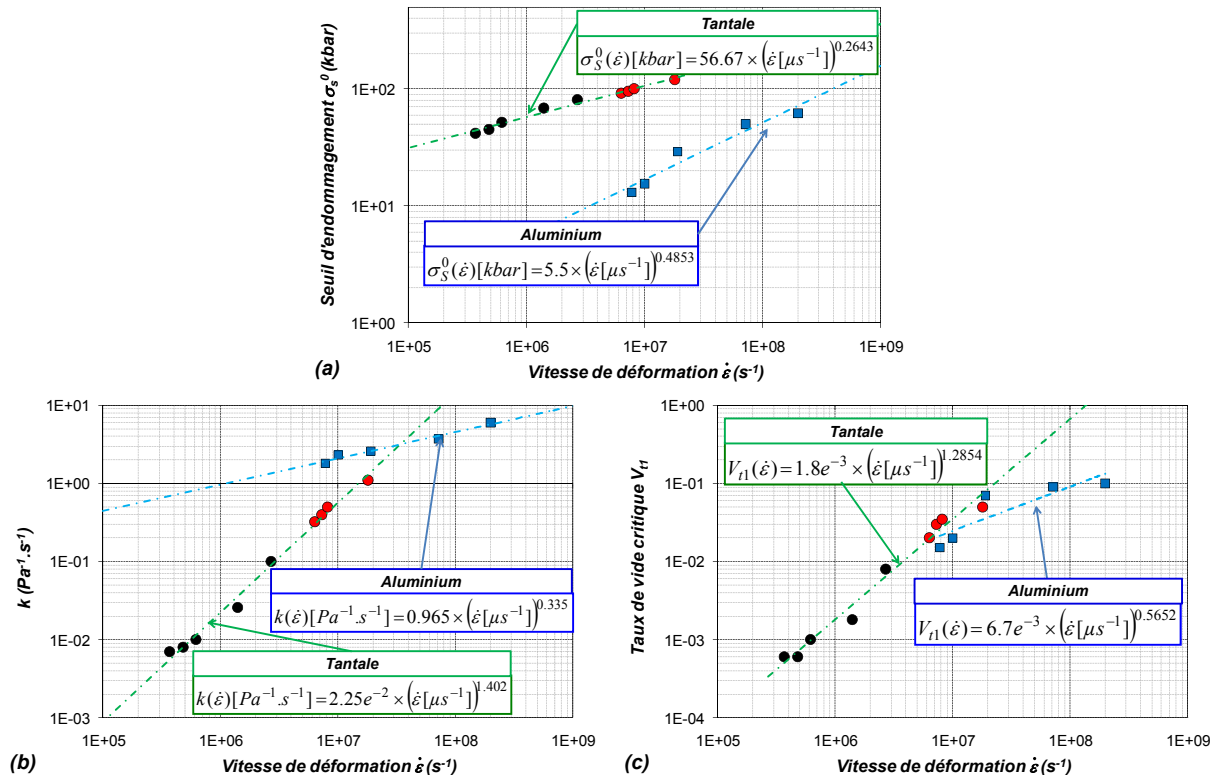


Figure 4.26 - Interpolations en puissance des paramètres de Kanel en fonction de la vitesse de déformation pour le tantale et l'aluminium

^b La première valeur correspond à l'épaisseur de l'impacteur, la seconde à celle de la cible.

La série aluminium à $0.6\text{PW}/\text{cm}^2$ correspond aux courbes VISAR exposées dans la Figure 4.23 ayant majoritairement servi au dimensionnement du modèle de Kanel. On remarque deux comportements distincts en fonction de l'épaisseur :

- La cible la plus épaisse ($L=500\mu\text{m}$) a un aspect bombé car elle a conservé l'écaillage qui a été retenue à ses extrémités. Il est alors possible de mesurer son épaisseur directement.
- Pour des cibles fines jusqu'à $200\mu\text{m}$, l'écaillage est totalement éjectée : la micrographie révèle alors une empreinte de profondeur égale à l'épaisseur de l'écaillage, mais aussi des cordons aux extrémités de la fissure qui correspondent aux points d'attache de l'écaillage. En observant en détail la morphologie de la fissure, on remarque de nombreux micro-fragments se détachant de la surface fracturée (Zoom bleu de la cible $L=100\mu\text{m}$; Zoom vert de la cible $L=50\mu\text{m}$). Ces derniers constituent en fait des morceaux d'écaillages secondaires partiellement éjectés, typique d'une onde de traction triangulaire [4.27]. Ces micro-écaillages correspondent aux pelures observées sur les images MEB présentées dans le chapitre 2.

Dans le cas des cibles les plus fines ($<50\mu\text{m}$), l'écaillage éjectée est très fine, inférieure à $5\mu\text{m}$ et la profondeur d'empreinte tout comme les points d'attache sont difficiles à repérer. On peut alors utiliser des zones partiellement écaillées lorsqu'elles se présentent comme c'est le cas sur la cible $L=20\mu\text{m}$.

Pour la série « tantale », nous avons sélectionné les coupes correspondant à des flux tels que l'écaillage soit à peine formée, soit juste au dessus du seuil d'écaillage. Cette démarche a pour objectif d'observer une trempe des phénomènes menant à la rupture, mais aussi de déterminer l'évolution du seuil d'écaillage avec l'épaisseur de cible. Dans les cas présentés, on remarque l'apparition locale de petites écaillages conditionnée par inhomogénéité de contrainte à cet endroit. Cependant, l'approche par coupe axiale ne permet pas de distinguer les signes caractéristiques d'un début d'endommagement ailleurs, tel qu'une porosité localisée. Cette dernière est très certainement rebouchée lors du polissage. Concernant ce point délicat, nous verrons dans le chapitre suivant que ces cavités d'échelles micrométriques ne peuvent être observées qu'à l'aide de la microtomographie qui à l'instar de la métallographie est non intrusive.

L'ensemble des coupes permet d'établir un diagramme épaisseur d'écaillage/épaisseur de cible (Figure 4.29). Nous avons superposé sur les points expérimentaux les épaisseurs d'écaillages éjectés simulés numériquement avec le modèle de Kanel dimensionné au paragraphe 4.3.3.4 pour l'aluminium dans des conditions initiales constantes (Source laser : LULI100TW - $\tau=300\text{fs}$, $\Phi=0.6\text{PW}/\text{cm}^2$). Pour la plupart des épaisseurs testées expérimentalement, plusieurs tirs en conditions similaires ont été effectués afin de vérifier la reproductibilité de l'épaisseur écaillée. On observe alors une faible dispersion des valeurs mesurées pour une épaisseur donnée. Par exemple, pour des tirs sur cibles d'épaisseur $L=200\mu\text{m}$, l'épaisseur d'écaillage moyenne est de $15.9 \pm 0.4\mu\text{m}$, soit une dispersion relative de 5%.

Aussi, une bonne concordance est obtenue entre les résultats numériques et les points expérimentaux. Dans ce cas, on retiendra que l'épaisseur d'écaillage peut être évaluée à un dixième de l'épaisseur de cible dans ce régime en moyenne. Ainsi, cette confrontation complémentaire à la restitution du signal VISAR conforte d'autant plus la validation du critère de Kanel dans la description de l'endommagement à vitesse de déformation variable.

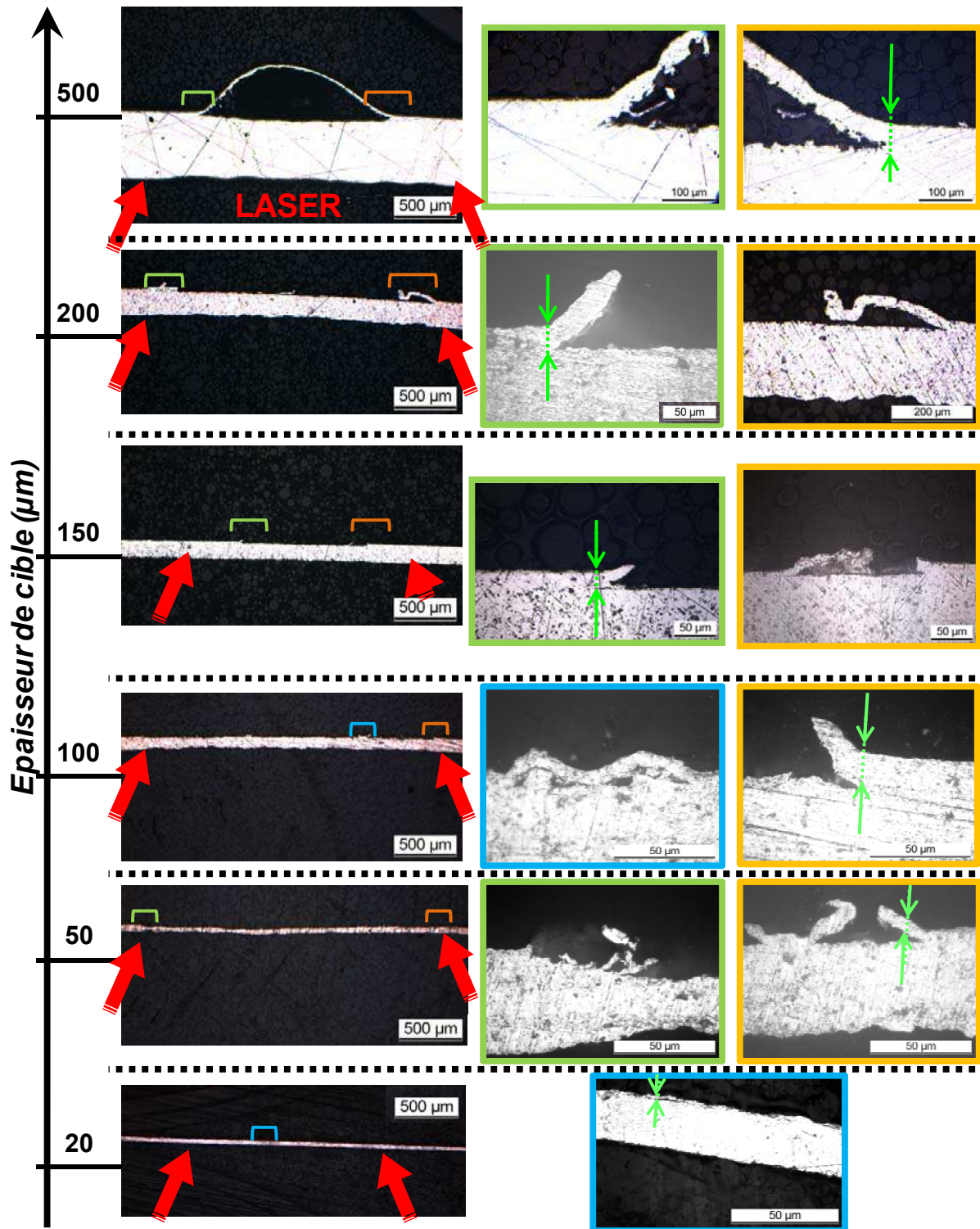


Figure 4.27 - Microscopies optiques de coupes axiales post-mortem de cibles d'aluminium écaillées pour plusieurs épaisseurs et à flux constant en régime sub-picoseconde
 (Laser : LULI 100TW - $\Phi=0.6PW/cm^2$ - $\tau=300fs$)
 En vert : agrandissement de l'extrémité gauche de l'écaille
 En orange : agrandissement de l'extrémité droite de l'écaille
 En bleu : Agrandissement dans une zone fissurée

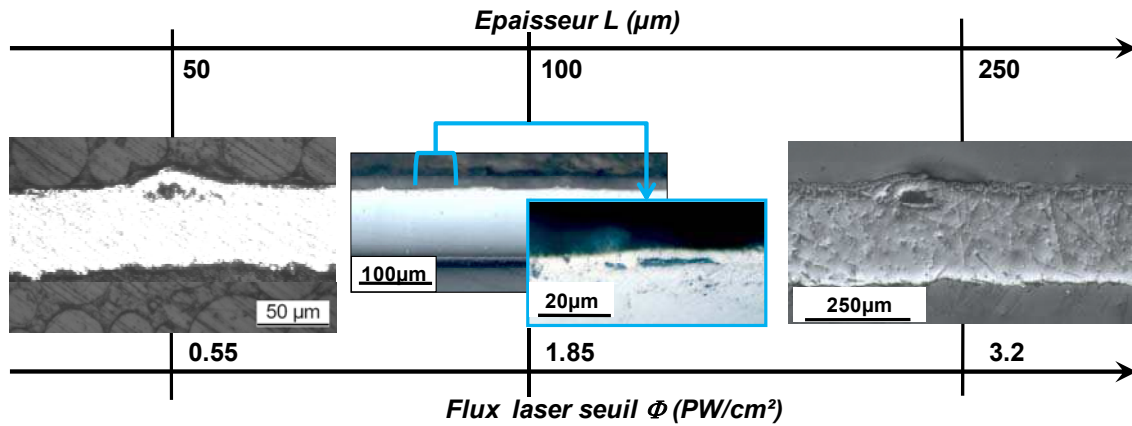


Figure 4.28 - Microscopies optiques de coupes axiales post-mortem de cibles de tantale pour plusieurs épaisseurs aux flux proches du seuil d'écaillage (LULI 100TW - $\tau=300fs$)

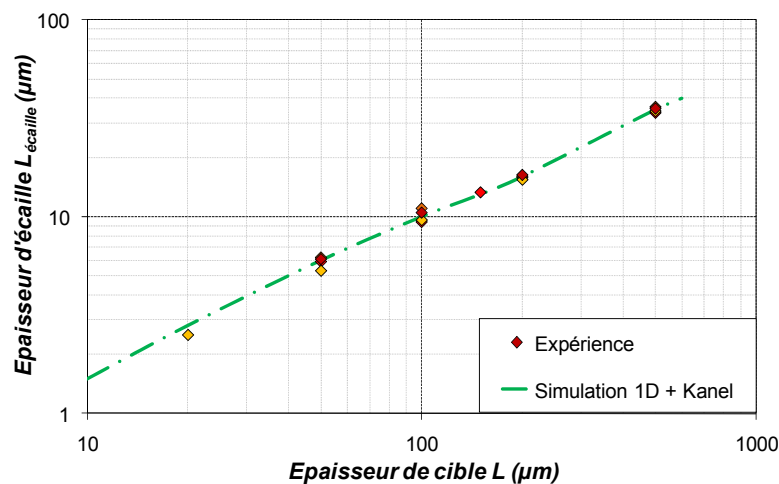


Figure 4.29 - Comparaison expérience-numérique de l'épaisseur d'écaillage en fonction de l'épaisseur de cible pour une irradiation laser LULI100TW d'intensité $0.6PW/cm^2$ sur de l'aluminium

4.4 - Bilan - Vers des écailles sub-micrométriques ?

Tout au long de ce chapitre, nous avons étudié le devenir d'une onde de choc générée par une impulsion laser sub-picoseconde au sein d'une cible métallique et les conséquences de sa réflexion en termes d'endommagement dynamique.

Dans un premier temps, l'étude de la propagation de l'onde de compression a montré à l'aide d'une approche analytique par similitudes que plus sa durée est brève et sa pression maximale initiale intense, plus l'amortissement de l'onde est prononcé au cours de son parcours. Nous avons montré que l'atténuation de l'amplitude du choc lors de son débouché en face arrière pouvait être suivie à l'aide de la vitesse de surface libre, et particulièrement son maximum. La comparaison des extrema expérimentaux avec des simulations numériques ont permis de valider la modélisation de la propagation avec une loi de comportement élasto-plastique couplée à l'équation d'état de Mie-Grüneisen, mais aussi la définition du chargement obtenue à l'aide du code d'interaction laser-matière ESTHER. Cela a notamment permis de légitimer l'utilisation du modèle à deux températures dans le calcul du profil équivalent. Ainsi, cette première étape a permis de caractériser le profil de pression débouchant sur la face opposée au chargement, conditionnant la mise en traction du matériau après réflexion sur la surface libre.

La détermination de l'onde de traction réfléchiée constitue une base essentielle pour caractériser l'endommagement dynamique induit. Au cours de ce deuxième volet de l'étude, nous nous sommes intéressés particulièrement à l'évolution de l'endommagement en fonction de la vitesse de déformation. Nous avons mis en évidence que la mesure de la vitesse de surface libre résolue en temps donne accès à de nombreuses informations concernant l'écaillage, comme la contrainte d'activation de l'endommagement, la vitesse de déformation, ainsi que des données cinétiques sur la formation de la fracture. Une approche acoustique a permis de dégager les principaux paramètres influant sur la vitesse de déformation, sensible à une réduction de la durée de sollicitation ainsi qu'une diminution de l'épaisseur de cible. Sur ce principe, une source ultra-brève utilisée sur des cibles fines constitue une technique prometteuse pour l'étude de l'endommagement à très haute vitesse de déformation. Les données expérimentales montrent qu'il est possible de dépasser des vitesses de déformation en traction de 10^8s^{-1} . Dans l'objectif de modéliser l'endommagement dans des conditions aussi extrêmes, nous avons choisi d'étudier en détail le modèle actif de Kanel simulant la rupture ductile. Ses principaux atouts sont que malgré son origine empirique, il permet de reproduire la phénoménologie de l'endommagement de manière cohérente et avec un nombre de paramètres réduits. Cela donne la possibilité de dimensionner le modèle par confrontation à la vitesse de surface expérimentale. Un processus d'optimisation a été développé afin d'en déduire l'évolution des paramètres avec la vitesse de déformation. Les résultats obtenus montrent clairement une augmentation notable de la contrainte seuil d'endommagement avec $\dot{\epsilon}$ accompagnée d'une perte de ductilité. Cette tendance a pu être généralisée à plusieurs dispositifs générateurs de choc (laser nanoseconde, impacts de plaques par canon à gaz) permettant de dimensionner des lois d'évolution du modèle, et ce sur une plage étendue en vitesses de déformations.

En parallèle, les investigations métallographiques ont permis d'observer l'état de surface dans la zone fracturée, donnant des informations sur le type de rupture rencontrée, intra-granulaire dans la majorité des cas. En outre, les vues en coupe fournissent des données complémentaires confortant l'utilisation du modèle dimensionné, notamment l'épaisseur d'écaillage comparable aux valeurs numériques. De manière générale, on peut estimer que cette épaisseur est en moyenne 10 fois plus petite que l'épaisseur de la cible.

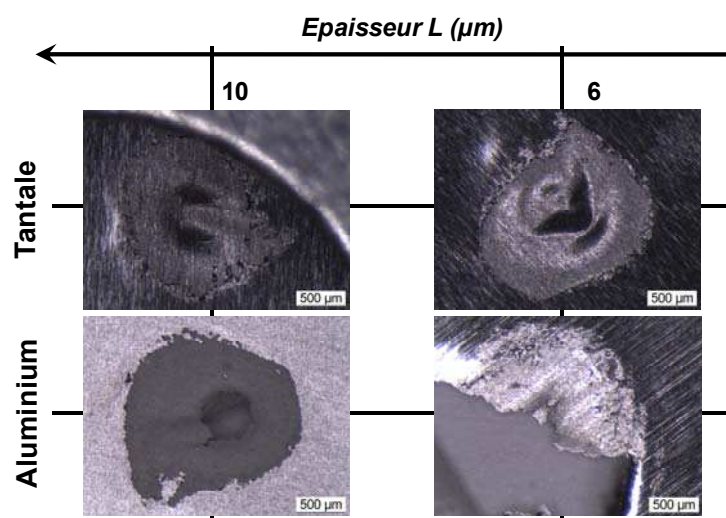


Figure 4.30 - Surface libres endommagées à l'échelle micrométrique suite à un choc laser femtoseconde (Laser : LOA - $\tau=30\text{fs}$, $d=2.5\text{mm}$, $\Phi=0.68\text{PW/cm}^2$)

L'ensemble de l'étude nous a donc permis de caractériser le comportement sous choc sur la plage de vitesses de déformation 10^7 - 10^8 s⁻¹. Toutefois, l'utilisation des lasers ultra-brefs permettrait techniquement d'aller encore plus loin dans les conditions extrêmes. En effet, en appliquant le principe de réduction des échelles spatio-temporelles, constituant le fil conducteur de cette thèse, il est possible d'atteindre des sollicitations au-delà de 10^9 s⁻¹ en diminuant encore l'épaisseur de cible ainsi que la durée d'impulsion du laser.

C'est dans cette optique qu'une campagne d'essais a été menée cette année sur l'installation femtoseconde du LOA, dont la durée d'impulsion est de 30fs à 1J d'énergie sur cible. Des tirs ont été effectués en diminuant progressivement l'épaisseur de cible et le flux afin de tester les limites des chocs ultra-brefs. La Figure 4.30 présente des vues générales de surface libres de cibles dont l'épaisseur ne dépasse pas 10 μ m, démontrant la possibilité de générer de l'écaillage sur des épaisseurs très fines, de l'ordre du micron et voire sub-micrométriques en extrapolant les résultats expérimentaux obtenus sur la chaîne 100TW. Par exemple, une cible de tantale de 2 μ m peut donner une écaille de 200nm à une vitesse de déformation de l'ordre de 10^9 s⁻¹, qui permettrait certainement de renseigner sur le comportement de l'endommagement aux abords de la limite à rupture théorique.

Toutefois, même si l'expérience est réalisable, le principal écueil à leur exploitation est le manque de précision des diagnostics de mesure de vitesse résolue en temps face à des phénomènes dont la durée caractéristique ne dépasse pas la centaine de picosecondes. Néanmoins, si l'étude expérimentale des propriétés dynamiques des matériaux à de telles échelles reste encore inaccessible à ce jour, elles peuvent être tout de même prédites en utilisant des codes de dynamique moléculaire, permettant de simuler actuellement à ces échelles le comportement de la matière en se basant sur une modélisation ayant pour brique élémentaire l'atome. L'utilisation d'un tel modèle pour simuler l'écaillage par choc laser ultra-bref constitue l'objet du chapitre suivant.

4.5 - Références bibliographiques du Chapitre 4 :

- [4.1] L. Tollier, « Caractérisation de chocs laser à éclairissements modérés par interférométrie Doppler VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques », *Thèse de l'université de Poitiers*, (1996).
- [4.2] C. Bolis, « Etude numérique et expérimentale de la séparation par choc bref d'interface de revêtements multi-couches. Application au test d'adhérence par choc laser », *Thèse de l'université de Poitiers*, (2004).
- [4.3] G.E. Duvall, « Maxwell-like relations in condensed materials: Decay of shock waves », *Iranian J. Sci. Technol.*, **7** 57, (1978).
- [4.4] D. Zagouri, « Densification superficielle de matériaux poreux par choc laser », *Thèse de l'université de Poitiers*, (1992).
- [4.5] M. Boustie, « Etude de l'endommagement dynamique sous l'action d'une onde de choc induite par une impulsion laser de forte puissance dans une cible solide », *Thèse de l'université de Poitiers*, (1992).
- [4.6] D.D. Ryutov, B.A. Remington, H.F. Robey et al, « Magnetohydrodynamics scaling : From astrophysics to the laboratory », *Phys. Plasmas*, **8**(5) 1804, (2001).
- [4.7] J. Coirier, « Mécanique des milieux continus - Concepts de base », *Edité par Dunod, Paris - France*, ISBN 2-10-003436-7, (1997).

- [4.8] A.J. Harris, « The decay of plane, cylindrical, and spherical shock waves, in *The shock wave - Vol. I, underwater explosion research; A compendium of British and American reports, office of naval research, Washington DC - USA*, (1950).
- [4.9] F. Cottet and M. Boustie, « Spallation studies in aluminum targets using shock waves induced by laser irradiation at various pulse duration », *J. Appl. Phys.*, **66(9)** 4067, (1989).
- [4.10] F. Cottet and J.-P. Romain, « Influence des conditions initiales sur l'évolution d'une onde de choc induite par impulsion laser », *J. Physique Lett.*, **44(7)** 235, (1983).
- [4.11] Y. Quéré, « Physique des Matériaux », *Edité par Ellipses*, ISBN 978-2-7298-8858-9, (1988).
- [4.12] D. Krajcinovic, « Damage mechanics », *Edited by Elsevier Science, collection North-Holland, Amsterdam- The Netherlands*, ISBN 0-444-82349-2, (1996).
- [4.13] T. Antoun, L. Seaman, D.R. Curran et al, « Spall fracture », *Edited by Springer-Verlag - New-York*, ISBN 0-385-95500-3, (2002).
- [4.14] E. Moshe, S. Eliezer, E. Dekel et al, « An increase of the spall strength in aluminum, copper and Metglas at strain rates larger than 107 s⁻¹ », *J. Appl. Phys.*, **83(8)** 4004, (1998).
- [4.15] X. Chen, J.R. Asay and S.K. Dwivedi, « Spall behavior of aluminum with varying microstructures », *J. Appl. Phys.*, **99** 02358, (2006).
- [4.16] G. Roy, « Vers une modélisation approfondie de l'endommagement ductile dynamique. Investigation expérimentale d'une nuance de tantale et développements théoriques », *Thèse de l'université de Poitiers*, (2003).
- [4.17] M.M. Carroll and A.C. Holt, « Static and dynamic pore collapse relations for ductile porous materials », *J. Appl. Phys.*, **43(4)** 1962, (1986).
- [4.18] H. Trumel, F. Hild, G. Roy et al, « On probabilistic aspects in the dynamic degradation of ductile materials », *J. Mech. Phys. Sol.*, **57(12)** 1980, (2009).
- [4.19] F.R. Tuler and B.M. Butcher, « A criterion for time dependence of dynamic fracture », *Int. J. Fract. Mech.*, **4(4)** 431, (1968).
- [4.20] A.L. Gurson, Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth : Part I - Yield Criteria and flow rules for porous ductile media », *J. Eng. Mat. Tech.*, **99** 2, (1977).
- [4.21] G.I. Kanel and V.E. Fortov, « Механические свойства конденсированных сред при интенсивных импульсных воздействиях (Trad. : Mechanical properties of condensed media under high-intensity impact loading) », *Usp. Mekh.*, **10(3)** 3, (1987).
- [4.22] L. Tollier, R. Fabbro and E. Bartnicki, « Study of the laser-driven spallation process by the VISAR interferometry technique. II. Experiment and simulation of the spallation process », *J. Appl. Phys.*, **83(3)** 1231, (1998).
- [4.23] J.N. Johnson, « Dynamic fracture and spallation in ductile solids », *J. Appl. Phys.*, **52(4)** 2812, (1981).
- [4.24] W.M. Isbell, D.R. Christman and S.G. Babock, « Measurements of dynamic properties of materials - Volume IV : Tantalum », *DASA Report n° 2501-6*, (1972).
- [4.25] J. Bontaz-Carion, J.-C. Protat, P. Manczur et al, « Experimental and numerical study of spallation of Ta with shock waves induced by laser plasma », *4th International Symposium on Impact Engineering, Kumamoto-Japan*, (2001).
- [4.26] M. Boustie, L. Berthe, T. De Ressaiguier et al, « Laser shock waves : Fundamentals and applications », *in the 1st Symposium on Laser Ultrasonics, Montreal-Canada*, (2008).
- [4.27] J.S. Rinehart, « Scabbing of metals under explosive attack : multiple scabbing », *J. Appl. Phys.*, **23** 1229, (1952).

Chapitre 5

Approche microscopique de l'endommagement ductile par dynamique moléculaire

Sommaire

5.1 - Introduction.....	21
5.2 - DMC et écaillage par choc laser ultra-bref.....	21
5.2.1 - Présentation du code de DMC STAMP.....	21
5.2.2 - Vue d'ensemble du modèle	21
5.2.3 - Définition du potentiel d'interaction atomique	21
5.2.4 - Définition du dépôt d'énergie laser femtoseconde.....	21
5.3 - Propagation de l'onde de choc générée en DM.....	21
5.3.1 - Validation de l'Hugoniot issue du modèle de DM.....	21
5.3.2 - Amortissement au cours de la propagation en DM	21
5.3.3 - Effets microscopiques suite à la propagation du choc.....	21
5.4 - Etude microscopique de l'endommagement ductile.....	21
5.4.1 - Visualisation globale de l'endommagement en DM	21
5.4.2 - Etude spécifique de l'évolution de la porosité.....	21
5.4.2.1 - Procédure de détection des vides.....	21
5.4.2.2 - Evolution spatio-temporelle de la porosité.....	21
5.4.2.3 - Caractérisation de la sphéricité des pores.....	21
5.4.2.4 - Répartitions nombre/volume de vides.....	21
5.4.3 - Comparaison des distributions de vides avec l'expérience	21
5.5 - La DMC comme outil de dimensionnement de modèles d'endommagement	21
5.6 - Bilan de l'approche microscopique.....	21
5.7 - Références bibliographiques du Chapitre 5.....	21

5.1 - Introduction

Dans les chapitres précédents, nous avons étudié la propagation d'une onde de choc en régime femtoseconde et ses effets en termes d'endommagement. L'ensemble de la caractérisation, de l'interaction laser-matière à l'envol de l'écaillage a été analysée et validée à la lumière d'une modélisation macroscopique. Cette approche se base sur un comportement global intégré sur un volume de matière élémentaire. Toutefois, elle ne permet pas de rendre compte des phénomènes se produisant à l'échelle moléculaire. Ces effets sont particulièrement importants dans les processus tel que l'endommagement ductile, notamment durant l'étape de germination des cavités qui sont activées par la présence de défauts cristallins.

Ces dernières années, avec les progrès des capacités de calcul, l'investigation du comportement de la matière est rendue possible avec l'utilisation de modèles particuliers Newtoniens ayant pour briques constitutives les atomes [5.1]. Ainsi, ces codes de Dynamique Moléculaire (DM) permettent de prédire les propriétés physiques de la matière en se basant uniquement sur le comportement à échelle atomique.

Parmi les outils de Dynamique Moléculaire, on peut distinguer deux grandes classes de méthodes :

- La Dynamique Moléculaire Quantique (DMQ), ou DM *ab initio*, permet de simuler les comportements fondamentaux de la matière en se basant sur une description quantique du nuage électronique en interaction avec les noyaux atomiques décrits de manière newtonienne. Néanmoins, cette méthode est très coûteuse en temps de calcul et permet de prendre en compte que quelques centaines d'entités à ce jour.
- La Dynamique Moléculaire Classique (DMC), se base sur la définition d'un potentiel d'interaction atomique continu semi-empirique, c'est-à-dire dérivant d'une forme qui s'inspire de la structure quantique de la matière, mais aussi ajusté à l'aide de données expérimentales. De cette manière, il est possible de réduire considérablement le coût du calcul. La capacité de calcul de la DMC, approchant à l'heure actuelle le milliard d'entités, offre la possibilité de simuler des phénomènes à l'échelle du micron et sur des temps allant jusqu'à la nanoseconde.

Dans le contexte de cette thèse, c'est-à-dire la caractérisation de l'endommagement à très haute vitesse de déformation, nous nous intéressons particulièrement à la simulation de l'écaillage en régime ultra-bref par DMC. En effet, ce type d'approche offre à ce jour des échelles spatio-temporelles d'étude proches de nos conditions expérimentales. Cette approche, complémentaire à la description continue d'un milieu, va nous permettre d'obtenir des informations d'un point de vue microscopique sur l'endommagement par écaillage dans le cas du tantale.

Après avoir décrit le modèle utilisé dans cette étude, nous reprendrons successivement les différentes étapes (propagation, endommagement) menant à la rupture du matériau avec l'approche microscopique des phénomènes. Les résultats numériques obtenus seront comparés à chaque étape afin de vérifier leur cohérence, soit à des données expérimentales, soit à des simulations numériques macroscopiques. L'endommagement dynamique ductile fait l'objet ici d'une étude spécifique comportant notamment une étude détaillée de l'évolution de la porosité. Dans l'optique d'une approche multi-échelle, les informations obtenues permettent de mieux comprendre les

mécanismes responsables de la rupture macroscopique et peuvent aider au dimensionnement de modèles macroscopiques. Nous appliquerons ce dernier point au modèle de Kanel, permettant alors de prolonger son optimisation entamée au Chapitre 4 à des vitesses de déformation de l'ordre de 10^{10} s^{-1} .

5.2 - DMC et écaillage par choc laser ultra-bref

5.2.1 - Présentation du code de DMC STAMP

Les simulations de Dynamique Moléculaire Classique ont été effectuées avec le code STAMP, développé par au CEA-DAM depuis 2001 [5.2]. Le code offre un large éventail de possibilités en termes de simulations, puisqu'il permet de travailler dans des géométries variées (boîtes parallélépipédiques, cylindriques ou sphériques), et intègre une large bibliothèque de potentiels adaptés pour de nombreux matériaux allant des métaux aux organiques inertes ou réactifs. En outre le code intègre une batterie complète de conditions aux limites et initiales (surfaces libres, conditions périodiques, pistons, dépôt d'énergie), orientés majoritairement vers l'étude de la dynamique du solide, des chocs et de la détonique.

Un des principaux attraits de STAMP est la possibilité d'effectuer des calculs DMC massivement parallèles par le biais du supercalculateur TERA10 du CEA-DAM. Cela donne accès à des capacités de calcul puissantes, permettant raisonnablement de simuler sur une cinquantaine de processeurs des systèmes à quelques dizaines de millions d'entités sur des durées de quelques centaines de picosecondes.

5.2.2 - Vue d'ensemble du modèle

Le modèle est schématisé sur la Figure 5.1. La cible est constituée d'une boîte parallélépipédique contenant des atomes de tantale agencés périodiquement suivant un réseau cubique centré et orienté dans la direction (100). Le tantale a été choisi en particulier pour la simplicité de son réseau cristallin, mais aussi car il ne présente pas de changements de phase solide-solide et que son point de fusion est très élevé, rendant le système accessible à ce type de calcul. En outre, nous avons vu dans le chapitre précédent que l'écaillage du Tantale était hautement ductile à grandes vitesses de déformation. L'état des atomes est initialement au repos à température ambiante, se traduisant d'un point de vue atomique par une distribution initiale de vitesses au hasard suivant la loi de Maxwell-Boltzmann correspondant à la température initiale choisie ($T_0=290\text{K}$).

La longueur de la boîte L_x correspond à l'épaisseur de la cible. Nous avons étudié deux échantillons d'épaisseur 250 et 500nm, contenant respectivement 15 et 30 millions d'atomes environ. Les faces latérales de la boîte en vis-à-vis sont munies de conditions aux limites périodiques et les faces avant et arrière sont libres.

Les simulations ont été effectuées dans l'ensemble thermodynamique microcanonique NVE, c'est-à-dire avec conservation de la matière (N), du volume (V) et de l'énergie (E).

Le pas de temps de la simulation a été choisi à 1fs, de manière à être petit devant la période de vibration des atomes de Debye ($\sim 10^{-13}\text{s}$).

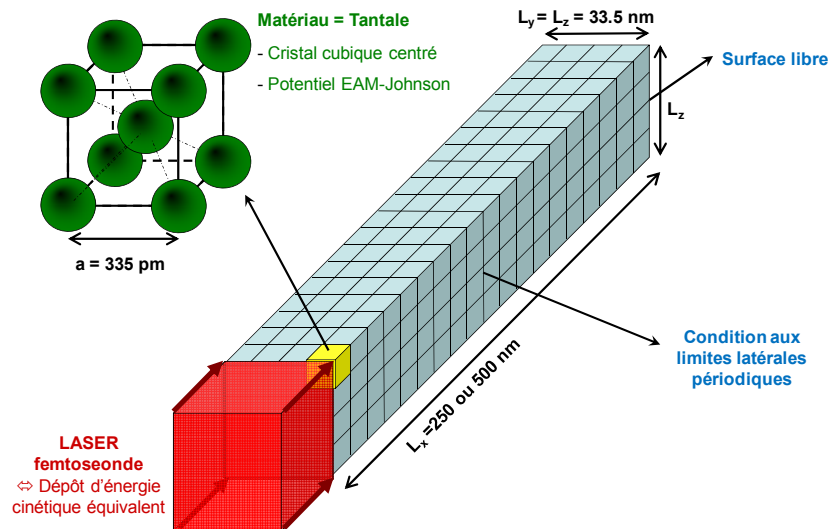


Figure 5.1 - Schéma du modèle de DM utilisé pour simuler l'écaillage par choc laser ultra-bref

L'effet du laser est représenté par un dépôt d'énergie équivalent appliqué sur la face avant, dimensionné de telle manière à correspondre à une irradiation LULI100TWde 300fs. L'intensité laser choisie doit être adaptée de manière à obtenir de l'écaillage mais pas trop élevée pour éviter de pulvériser l'ensemble de l'épaisseur de cible par mécanisme d'ablation en face avant (Voir Chapitre 3). Pour ce faire, le flux a été dimensionné par extrapolation des résultats obtenus précédemment, et correspond à la régression observée sur les cibles de tantale micrométriques écaillées sur l'installation du LOA (Voir Chapitre 4, §5). Finalement, le flux appliqué est de 15 TW/cm².

5.2.3 - Définition du potentiel d'interaction atomique

Le comportement du tantale est modélisé par le biais d'un potentiel d'interaction atomique. Cette fonction permet de représenter l'état d'un atome et son évolution lors de son interaction avec ses voisins. Son formalisme permet de calculer des énergies et forces interatomiques uniquement à partir des positions des atomes. Par analogie aux modèles macroscopiques, son association à un maillage particulière équivaut non seulement à l'attribution d'une équation d'état et d'une loi de comportement, mais aussi à la description des changements d'état et l'endommagement. Ainsi, le choix du potentiel détermine entièrement la physique associée à la sollicitation. Il doit correctement retranscrire les phénomènes étudiés, dans notre cas la propagation des ondes de choc et l'endommagement induit.

Le choix du potentiel d'interaction pour le tantale s'est orienté vers le formalisme « Embedded-Atom-Method »^r (EAM). Le potentiel EAM, développé à l'origine par Baskes et al [5.3], est basé sur la description de l'énergie d'un atome baignant dans un nuage électronique issu de son environnement. L'énergie totale du système s'exprime à l'aide de l'Équation 5.1 :

$$E_{tot}^N = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j \neq i, r_{ij} < r_c} \phi(r_{ij}) + \sum_{i=1}^N F(\rho_i^e) \quad \text{Équation 5.1}$$

^r = Méthode de l'Atome « Entouré » en français, en référence au calcul de l'énergie d'un atome comme la contribution des densités électroniques des atomes environnants.

Le calcul de l'énergie totale du système correspond donc à la somme de deux types de contributions :

- Le premier terme est relatif à la somme des interactions des noyaux atomiques deux-à-deux, le facteur $\frac{1}{2}$ étant issu d'un double comptage des énergies. La fonction ϕ , appelée « potentiel de paire », décrit alors la répulsion entre 2 noyaux i et j dépendant de la distance r_{ij} .
- Le second terme quantifie la contribution électronique du système. La fonction F correspond à l'énergie « d'entourage » d'un atome i , c'est-à-dire la contribution du nuage d'électrons environnant sur l'atome. Sa valeur dépend en particulier de la densité électronique associée au système moins l'atome i à la position qu'occupe ce dernier. Pour calculer cette densité, le potentiel EAM se base sur l'approximation que le nuage est à symétrie sphérique, et donc que la densité électronique d'un système d'atomes à une position donnée est la somme des densités f propres à chaque entité (Équation 5.2).

$$\rho_i^e = \sum_{j \neq i, r_{ij} < r_c} f(r_{ij}) \quad \text{Équation 5.2}$$

De par cette description prenant en compte l'environnement électronique, les potentiels de type EAM sont essentiellement adaptés à la description des métaux. Les fonctions Φ , F et f sont définies à l'aide du modèle EAM de Johnson-Oh [5.4] pour les métaux cubiques centrés :

$$\phi(r) = \frac{A.e^{-\alpha\left(\frac{r}{r_e}-1\right)}}{1 + \left(\frac{r}{r_e} - \kappa\right)^m} + \frac{B.e^{-\beta\left(\frac{r}{r_e}-1\right)}}{1 + \left(\frac{r}{r_e} - \lambda\right)^n} \quad \text{Équation 5.3}$$

$$F(\rho) = \begin{cases} \sum_{i=0}^3 F_n^i \left(\frac{\rho}{\rho_n} - 1\right)^i & \text{si } \rho < \rho_n = 0.85\rho_e \\ \sum_{i=0}^3 F_0^i \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1\right)^i & \text{si } \rho_n \leq \rho < \rho_0 = 1.15\rho_e \\ F_0 \left(1 - \ln\left(\frac{\rho}{\rho_e}\right)\right)^\eta \left(\frac{\rho}{\rho_e}\right)^\eta & \text{si } \rho_0 \leq \rho \end{cases} \quad \text{Équation 5.4}$$

$$f(r) = \frac{f_e.e^{-\beta\left(\frac{r}{r_e}-1\right)}}{1 + \left(\frac{r}{r_e} - \lambda\right)^n} \quad \text{Équation 5.5}$$

Où r_e représente la distance entre deux atomes voisins à l'équilibre, ρ_e le rapport de l'énergie de cohésion sur le volume atomique. L'ensemble des paramètres intervenant dans l'expression des fonctions sont caractéristiques d'un matériau. Leurs valeurs pour le tantale sont indexées dans l'Annexe D [5.5].

En pratique, le potentiel est muni d'un rayon de coupure R_c qui limite le calcul des contributions pour un atome à l'environnement contenu dans une sphère de rayon R_c , dimensionné de manière à inclure uniquement les interactions proches, prédominantes. Du fait que les interactions deviennent négligeables à partir du 3^o voisin, nous avons fixé

dans le modèle R_c à 2 fois le paramètre de maille. Cette opération facilite la parallélisation du calcul (2 zones distantes de $r > R_c$ pourront être traitées sur deux processeurs différents) et par conséquent réduit considérablement le temps de calcul.

5.2.4 - Définition du dépôt d'énergie laser femtoseconde

Le modèle de DM présenté ici, bien que complet au niveau de la description mécanique et thermodynamique du milieu, ne permet pas de gérer l'absorption d'un flux de photons avec le milieu solide. Nous avons vu au cours du chapitre 3 que cette interaction relève principalement de la mécanique quantique, domaine incompatible par nature avec la DMC. Ainsi, la modélisation de l'irradiation laser est approchée comme étant un échauffement par dépôt d'énergie cinétique sur chaque atome en fonction de sa position axiale et du temps afin de bien représenter l'absorption.

La détermination de la fonction de répartition correspondant à ce dépôt, et en particulier la profondeur d'absorption dans le réseau cristallin, nécessite l'utilisation en amont du code ESTHER, permettant notamment de prendre en compte les états hors-équilibre entre les électrons et les cœurs ioniques. La Figure 5.2(a) représente la simulation avec ESTHER de l'évolution temporelle du flux d'énergie instantané absorbé φ_{abs} à différentes profondeurs dans du Tantale suite à une irradiation laser gaussienne de durée τ , de longueur d'onde $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ et de flux total $\Phi = 15 \text{ TW/cm}^2$. Le profil du flux d'énergie absorbé, estimé à 1/3 du flux total, reproduit la forme temporelle du laser, avec un amortissement dû à l'absorption progressive dans le milieu. Cette atténuation exponentielle est caractérisée en relevant les maxima de flux en fonction de l'épaisseur (Voir Figure 5.2(c)). L'épaisseur caractéristique d'absorption, correspondant à une réduction en intensité de 36,6%, vaut $e_p = 12 \text{ nm}$ dans ce cas.

Au vu de l'évolution de φ_{abs} , la densité spatio-temporelle du dépôt d'énergie dE peut s'écrire de manière analytique (Voir Équation 5.6).

$$dE(x, t) = K \cdot G_t \cdot G_x = \tau \cdot \Phi \cdot \left[\frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(t-t_{max})^2}{2\sigma^2}} \right] \cdot \left[\frac{1}{e_p(\lambda)} \cdot e^{-\frac{x}{e_p(\lambda)}} \right] \quad \text{Équation 5.6}$$

$$\text{Avec : } \Phi = \frac{E}{L_y \cdot L_z \cdot \tau} ; \quad \text{Équation 5.7}$$

$$t_{max} = \frac{3}{2} \tau ; \quad \text{Équation 5.8}$$

$$\text{et } \tau = 2\sigma \sqrt{2 \cdot \ln(2)} . \quad \text{Équation 5.9}$$

La fonction se décompose de deux termes :

- La densité d'impulsion temporelle G_t , représentée ici par une fonction Gaussienne de moyenne t_{max} (Équation 5.8) basée sur le fait que la durée totale de l'impulsion est 3τ , et d'écart-type σ , proportionnel à la durée à mi-hauteur de l'irradiation τ (Équation 5.9).
- La densité d'amortissement spatiale G_x , de type Beer-Lambert sous la forme d'une loi exponentielle décroissante avec la profondeur, de paramètre l'épaisseur de peau e_p .

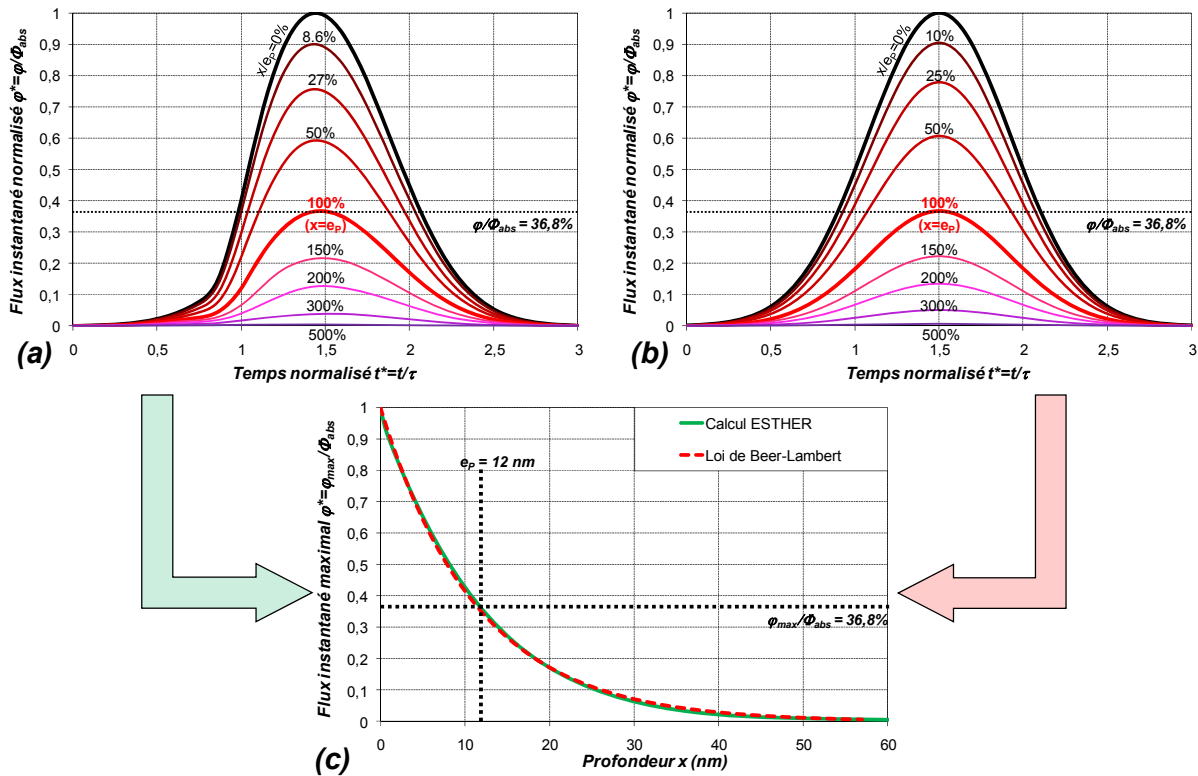


Figure 5.2 - Définition du dépôt spatio-temporel énergétique équivalent à une irradiation laser Gaussienne de durée τ , de flux Φ et de longueur d'onde λ sur du Tantalé
 (a) et (b) \Leftrightarrow Flux instantanés absorbés en fonction du temps à différentes profondeurs x obtenus par une simulation ESTHER (a) et par le modèle analytique de type Beer-Lambert (b)
 (c) \Leftrightarrow Comparaison analytique/numérique des courbes d'amortissement spatiales en flux

La Figure 5.2(b) montre l'évolution temporelle du flux instantané calculée avec cette répartition analytique ayant été réglée avec la même épaisseur d'absorption en intensité e_p . Les résultats obtenus sont similaires à la simulation ESTHER, excepté durant le temps de montée du flux où la simulation ESTHER prédit une pente légèrement plus raide, attribuée à une variation locale des propriétés optiques en transmission et réflexion avec l'échauffement de la cible. En revanche, l'amortissement en fonction de la profondeur visible sur la Figure 5.2(c) est correctement reproduit.

Nous conserverons donc par la suite le dépôt d'énergie analytique, plus simple à implémenter dans le code que les données directement issues d'ESTHER, nécessitant un format tabulé.

5.3 - Propagation de l'onde de choc générée en DM

Avant d'étudier l'endommagement induit par écaillage dans une simulation de DM, il est important de vérifier la bonne restitution des ondes de choc induites par le dépôt d'énergie. On sait depuis les travaux précurseurs de Holian et al [5.6] que la DM restitue la phénoménologie des chocs telle qu'elle est décrite macroscopiquement. Il faut cependant s'assurer que le potentiel choisi permet de retrouver les courbes thermodynamiques d'intérêt comme l'Hugoniot. Cette validation se fait en deux étapes:

- La restitution de la pression au passage du choc (Hugoniot).
- La propagation de l'onde et son amortissement.

5.3.1 - Validation de l'Hugoniot issue du modèle de DM

La première étape consiste à valider la restitution du comportement sous choc par le potentiel EAM-Johnson. Pour cela, nous avons comparé l'Hugoniot issue de la DM, caractérisant les états accessibles sous choc, avec les données expérimentales et numérique existantes.

Pour obtenir l'Hugoniot en DM, deux possibilités existent : la première solution consiste à utiliser les simulations à grande échelle propageant un choc dans le système en mesurant les grandeurs thermodynamiques (pression, volume) et cinétiques (vitesse matérielle, célérité du choc) consécutives au choc. Différents points peuvent être obtenus en se servant de l'amortissement. Cependant, ce type de mesure ne donne pas accès aux basses pressions, puisqu'il faudrait une très grande profondeur de propagation pour totalement amortir l'onde rendant le procédé très couteux en temps de calcul.

Une autre solution consiste à utiliser une méthode de calcul d'Hugoniot par utilisation d'une méthode de Dynamique Moléculaire de quasi-équilibre, l'Hugonostat [5.7]. Cette méthode permet de déterminer l'état après choc d'un système défini par un potentiel interatomique sans simuler la moindre propagation d'onde de choc. Pour cela, on se place dans l'ensemble thermodynamique « NVHug » au lieu de l'ensemble naturel NVE. L'ensemble NVHug contraint le système à vérifier l'équation de conservation de l'énergie de Rankine-Hugoniot à chaque itération (Équation 5.10), le nombre de particules et le volume étant fixés.

$$(E - E_0) = \frac{1}{2}(P + P_0)(V_0 - V) \quad \text{Équation 5.10}$$

Cette contrainte, non naturelle, génère de nouvelles équations du mouvement propre à cet ensemble, qui intègrent aussi naturellement les deux autres relations de conservation (masse et quantité de mouvement). Sur cette base, il est possible de construire un modèle représentatif du milieu, de lui imposer une grandeur thermodynamique (Volume, pression ou température) et la méthode de l'Hugonostat peut déterminer les autres après un laps de temps nécessaire à l'équilibrage des grandeurs du système.

L'avantage de cette technique est d'investir hautes comme basses pressions avec un coût de calcul avantageux car elle fonctionne en utilisant des systèmes modestes (~10000 entités) sur peu d'itérations (~10000). Bien que la nature de l'Hugonostat ne permette pas de reproduire les états hors-équilibre inhérents au passage du choc, elle donne des résultats de l'état à l'équilibre après-choc concordants avec la propagation de chocs dans l'ensemble NVE [5.8].

Dans le cadre de l'étude, nous avons utilisé l'Hugonostat sur un système de (40×20×20) entités enfermées dans une boîte comprimée à t=0 d'un facteur η , lié au volume massique par l'Équation 5.11.

$$\eta = 1 - \frac{V}{V_0} \quad \text{Équation 5.11}$$

La Figure 5.3(a) présente une comparaison de l'Hugoniot calculée par la méthode de l'Hugonostat avec des données expérimentales [5.9] ainsi que l'équation d'état tabulée SESAME [5.10]. L'Hugoniot correspondant à la DM est très proche des données existantes, excepté à très fort taux de compression ($\eta > 0.4$) où la pression est surestimée.

A partir des points de l'Hugoniot, il est possible de déduire les grandeurs cinétiques associées, à savoir vitesse matérielle U (Équation 5.12) et célérité du choc D (Équation 5.13) en s'aidant des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement au passage d'un choc (Rankine-Hugoniot) décrites dans l'annexe A.

$$U = \sqrt{\frac{P \cdot \eta}{\rho_0}} \tag{Equation 5.12}$$

$$D = \sqrt{\frac{P}{\rho_0 \cdot \eta}} \tag{Equation 5.13}$$

A partir de cette transformation, on obtient la Figure 5.3(b) qui présente l'évolution des grandeurs cinétiques. Dans les deux cas, on retrouve globalement une évolution affine de la vitesse de choc en fonction de la vitesse matérielle ($D=C_0+S.U$), la courbe correspondant à la DM étant légèrement au dessus de la courbe empirique.

On remarque aussi qu'à basse pression, le comportement donne lieu à un palier en célérité de choc, non détecté expérimentalement par manque de points dans cette région. Ce palier correspond en fait à la propagation d'un choc purement élastique dont la célérité (4150m/s) concorde avec la vitesse du son longitudinale C_L dans la direction de compression (100). La limite d'élasticité en compression peut être déduite au point de raccord entre comportement élastique et régime hydrodynamique, soit une limite hydrostatique de $P=40$ GPa. Cette valeur est très élevée, mais se justifie par l'emploi de cristaux parfaits dans les simulations de DM qui n'intègrent pas les faiblesses mécaniques induites par une densité de défaut existant dans les cristaux réels.

Les données matériaux élastiques et hydrodynamiques équivalentes déduites du graphique (D-U) sont reportées dans le Tableau 5.1. Les valeurs issues de la DM sont cohérentes avec les données connues, avec de légers écarts pour le module d'Young E et le coefficient de Poisson ν , attribuées aux mêmes raisons que pour la limite d'élasticité.

En résumé, le potentiel EAM-Johnson reproduit de manière satisfaisante le comportement sous choc du matériau. En outre, le relevé de l'Hugoniot a montré que la transition élastique-plastique est intégrée. Toutefois, la parfaite régularité du cristal dans le modèle DM décale les données relatives à l'élasto-plasticité en comparaison d'un solide réel, visible en particulier sur la limite d'élasticité [5.11].

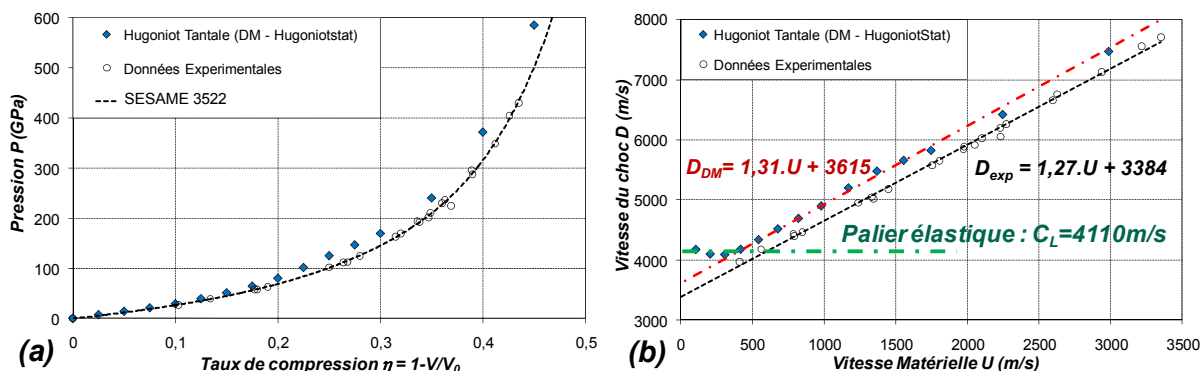


Figure 5.3 - Comparaison des propriétés sous choc du Tantale simulés par DM avec des données expérimentales existantes [5.9] et l'équation d'état SESAME [5.10]
(a) ⇔ Hugoniot dans le plan Pression/Taux de compression ($P-\eta$) ;
(b) ⇔ Evolution des grandeurs cinétiques ($U-D$)

Origine	Elastiques			Hydrodynamiques		
	E (GPa)	ν	C_L (m/s)	C_0 (m/s)	ρ_0 (g/cm ³)	S
Données expérimentales	185	0.34	4135	3384	16.65	1.27
Dynamique Moléculaire	150	0.38	4170	3615	16.65	1.31

Tableau 5.1 - Comparaison des vitesses longitudinales C_L dans la direction (100) et des données hydrodynamiques (C_0 , ρ_0 , s) issues de la DM et des données expérimentales existantes.

5.3.2 - Amortissement au cours de la propagation en DM

Après avoir vérifié la restitution du comportement sous choc en Dynamique Moléculaire, nous étudions la propagation de l'onde de choc générée par le dépôt d'énergie représentant l'impulsion ultra-brève. Pour cela, nous avons calculé l'évolution de la pression dans le modèle au cours du temps. Cette grandeur et toutes les autres grandeurs thermodynamiques étant issues d'un formalisme statistique, son obtention nécessite de découper le modèle en tranches représentatives à différentes positions. La Figure 5.4 montre l'évolution calculée de la pression en fonction de la position axiale à différents instants pour la cible la plus épaisse ($L_x=500\text{nm}$).

On peut apercevoir dans les premiers instants ($<10\text{ps}$) le raidissement de la compression donnant naissance au choc. Une fois ce dernier formé, l'épaisseur de la compression est très réduite, de l'ordre de quelques distances atomiques. Ensuite, l'onde mécanique se propage au travers de la cible tout en s'atténuant et s'étalant dans l'espace. On retrouve ici le phénomène d'amortissement hydrodynamique décrit en détail dans la première partie du Chapitre 4. L'onde de choc atteint la surface libre à $t=95\text{ps}$ sous la forme d'un profil triangulaire similaire aux profils observés avec l'approche macroscopique.

Un autre aspect important dans le cadre de la validation du potentiel réside dans le comportement en détente. Ce dernier est en particulier responsable de l'amortissement de l'onde. Ainsi, on pourra considérer que le comportement déduit du potentiel est cohérent avec l'approche macroscopique si l'atténuation en DM est comparable à celui observé sur une simulation hydrodynamique élasto-plastique équivalente.

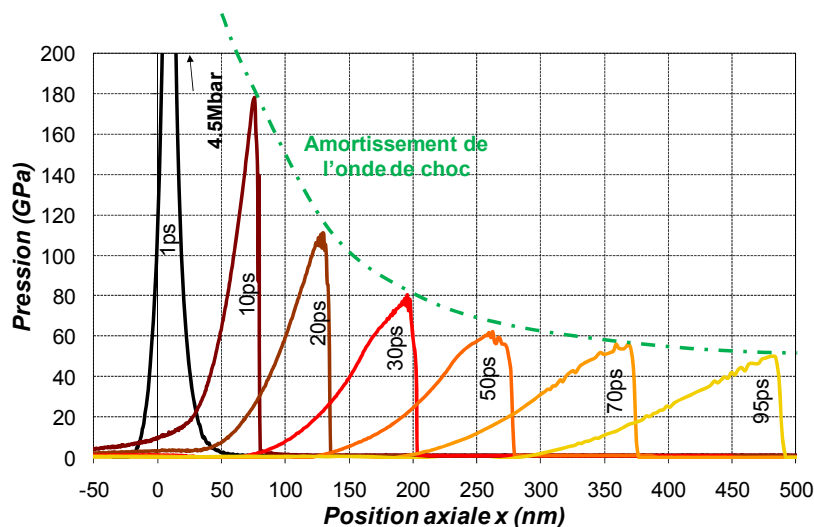


Figure 5.4 - Evolution de la pression en fonction de la position axiale à différents instants dans le cas de la simulation de DM d'épaisseur $L_x=500\text{nm}$

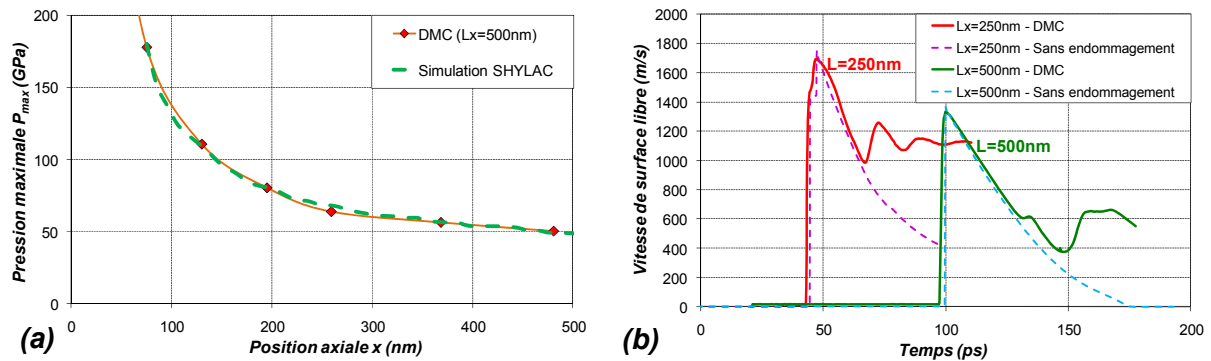


Figure 5.5 - Comparaison numérique DMC/macroscopique de l'amortissement de l'onde de choc
 (a) \Leftrightarrow Courbes d'amortissements en pression en fonction de la position axiale pour une cible de tantale d'épaisseur 500nm soumise à un choc laser LULI100TW de $15TW/cm^2$
 (b) \Leftrightarrow Vitesses de surface libre pour les cibles $L_x=250nm$ et $500nm$
 (DMC et simulations SHYLAC sans endommagement)

Pour mener à bien cette comparaison, nous avons utilisé des outils de validation similaires à ceux qui avaient servi à valider la modélisation macroscopique vis-à-vis des expériences en régime ultra-bref. La Figure 5.5(a) représente la courbe d'amortissement en fonction de l'épaisseur, ici la pression maximale, comparée entre le modèle de DMC de 500nm et une simulation par différences finies équivalente effectuée sur SHYLAC avec les paramètres hydrodynamiques de DMC déterminés dans le paragraphe précédent. Dans ces conditions, l'amortissement observé dans les deux cas concorde bien. Cela se traduit aussi sur l'évolution temporelle la vitesse de surface libre en fonction du temps (Figure 5.5(b), définie en DM par la moyenne des vitesses suivant x de l'ensemble des atomes se situant sur la couche de l'extrémité opposée au chargement. Le front de montée révèle dans les deux cas la présence d'un précurseur qui matérialise la transition élastique-plastique. Sa forte amplitude, de 1350m/s, est causée par la forte limite d'élasticité induite par le modèle du cristal parfait. Cela implique que l'onde de choc débouchant sur la cible la plus épaisse est purement élastique car la vitesse de surface libre maximale correspondante n'excède pas la hauteur du précurseur.

Finalement, cette analogie avec la simulation macroscopique montre que le potentiel EAM de Johnson donne des résultats comparables à la description continue, eux même cohérents avec l'expérience. Il permet de modéliser correctement l'effet d'un choc d'après le calcul de l'Hugoniot, mais aussi de bien restituer l'amortissement. Aussi, la DM modélise les phénomènes en s'affranchissant des nombreuses hypothèses faites en macroscopique tel les échanges de chaleur négligés. De ce point de vue, la cohérence entre les deux approches peut aussi être interprétée comme une validation des hypothèses utilisées dans les modèles hydrodynamiques.

Si le potentiel semble adapté à la description des phénomènes de dynamique rapide, la modélisation du cristal sans défauts est discutable, car modifie de manière forte le comportement élasto-plastique. Une amélioration du modèle possible serait d'introduire une densité de défauts comparables à celles contenues dans les monocristaux employés pour les expériences afin de se rapprocher au plus près de leurs propriétés réelles.

5.3.3 - Effets microscopiques suite à la propagation du choc

Un des principaux attraits de la DM est de pouvoir visualiser en direct les effets des chocs et détonations sur la matière à l'échelle macroscopique.

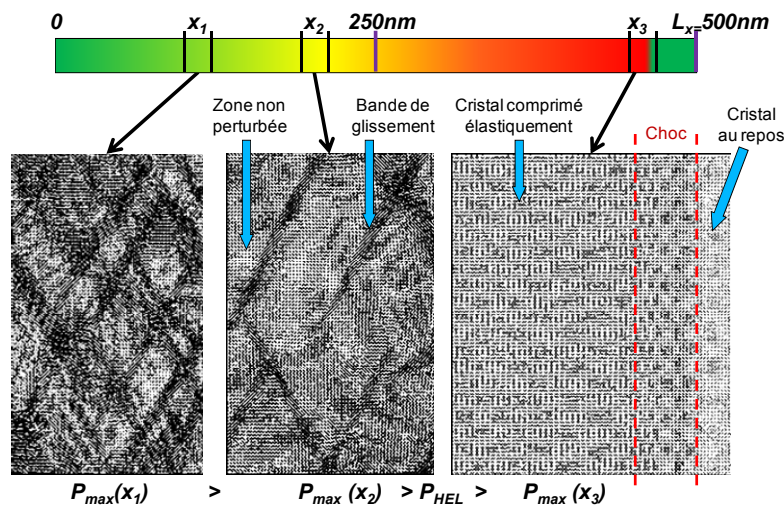


Figure 5.6 - Observation locale en coupe du réseau cristallin après le passage de l'onde de choc à 3 positions croissantes ($x_1=100nm$; $x_2=200nm$ et $x_3=460nm$) - Les zones claires représentent le réseau non perturbé et les zones sombres les zones perturbées.

Au passage de l'onde de compression, on peut remarquer deux effets distincts qui dépendent de son amplitude, visibles sur la Figure 5.6 qui représente trois coupes transverses locales du modèle $L_x=500\mu m$, à différentes positions croissantes après le passage de l'onde de choc.

Lorsque le choc se situe au dessus de la limite d'élasticité au sens d'Hugoniot $P_{HEL}=60GPa$, le réseau cristallin subit des perturbations irréversibles. Ces glissements atomiques correspondent à l'activation de dislocations, des défauts d'empilements cristallins responsables de la plasticité macroscopique [5.12]. Ces effets sont causés d'une part lors de la compression par choc, mais se produisent aussi en détente, conformément à la théorie des ondes de choc élasto-plastiques (Voir Annexe A). Etant donné que le réseau cristallin du tantale est cubique centré, les systèmes de glissement principaux sont contenus dans la famille de directions $\langle 111 \rangle$ associée aux plans $\{111\}$ (Figure 5.7). Ces systèmes, au nombre de 12, correspondent respectivement aux directions préférentielles de glissement relatifs des plans cristallins entre eux sous l'effet du mouvement des dislocations. Cela se traduit à plus grande échelle par l'apparition de bandes diagonales visibles en noir sur la Figure 5.6. La concentration des bandes, représentative du nombre de défauts d'empilement, est plus dense à la position $x_1 < x_2$, observation cohérente avec les principes de la plasticité, soit que la déformation irréversible est d'autant plus marquée localement que l'amplitude de l'onde de choc qui l'a traversé est importante. Ces perturbations du réseau sont perceptibles jusqu'à une position axiale de 300nm. Aussi, pour le cas $L_x=250nm$, l'ensemble de la cible est plastifiée, ce qui est confirmé par la présence du précurseur élastique sur la vitesse de surface libre.

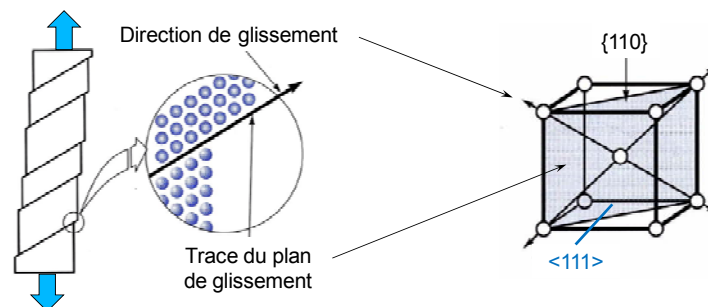


Figure 5.7 - Représentation du système de glissement principal pour un réseau cubique centré

Au contraire, lorsque l'amplitude du choc est sous la limite d'élasticité d'Hugoniot (à partir de $x=300\text{nm}$ pour le cas $L_x=500\text{nm}$), son passage ne désordonne plus le réseau, ce qui correspond à un choc purement élastique.

La mise en évidence de l'état du cristal après le passage du choc montre que suivant l'épaisseur du modèle, on obtient des effets différents au voisinage de la surface libre, conformes aux déductions faites sur les vitesses de surface libre :

- Pour le modèle $L_x=250\text{nm}$: Le réseau est parsemé de bandes de glissement activées par la création de dislocations suite au passage de la compression.
- Pour le modèle $L_x=500\text{nm}$: L'onde de choc amortie n'est plus assez forte pour générer des dislocations, donnant lieu à une compression élastique.

Nous verrons dans le paragraphe suivant que le degré d'ordre du réseau à proximité de la surface libre a une influence non négligeable sur l'endommagement par écaillage.

5.4 - Etude microscopique de l'endommagement ductile

Le paragraphe précédent avait pour objectif d'analyser et valider le comportement en compression simulé par Dynamique Moléculaire. Nous allons à présent étudier en détail les effets microscopiques de l'endommagement suite à la réflexion de l'onde de choc en traction sur la surface libre.

5.4.1 - Visualisation globale de l'endommagement en DM

Dans un premier temps, on s'intéresse aux effets dans leur globalité. La Figure 5.8 montre des cartographies en pression d'une coupe transversale du modèle $L_x=250\text{nm}$ à différents instants. Les valeurs de pression pour les deux modèles ($L_x=250\text{nm}$ / 500nm) ont été reportées dans les graphiques de la Figure 5.9.

Les deux premières images (a) et (b), montrent le débouché du choc du côté de la surface libre, ainsi que les bandes de glissement induites comme cela a été décrit dans le paragraphe précédent. L'onde de compression, de profil triangulaire, est ensuite progressivement réfléchi en onde de traction, en cohérence avec la théorie macroscopique des chocs. La mise en traction résultant est intense ($P_{\min} = -19.5\text{GPa}$) et hautement dynamique ($\dot{\epsilon}_{250\text{nm}} = 4.5 \times 10^9 \text{s}^{-1}$) (Figure 5.8(c)). Dans ce cas de figure, l'onde traverse progressivement la zone perturbée du réseau cristallin lors du passage de la compression. Les bandes de glissement constituent alors des sites préférentiels de germination de cavités.

L'amorçage des pores, initialement sphériques avec un rayon de l'ordre de quelques distances atomiques, se produit en particulier au croisement de deux bandes de glissement de direction différentes (Figure 5.8(d)). On observe alors l'activation de nombreux pores dans les zones perturbées dont la répartition spatiale présente une tendance en quinconce. Le maintien de la traction dans le milieu environnant provoque ensuite la croissance progressive de ces pores (Figure 5.8(d)). La vitesse de croissance des pores est fonction croissante de la contrainte locale appliquée. Cela provoque à un instant donné une répartition de cavités plus ou moins grande dépendant du temps de passage de l'onde réfléchi et de l'amplitude maximale traversée.

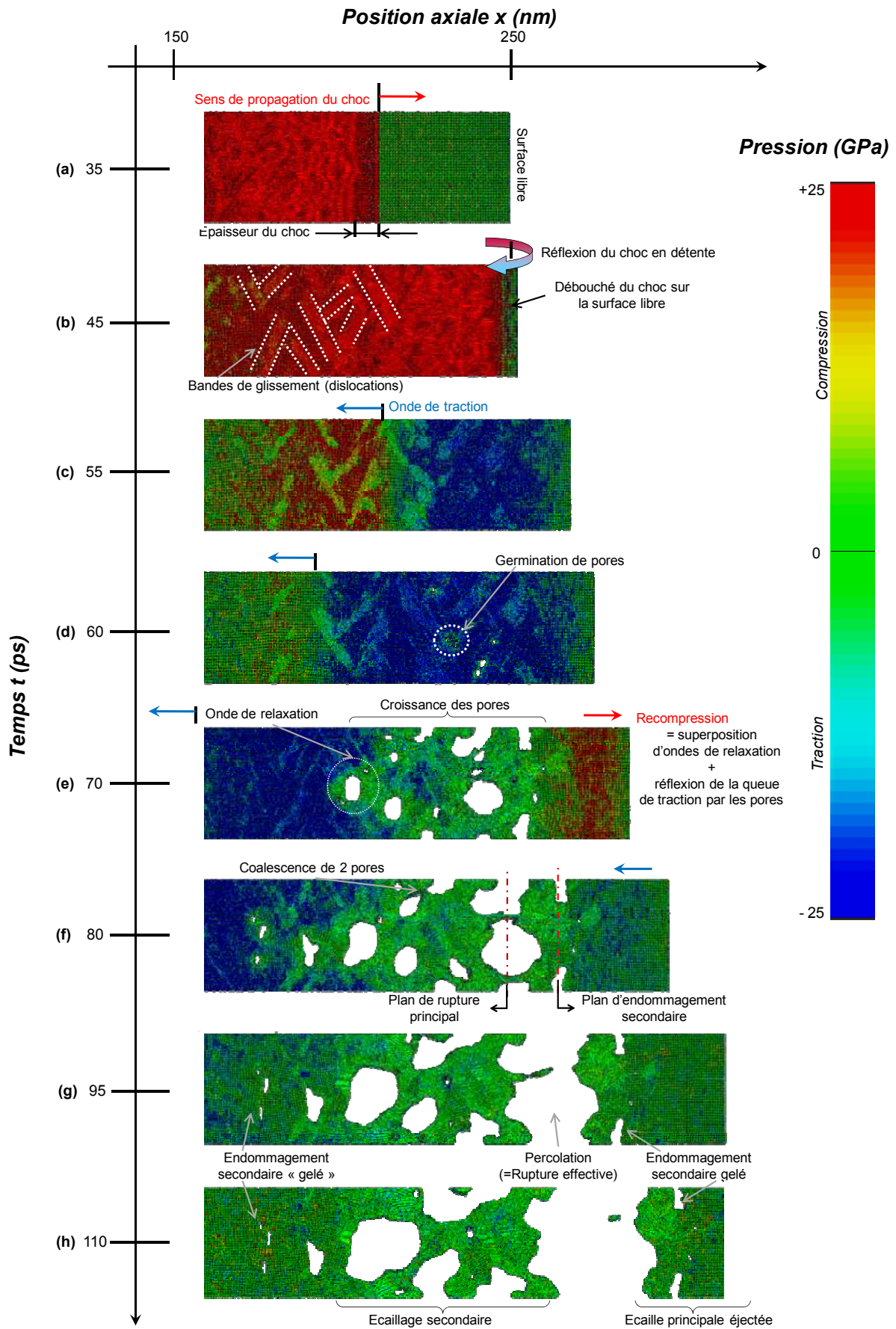


Figure 5.8 - Cartographies en coupe transverse des pressions à différents instants dans le modèle $L_x=250\text{nm}$: Evolution de l'onde de traction, historique de l'endommagement et l'envol de l'écaille.

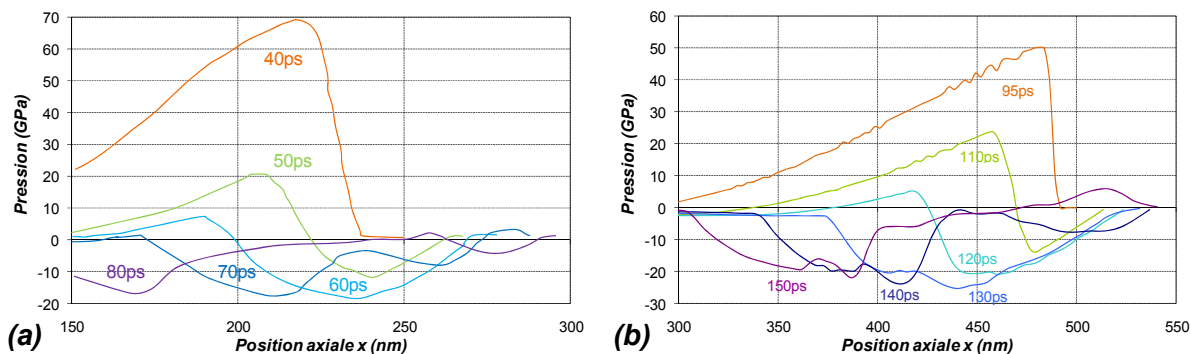


Figure 5.9 - Profils de pression à différents instants après la réflexion du choc sur la surface libre (a) ⇔ $L_x=250\text{nm}$; (b) ⇔ $L_x=500\text{nm}$

Au cours de cette étape, la présence des cavités donnent naissance à des ondes de relaxation se propageant sphériquement. Ces ondes, qui atténuent l'amplitude de la tension localement ont pour effet de ralentir la croissance des pores environnants, la stopper et voire même les refermer partiellement pour des cavités dont la vitesse est moindre. Globalement, ces ondes favorisent l'endommagement dans la zone de plus forte traction (Figure 5.8(e)). Aussi, les ondes de relaxation en bout de cible se superposent avec l'onde d'issue de la réflexion sur les pores de la queue de l'onde de traction, desquelles résulte un état de recompression se propageant vers la surface libre.

Par la suite les pores coalescent progressivement, donnant des formes de cavités plus irrégulières et oblongues (Figure 5.8(f)). La première percolation, c'est-à-dire une rupture sur toute une largeur du système, est observée au niveau du plan de traction maximal. Cela donne lieu à la séparation de l'extrémité droite de la cible avec le reste du modèle, soit la formation de l'écaille (Figure 5.8(g)). Une autre partie s'apprête à se séparer sur la dernière image, ce qui correspond à une écaille secondaire (Figure 5.8(h)). Les épaisseurs d'écailles finales obtenues sont respectivement $L_{ec}^{250} = 35\text{nm}$ et $L_{ec}^{500} = 60\text{nm}$.

Bien que la percolation ressemble en tout point de vue à une rupture macroscopique, il convient de rester prudent sur cette mise en parallèle. En effet, la percolation numérique dépend fortement des dimensions latérales du modèle. A ce titre il serait intéressant de vérifier l'influence d'un changement de la surface latérale sur l'instant d'apparition de la percolation. A l'issue de l'éjection de l'écaille, on remarque la présence de traces d'endommagement résiduelles (pores « gelés ») de part et d'autre de la zone de rupture globale. Des configurations expérimentales similaires on déjà été observées et peuvent représenter des plans potentiels de rupture (ou plans d'endommagement secondaires) n'ayant pas été activés à cause d'une occultation par les relaxations combinées des plans principaux [5.13].

En observant l'allure des pressions associées d'une épaisseur à une autre (Figure 5.9), l'endommagement est activé pour des pressions minimales distinctes : $P_{\min}(L_x=250\text{nm})=19.5\text{GPa}$ contre $P_{\min}(L_x=500\text{nm})=25\text{GPa}$ avec respectivement des vitesses de déformation $\dot{\epsilon}_{250\text{nm}}=4.5\times 10^9\text{s}^{-1}$ et $\dot{\epsilon}_{500\text{nm}}=3\times 10^9\text{s}^{-1}$ obtenues avec l'application de l'Équation 5.14 au plan de la rupture principale [5.14]:

$$\dot{\epsilon} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \Big|_x = \frac{\partial U}{\partial x} \Big|_t + \frac{U}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \Big|_t \tag{Equation 5.14}$$

Cette évolution, a priori en contradiction avec celles faites expérimentalement, peut être attribuée à plusieurs facteurs. En effet, nous avons montré dans le paragraphe 5.3 que la chronologie des phénomènes (propagation de l'onde de choc, génération de défauts cristallins) menant à la rupture et les conditions thermodynamiques associées sont différentes.

De la, nous pouvons dégager deux principales causes expliquant cette anomalie :

- Dans le cas $L_x=500\text{nm}$, l'état du réseau cristallin avant endommagement n'a pas été perturbé par l'activation de défaut après passage de l'onde de compression contrairement au modèle $L_x=250\text{nm}$. La création de bandes de glissements se produit donc lors du passage de la traction, comme le montre la Figure 5.10. Il est donc nécessaire de fournir une contrainte plus élevée pour activer dans un premier temps les défauts cristallins desquels germinent les micro-vides. Cette situation permet dans le même temps de caractériser la transition élastique-plastique en traction. Cette contrainte est de 16GPa, soit 3 fois moindre que son équivalent en compression, ce qui est physiquement cohérent [4.11], mais reste tout même très élevée vis-à-vis des valeurs relevées expérimentalement toujours en raison de l'utilisation d'un cristal parfait.

- La température relevée dans la zone de traction juste avant l'apparition des premiers pores diffère : elle est plus élevée (1000K) pour le modèle $L_x=250\text{nm}$ alors qu'elle n'est plus que de 450K pour le cas d'épaisseur 500nm. Une telle différence est liée d'une part au passage du choc incident, induisant un échauffement sous l'effet de la compression qui augmente avec son intensité, mais aussi par l'activation des glissements cristallins irréversibles stockant de l'énergie pour le cas du choc élasto-plastique ($L_x=250\text{nm}$). Or, une hausse de température favorise le mouvement des particules et donc l'activation des pores.

Finalement, ces premières observations globales du comportement en traction donnent des résultats tout à fait cohérents vis-à-vis du phénomène d'écaillage. Les trois phases de l'endommagement ductile (germination, croissance et coalescence) sont bien restituées. L'investigation en détails de ce type de simulation donne accès à l'évolution en temps réel de toutes les grandeurs physiques locales, et offre ainsi une source abondante d'informations sur l'évolution de l'endommagement.

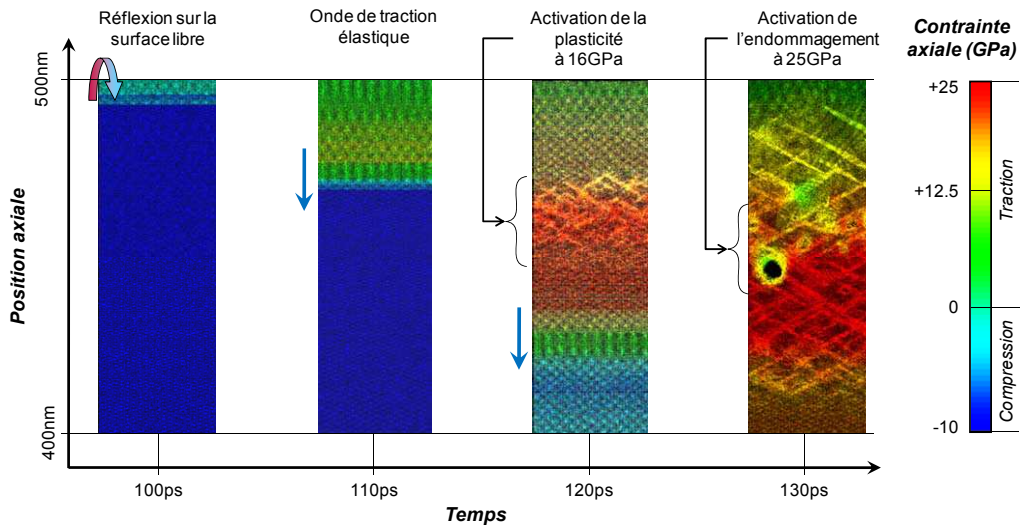


Figure 5.10 -Cartographie des contraintes axiales du modèle $L_x=500\text{nm}$ en coupe transverse à différents instants : Chronologie de l'activation des défauts cristallins et de l'endommagement

5.4.2 - Etude spécifique de l'évolution de la porosité

Après avoir observé l'endommagement dans sa globalité, nous allons étudier l'évolution de la population des pores se développant au cours du processus d'endommagement ductile dans les modèles de DMC. Nous allons nous intéresser en particulier au suivi du nombre de pores en fonction de leur volume en traçant le diagramme PSD (« Pore Size Distribution »). Le relevé post-mortem de ce type de distribution, couramment mesurée expérimentalement dans l'étude de l'endommagement des matériaux, peut constituer alors une base de comparaison expérience/DMC avec des données issues des chocs lasers ultra-brefs. En outre, la distribution de pores est une donnée constitutive des modèles d'endommagement de type NAG (Nucleation-And-Growth) [5.15][5.16]. A ce titre, les données issues de la DMC peuvent aussi aider dans le dimensionnement de ces critères à hautes vitesses de déformation.

5.4.2.1 - Procédure de détection des vides

Pour déterminer les répartitions de la population de pores, il est nécessaire de pouvoir les dénombrer et connaître le volume de chacun d'eux. Pour cela, un algorithme de détection des pores en DMC a été développé au DPTA [5.17]. Le principe consiste à discrétiser la boîte de simulation avec un maillage cubique régulier à un instant fixé (Figure 5.11). Chaque cube élémentaire constitue un « voxel » (un pixel volumique) dont le volume est connu. En parallèle, on assimile chaque atome à une sphère de rayon atomique. On considère alors qu'un voxel est plein si son centre appartient à au moins une sphère atomique. Dans le cas contraire, le voxel est considéré comme un vide. Les pores sont ensuite construits en utilisant l'algorithme de Hoschen-Kopelman [5.18] en prenant en compte les limites périodiques de la simulation et le caractère parallèle du code. Aussi, on exclut les vides constitués d'un nombre de voxels non représentatifs d'un pore. Ici, un voxel est défini par un cube de côté $1/5^{\text{e}}$ de la distance interatomique entre deux proches voisins. Le volume minimal d'un vide est défini à 5 voxels.

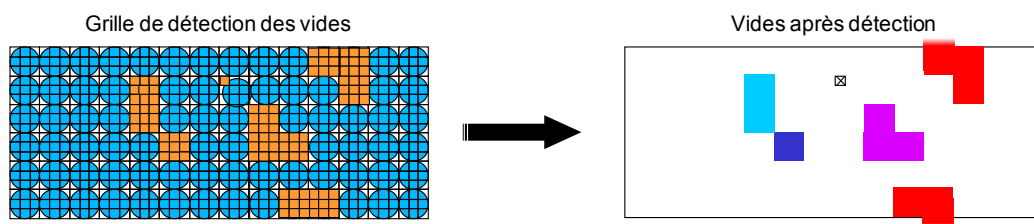


Figure 5.11 - Principe de détection des vides présents dans un modèle de DMC

5.4.2.2 - Evolution spatio-temporelle de la porosité

Nous avons tout d'abord observé l'évolution spatio-temporelle de la porosité dans les deux modèles. La Figure 5.12 présente la répartition globale des pores dans le modèle $L_x=500\text{nm}$ à différents instants, en corrélation avec l'évolution de la pression. A chaque cavité est attribuée une couleur représentative de son volume en voxels. Elle permet d'avoir un premier aperçu visuel des distributions. Dans ce cas, il est possible d'observer successivement la germination des pores à $t=125\text{ps}$ (Figure 5.12(c)), puis leur croissance et coalescence progressive (Figure 5.12(d) à (f)). La première percolation a lieu à $t=155\text{ps}$ (Figure 5.12(g)) au niveau du plan ayant vu la contrainte maximale. La distribution se scinde ensuite en deux groupes de part et d'autres de ce plan (Figure 5.12(h)).

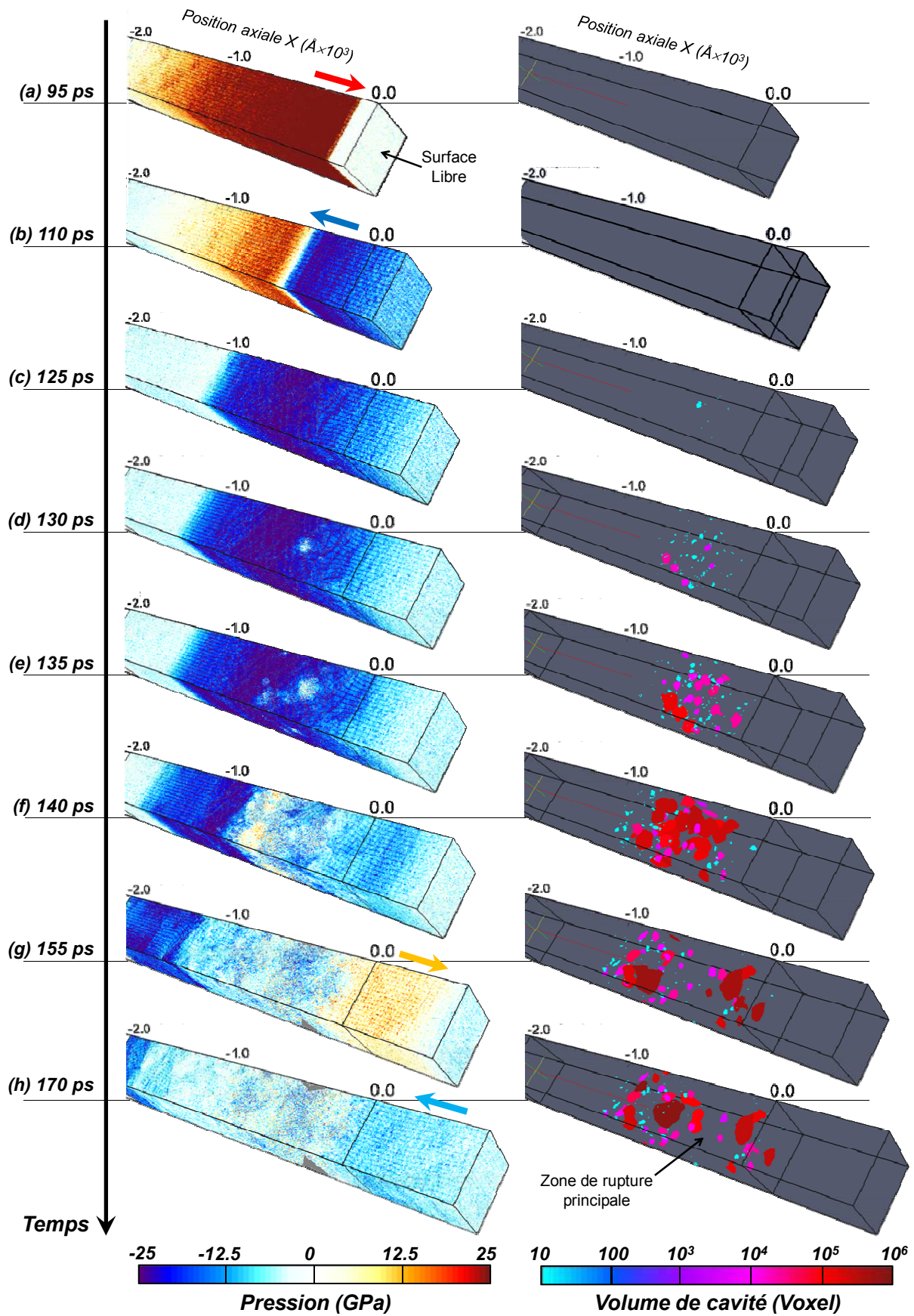


Figure 5.12 - Evolution temporelle de l'endommagement dans le modèle $L_x=500\text{nm}$:
 A gauche \Leftrightarrow Cartographie de la pression (uniquement sur les faces externes)
 A droite \Leftrightarrow Cartographie des pores générés durant la phase d'endommagement en fonction de leur volume (les pores ayant percol s ne sont pas représentés)

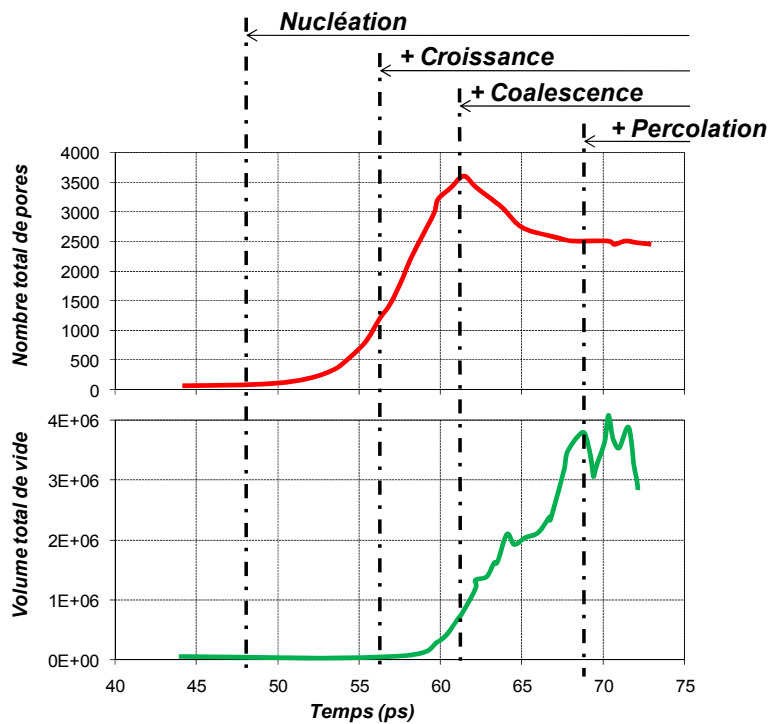


Figure 5.13 - Evolution temporelle du nombre et du volume total de pores dans le modèle $L_x=250\text{nm}$

Modèle	$L_x=250\text{nm}$	$L_x=500\text{nm}$
$t_{\text{nucléation}}$ (ps)	48	108
$t_{\text{croissance}}$ (ps)	57	122
$t_{\text{coalescence}}$ (ps)	62	134
$t_{\text{percolation}}$ (ps)	69	155
Nombre maximum de pores	3680	945
Volume maximum (voxels)	4.1×10^6	3.5×10^6

Tableau 5.2 - Comparaison des instants d'apparition des étapes de l'endommagement et des valeurs maximales des nombre et volume des pores pour les modèles $L_x=250\text{nm}$ et $L_x=500\text{nm}$

D'un point de vue temporel, cette progression peut être suivie en traçant les évolutions du nombre total de pores et du volume cumulé en fonction du temps. La Figure 5.13 présente ce type de tracé pour le cas $L_x=250\text{nm}$. La mise en parallèle de ces deux courbes permet de déterminer les instants caractéristiques d'apparition des différentes étapes de l'endommagement.

- L'activation de la nucléation intervient lors de la mise en traction brusque par l'onde de détente réfléchiée par la surface libre, elle est accompagnée d'une augmentation du nombre de pores. Le volume de vide demeure toutefois négligeable, signifiant l'apparition de nombreux pores de petite taille (quelques rayons atomiques au plus).
- La croissance des pores intervient lorsque le volume total commence à augmenter de manière significative. L'augmentation continue du nombre de pores indique que la germination se poursuit simultanément.
- La coalescence correspond à la fusion de deux pores en un. Son activation se traduit donc par un changement dans l'évolution du nombre de pores mais non du

volume. Ici, la coalescence devient prépondérante lorsqu'elle contrebalance la génération de vides par nucléation, entraînant une diminution du nombre de pores. Le volume de vide quant à lui augmente significativement au cours de cette phase, il est multiplié par 4 dans le cas $L_x=250\text{nm}$.

- Enfin, la percolation traduit le fait qu'un pore traverse de part en part le modèle latéralement. Dans ces circonstances, son volume est télescopé à l'infini à cause des conditions de périodicité et n'a plus vraiment de sens ; il est donc mis à l'écart du calcul du volume total occupé par les vides. Cette étape se remarque au travers de diminutions brusques sur l'évolution temporelle du volume, qui se stabilise en moyenne. Le nombre de pores lui aussi se stabilise, montrant l'effet de trempe suite aux relaxations induites par création de multiples surfaces libres.

Cette évolution est similaire pour le cas $L_x=500\text{nm}$, mais à une échelle temporelle différente. Nous avons reporté les instants correspondant à l'apparition de chaque étape dans les deux modèles dans le Tableau 5.2, ainsi que les maxima du nombre de pores et du volume occupé. On remarque que les durées séparant chaque activation d'une étape est augmentée d'un facteur 2 dans le modèle $L_x=500\text{nm}$ comparativement au cas $L_x=250\text{nm}$ tandis que le nombre de pores maximum observé juste avant la domination de la coalescence est 4 fois plus bas. Cela est attribué principalement à l'action de la température, plus élevée pour la cible la plus fine (1000K), activant thermiquement plus de pores. Le fait qu'il y ait plus de vides activés suppose qu'ils sont en moyenne plus proches les uns des autres, diminuant le temps nécessaire à leur coalescence.

D'un point de vue spatial, l'évolution des pores peut être caractérisée à l'aide du tracé de la porosité, soit le rapport du volume occupé par du vide dans une tranche sur le volume total de cette même tranche. La Figure 5.14 présente l'évolution de la porosité en fonction de la position spatiale à différents instants pour le modèle $L_x=500\text{nm}$. Le graphique (a) se concentre sur les premiers stades de l'endommagement (croissance : $t < 132\text{ps}$) où la porosité reste faible devant celles relevées a posteriori durant les phases de coalescence et percolation. Les profils relevés, au départ, montrent une augmentation régulière de la porosité sur différents sites se situant autour du plan de traction maximale. On observe durant la phase de coalescence une augmentation rapide de la porosité dont le profil tend vers une répartition tricorne. Le maximum global à un instant donné correspond au plan de rupture principal (flèche rouge sur (b)), là où la croissance des pores est la plus rapide et où la percolation apparaît en premier. Les pics secondaires (flèches orange) représentent les plans d'endommagement partiels de part et d'autres du lieu de rupture principal, comme observé sur la visualisation globale.

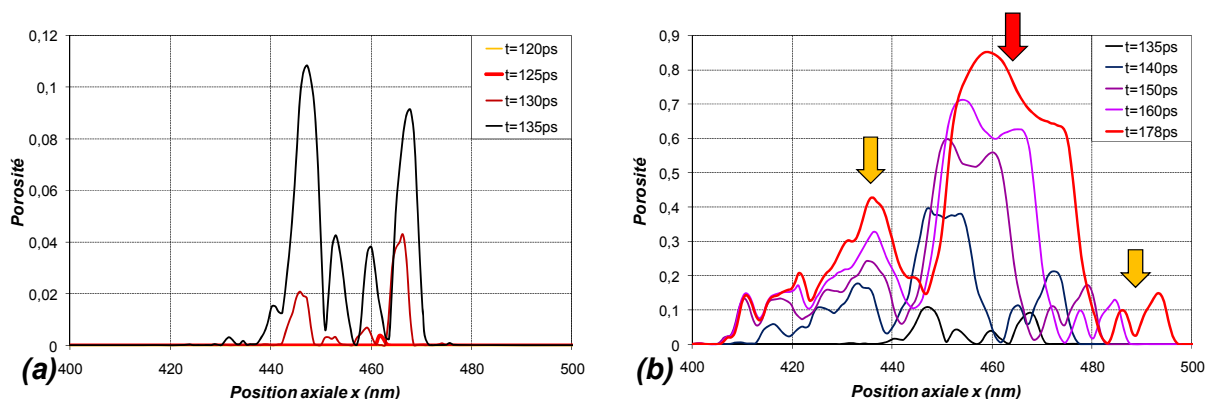


Figure 5.14 - Evolution spatiale de la porosité à différents instants pour le modèle $L_x=500\text{nm}$:
 (a) ⇔ Phase de croissance ; (b) ⇔ Phase de coalescence/percolation

Finalement, l'étude temporelle de la répartition des pores permet de renseigner d'une part sur la cinétique des différentes phases de l'endommagement, tandis que l'étude spatiale caractérise la distribution de l'endommagement ainsi que la localisation des plans d'endommagement principaux et secondaires.

5.4.2.3 - Caractérisation de la sphéricité des pores

Un autre paramètre de caractérisation de la porosité est la forme des pores. En observant l'ensemble des visualisations globales, on remarque que les cavités empruntent en majorité une forme sphéroïde. Pour caractériser la sphéricité des pores, on a reporté à un instant donné le volume de chaque pore en fonction de son rayon maximal (Figure 5.15). L'instant est choisi de manière à être représentatif des trois étapes de l'endommagement, dans ce cas à $t=62\text{ps}$ qui correspond au début de la coalescence.

Dans ce graphique, la sphéricité se caractérise par l'éloignement du point (V, r_{\max}) à la droite rouge qui correspond à une forme parfaitement sphérique. Pour les premiers stades de l'endommagement (nucléation et croissance), où se trouvent la majorité des pores relevés, l'ensemble se situe autour de la droite de sphéricité, les fluctuations étant dues à la discrétisation des pores par l'algorithme en volumes cubiques et à leur non sphéricité. A des volumes plus grands, le nuage de points s'élargit avec des écarts de sphéricité plus grands, traduisant des formes ellipsoïde aplaties suivant l'axe X du modèle d'après les visualisations. La perte de sphéricité maximale intervient lors de la coalescence, où le rayon augmente brusquement alors que le volume varie peu, ce qui correspond à des formes oblongues plus complexes causées par la fusion des pores dont la caractérisation demande des procédés plus élaborés [5.19]. Ce stade se caractérise aussi par la faible densité de points. La limite maximale du rayon de pore observée correspond à la moitié de la largeur de la boîte de simulation.

Ainsi, cette analyse à l'ordre zéro de la géométrie des pores montre que l'évolution des pores reste quasi-sphérique durant sa phase de croissance, ce qui est conforme aux diverses observations expérimentales de l'endommagement ductile, ainsi qu'aux hypothèses généralement utilisées dans les modèles micromécaniques de cavité creuse sphérique. Toutefois, une étude plus approfondie de la géométrie par l'analyse du tenseur de giration permettrait de mieux caractériser leurs formes.

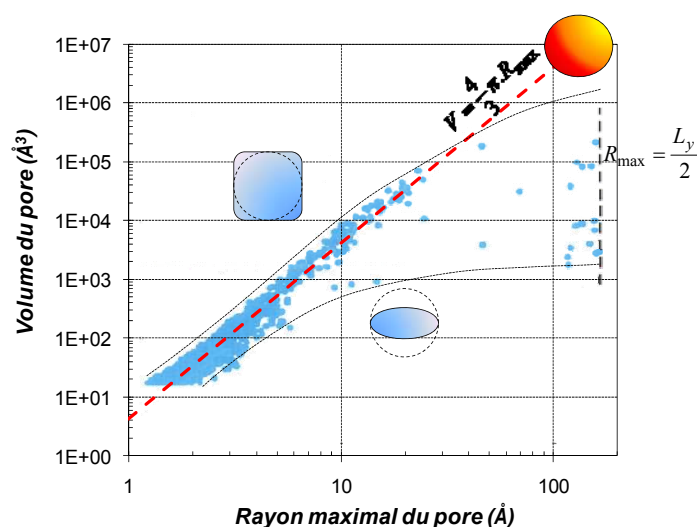


Figure 5.15 - Répartition du volume des pores en fonction de leur rayon maximal (Modèle $L_x=250\text{nm}$; $t=62\text{ps}$; $N_{\text{tot}}=3680$) [5.20]

5.4.2.4 - Répartitions nombre/volume de vides

L'évolution temporelle de la porosité a montré qu'il existait une corrélation entre le nombre de pores, leur volume d'occupation et les différentes étapes de l'endommagement. Nous avons donc mis en relation ces deux paramètres par l'intermédiaire du tracé de la distribution du nombre de pores en fonction de leur volume (diagramme PSD).

La Figure 5.16 montre l'évolution de cette distribution à différents instants pour le modèle $L_x=500\text{nm}$ normalisés par la méthode du binning afin de pouvoir comparer les résultats entre eux [5.21]. Le traitement par binning consiste à comptabiliser les pores dans des plages de volumes ayant une progression en puissances de 2. Chaque plage est représentée par le volume V_i en moyenne géométrique (Équation 5.15). Le nombre de pores N_i se situant dans la plage i est quant à lui normalisé par la puissance de 2 correspondante ainsi que le nombre total de pores N_{tot} (Équation 5.16).

$$V_i = \sqrt{2^{i-1}(2^i - 1)} \text{ (en voxels)} \quad \text{Équation 5.15}$$

$$N_i^*(V_i) = \frac{1}{2^i \cdot N_{tot}} \sum_{2^{i-1} \leq j < 2^i} N(j) \quad \text{Équation 5.16}$$

Dans les premiers instants ($t < 125\text{ps}$), la répartition n'évolue pas et reste confinée dans la zone de faible volume (< 20 voxels) de manière décroissante. Cette plage de temps correspond à l'étape de nucléation d'après le paragraphe précédent. A ce titre la distribution correspond à la densité de vides susceptibles de germer pour provoquer la rupture.

A partir de $t=125\text{ps}$, le spectre des volumes relevés s'étend progressivement, traduisant la croissance de certains pores. Cela donne lieu à une distribution en deux parties. La première est similaire à la répartition caractéristique de la nucléation et représente la majorité des vides relevés. La deuxième zone (> 50 voxels) représente les pores ayant crû. Elle répond aussi à une loi en puissance qui se décale avec le temps vers les plus grands volumes.

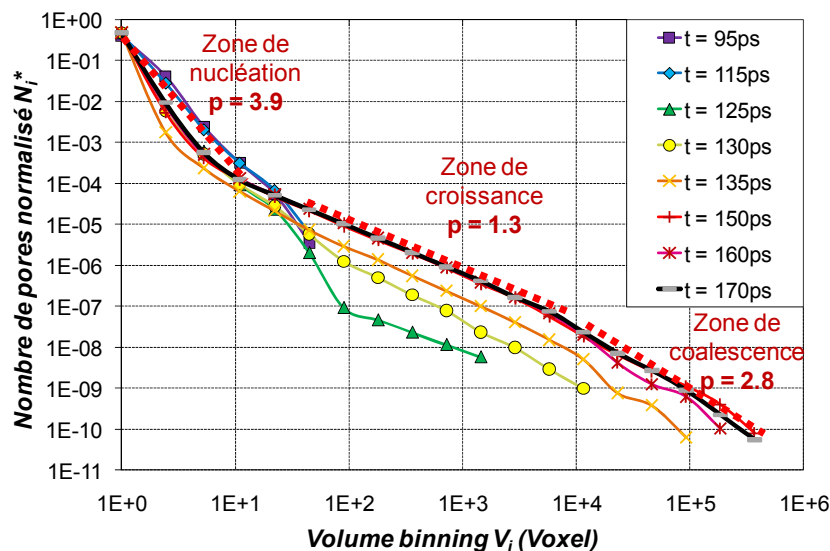


Figure 5.16 - Distribution du nombre de pores en fonction de leurs volumes à différents instants

La pente de cette zone de la distribution ne varie pas avec le temps ($p=1.3$) alors que celle de la zone de croissance fluctue autour d'une pente moyenne de 3.9. Ces oscillations peuvent être expliquées d'une part par une variation de la germination avec la variation d'amplitude de l'onde de traction. D'un autre point de vue, on peut considérer l'ensemble des sites de germination comme un réservoir à la fois approvisionné par le passage de la traction génératrice de défauts, mais aussi se vidant lorsque la croissance de certains pores est activée.

Enfin, la coalescence intervient à partir de 135ps et génère à son tour une troisième zone s'ajoutant aux deux précédentes pour les volumes de vides les plus élevés. La pente caractéristique de cette étape est de 1.8 en moyenne, avec des fluctuations principalement dues au faible nombre de pores caractérisant cette étape dans les volumes les plus élevés ; les pores dénombrés sur chaque point de volume supérieur à 10^5 sont inférieurs à 5, nombre peu représentatif de la distribution d'un point de vue statistique. A noter que la percolation n'est pas représentée sur la PSD car le volume des pores concernés ne peut être déterminé.

Une des particularités de ces courbes est qu'au fil du temps, on tend vers un régime de distribution stationnaire en volume. Cette stabilisation est liée au fait que l'onde de traction a été suffisamment amorties pour ne plus générer de nouveaux pores, les zones de croissances sont gelées et correspondent aux zones d'endommagement secondaire se situant autour du plan de percolation principal. Cette répartition stabilisée peut donc être assimilée à la répartition post-choc, comparable à celle que l'on obtient expérimentalement à l'aide d'une investigation post-mortem par coupes métallographiques axiales successives ou par tomographie.

Nous avons ensuite comparé cette répartition stationnaire à celle du modèle $L_x=250\text{nm}$ (Voir Figure 5.17), dont l'évolution temporelle est analogue. Afin d'augmenter la représentativité statistique aux grands volumes, les distributions tracées correspondent à la moyenne des distributions stationnaires pour un modèle donné. Les courbes obtenues sont très proches, montrant une invariance relative de la répartition du nombre de pores en fonction de leur volume. Cela se traduit en particulier en comparant les pentes des zones caractéristiques de chaque stade de l'endommagement, toutes semblables.

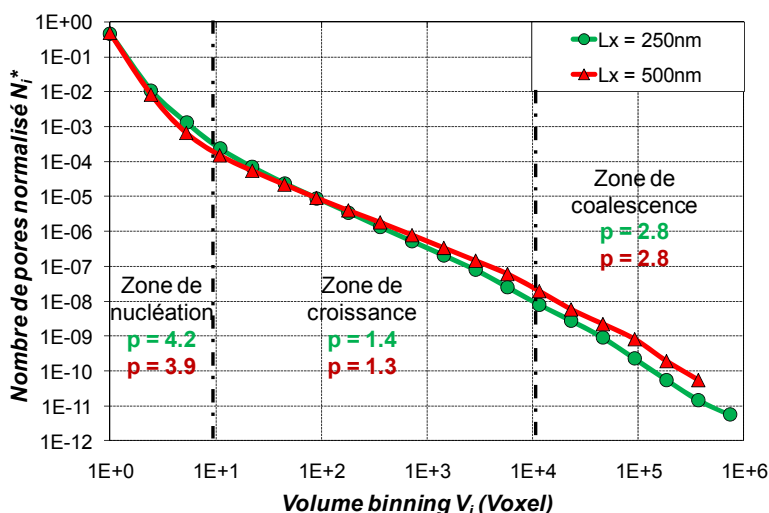


Figure 5.17 - Comparaison de la répartition nombre/volume des pores stationnaire moyenne des modèles $L_x=250\text{nm}$ et $L_x=500\text{nm}$

Ainsi, la PSD s'avère être un outil permettant de synthétiser le comportement caractéristique de l'endommagement ductile. En effet, cette distribution permet d'une part de séparer chaque étape (nucléation, croissance et coalescence), ce qui n'est pas possible en observant l'évolution spatio-temporelle où les effets se superposent progressivement. D'autre part, la PSD permet une comparaison directe de cas ayant des échelles spatio-temporelles différentes, comme cela a été montré en comparant les deux simulations de DMC effectuées dont les échelles en espace et temps diffèrent d'un facteur 2. Cet outil constitue donc un moyen de comparaison direct de l'endommagement avec des données expérimentales.

5.4.3 - Comparaison des distributions de vides avec l'expérience

Dans le but de comparer l'endommagement dynamique simulé par DMC avec le régime ultra-bref, nous avons effectué une micro-tomographie à l'ESRF d'un échantillon de tantale monocristallin d'épaisseur $L=250\mu\text{m}$, soumis à un choc laser sub-picoseconde de durée 300fs et de flux $3.2\text{PW}/\text{cm}^2$. Dans cette configuration, la cible a été endommagée et présente une cloque sur la surface libre, soit une écaille non détachée de l'échantillon. Cela est confirmé par la reconstitution tomographique synthétisée sur la Figure 5.18. La résolution spatiale offerte par l'installation permet d'échantillonner l'ensemble avec des voxels de $0.7\mu\text{m}$ de coté.

Les reconstitutions 3D (Figure 5.18(a) et (d)) montrent que la répartition de l'endommagement se constitue d'une macro-fracture centrale entourée d'un nuage de pores. Le faciès interne de la fracture principale est mis en évidence à l'aide d'une tranche 3D (Figure 5.18(b)), révélant les cupules caractéristiques de l'endommagement ductile. Une coupe axiale de l'échantillon (Figure 5.18(c), plan XY) met en évidence la présence d'une ligne de pores se situant à l'intérieur de l'écaille, correspondant à un plan d'endommagement secondaire.

Les coupes XY successives (Figure 5.18(b)) permettent de caractériser l'endommagement de manière latérale. La tranche rouge correspond à une coupe axiale contenant l'axe de révolution de la cible. Il s'agit de l'endroit où la fracture est la plus ouverte. Les autres coupes (Bordeaux, orange et jaune) révèlent l'état post-mortem interne hors-axe. L'endommagement est d'autant moins développé que l'écart à l'axe augmente. Ce phénomène est causé par des effets latéraux issus de la limite de l'aire de chargement, desquels résulte un gradient de contrainte radiale permettant de tremper différents stades de l'endommagement en fonction de l'écart à l'axe. D'une certaine manière, on peut alors considérer que le défilement de l'axe radial agit comme l'inverse du temps, révélant la « chronologie » de l'endommagement. Des précisions seront apportées sur le comportement de ces effets de bord dans le Chapitre 6. En adoptant ce point de vue, les images successives peuvent être comparées aux visualisations temporelles de DMC présentées dans les paragraphes précédents qui présentent des comportements analogues, à savoir croissance de pores au plan de rupture principal, puis coalescence et formation de la macro-fissure similaire à la percolation en DM, et parallèlement le développement de plan d'endommagement secondaires autour de la fracture principale.

Ainsi, ces premières observations montrent que l'endommagement issu des simulations de DMC à plus petite échelle est globalement cohérent avec l'expérience (ductilité, plan de rupture principal et plan d'endommagement partiel) dans la répartition axiale.

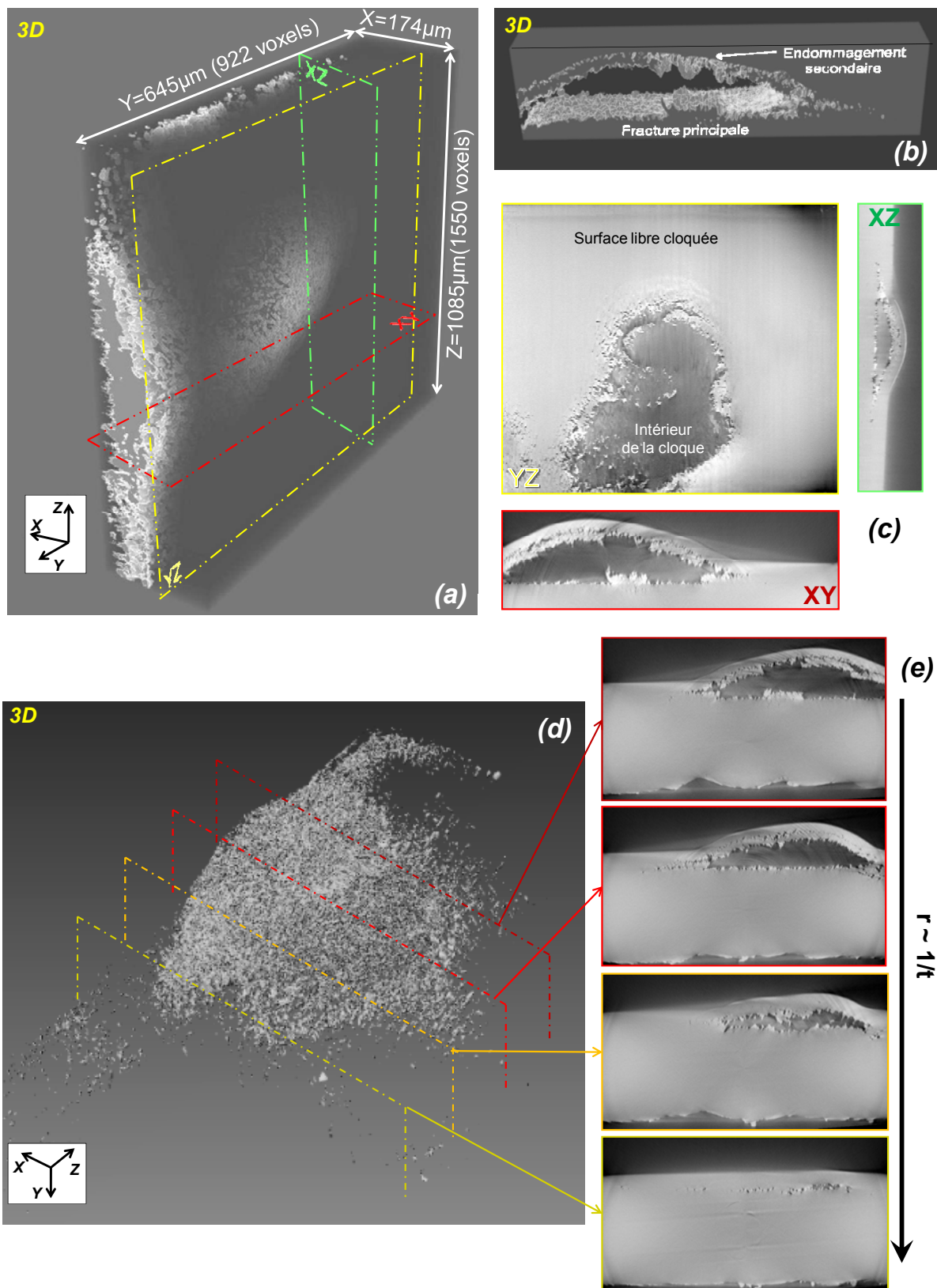


Figure 5.18 - Reconstitutions tomographiques d'une cible de tantale monocristallin d'épaisseur 250µm écaillée par un choc laser ultra-bref (Laser : LULI 100TW - $\Phi=3.2\text{PW}/\text{cm}^2$, $\tau=300\text{fs}$) [5.20]
 (a) et (b) ⇔ Vues 3D générales de la cible et de la fracture principale
 (c) ⇔ Coupes suivant les 3 plans principaux (XY, XZ et YZ)
 (d) ⇔ Vue 3D du nuage de pores autour de la fracture principale
 (e) ⇔ Coupes successives suivant le plan XY

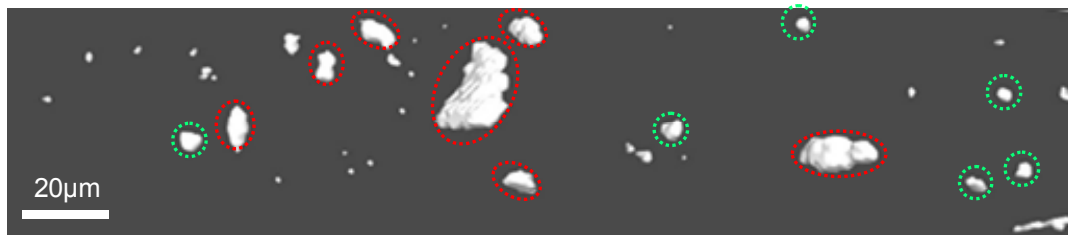


Figure 5.19 - Détail d'une reconstitution 3D de pores dans une zone radialement frontalière à la fracture principale (en vert : pores de type sphérique ; en rouge : pores de type ellipsoïdal)

Nous nous intéressons ensuite plus particulièrement à l'amas de pores résultant de la reconstitution 3D des pores. La Figure 5.19 représente une reconstitution de pores dans une zone se situant radialement en marge de la fracture principale. La forme des pores est dans la majorité des cas ellipsoïdale, en particulier pour les plus volumineux. En revanche, les pores les plus petits sont quasi-sphériques. Ces observations expérimentales sur la relation forme/volume ont les mêmes tendances que les résultats de DMC obtenus au paragraphe 5.4.2.3.

La reconstitution permet de comptabiliser et de mesurer leur volume de manière similaire aux analyses effectuées en DMC plus haut. Il est alors possible de réaliser la répartition des pores en fonction de leur volume. La Figure 5.20 présente des distributions relevées sur la reconstitution par micro-tomographie. Les courbes bleue et verte représentent la répartition de pores prises respectivement aux bordures gauche et droite de la macro-fracture. Leur allure est similaire ce qui permet de vérifier l'indépendance des résultats vis-à-vis de la zone de mesure. La courbe rouge englobe la répartition de l'ensemble de la zone sondée par micro-tomographie. L'ensemble des courbes concorde, montrant que la répartition est invariante de la zone de mesure. Dans ce cas, on observe une distribution à deux pentes, caractérisant dans un premier temps la croissance des pores ($p=1.5$) puis la coalescence ($p=2.5$). Le point correspondant à la macro-fracture, non représentatif n'est pas pris en compte dans l'interpolation. Les pentes caractéristiques obtenues en DMC sont du même ordre de grandeur pour ces deux phénomènes, ce qui conforte dans les résultats issus des simulations microscopiques.

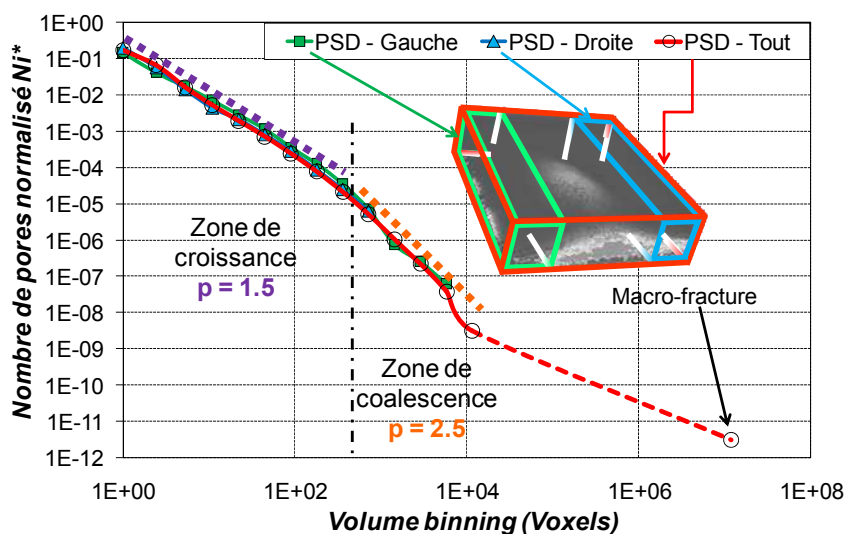


Figure 5.20 - Distribution du nombre de pores en fonction de leurs volumes pour une cible de tantale monocristallin ($L=250\mu\text{m}$) écaillée par choc laser ultra-bref ($LULI\ 100\text{TW}$, $\tau=300\text{fs}$, $\Phi=3.2\text{PW}/\text{cm}^2$) [5.20]

On remarque que le stade de la nucléation n'est pas représentée expérimentalement, ce qui s'explique par la résolution spatiale de la tomographie. En effet, cette dernière ne permet pas de détecter les sites de germination, dont la taille est bien inférieure au micron. En comparaison de la Dynamique Moléculaire, on remarque aussi que la transition croissance/nucléation se produit pour un volume de vide bien plus élevé ($V_{DM}^{coal}=1.25nm^3 \ll V_{Exp}^{coal}=150\mu m^3$). Ce biais peut être attribué à une présence initiale de défauts (porosité initiale, inclusions) dans le monocristal réel qui constituent les sites de germination des pores. Ces derniers peuvent être mis en parallèle avec les sites résultant de bandes de glissement observés en DMC à moindre échelle (de l'ordre du nm).

Ainsi, cette comparaison aux résultats post-mortem d'endommagement dynamique par écaillage en régime ultra-bref a montré que la simulation par dynamique moléculaire donne des résultats physiquement cohérents à tous points de vue (répartition spatiale, PSD). En outre, ce type de simulation permet d'étendre les connaissances sur les stades se produisant à échelle nanométrique, tel que la germination homogène. Cependant, l'hypothèse du cristal parfait ne permet pas de discuter l'influence de défauts tels que la présence d'inclusions ou de porosité initiale. Une investigation des effets induit par une telle densité de défauts permettrait de se rapprocher encore plus des conditions d'endommagement expérimentales se produisant dans des cristaux réels.

5.5 - La DMC comme outil de dimensionnement de modèles d'endommagement

Au cours des paragraphes précédents, nous avons montré l'intérêt des simulations de Dynamique Moléculaire dans la compréhension des aspects microscopiques liés à l'endommagement dynamique. Aussi, les informations que l'on peut tirer de cette approche, en particulier sur les mécanismes pilotant les premiers stades de l'endommagement, peuvent aider dans l'élaboration de modèles théoriques ou empiriques. Réciproquement, la connaissance de ces modèles peut permettre d'améliorer la description des potentiels utilisés en DMC.

Dans le cadre de cette thèse, nous allons appliquer ce principe pour généraliser le modèle de Kanel en le généralisant aux très hautes vitesses de déformation (10^9s^{-1}). Le dimensionnement des paramètres de Kanel s'effectue au niveau de la DMC par un passage de l'échelle microscopique au niveau macroscopique via l'utilisation des grandeurs statistiques intégrées sur des tranches transversales représentatives du comportement global des entités les composant. Deux approches sont envisageables :

- Utiliser la vitesse globale de la surface libre et dimensionner les paramètres de manière analogue à la méthode d'optimisation employée au Chapitre 4 pour les signaux de vitesse de surface libre expérimentaux.
- Déterminer directement les paramètres en les déduisant de l'évolution des grandeurs pilotant l'équation constitutive du modèle de Kanel, à savoir la contrainte axiale et la porosité.

Nous avons utilisé cette deuxième méthode à la lumière de l'ensemble des observations faites tout au long de l'étude. La vitesse de surface libre sera ensuite utilisée afin de valider le jeu de paramètres obtenu.

Dans un premier temps, nous avons mis en vis-à-vis les évolutions temporelles de la porosité V_t et de la contrainte axiale σ_{xx} au niveau du plan d'endommagement principal. La Figure 5.21 présente le tracé obtenu pour le modèle $L_x=500\text{nm}$. Nous avons matérialisé sur ce diagramme les instants correspondant à l'activation des différentes étapes de l'endommagement. Le démarrage de la nucléation est tracé seulement à titre indicatif. En effet, son influence sur les grandeurs intégrées sur la tranche est négligeable, d'autant plus que ce stade n'est pas décrit par le modèle de Kanel. L'instant caractérisant le départ de la croissance s'accompagne d'une augmentation notable de la porosité, tandis que la coalescence s'accompagne de la chute brutale de la contrainte, suite aux relaxations issues des pores, ainsi qu'un saut de porosité.

A partir de là, deux paramètres de Kanel peuvent être lus :

La contrainte seuil d'endommagement initiale σ_s^0 qui correspond à la contrainte à l'instant d'activation de la croissance (Dans ce cas : $\sigma_s^0 = 23.6\text{GPa}$).

Le taux de vide critique V_{t1} pouvant être défini par la porosité à l'instant débutant la coalescence, juste au pied du saut (Dans ce cas : $V_{t1} = 13\%$).

Le dernier paramètre, k , peut être déduit en renversant la relation constitutive du modèle (Équation 5.17) :

$$k = \left(\frac{dV_t}{dt} \right) / \left[\sigma \cdot (V_t + V_{t1}) - \sigma_s^0 \cdot V_{t1} \right] \quad \text{Équation 5.17}$$

L'ensemble des paramètres sont lisibles sur la Figure 5.21. On en déduit une valeur de $k=35 \text{ Pa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

Les valeurs obtenues sont toutes supérieures aux valeurs expérimentales obtenues jusque là, ce qui est cohérent avec l'évolution avec ε constatée au Chapitre 4.

Dans un second temps, nous avons vérifié les jeux de paramètres obtenus en effectuant une simulation hydrodynamique élasto-plastique équivalente sous SHYLAC pour chaque modèle tout comme au paragraphe 5.3.2, mais en activant le critère de Kanel. On obtient les courbes présentées sur la Figure 5.22.

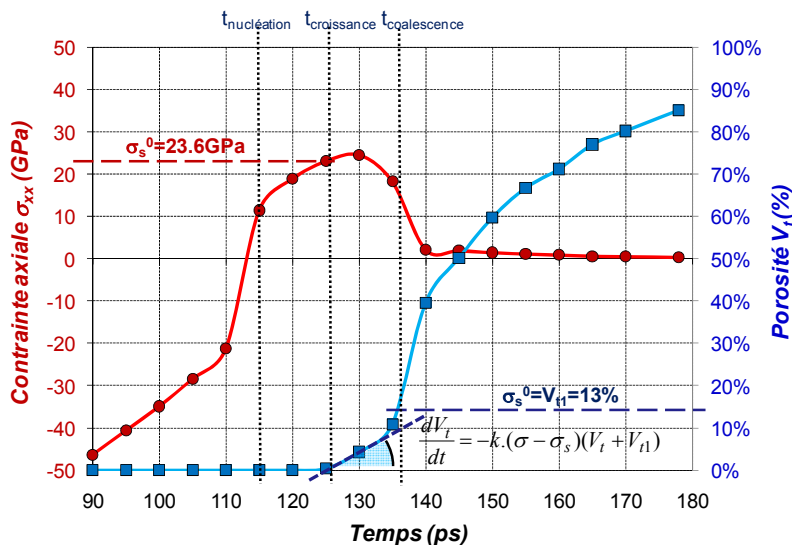


Figure 5.21 - Evolutions temporelles de la contrainte axiale et de la porosité au plan d'endommagement principal pour le modèle $L_x=500\text{nm}$

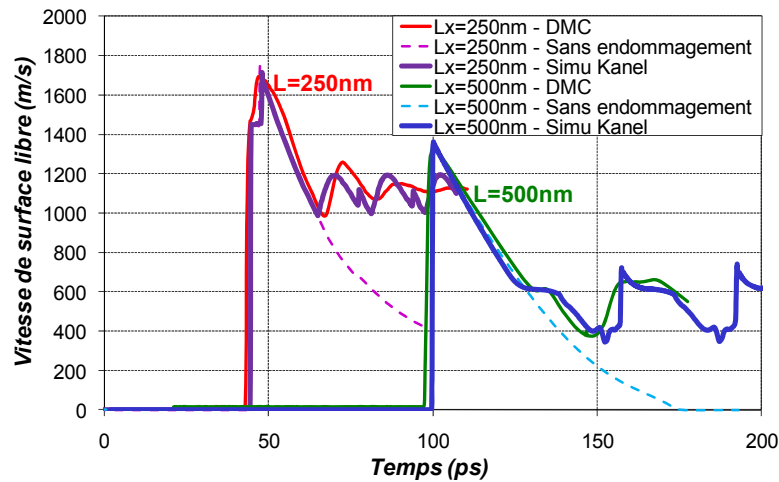


Figure 5.22 - Comparaison DMC/macroscopique (SHYLAC) de la vitesse de surface libre avec les paramètres de Kanel déterminés après analyse des courbes de pression et porosité issues de la DMC

Dans les deux cas, nous avons une bonne concordance entre la simulation microscopique et l'équivalent en différences finies avec le modèle de Kanel, validant les paramètres obtenus.

Enfin, nous avons reporté ces nouvelles données sur les graphiques des paramètres en fonction de la vitesse de déformation (Figure 5.23). On remarque que les points obtenus (en bleu) se situent systématiquement en dessous des extrapolations des lois en puissance déterminées en fin du Chapitre 4. Cela peut être attribué à un changement de régime d'endommagement, analogue à celui qui s'opère entre rupture quasi-statique et dynamique. Ce régime, que nous nommerons « ultra-dynamique », est tout à fait légitime à la condition de considérer l'effet de la limite théorique interatomique à rupture, agissant à la manière d'un seuil en saturation tel que nous l'avons vu dans le Chapitre 1.

De ce principe, nous avons corrigé l'interpolation en puissance, valable pour le régime dynamique uniquement. L'ensemble des paramètres de Kanel peut être modélisé en utilisant une fonction qui possède un point d'inflexion, ce qui permet d'intégrer les trois régimes supposés d'endommagement (quasi-statique, dynamique et ultra-dynamique) :

$$\frac{\ln(q_i) - \ln(q_i^{stat})}{\ln(q_i^\infty) - \ln(q_i^{stat})} = \Phi \left(a_i \cdot \ln \left(\frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_i^0} \right) \right) \quad \text{Équation 5.18}$$

$$\text{Avec } \Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x e^{-\frac{x^2}{2}} \quad \text{Équation 5.19}$$

q_i représente un des trois paramètres de Kanel ; q_i^{stat} sa valeur en régime quasi-statique et q_i^∞ l'asymptote du régime ultra-dynamique. F est fonction de répartition suivant une loi normale centrée réduite, $\dot{\varepsilon}_i^0$ correspond au point d'inflexion de la courbe et a_i est un facteur multiplicatif caractérisant la plage du régime dynamique.

Les fonctions ont été dimensionnées pour les trois paramètres de Kanel et sont représentées sur les graphiques de la Figure 5.23. Les valeurs obtenues pour chaque paramètre sont reportées dans le Tableau 5.3 .

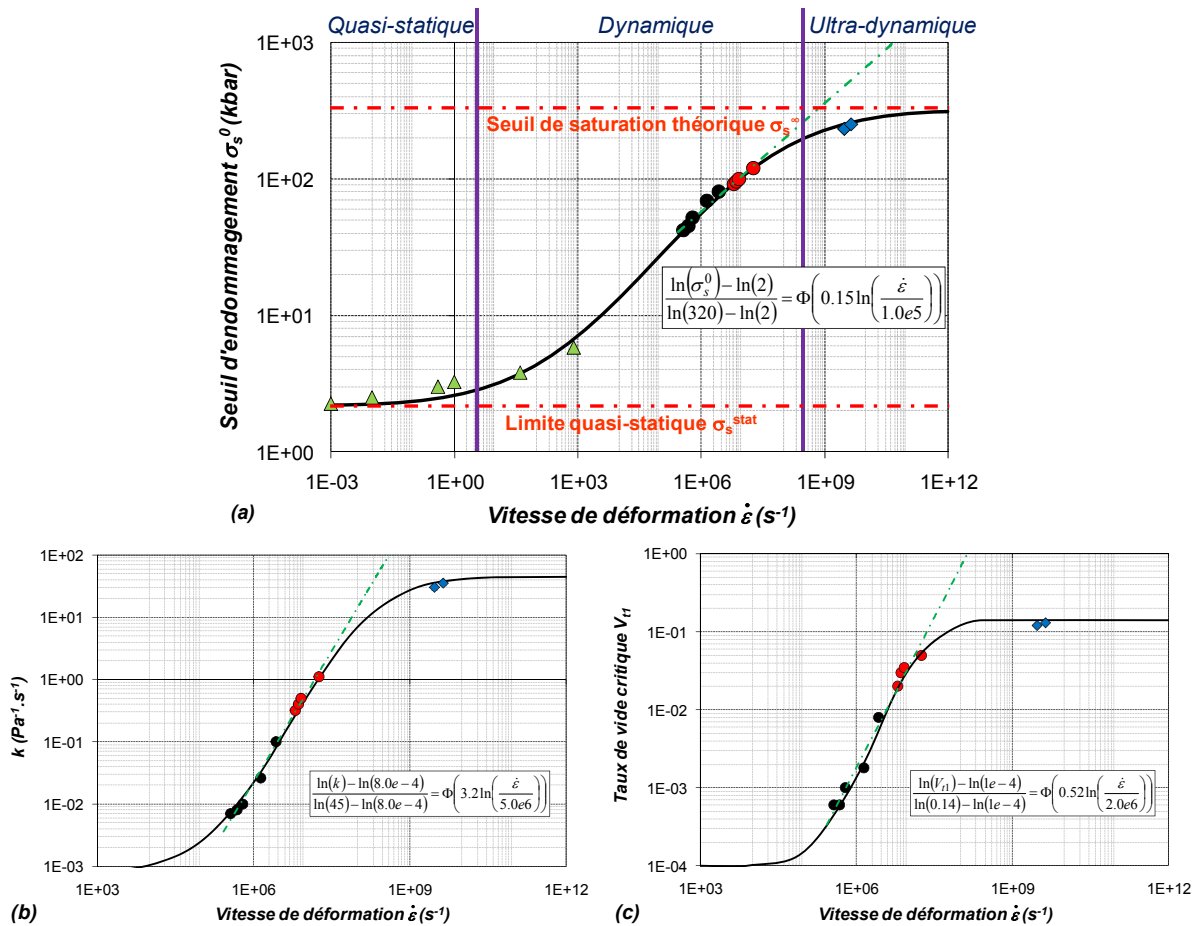


Figure 5.23 - Evolutions des paramètres de Kanel dimensionnés à partir de données expérimentales (points noirs + points rouges pour le régime ultra-bref), de simulations de DMC (points bleus) et lois d'évolution associées (vert : loi en puissance du domaine dynamique ; noir : loi normale généralisée) (a) ⇔ Seuil d'endommagement σ_s^0 ; (b) ⇔ k ; (c) ⇔ Taux de vide critique V_{t1}

Paramètres Kanel / Paramètres Loi normale	$q_1 = \sigma_s^0$	$q_2 = k$	$q_3 = V_{t1}$
q_i^{stat}	2 kbar	$8 \times 10^{-4} \text{ Pa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	1×10^{-4}
q_i^∞	320 kbar	$45 \text{ Pa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	0.14
a_i	0.15	0.32	0.52
$\dot{\epsilon}_i^0$	$1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$	$5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$	$2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$

Tableau 5.3 - Valeurs de la loi type « normale » dimensionnant les paramètres de Kanel

Dans le cas de la limite seuil d'endommagement, nous avons ajouté des points expérimentaux correspondant à la limite à rupture du tantale pour des essais de traction quasi-statiques ou à vitesse de déformation contrôlée ($< 10^3 \text{ s}^{-1}$), permettant de confirmer l'allure de la fonction choisie. Cette interpolation permet donc de généraliser le modèle sur l'ensemble des vitesses de déformation. Toutefois, le comportement dans la plage « ultra-dynamique » est à considérer avec prudence en raison du manque de données existant actuellement dans ce régime. Ainsi, nous avons montré au travers de l'exemple du modèle de Kanel que les simulations de Dynamique Moléculaire pouvaient aider dans le dimensionnement des modèles d'endommagement dynamique, en particulier dans le domaine des sollicitations « ultra-dynamiques ».

Ce type d'approche multi-échelle pourrait être appliqué pour des modèles plus complexes en exploitant d'autres grandeurs globales telles que les autres composantes du tenseur des contraintes, les déformations ... etc. Dans le cadre de l'étude, il nous a permis de mieux cerner l'évolution des paramètres de Kanel et de mettre au point des lois d'évolution couvrant une gamme de vitesses de déformation plus large.

Il reste toutefois quelques zones d'ombres se situant au-delà des points obtenus en DMC où des simulations additionnelles seraient nécessaires, mais aussi au niveau de la transition dynamique/ultra-dynamique qui figure actuellement comme une zone-clé qui constituera dans un futur proche le lieu de rencontre entre expérience et Dynamique Moléculaire. Le recouvrement des deux techniques permettrait non seulement de valider de manière certaine les résultats offerts par la DMC, mais aussi de démontrer expérimentalement l'influence de la limite d'endommagement théorique, et donc l'existence du domaine ultra-dynamique.

5.6 - Bilan de l'approche microscopique

Au cours de ce chapitre, nous avons abordé les aspects microscopiques de l'endommagement ultra-bref à l'aide de simulations de Dynamique Moléculaire Classique à grandes échelles. Nous avons montré que le formalisme utilisé, en particulier le potentiel, restituait dans sa globalité le comportement sous choc et l'amortissement de l'onde de compression. L'exploitation nous a permis d'explorer le comportement à échelle moléculaire du matériau soumis à un choc laser femtoseconde dans toutes ses étapes. Nous avons ainsi mis en évidence les principaux mécanismes conditionnant l'endommagement par écaillage, tel que la plasticité induite par le choc ou lors de sa réflexion en traction.

Concernant l'endommagement dynamique ductile, l'étude de la porosité a permis d'établir la chronologie des différents stades menant à la fracturation (germination, croissance, coalescence et percolation). L'étude de la distribution des pores en fonction de leur volume s'est avéré être un outil synthétique qui dissocie les effets liés à chaque étape de l'endommagement, mais pouvant aussi être comparé à des distributions expérimentales. L'analyse d'une micro-tomographie d'un échantillon écaillé par laser ultra-bref à plus grande échelle a montré des résultats analogues à l'endommagement simulé par DMC, confortant la pertinence des phénomènes simulés par cette méthode.

Enfin, nous avons montré que la DMC utilisée dans l'optique d'une approche multi-échelle s'avère être un outil utile dans le dimensionnement de modèles d'endommagement, en particulier dans le domaine des sollicitations ultra-dynamiques. Ce point a été mis en application dans le cas du modèle de Kanel et a permis d'étendre son étude à des vitesses de déformations actuellement non accessibles expérimentalement. L'extrapolation généralisée des données obtenues met en évidence une zone de saturation dans l'évolution de l'endommagement, liée à l'approche du seuil d'endommagement théorique défini par la force de décohésion interatomique.

L'ensemble des résultats obtenus mettent clairement en évidence la nécessité de se rapprocher au plus près de l'expérience. Dans le cas de la dynamique moléculaire, cela passerait notamment par une modélisation de cristaux avec densité de défauts, mais aussi par une augmentation de la taille du modèle tant dans l'épaisseur que les dimensions latérales, ainsi que le temps. Cette évolution, cohérente avec la mouvance expérimentale vers les échelles micrométriques, permettrait de raccorder les deux

méthodes, actuellement liées indirectement via la simulation par différences finies, et offrirait alors une triple comparaison menant à un objectif triple : la validation quantitative de la simulation de l'endommagement par DM, la confirmation expérimentale de la transition vers le régime ultra-dynamique, et enfin la définition ainsi que le dimensionnement de modèles qui permettraient de décrire l'endommagement de manière universelle.

5.7 - Références bibliographiques du Chapitre 5

- [5.1] D. Frenkel and B. Smit, « Understanding Molecular Simulation: from Algorithms to Applications », Edited by Academic Press - New-York, ISBN 0-12-26-267351-4, (1996).
- [5.2] L. Souldard, « Analyse des propriétés de matériaux sous choc par simulations moléculaires (Monte Carlo et dynamique moléculaire) », *Forum Ter@tec, Evry-France* (2008).
- [5.3] M.S. Daw and M.I. Baskes, « Embedded-atom method : Derivation and application to impurities, surfaces and other defects in metals », *Phys. Rev. B*, **29(12)** 6443, (1984)
- [5.4] R.A. Johnson and D.J. Oh, « Analytic embedded atom method model for BCC metals », *J. Mater. Res.*, **4(5)** 1195, (1989).
- [5.5] J.Y. Yang, R.T. Hong and M.J. Huang, « A comparative molecular dynamics study of copper trench fill properties between Ta and Ti barrier layers », *Mat. Sc. Semiconductor Processing*, **8** 622, (2005).
- [5.6] B.L. Holian, W.G. Hoover, B. Moran, « Shock wave structure via non-equilibrium molecular dynamics and Navier-Stokes continuum mechanics », *Phys. Rev. A*, **22** 2498, (1980).
- [5.7] J.-B. Maillet, M. Mareschal, L. Souldard et al, « Uniaxial Hugoniotat : A method for atomistic simulations of shocked materials », *Phys. Rev. E*, **63** 0016121, (2000).
- [5.8] M. Mareschal, S McNamara, J.-B. Maillet et al, « Non-Equilibrium molecular dynamics simulations : techniques and applications », *Modelling Complex Systems: 6th Granada Lectures on Computational Physics. AIP Conference Proceedings*, **574** 155, (2001).
- [5.9] A.C. Mitchell and W.J. Nellis, « Shock compression of aluminium, copper, and tantalum », *J. Appl. Phys.*, **52(5)** 3363, (1981).
- [5.10] C.W. Greeff and J.D. Johnson, "New Sesame equation of state for tantalum", *LANL report*, LA-13681-MS, (2000).
- [5.11] Y. Quéré, « Physique des Matériaux », Edité par Ellipses, ISBN 978-2-7298-8858-9, (1988).
- [5.12] S.G. Srinivasan, M.I Baskes and G.J. Wagner, « Atomistic simulations of shock induced microstructural evolution and spallation in single crystal nickel », *J. Appl. Phys.*, **101** 043504, (2007).
- [5.13] V. Dremov, A. Petrovtsev, P. Sapozhnikov et al, « Molecular dynamics simulations of the initial stages of spall in nanocrystalline copper », *Phys. Rev. B*, **74** 144110, (2006).
- [5.14] S.-N. Luo, Q. An, T.C Germann et al, « Shock-induced spall in solid and liquid Cu at extreme strain rates », *J. Appl. Phys.*, **106** 013502, (2009).
- [5.15] L. Seaman, L. Curran and D.A Shockey, « Computational model for ductile and brittle fracture », *J. Appl. Phys.*, **47(11)** 4814, (1976).
- [5.16] J.N. Johnson and F.L. Addessio, « Tensile plasticity and ductile fracture », *J. Appl. Phys.*, **64(12)** 66699, (1988).
- [5.17] L. Souldard, J. Bontaz-Carion, J.-P. Cuq-Lelandais et al, « Experimental study and molecular dynamics simulation of the tantalum single crystal spallation induced by a laser shock », in *Zababakhin Scientific Talks*, (2010).
- [5.18] J. Hoshen and R. Kopelman. « Percolation and cluster distribution. i. cluster multiple labelling technique and critical concentration algorithm », *Phys. Rev. B*, **14** 3438, (1976).

- [5.19] E.T. Seppälä, J. Belak and R.E. Rudd, « Effects of stress triaxiality on void growth in dynamic fracture of metals : A molecular dynamics study », *Phys. Rev. B*, **69** 134101, (2004).
- [5.20] J. Bontaz-Carion, L. Souillard, P. Manzur et al, « Multiscale exploration in spall dynamic damage of ductile metals », in *3D IMS Conference - France*, (2010).
- [5.21] A. Strachan, T. Çağın and W.A. Goddard III, « Critical behavior in spallation failure of metals », *Phys. Rev. B*, **63** 060103, (2001).

Chapitre 6

Prise en compte de l'aspect bidimensionnel de l'étude

Sommaire

6.1 - Introduction.....	21
6.1.1 - Mise en évidence expérimentale d'effets 2D	21
6.1.2 - Phénoménologie générale des effets de bord	21
6.2 - Génération et Propagation des effets 2D	21
6.2.1 - Modèle de propagation géométrique.....	21
6.2.1.1 - Hypothèses.....	21
6.2.1.2 - Evolution du front de choc 1D.....	21
6.2.1.3 - Croisement des ondes latérales	21
6.2.1.4 - Interaction des ondes 1D et 2D.....	21
6.2.1.5 - Classification des configurations géométriques.....	21
6.2.2 - Modélisation numérique pour un choc maintenu.....	21
6.2.2.1 - Le code 2D/3D RADIOSS [6.10]	21
6.2.2.2 - Hypothèses et conditions du modèle	21
6.2.2.3 - Propagation du choc 2D maintenu	21
6.2.2.4 - Nature du champ des contraintes au cœur des effets 2D.....	21
6.3 - Amortissement d'un choc laser par effets de bord.....	21
6.3.1 - Atténuation en pression d'une onde de choc par effets 2D.....	21
6.3.1.1 - Amortissement 2D radial.....	21
6.3.1.2 - Amortissement 2D axial.....	21
6.3.2 - Cas du chargement impulsionnel - Amortissement couplé.....	21
6.3.2.1 - Conjugaison des amortissements 1D/2D	21
6.3.2.2 - Amortissements couplés sur l'axe de révolution	21
6.3.2.3 - Amortissement couplé et similitudes.....	21
6.3.3 - Effets de bord et vitesse de surface libre.....	21
6.3.3.1 Signature des effets de bord sur la vitesse de surface libre.....	21
6.3.3.2 Comparaisons expérience/numérique.....	21
6.3.4 - Bilan : Cartographie des régimes d'amortissement 2D	21
6.4 - Effets 2D et endommagement par choc laser	21
6.4.1 - Les différentes formes d'endommagement.....	21
6.4.1.1 - L'endommagement 1D par écaillage.....	21
6.4.1.2 - L'endommagement purement 2D.....	21
6.4.1.3 - Endommagement mixte par superposition.....	21

6.4.2 - Répartition des contraintes en traction axiale.....	21
6.4.2.1 - Principe de relevé des répartitions extrémales de contraintes.....	21
6.4.2.2 - Etude des répartitions radiales de contraintes maximales en fonction du chargement.....	21
6.4.2.3 - Etude des répartitions radiales de contraintes maximales en fonction de l'aspect géométrique ...	21
6.4.2.4 - Répartition des contraintes maximales et endommagement.....	21
6.4.3 - Comparaisons expérience/numérique en régime ns.....	21
6.4.3.1 - Vitesses VISAR et validation d'un modèle de rupture	21
6.4.3.2 - Diamètres d'écaille et répartitions de contraintes maximales	21
6.4.3.3 - Cas de l'endommagement purement 2D.....	21
6.4.4 - Application au régime femtoseconde	21
6.4.4.1 - Particularités du régime ultra-bref.....	21
6.4.4.2 - Comparaison Exp./Num. des dimensions d'écaille.....	21
6.5 - Bilan sur la prise en compte de l'aspect 2D	21
6.6 - Références bibliographiques du Chapitre 6 :	21

6.1 - Introduction

Jusqu'à présent, l'ensemble de l'étude concernant le régime femtoseconde a été développé en supposant une réponse du matériau monodimensionnelle, qu'il s'agisse d'interaction laser/matière ou d'endommagement dynamique. L'objet de ce chapitre est d'étudier en détails ce qu'apporte la prise en compte de la dimension latérale dans chaque étape, en particulier pour la propagation des ondes de choc et l'influence sur l'écaillage.

6.1.1 - Mise en évidence expérimentale d'effets 2D

La majorité des expériences d'écaillage sont effectuées dans des conditions telles que le comportement soit monodimensionnel aux points de mesure, souvent au centre du chargement, et puisse être comparée aux théories et modèles généralement développés dans ce cadre [6.1][6.2]. Expérimentalement, le moyen le plus simple d'avoir une configuration 1D consiste à utiliser une zone de chargement latérale grande devant la dimension caractéristique axiale, dans notre cas respectivement le diamètre d'impact laser et l'épaisseur de cible. Une règle empirique préconise l'utilisation d'un diamètre de chargement au moins 5 fois plus grand que l'épaisseur du matériau afin d'assurer l'unidimensionnalité du problème sur l'axe de révolution [6.3]. Dans le cas contraire, les résultats obtenus peuvent être corrompus par la présence d'effets de bord, générés par la différence de pression en frontière du chargement. La Figure 6.1 présente des vues post-mortem de surfaces libres de cible en aluminium endommagées par écaillage en régime femtoseconde.

Ces cibles ont été irradiées dans des conditions de tir similaires, seule l'épaisseur de cible varie. On peut alors remarquer que le diamètre de la surface endommagée, quasi-circulaire, diminue avec l'épaisseur. Cette réduction est principalement pilotée par des effets 2D prenant naissance en bordure de la zone d'impact laser et qui atténuent progressivement la zone d'écaillage 1D plane. Ainsi, plus l'épaisseur augmente, plus ces effets ont le temps de se développer au sein de la cible. Cela montre que ces effets n'ont pas une action négligeable dans la réponse dynamique du matériau, visible particulièrement à travers le diamètre d'écaille.

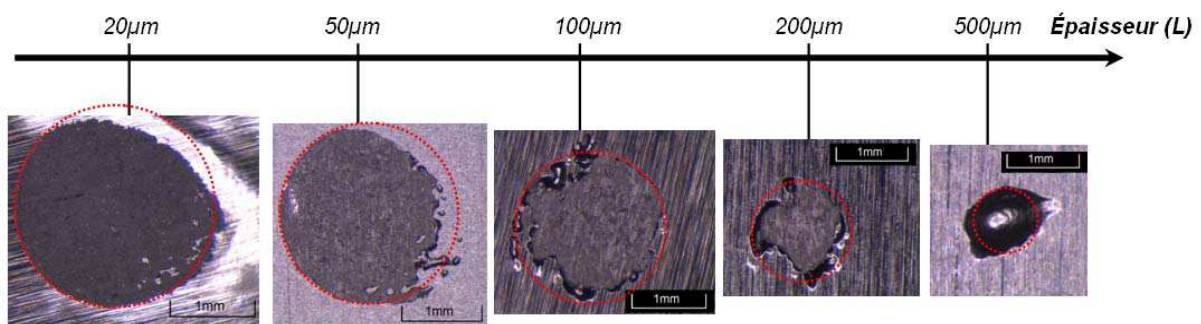


Figure 6.1 - Vues globales de surfaces libres écaillées pour des cibles d'aluminium d'épaisseurs variables dans des conditions de tir laser similaires (Laser : LULI 100TW ; Durée : $\tau=300fs$; Flux : $\Phi=0.6PW/cm^2$; diamètre d'impact : $d=2mm$)

6.1.2 - Phénoménologie générale des effets de bord

Les effets de bord rencontrés dans les expériences de choc se manifestent sous la forme d'une onde de détente de forme toroïdale à partir des bordures de la surface de chargement qui constituent un ensemble de sources ponctuelles. Ce type de propagation est similaire à de la diffraction de choc que l'on peut rencontrer dans des problèmes d'ondes de choc en milieu gazeux dans des conduites, lors d'élargissements [6.4]. Cet effet de détente en bordure de chargement entraîne la création d'un gradient en pression radial et une distorsion progressive du front de choc initialement droit [6.5]. Les détentes latérales s'étendent au cours du temps dans toutes les directions juste derrière le front de choc [6.6], comme le montre la Figure 6.2. Cette évolution dépend principalement de la surface de chargement initiale [6.7].

Par la suite, les effets de bords peuvent interagir, soit entre eux sur l'axe de symétrie, soit avec l'onde de traction réfléchiée par la surface libre tel que le prédit la théorie des chocs 1D. Ces nouveaux états, indiqués en bleu foncé sur la Figure 6.2, donnent lieu à des surtractions locales et ouvrent de nouvelles possibilités de rupture dynamique. Par conséquent, les variations spatio-temporelles du champ des contraintes sont directement liées au comportement à la fois axial et latéral de l'onde de choc. Pour des raisons purement géométriques, la propagation 2D, va dépendre en particulier du rapport entre la dimension caractéristique axiale et l'équivalent latéral, dans ce cas respectivement la distance de propagation du choc (ou l'épaisseur de cible) x_L et le diamètre d'impact laser d . Nous nommerons par la suite cette grandeur le rapport d'aspect géométrique, noté R_g .

Ainsi, le but ici est de modéliser les effets 2D et leurs conséquences sur les champs de traction induits et l'endommagement. Pour cela, nous comparerons des résultats expérimentaux de choc laser avec des modèles analytiques, puis numériques. Nous nous intéresserons d'abord au régime nanoseconde bien connu dans des configurations 1D qui permettra de valider l'approche numérique. Nous appliquerons ensuite la démarche au cas des impulsions ultra-brèves.

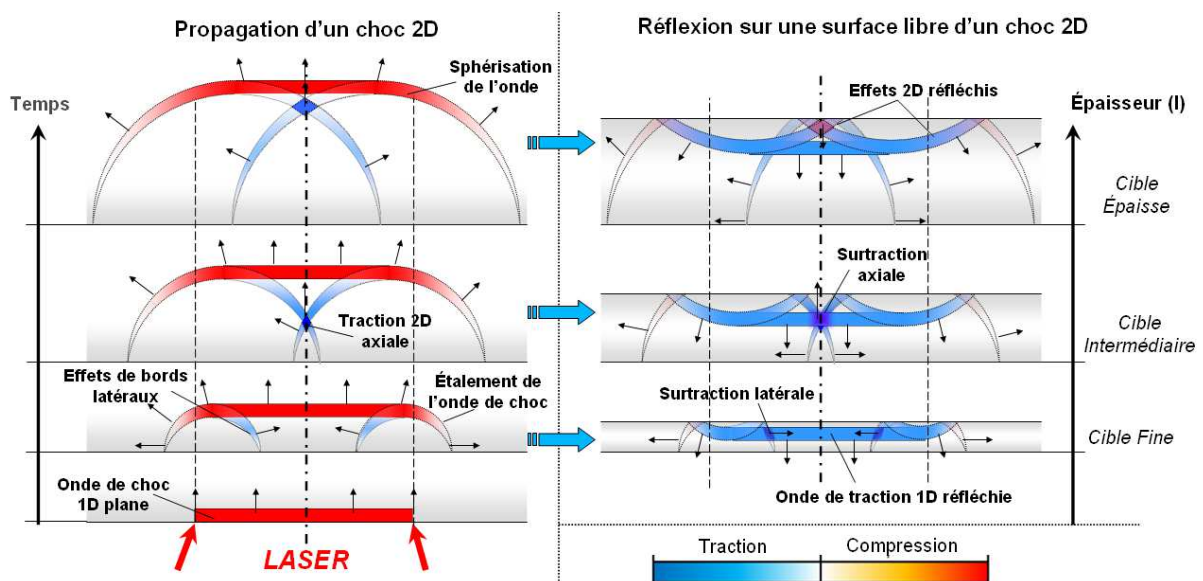


Figure 6.2 - Schéma phénoménologique de propagation d'un choc 2D sur cible semi-infinie et réflexion d'un choc 2D sur une cible d'épaisseur finie.

6.2 - Génération et Propagation des effets 2D

6.2.1 - Modèle de propagation géométrique

Afin de comprendre les phénomènes liés à la propagation des effets bidimensionnels, en particulier l'influence sur l'écaillage, une approche analytique a été développée, basée sur une progression d'ondes géométrique simplifiée.

6.2.1.1 - Hypothèses

On suppose en première approximation que l'onde de choc est représentée par un créneau de pression d'amplitude P_{max} dans le temps et sur la dimension latérale avec respectivement une durée τ et avec un diamètre d , ce qui implique un chargement parfaitement axisymétrique. Le milieu, une cible semi-infinie, est supposé homogène isotrope et hydrodynamique. Pour simplifier la propagation des ondes, les chocs et les détente sont assimilés à des discontinuités. Les fronts de choc se propagent à travers le milieu avec une vitesse U_s et les détente à la vitesse du son dans le matériau $C(P)$. Up correspond à la vitesse matérielle derrière le front de choc. Le choc 1D est supposé être plan. Ce dernier est suivi de part et d'autres par des détente quasi-circulaires - soit de forme toroïdale en 3D - qui débutent en bordure de la zone de chargement. Elles sont notées « 2Dl » (i.e. 2D latéral). L'ensemble de la modélisation et des paramètres est résumé au travers de la Figure 6.3.

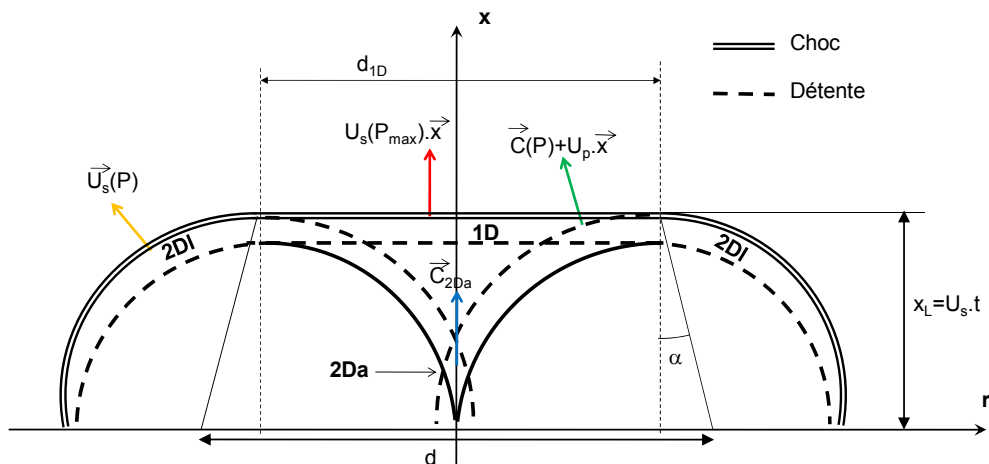


Figure 6.3 - Schéma de propagation des effets de bord (2Dl) dans le cadre du modèle analytique simplifié dans l'espace axisymétrique (x, r)

6.2.1.2 - Evolution du front de choc 1D

Lorsque l'onde de choc se propage dans la direction x , l'onde 2Dl toroïdale déborde progressivement sur la section de choc plane. Cela a alors pour effet de réduire l'aire occupée par le front de choc 1D. Cette aire, circulaire, peut être représentée par son diamètre d_{1D} et peut s'exprimer à l'aide de la trajectoire de la première perturbation latérale se situant au voisinage du front de choc 1D (Voir Équation 6.1). Cette perturbation se propage linéairement en partant de la bordure de la zone de chargement en $(x=0 ; r=d/2)$ et elle est caractérisée à l'aide de l'angle α représenté sur la Figure 6.3. L'expression de l'angle de trajectoire de la première perturbation latérale se déduit à l'aide de l'Équation 6.2 [6.8]. A noter que cet angle marque aussi le début de la courbure du front de choc.

$$\eta = \frac{d - d_{1D}}{d} = \frac{2x_L}{d} \tan(\alpha) = 2\mathfrak{R}_g \cdot \tan(\alpha)$$

Équation 6.1

$$\tan(\alpha) = \sqrt{\left(\frac{C(P_{\max})}{U_s(P_{\max})}\right)^2 - \left(1 - \frac{U_p(P_{\max})}{U_s(P_{\max})}\right)^2}$$

Équation 6.2

η représente le rapport de réduction du diamètre du front de choc 1D. η dépend à la fois du rapport d'aspect géométrique \mathfrak{R}_g et de la pression initiale de choc P_{\max} à travers l'expression de l'angle α . Ainsi, on remarque que le diamètre de la zone 1D plane du choc diminue linéairement avec le temps (ou la position axiale du front 1D) à pression de choc maximale constante. Le rapport η permet de caractériser le taux d'altération de l'onde de choc par les effets de bord : η proche 0% correspond à une onde de choc quasi-1D alors que si η atteint 100%, soit $d_{1D}=0$, le comportement de l'onde de choc devient totalement 2D. De ce dernier point, il est possible de définir un rapport géométrique critique correspondant à l'épaisseur x_{c2D} nécessaire aux effets de bord pour altérer l'ensemble de l'onde de choc 1D plane (Équation 6.3).

$$\mathfrak{R}_{gc} = \left(\frac{x_{c2D}}{d}\right) = \frac{1}{2 \cdot \tan(\alpha(P_{\max}))}$$

Équation 6.3

En deçà de l'épaisseur critique x_{c2D} , le front de choc reste 1D sur l'axe de révolution. Si \mathfrak{R}_g est plus grand que le rapport critique, l'ensemble de l'onde de choc a été affecté par les effets latéraux. Elle devient alors quasi-sphérique et son amplitude maximale est progressivement atténuée par les détentes latérales.

Un exemple rare d'application à l'expansion des effets de bord a été développé par Al'Tshuler dans des expériences d'impact par canon à air comprimé [6.8]. Il est en effet possible de déterminer la vitesse du son dans des matériaux en mesurant l'avancement des ondes 2D latérales sur l'onde de choc 1D via une mesure VISAR de la vitesse de surface libre sur tout un rayon issu de l'axe de révolution [6.9], permettant de déduire l'angle α , puis la vitesse du son $C(P_{\max})$ via l'Équation 6.2.

6.2.1.3 - Croisement des ondes latérales

La propagation sphérique des effets de bord peut engendrer un croisement des détentes latérales. Comme on peut voir sur la Figure 6.3, les ondes sphériques en provenance des limites de l'aire de chargement peuvent interagir sur l'axe de révolution du problème. Après un certain temps de propagation lié à la taille de la zone de chargement et aux propriétés intrinsèques du milieu, ces détentes se rencontrent autour de l'axe de la cible, générant un état de concentré nommé « 2Da » (i.e. 2D axial). La durée nécessaire à la création de ce nouvel état, t_{2Da} , correspond au premier instant où les détentes latérales croisent l'axe de révolution. Elle peut être estimée à l'aide de l'Équation 6.4 :

$$t_{2Da} = \frac{d}{2 \cdot C(P_{\max})}$$

Équation 6.4

Où C est la vitesse du son dans le milieu à la pression P_{\max} . L'instant d'apparition de l'état 2Da est directement proportionnel au diamètre de l'aire de chargement.

En termes de pressions, le passage de cet état génère une dépression et son amplitude dépend de son moment d'apparition par rapport à l'épaisseur du choc 1D, qui dépend de la durée du chargement τ :

- Si $t_{2Da} > \tau$: l'état apparaîtra après le passage de l'onde de choc 1D dans un milieu au repos, donc l'état 2Da sera une onde de traction.
- Si $t_{2Da} < \tau$: l'état 2Da apparaîtra dans l'état sous choc 1D, son amplitude sera alors inhibée, et sa nature (état comprimé/en traction) dépendra alors de celle du chargement.

Comme l'état axial 2Da est le résultat de la superposition symétrique des détentes latérales 2DI, sa trajectoire suit l'axe de révolution, derrière l'onde de choc 1D, suivant l'Équation 6.5. x_0 représente la position de la face avant au moment de la rencontre des détentes latérales et dépend de l'amplitude et de la durée du chargement τ (voir Équation 6.7).

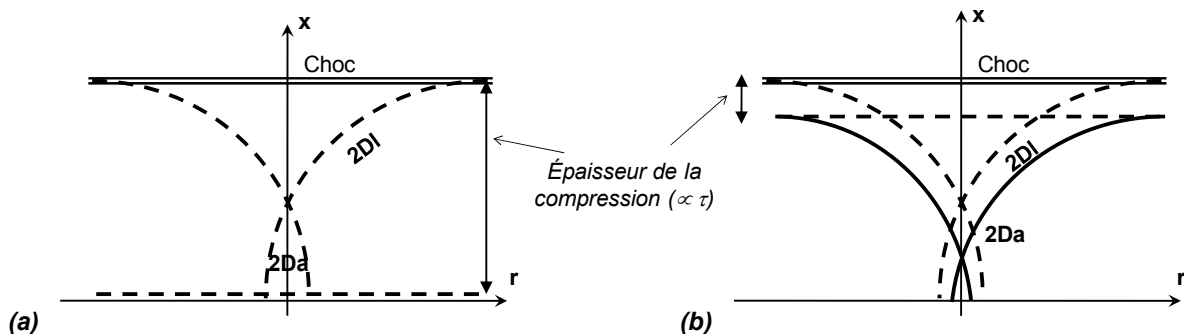
$$x_{2Da} = \sqrt{C(P)^2 \cdot t^2 - \frac{d^2}{4}} + x_0, \forall t \geq t_{2Da} \quad \text{Équation 6.5}$$

$$x_0 = \begin{cases} U_p \cdot t_{2Da} & \text{si } t_{2Da} \leq \tau \\ U_p \cdot \tau & \text{si } t_{2Da} \geq \tau \end{cases} \quad \text{Équation 6.6}$$

Dans le cas des chocs lasers, l'ordre de grandeur de t_{2Da} est de la centaine de nanosecondes pour un petit diamètre de chargement (1mm), ce qui est grand devant les durées caractéristiques des lasers utilisés ($\tau < 10\text{ns}$), nous supposons donc par la suite que systématiquement $t_{2Da} > \tau$ et donc que (2Da) est une onde de traction.

On peut alors en déduire sa célérité, $C_{2Da}(t)$, qui est pilotée uniquement par la propagation des ondes sphériques 2DI (Voir Équation 6.7) :

$$C_{2Da}(t) = \frac{\partial(x_{2Da})}{\partial t} = C(P_{\max}) \left(1 - \frac{d^2}{4 \cdot t^2 \cdot C(P_{\max})^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{Équation 6.7}$$



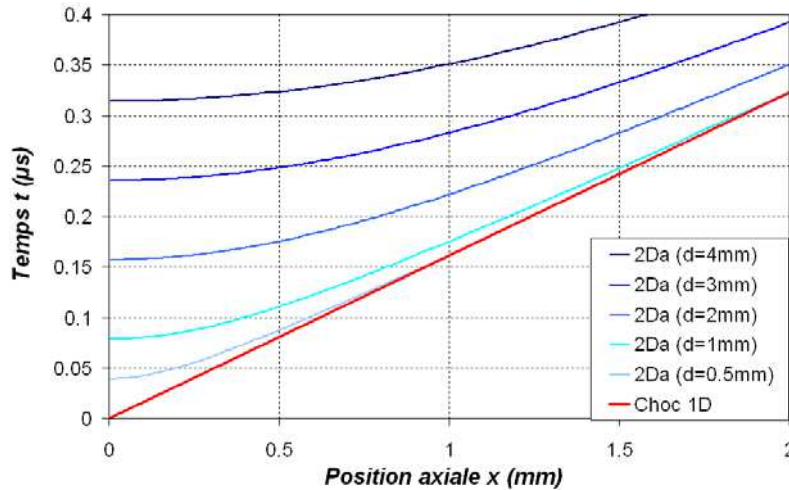


Figure 6.5- Diagramme de marche des fronts d'ondes 1D et 2Da sur l'axe de révolution $r=0$ pour plusieurs diamètres d'impact d dans de l'aluminium et pour un chargement maintenu de 100kbar.

L'onde de traction 2Da peut être projetée sur un diagramme de marche où la composante spatiale est la position x sur l'axe de révolution $r=0$. La Figure 6.5 développe dans un tel diagramme les trajectoires du front de l'état 2Da en fonction du diamètre de chargement d .

A noter que la théorie classique des chocs (voir Annexe A) ne permet que de prévoir le choc noté « 1D ». La prise en compte des effets de bords ajoute sur l'axe l'état 2Da se propageant derrière l'onde de choc 1D et s'en rapprochant continuellement. La distance entre le front 1D et l'onde 2D est inversement proportionnel du diamètre de chargement. Le front de l'onde 2Da rejoint le front monodimensionnel à une position axiale correspondant à l'épaisseur critique d'altération totale du choc 1D.

6.2.1.4 - Interaction des ondes 1D et 2D

Dans le cas d'une cible ayant une épaisseur finie, les effets de bord latéraux et axiaux peuvent interagir avec l'onde de traction 1D réfléchi. Le diagramme de marche 2D axial schématisé (Figure 6.6) présente un exemple d'interaction de ce type : l'onde de traction 1D réfléchi par la surface libre peut interagir avec l'onde de traction 2D axiale, créant une surtraction en profondeur dans la cible. Ce croisement, noté (1D+2Da) dans cette étude, est fortement dépendant de la géométrie de la cible, mais aussi de l'amplitude du choc.

Il est possible de déduire un rapport géométrique de cible (L/d) indiquant son existence. La condition nécessaire à son apparition est que l'instant d'apparition de l'état 2Da soit inférieur au temps d'aller-retour de l'onde 1D dans la cible. Si on suppose que l'onde de traction réfléchi se propage à une vitesse $C(P_{\max})$, alors l'état (1D+2Da) n'existe que si le rapport d'aspect de la cible est supérieur à la valeur donnée par l'Équation 6.8.

$$\mathfrak{R}_{g2Da} = \left(\frac{L}{d} \right)_{2Da} = \frac{U_s \cdot}{2 \cdot (U_s + C(P_{\max}))}$$

Équation 6.8

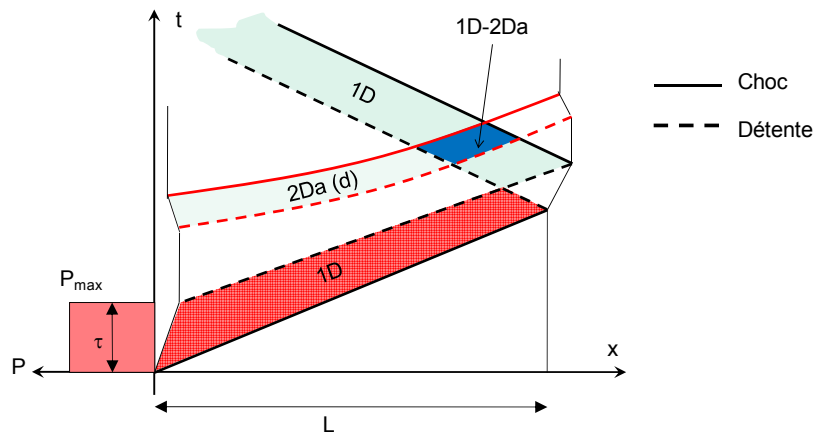


Figure 6.6 - Diagramme de marche schématique d'une onde de choc 2D (x, t) pris sur l'axe de révolution $r=0$.

En dessous de ce rapport limite R_{g2Da} , on peut supposer que la propagation d'onde sur l'axe de révolution reste 1D le temps d'un aller-retour de l'onde principale, garantissant ainsi l'intégrité des résultats expérimentaux sur cet axe, comme la mesure de la vitesse de surface libre par exemple. De la même manière, les ondes de détente latérales 2Dl se propageant sphériquement peuvent croiser l'onde de traction 1D réfléchi par la surface libre. Cette interaction, nommée (1D + 2Dl), ne peut être en aucun évitée car les détentes latérales se forment dès la genèse du choc. Toutefois, ce croisement ne se produira uniquement qu'en bordure de l'onde de traction 1D plane.

6.2.1.5 - Classification des configurations géométriques

Les premières études sur la propagation des effets de bord et leurs conséquences sur la structure de l'onde de choc montrent que le problème dépend principalement de la configuration géométrique du problème, symbolisée par le rapport d'aspect (L/d) . A pression de choc constante, la solution est invariante de ce rapport géométrique. Si le diamètre de chargement est grand devant l'épaisseur de la cible L , la propagation d'onde sera quasi-1D et les effets latéraux pourront être considérés comme marginaux car resteront éloignés de l'axe de révolution. A l'opposé, si le rapport d'aspect est grand, les effets 2D submergent rapidement l'onde de choc 1D plane et il en résulte après quelques instants une onde quasi-sphérique atténuée. Les cas intermédiaires ont une géométrie mixte, à savoir plane au centre et latéralement toroïdale. La plupart de ces configurations présentent des interactions d'ondes, comme les états de tractions (1D + 2Dl) ou (1D + 2Da) présentées au paragraphe 6.2.1.4. Dans tous les cas, il est important de savoir quelles interactions vont apparaître car leur contribution peut altérer la réponse de la cible en rupture. Ainsi, les configurations géométriques peuvent être classées en trois catégories, dépendant principalement du rapport d'aspect de la cible (L/d) , et aussi de la pression initiale.

- Quasi-1D plan si le rapport est inférieur à R_{g2Da}
- 2D sphérique si le rapport géométrique est plus grand que R_{gc}
- Mixte (transition entre les 2 modes précédents) si $R_{g2Da} < (L/d) < R_{gc}$ ^s

^s Dans tous les cas, on a nécessairement $R_{g2Da} < R_{gc}$. En effet, l'onde de détente sphérique atteindra toujours l'axe central au niveau de la face de chargement avant que le choc ne soit totalement altéré.

Régime :	Quasi-1D plan	Mixte	2D sphérique
	↓		↓
Pression	$R_{g2Da} = (L/d)_{2Da}$		$R_{gc} = (L/d)_c$
P → 0 (onde acoustique)	1/4		+ ∞
P = 10kbar	0.249		2.76
P = 100kbar	0.247		1.01
P = 1Mbar	0.236		0.576

Tableau 6.1 - Classification des propagations d'ondes de choc 2D avec le rapport d'aspect (L/d) pour différentes pressions de chargement P_{max} sur de l'aluminium pur

Le Tableau 6.1 présente des exemples de valeurs numériques des deux rapports critiques à différentes pressions pour de l'aluminium pur.

Les valeurs obtenues pour R_{g2Da} varient peu et sont très proches de $1/4$, sa valeur maximale exacte pour des propagations acoustiques. Cela corrobore l'hypothèse expérimentale donnée au début du chapitre assurant que la propagation d'onde restait 1D au niveau du débouché sur la surface libre et de l'écaillage si l'épaisseur de cible est inférieure à 5 fois le diamètre d'impact laser, soit $L < 5d$.

Le rapport critique R_{gc} de perte de la planéité 1D diminue lorsque la pression augmente de manière hyperbolique. Cette évolution est illustrée à l'aide du graphe de la Figure 6.7 qui présente l'évolution de R_{gc} en fonction de la pression maximale pour plusieurs matériaux de référence.

On remarque que ce rapport est d'autant plus grand que le matériau a une impédance Z forte, ce qui laisse supposer que les effets de bord se propagent plus vite relativement au front de choc pour des matériaux plus « mous » (d'impédance faible). Aussi, l'influence du matériau (dans le cadre hydrodynamique) sur les effets de bord peut être unifiée à l'aide de l'invariant R_p , qui classe le comportement en pression relativement aux données hydrodynamiques du matériau.

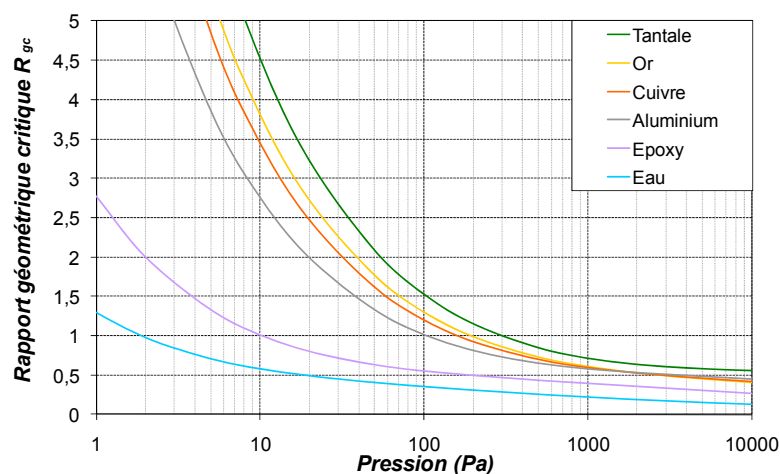


Figure 6.7 - Evolution du rapport géométrique critique $(L/d)_c$ en fonction de la pression et pour différents milieux condensés de référence

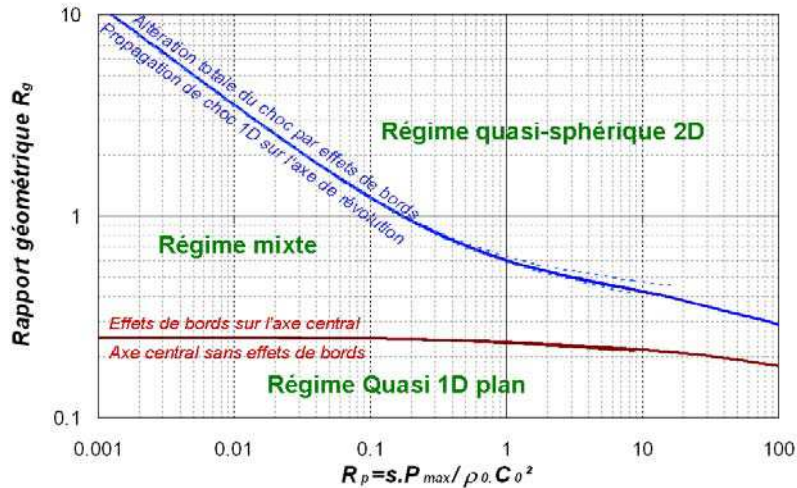


Figure 6.8 - Evolution générale des régimes de propagation 2D en fonction de l'invariant R_p quelque soit le matériau (supposé hydrodynamique)

La Figure 6.8 montre les trois régimes identifiés ci-dessus délimités par les courbes de R_{gc} et R_{g2Da} avec R_p . On notera de légères variations de comportement du rapport géométrique critique à haute pression qui dépendent de la valeur s du matériau, toutefois négligeables en raison des faibles variations de s d'un matériau à l'autre (entre 1.2 et 1.8).

Cette première approche analytique permet de mieux comprendre le comportement des effets de bord et d'éclairer les principales différences avec la théorie des ondes de choc 1D. Cependant, bien que ce modèle soit riche en informations relatives à la trajectoire des différentes ondes, il ne renseigne que trop peu sur l'évolution de la pression ou de la traction lors d'une altération par effet de bord.

6.2.2 - Modélisation numérique pour un choc maintenu

6.2.2.1 - Le code 2D/3D RADIOSS [6.10]

Les progrès dans l'informatique permettent à ce jour de faire des simulations à grande échelle et en 3D, à l'image des modèles moléculaires du Chapitre 5. Pour modéliser la propagation des ondes de choc dans un milieu bidimensionnel, nous avons utilisé le code RADIOSS. Il s'agit d'un code commercial aux éléments finis avec résolution explicite qui a été conçu en 1986 par la société MECALOG.

A l'origine, RADIOSS est utilisé pour simuler des crash tests automobiles, puis a été élargi pour des applications multi-physiques dynamiques telles que des problèmes de structure, d'écoulements fluides, d'interaction fluide/structure et permet son utilisation, souvent industrielle, dans de nombreux domaines comme l'automobile, l'aéronautique, la défense et même la médecine dans le cadre d'expériences de crashes avec un corps humain.

RADIOSS est donc équipé pour résoudre de nombreux types de problèmes. Il possède une grande bibliothèque de lois de comportement pouvant aller de la loi de Hooke aux modèles viscoplastiques, en passant par les fluides visqueux ou encore des lois spécifiques aux composites, ainsi que des critères d'endommagement.

Depuis 2006, MECALOG a été racheté par la société ALTAIR^t qui a développé la suite HYPERWORKS permettant de traiter l'ensemble d'une simulation (prétraitement, calcul et post-processing) et étant compatible avec de nombreux codes (OPTISTRUC, ABAQUS, RADIOSS, LSDYNA...).

6.2.2.2 - Hypothèses et conditions du modèle

Afin de modéliser la propagation d'une onde de choc 2D, nous avons développé sous RADIOSS un modèle éléments finis ayant les caractéristiques suivantes :

- **Géométrie :** En faisant l'hypothèse que le choc laser possède une symétrie de révolution suivant l'axe optique du laser, le modèle est construit en optant pour une géométrie 2D-axisymétrique suivant l'axe X.
- **Maillage et pas de temps :** Le modèle est discrétisé de manière régulière en éléments 2D rectangulaires du premier ordre réduits. La densité de maille axiale est dimensionnée de la même manière que pour les simulations 1D sous SHYLAC (Voir Annexe C) de manière à bien restituer le comportement de l'onde. La dimension latérale d'une maille est fixée à 2 fois la dimension axiale. Le pas de temps est calculé par le code en respectant la condition de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) pour les schémas explicites.
- **Chargement :** Il est assimilé à un profil spatio-temporel de pression sur la face avant du modèle. La pression de chargement au cours du temps est dictée par le profil temporel 1D normalisé $F_t(t)$ multiplié par la pression maximale à un rayon donné. Cette dernière valeur est calculée en fonction du profil de chargement radial normalisé $F_r(r)$ qui atténue en fonction de l'écart à l'axe central la pression maximale 1D déduite des codes d'ILM, soit :

$$P(r, t) = P_{\max}^{1D} \cdot F_r(r) \cdot F_t(t) \quad \text{Équation 1.6.9}$$

Dans un premier temps, nous utiliserons des répartitions en créneau (Top-Hat) de manière à valider le modèle analytique développé plus haut. Nous emploierons ensuite des profils normalisés représentatifs des conditions expérimentales dans le cadre de la validation de l'endommagement 2D par comparaison expérience/numérique. L'ensemble des répartitions spatiales utilisées dans le cadre de l'étude sont présentées sur la Figure 6.9.

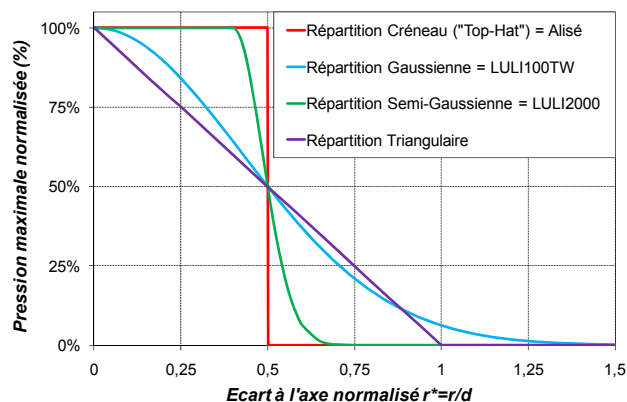


Figure 6.9 - Profils type de chargements radiaux

^t Altair Engineering - <http://www.altair.com/>

- **Conditions aux limites :** Elles sont imposées par la géométrie employée, soit un blocage de tout déplacement latéral sur l'axe de révolution. La face opposée au chargement est libre.
- **Lois matériaux :** Dans un premier temps, nous utiliserons le formalisme purement hydrodynamique pour comparer les résultats numériques avec le modèle analytique. Nous emploierons ensuite des modèles plus élaborés prenant en compte l'élasto-plasticité et la rupture, tel que le modèle de Johnson-Cook [6.11] couplé à un critère de rupture de Tuler-Butcher. Les paramètres employés sont donnés dans l'Annexe D.

6.2.2.3 - Propagation du choc 2D maintenu

Dans un premier temps, nous avons observé la marche des différentes ondes afin de comparer la simulation numérique avec le modèle analytique développé dans les paragraphes précédents. Pour observer spécifiquement les fronts d'ondes numériques, nous avons réalisé des cartographies de l'accélération matérielle suite à la propagation d'un choc maintenu d'amplitude 10kbar dans une cible semi-infinie d'aluminium assimilée à un matériau hydrodynamique (Voir Figure 6.10). Les courbes en pointillés correspondent aux fronts analytiques. De manière globale, la solution analytique des différents fronts se superpose bien aux trajectoires calculées numériquement. Aussi, le temps d'apparition de l'état 2D axial t_{2Da} est bien restitué par le modèle numérique. Cependant le modèle analytique ne dessine que des frontières d'influence, notamment à cause de l'hypothèse de détente linéiques.

Le modèle numérique permet quant à lui de prendre en compte le développement des faisceaux de détente 2D radiaux. Cela se voit particulièrement dans l'état 2D axial qui est constitué de croisillons caractéristique du croisement de deux détente radiales issues de deux points diamétralement opposés.

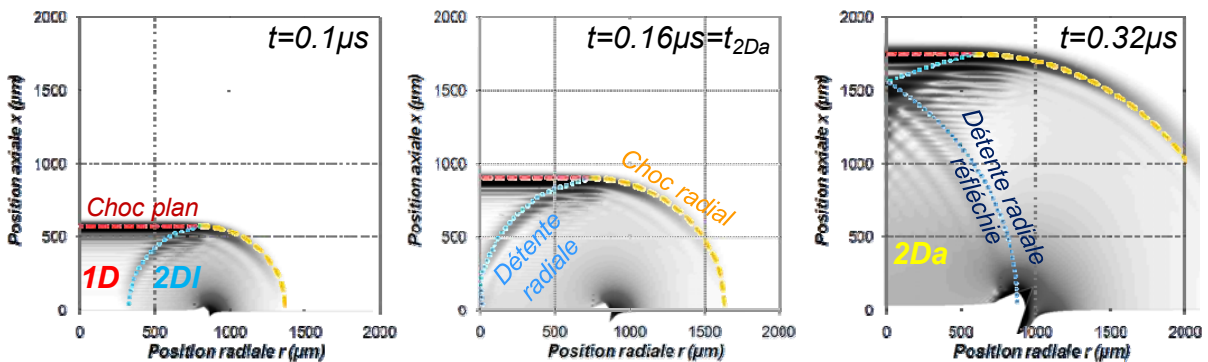


Figure 6.10 - Comparaison analytique/numérique de la propagation d'un choc maintenu en configuration axisymétrique - Carte des accélérations en normes à différents instants ($P_{max}=10kbar$; $d=1.8mm$; Matériau = Aluminium)

6.2.2.4 - Nature du champ des contraintes au cœur des effets 2D

Nous allons maintenant nous intéresser aux effets mécaniques induits par la limitation de la zone de chargement, et en particulier l'état des contraintes dans la zone perturbée par les effets de bord. Pour cela nous avons simulé la propagation d'un choc maintenu sur un diamètre de chargement de 2mm dans une cible semi-infinie en aluminium. Les relevés ci-dessous donnent la répartition spatiale des composantes du tenseur des contraintes non nulles pour un problème de déformations axisymétriques, à

savoir σ_{xx} , σ_{rr} et σ_{xr} . Les relevés ont été effectués pour trois modélisations du matériau différentes afin d'étudier les influences respectives de l'élasticité et de la plasticité sur la propagation des chocs 2D.

Dans le cas d'une simulation hydrodynamique, la répartition des composantes diagonales σ_{xx} , σ_{rr} sont identiques. On retrouve les deux zones correspondant au choc 1D plan auquel se superpose un étalement sphérique de la contrainte en bordure, conformément aux prédictions analytiques. Le cisaillement est inexistant pour ce formalisme car le modèle ne fournit aucune résistance au glissement.

Les résultats diffèrent pour une modélisation purement élastique : la vitesse de propagation du choc est différente et correspond à la vitesse du son longitudinale C_L . La variation de section du front de choc restée plane ne diminue pas ($\alpha_{Elast}=0^\circ$) car les effets de bord se propagent aussi à C_L . Le champ des contraintes axial et latéral, dans ce cas différent, a une répartition plus complexe dans la zone 2Dl qu'en hydrodynamique. Cela est dû à la contribution du cisaillement non nul uniquement dans la zone perturbée par les effets de bord. On remarque aussi sur la carte σ_{xr} l'apparition d'une onde transversale secondaire se propageant à C_T . La forme en trèfle de l'onde transversale (cisaillements extrêmes à 0, 90 et 180° ; nul à $\pm 45^\circ$) traduit une projection dans le plan (r,x) de la cission engendrée en bordure de chargement qui s'est propagée sphériquement autour de ce point (projection de type cercle de Mohr).

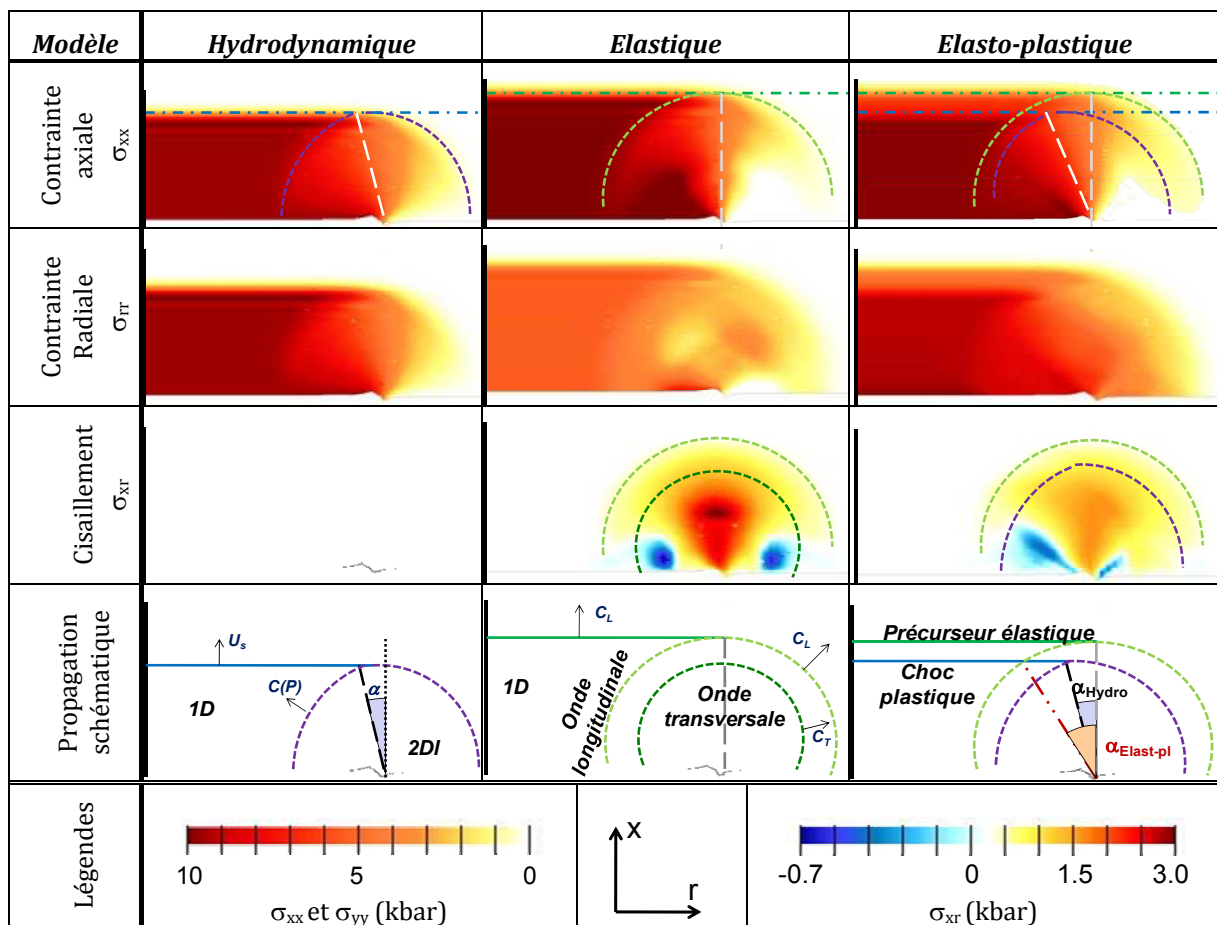


Figure 6.11 - Carte des composantes du tenseur des contraintes dans le repère (x,r) à $t=\mu s$ pour la propagation d'un choc axisymétrique maintenu à 10kbar pour 3 lois de comportement distinctes : Hydrodynamique pur = parfaitement plastique ; Elastique pur (Loi de Hooke) et Elasto-plastique parfait (limite d'élasticité à $\sigma_e=3kbar$)

La simulation élasto-plastique correspond à une combinaison des deux cas précédents, à savoir un précurseur élastique 2D se propageant à CL suivi d'un choc plastique, équivalant au cas hydrodynamique. La résistance au cisaillement est plus faible dans ce cas puisque bornée par la limite d'élasticité ($\sigma_{xr}^{\max} = \sigma_e/2$). L'onde transversale observée en régime élastique est ici occultée par le passage en zone plastique. La prise en compte de l'élasticité a une influence sur les effets de bord et en particulier sur le rapport géométrique critique. En effet, si on considère l'angle de trajectoire de la première perturbation α : l'ajout de l'effet de bord latéral élastique, en avance sur le choc plastique 1D, donne lieu à une perturbation dont l'angle $\alpha_{\text{élast-pl}}$ est plus ouvert que celui prédit par la théorie hydrodynamique α_{hydro} . La prise en compte de l'élasticité dans le comportement du matériau diminue donc le rapport critique R_{gc} . Toutefois, cet effet ne se ressent vraiment qu'à pression faible, lorsque la limite d'élasticité n'est pas négligeable face à l'amplitude de choc.

6.3 - Amortissement d'un choc laser par effets de bord

Les modèles utilisés jusque là supposaient la présence d'un choc maintenu à son amplitude de chargement maximale, et donc en négligeant les phénomènes d'atténuation étudiés au Chapitre 4. Dans cette partie, nous allons décrire l'influence de l'amortissement hydrodynamique et son interaction avec les effets de bords, qui peuvent être vus comme une seconde source d'amortissement.

6.3.1 - Atténuation en pression d'une onde de choc par effets 2D

6.3.1.1 - Amortissement 2D radial

Les effets de bord en premier lieu se manifestent comme des détentes latérales qui se propagent radialement juste derrière le front de choc, induisant une courbure spatiale du choc accompagnée d'un gradient de pression. Définis dans ces termes, les effets 2D latéraux peuvent être vus comme un amortissement d'onde radial, similaire à l'amortissement hydrodynamique temporel défini dans le Chapitre 4, qui dépend principalement de la configuration géométrique ainsi que de la forme spatiale du chargement.

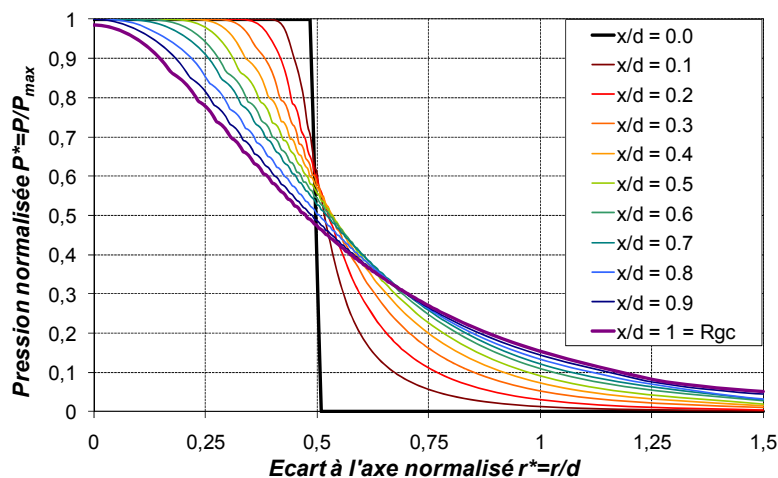


Figure 6.12 - Evolution radiale à différentes profondeurs de la pression maximale atteinte suite à la propagation d'un choc maintenu d'amplitude 100kbar sur un diamètre de 2mm dans une cible semi-infinie d'aluminium (modèle hydrodynamique).

La Figure 6.12 montre des résultats numériques de l'évolution radiale de la pression maximale atteinte au cours de la propagation d'un choc maintenu à 10kbar, à différentes profondeurs (ou rapports de configuration).

La répartition initiale du chargement est en créneau (ou « Top-Hat »). Plus R_g augmente, plus le gradient radial de pression s'étale, transformant la répartition initialement « Top-Hat » en gaussienne. Les effets de bord atténuent le palier 1D progressivement, jusqu'à atteindre l'axe de révolution au rapport critique, qui est le pendant 2D du rapport critique 1D R_{1c} défini au Chapitre 4, §1.2. Dans ce cas, ce rapport est de $R_{gc}=1$, ce qui est conforme à la théorie développée plus haut.

6.3.1.2 - Amortissement 2D axial

L'amortissement par effets de bords devient axial lorsque l'on dépasse le rapport géométrique critique. La Figure 6.13 présente la courbe des pressions maximales sous choc prises sur l'axe de révolution en fonction du rapport d'aspect R_g . Dans ce cas, il s'agit d'un choc maintenu à 10kbar et la répartition spatiale du chargement est « Top-Hat ». Pour le cas hydrodynamique courbe verte, à partir du rapport d'aspect critique R_{gc} , on observe une atténuation similaire à de l'amortissement 1D, qui est due à la domination totale des effets de bord sur le choc 1D. A ce moment, le choc est devenu quasi-sphérique.

Ainsi l'amortissement est piloté par deux facteurs : le croisement des détentes latérales sur l'axe accompagné d'une dispersion en pression due à la propagation sphérique de l'onde en $1/x$ (x étant assimilé au rayon du front de choc) [6.12].

Le couplage avec un modèle élasto-plastique parfait donne lieu à des résultats similaires aux courbes d'amortissement 1D observées au chapitre 4 (Voir Chapitre 4, § 2.2.3) : l'amortissement démarre à un rapport géométrique plus faible, ce qui est causé par l'interaction avec le précurseur élastique des effets de bord. L'atténuation consécutive au passage du rapport géométrique critique est plus prononcée et donne finalement un choc élastique lorsque la pression passe en dessous de la limite d'élasticité au sens d'Hugoniot.

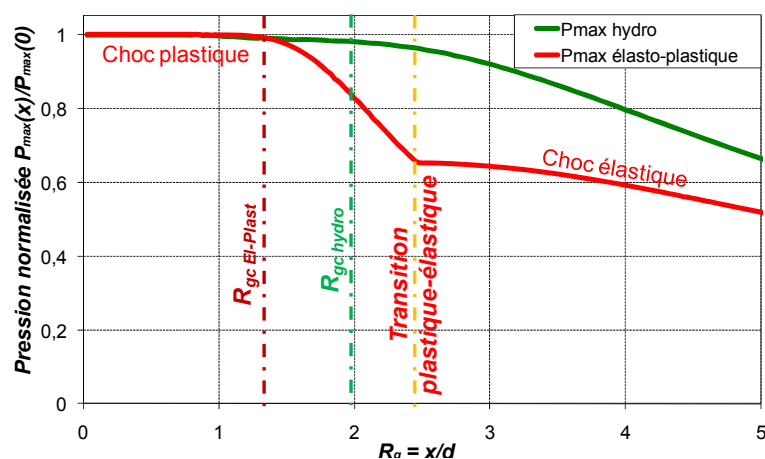


Figure 6.13 - Evolution de la pression maximale sous choc sur l'axe de révolution pour un chargement maintenu à 10kbar sur un diamètre de 2mm (répartition spatiale : Top-Hat) dans de l'aluminium : Courbe Verte : Modèle hydrodynamique ; Courbe Rouge : modèle élasto-plastique ($\sigma_e=3kbar$)

6.3.2 - Cas du chargement impulsionnel - Amortissement couplé

6.3.2.1 - Conjugaison des amortissements 1D/2D

L'amortissement présenté dans le paragraphe précédent à pour seule source les effets de bord et leur propagation géométrique. Nous allons à présent considérer le cas d'une onde de choc impulsionnelle se propageant dans un milieu hydrodynamique. Comme il a été vu précédemment, l'onde de compression subit un amortissement au cours du temps par le faisceau de détente rattrapant le front de choc progressivement. Aussi, cet amortissement, couramment appelé « hydrodynamique » peut être estimé à l'aide du rapport R_1 , ramenant la distance parcourue par le choc x à l'épaisseur spatiale d'une onde acoustique de durée τ (Équation 6.10).

$$\mathfrak{R}_1 = \frac{x_L}{c_0 \cdot \tau}$$

Équation 6.10

De la même manière, les effets de bord latéraux centrifuges altérant le choc initialement plan sont soumis au même type d'amortissement (choc suivi d'une détente), en plus de la dispersion par propagation sphérique. On peut aussi caractériser cet amortissement à l'aide d'un rapport adimensionnel similaire au formalisme 1D qui compare le rayon de propagation des effets de bord r à l'épaisseur d'une onde sphérique de durée τ .

$$\mathfrak{R}_2 = \frac{r}{c_0 \cdot \tau}$$

Équation 6.11

6.3.2.2 - Amortissements couplés sur l'axe de révolution

L'amortissement couplé 1D/2D peut se répercuter sur l'axe de révolution de la cible à la fois sur l'onde de choc principale, mais aussi sur l'état de traction 2D axial qui le poursuit. La Figure 6.14 présente des courbes de pression extrémales simulées sur l'axe central pour une cible semi-infinie.

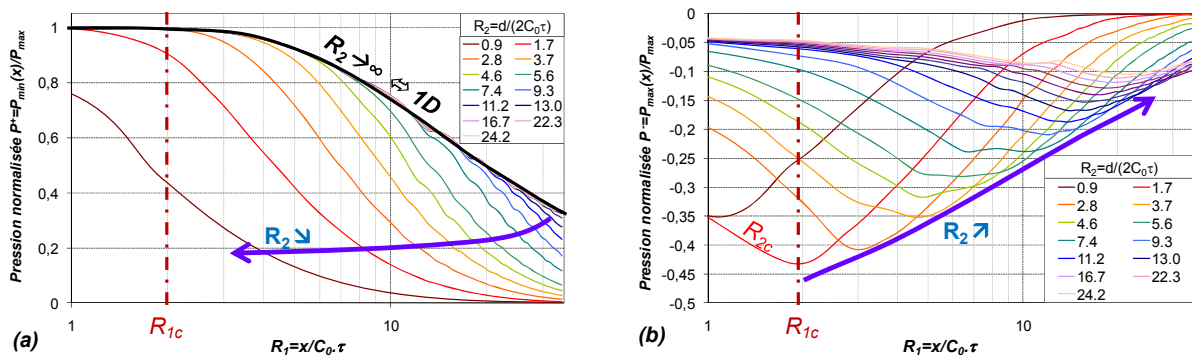


Figure 6.14 - Evolution des pressions extrémales normalisées par P_{max} sur l'axe de révolution pour un chargement impulsionnel de 0.5Mbar (Profil temporel : LULI2000 ; spatial : Top-Hat) dans de l'aluminium hydrodynamique en fonction de R_1 pour plusieurs R_2 :
 (a) ⇔ Pression maximale ; (b) ⇔ Pression Minimale

Les courbes de pressions maximales correspondent aux états justes derrière le front de choc. On remarque que plus le diamètre de chargement diminue, plus la courbe correspondante s'éloigne de celle prédite pour un cas purement 1D. A partir d'une certaine profondeur, la courbe est déviée vers le bas. Cette profondeur correspond en fait au début d'altération du front de choc par effets 2Dl, telle que le rapport d'aspect à cet endroit soit critique.

Concernant les pressions minimales, elles sont toutes négatives à l'exception du cas 1D où elle reste à zéro. Dans les autres cas, elles correspondent au passage de l'état de croisement des effets de bord sur l'axe (2Da). Les courbes ont en général l'allure d'une cloche, avec une montée progressive en traction jusqu'à un maximum variable en fonction de la configuration, puis une atténuation lente de la traction maximale.

Le maximum de traction 2Da se situe systématiquement à une position x de l'ordre de d/2 (soit x/d~0.5) au moment où les effets latéraux se croisent de manière perpendiculaire. La valeur du minimum de pression varie d'un cas à l'autre, montrant une dépendance de la distance de propagation des effets de bord. De manière générale, ce maximum augmente lorsque le diamètre de chargement diminue. On remarquera cependant une exception : pour le chargement dont le diamètre est le plus petit, l'extremum observé est moins important que celui ayant un diamètre deux fois plus grand. Cela s'explique par le phénomène d'inhibition des effets de bord en traction présenté analytiquement au paragraphe 6.2.1.3 : les détente centripètes 2Dl se rejoignent dans ce cas avant que l'onde de choc se soit détachée de la face chargée, ce qui diminue l'amplitude en traction de l'effet 2D axial. En supposant que la dernière détente soit la fin du profil de chargement, se produise à l'instant $t_f = \kappa \cdot \tau$ ^u, l'inhibition est évitée à condition que $t_{2Da} \geq \kappa \cdot \tau$ d'où la relation suivante :

$$\frac{d}{2 \cdot C_0 \cdot \tau} = \mathfrak{R}_2 > \mathfrak{R}_{2c} = \kappa(F_t) \cdot \frac{C(P_{\max})}{C_0} \quad \text{Équation 6.12}$$

On retrouve ici le rapport adimensionnel R_2 , avec $r=d/2$, révélant ainsi une dépendance de la traction 2Da à la durée d'impulsion. L'inhibition 1D/2Da est évitée lorsque R_2 dépasse le rapport critique R_{2c} . On notera que le cas de la pression minimale extrême est atteint dans une configuration très particulière où l'ensemble des paramètres τ , L, d et x doivent satisfaire $R_1=R_{1c}$ et $R_2=R_{2c}$, soit dans ce cas précis respectivement 2 et 1.7.

L'atténuation progressive de la traction après le passage du rapport 2D critique est pilotée par deux phénomènes :

- La dispersion sphérique des effets de bords, hyperbolique ($\sim 1/r$) agissant aussi sur les effets de bords 2Dl intérieurs et la traction 2Da issue de leur croisement.
- L'annihilation 1D/2Da : Cet effet se produit lorsque la poche de traction 2Da se superpose à l'onde de compression 1D qui la précède (Voir Figure 6.15). Cette éclipse a pour effet de diminuer l'amplitude de la traction, tout en atténuant par derrière l'onde de choc. L'annihilation est totale lorsque l'état 2Da a rejoint le front de choc, ce qui se produit à la configuration géométrique critique R_{gc} .

^u K dépend de l'étalement initial de la détente définie pour un chargement donné. Par exemple, on a $\kappa=1$ pour un créneau ; $\kappa=2$ pour un profil triangulaire ; $\kappa=3$ pour un profil gaussien et $\kappa=7$ pour le profil LULI100TW.

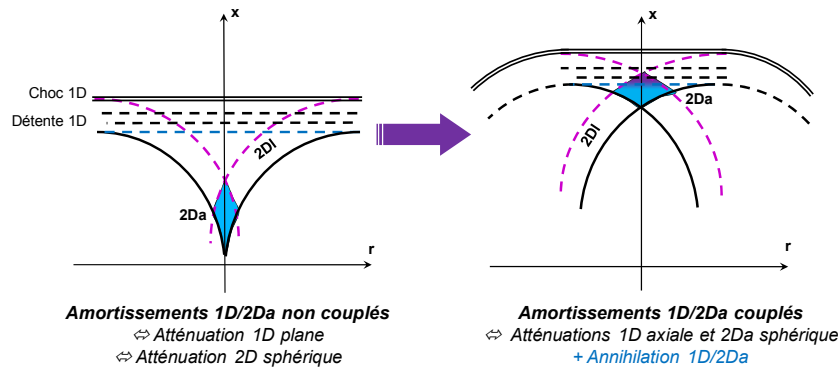


Figure 6.15 - Schéma de principe de l'amortissement couplé par annihilation des ondes 1D/2Da

Le début de l'éclipse 1D/2Da peut être prédit à l'aide du modèle analytique. Il suffit de calculer le point de rencontre entre la trajectoire 2Da et la dernière détente, se propageant à C_0 . On supposera dans ce cas que l'apparition des effets de bord axiaux se produit après le détachement de l'onde de choc. En supposant que le départ de la dernière détente à $\kappa\tau$, on aboutit à une relation qui donne le rapport géométrique de début d'annihilation R_{2a} (Voir Équation 6.13) :

$$\mathfrak{R}_{2a} = \sqrt{\left(\frac{C}{C_0}\right)^2 \left(\mathfrak{R}_1 - \frac{U_p}{C_0} + \kappa(F_t)\right)^2 - \left(\mathfrak{R}_1 - \frac{U_p}{C_0}\right)^2} \quad \text{Équation 6.13}$$

Ce rapport donne une condition entre le rapport R_2 et R_1 permettant de distinguer les cas d'amortissement couplé ($R_2 < R_{2a}$) ou non ($R_2 > R_{2a}$).

6.3.2.3 - Amortissement couplé et similitudes

Le couplage des amortissements observés, mais aussi plus généralement un problème de propagation d'une onde de choc 2D peuvent être définis à l'aide de la donnée des 3 nombres adimensionnels dont ils dépendent :

R_1 représente l'invariant de l'amortissement 1D ; R_2 est l'invariant caractéristique de l'amortissement des effets de bord. R_p le rapport de l'amplitude maximale du choc sur le coefficient de compressibilité du matériau (qui peut aussi être substitué par M le nombre de Mach définissant l'amplitude initiale du choc).

• Remarque: Le rapport de configuration géométrique R_g , R_1 et R_2 sont directement liés par la relation suivante :

$$\frac{\mathfrak{R}_1}{\mathfrak{R}_2} = 2.\mathfrak{R}_g \quad \text{Équation 6.14}$$

Ces nombres globalisent l'ensemble des principaux paramètres et vont permettre une analyse par similitude similaire à celle vue en 1D. Ainsi, deux problèmes d'onde de choc distincts qui ont en commun ces 3 nombres caractéristiques présenteront des résultats similaires en termes d'amortissement, à des facteurs d'échelle spatio-temporels près.

A titre d'exemple, les cartes de niveaux ci-dessous représentent les maxima (Figure 6.16(a)) et minima (Figure 6.16(b)) obtenues pour un choc impulsif de durée τ , diamètre d (profil temporel : LULI2000 ; profil spatial : Top-Hat) avec une pression

maximale de P_{max} dans une gamme de 0.1 à 2Mbar dans une cible d'aluminium. Les diagrammes sont paramétrés en R_1 et R_2 et normalisés par la pression maximale. L'intérêt de ces diagrammes est de pouvoir déterminer axialement l'amortissement en pression et l'influence des effets de bord pour une configuration donnée. La lecture horizontale des diagrammes restitue les courbes de la Figure 6.14 et permet donc de suivre l'amortissement d'une onde de choc 2D au cours de sa propagation en fonction de la profondeur x .

- **Exemple concret :** Lors d'un tir laser sur une cible aluminium très épaisse, un paramètre de chargement est imposé par la source laser : $\tau=5ns$. On cherche à provoquer un endommagement local par effets de bord à une profondeur de $x=500\mu m$ en supposant que la tension de rupture du milieu est à 20kbar ici. Comment ajuster le chargement laser (P_{max} et d) pour obtenir l'effet désiré ?

Ici, on utilise la Figure 6.16 donnant les tractions maximales 2Da. Le rapport R_1 est imposé et limite les solutions possibles à la verticale grise pointillée. Ensuite, on observe sur quelle horizontale le pic de la traction 2Da coïncide avec R_1 soit avec la limite d'annihilation 1D/2Da (et donc la profondeur souhaitée), ce qui fixe R_2 et le diamètre de tache focale d à 1mm. Enfin on ajuste la puissance du laser en rapportant la valeur normalisée (Sur le graphe : $P^- = -0.155$) à la contrainte de rupture du matériau, d'où $P_{max} = -0.155 \times \sigma_R = 130$ kbar, soit un flux de $350GW/cm^2$ d'après la formule de Grün (Voir Chapitre 3).

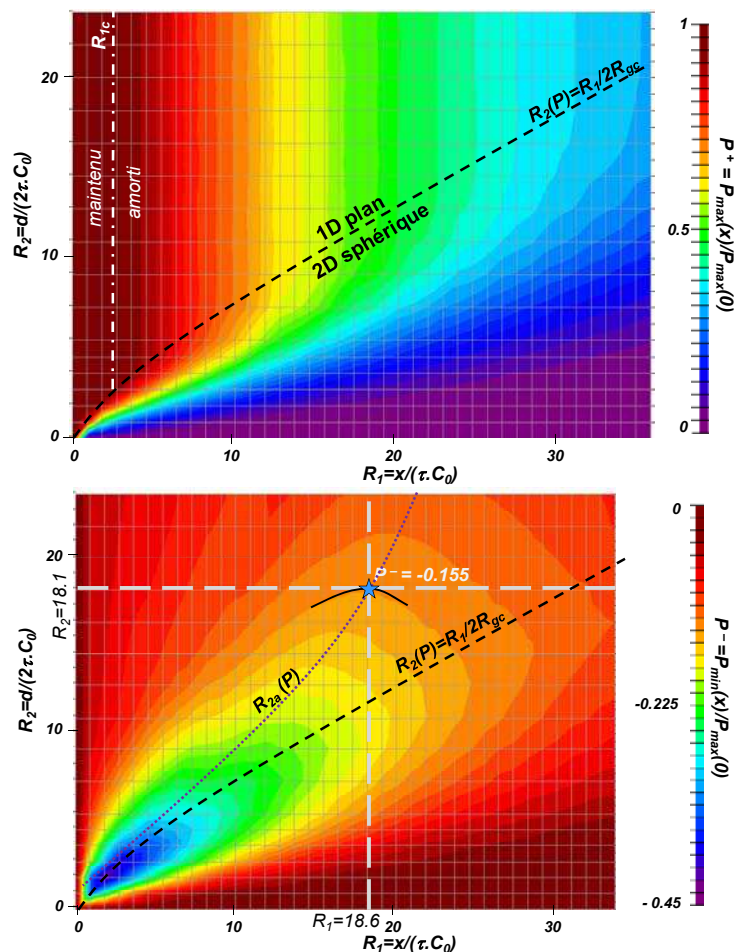


Figure 6.16 - Abaque des pressions extrêmes sur l'axe de révolution sous choc normalisées par P_{max} en fonction de R_1 et R_2 (Aluminium - Profil temporel LULI2000/spatial : Top-Hat)
 (a) \Leftrightarrow Pressions maximales P^+ ; (b) \Leftrightarrow Pressions minimales P^-

6.3.3 - Effets de bord et vitesse de surface libre

6.3.3.1 Signature des effets de bord sur la vitesse de surface libre

Durant l'étude de l'amortissement purement 1D, nous avons vu que la diminution de la pression pouvait être lue directement au travers de la vitesse de surface libre, principale observable expérimentale. Aussi, les effets de bords atteignant l'axe de révolution trouvent une traduction directe sur le profil de vitesse de surface libre. La Figure 6.17(a) montre des profils de vitesse de surface libre en fonction du temps pour des simulations 2D axisymétriques dont le diamètre de sollicitation varie, tout autre paramètre étant invariant, ce qui permet de rester dans des conditions d'amortissement 1D identiques. La courbe noire représente une simulation équivalente obtenue dans des conditions de chargement 1D avec SHYLAC. On remarque que le profil est altéré progressivement au fur et à mesure que le diamètre d'impact diminue. D'une part on constate la présence d'une mise en vitesse négative postérieure au pic positif qui représente la compression principale. Cette poche négative, n'apparaissant pas en 1D, est la traduction directe de l'effet de traction concentré sur l'axe de révolution par croisement des détentes latérales 2D ($\Leftrightarrow 2Da$). Plus le diamètre est petit, plus cette poche se rapproche du pic positif principal et se superpose à ce dernier pour les courbes $d < 2\text{mm}$, diminuant l'amplitude de la vitesse de surface libre maximale. Cet effet correspond en fait au passage du rapport géométrique critique amorçant l'atténuation 2D axiale de l'onde de compression.

Ainsi, par analogie à l'approche 1D où le maximum de vitesse de surface libre permettait de quantifier l'amortissement de l'onde de choc, nous utiliserons la vitesse de surface libre minimale pour caractériser l'amplitude des effets 2D axiaux. Nous avons relevé l'évolution simultanée de ces extrema pour différents rapports de configuration géométrique R_g (Voir Figure 6.17(b)). Ces deux courbes normalisées par la vitesse maximale du cas 1D correspondant sont caractéristiques de l'amortissement général de l'onde de choc bidimensionnelle : la vitesse de surface libre maximale forme un palier à $U_{SL}^{\max*} = 1$, caractéristique des rapports inférieurs à la valeur critique (soit quand les effets 2Da n'ont pas encore rattrapé l'onde principale). La valeur décroît après le passage par le rapport critique ici $R_{gc} = 0.65$, et caractérise l'amortissement 2D axial. La vitesse de surface libre minimale est nulle pour des rapports géométriques inférieurs à la transition vers le régime mixte ($R_g < R_{2Da} = 0.23$), traduisant le fait que les effets latéraux n'aient pas eu le temps d'atteindre l'axe central durant un aller-retour de l'onde principale, soit un régime quasi-monodimensionnel.

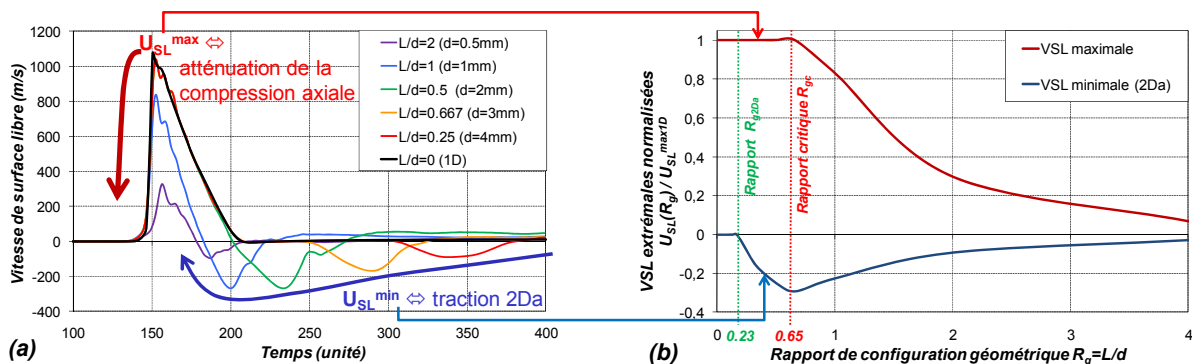


Figure 6.17 - Evolution de la vitesse de surface libre en fonction du rapport de configuration géométrique (Laser LULI2000 - $\tau = 5\text{ns}$ - $P_{\max} = 0.5\text{Mbar}$; Cible Aluminium élasto-plastique - $L = 1\text{mm}$)

Au-delà de R_{2Da} , on atteint le régime mixte où l'amplitude de l'onde 2Da est croissante. Elle atteint un minimum en pression au passage du rapport critique et diminue ensuite par effet d'annihilation avec le choc principal.

6.3.3.2 Comparaisons expérience/numérique

Différents tirs ont été réalisés sur des cibles d'aluminium pur d'épaisseur d'1mm et 2mm avec des conditions de choc voisines hormis le diamètre d'impact, de 1mm à 4mm sur l'installation LULI2000 afin de pouvoir analyser l'influence des effets bidimensionnels sur la propagation du choc et les répercussions sur le signal VISAR.

La Figure 6.18 présente les signaux VISAR correspondant auxquels sont superposées deux simulations du même cas : une employant une géométrie 1D, l'autre en 2D axisymétrique. Notons que de façon similaire au Chapitre 4, nous observons dans un premier temps uniquement la restitution de l'amortissement, soit la partie avant décrochage du signal VISAR s'il a lieu.

La simulation 1D coïncide bien avec les cas les plus monodimensionnels : (a) $\Leftrightarrow L/d=0.25$ et (c) $\Leftrightarrow L/d=0.5$. Par contre, les deux autres signaux sont surestimés par le modèle 1D, ce qui s'explique par le fait que les expériences ont été effectuées dans des conditions dépassant le rapport géométrique critique de 0.65 : (b) $\Leftrightarrow L/d=1$ et (d) $\Leftrightarrow L/d=2$. Ces deux cas se situent donc en régime d'amortissement couplé et une simulation 1D ne peut en aucun cas reproduire ces situations.

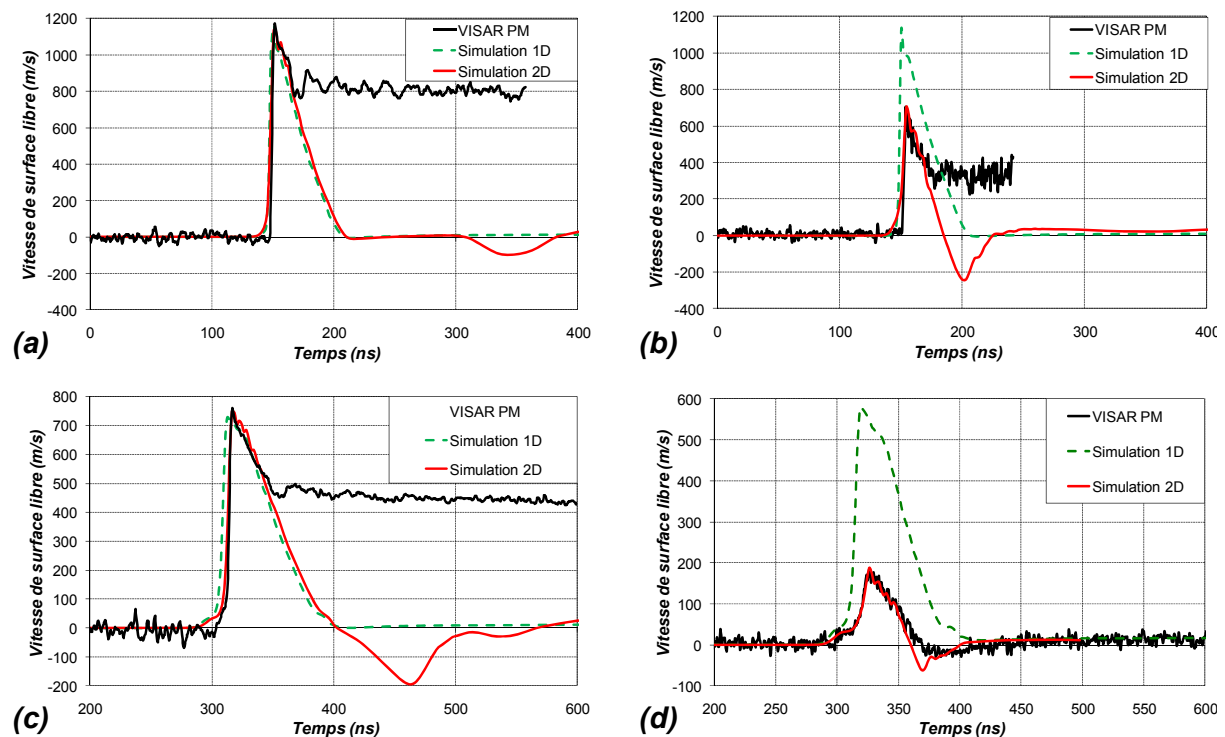


Figure 6.18 - Confrontation Expérience (en noir)/Numérique 1D (vert) et 2D (rouge)
 (a) \Leftrightarrow Cible : $L=1\text{mm}$, Aluminium ; Laser : LULI2000, $d=4\text{mm}$, $\tau=5\text{ns}$ et $\Phi=2.03\text{ TW/cm}^2$
 (b) \Leftrightarrow Cible : $L=1\text{mm}$, Aluminium ; Laser : LULI2000, $d=1\text{mm}$, $\tau=5\text{ns}$ et $\Phi=1.73\text{ TW/cm}^2$
 (c) \Leftrightarrow Cible : $L=2\text{mm}$, Aluminium ; Laser : LULI2000, $d=4\text{mm}$, $\tau=5\text{ns}$ et $\Phi=2.08\text{ TW/cm}^2$
 (d) \Leftrightarrow Cible : $L=2\text{mm}$, Aluminium ; Laser : LULI2000, $d=1\text{mm}$, $\tau=5\text{ns}$ et $\Phi=1.88\text{ TW/cm}^2$

En revanche, le modèle bidimensionnel restitue les expériences de manière très satisfaisante. Les résultats pour les deux modèles de configuration géométrique sous-critique sont identiques au modèle 1D pour le pic de vitesse, les effets de bord (poche négative en retrait) n'ayant pas encore rattrapé l'onde de compression correspondante. La confrontation pour le cas le plus 2D (d), sans écaillage, est particulièrement démonstrative : la courbe reproduit bien les tendances du signal expérimental et notamment le débouché négatif qui est la signature des effets de bord axiaux. Toutefois, on peut noter que la partie négative est surestimée par la simulation. Cela peut être attribué à une relaxation induite par un endommagement causé par l'onde de traction 2Da. Cela sera vérifié dans le paragraphe suivant qui est consacré à l'endommagement en situation 2D.

6.3.4 - Bilan : Cartographie des régimes d'amortissement 2D

Cette étude sur l'amortissement en régime bidimensionnel nous a permis de dégager les principaux régimes d'atténuation en fonction des conditions de sollicitation et de la distance de propagation. Il est possible de classifier ces régimes en fonction des rapports caractéristiques R_1 et R_2 , représentant respectivement les rapports de similitude axiale et radiale.

La Figure 6.19 synthétise les limites analytiques des différents types d'amortissement rencontrés à différentes profondeurs x dans une cible d'aluminium pour un chargement temporellement gaussien de durée à mi-hauteur t et d'amplitude maximale $P_{max}=0.5\text{Mbar}$, appliqué sur un créneau radial de diamètre d . Les rapports R_{2a} (Annihilation 1D/2Da) et R_{2c} (Inhibition 2Da) délimitent la zone de l'amortissement couplé qui désigne une superposition entre l'onde 1D plane et les effets de traction 2Da.

Au dessus de cette limite, l'onde de choc 1D s'amortit sur l'axe de révolution indépendamment des effets de bord suivant le mécanisme plan décrit au Chapitre 4. La zone de l'amortissement couplé est caractérisée par 2 zones distinctes.

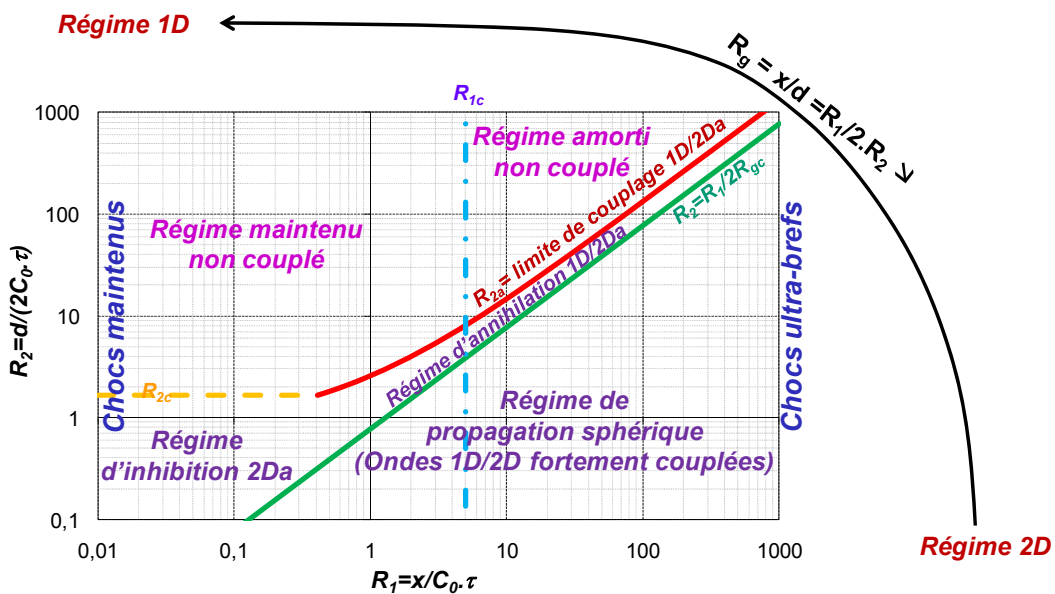


Figure 6.19 - Evolution générale des régimes d'amortissement 2D en fonction des invariants R_1 et R_2 (Matériau Aluminium ; $P_{max} = 0.5\text{Mbar}$)

- Le régime d'inhibition/annihilation entre les ondes 1D et 2Da où l'onde de traction 1D est partiellement perturbée par l'onde 2Da qui l'a rejoint par l'arrière dans le cas de l'annihilation. Le régime d'inhibition correspond au cas particulier d'une annihilation dès l'apparition de l'onde 2D axiale.

- Le régime de propagation sphérique intervient après avoir dépassé la configuration géométrique critique R_{gc} : dans ce cas, l'onde 1D a été totalement perturbée par les effets de bord sur l'axe de révolution. Le choc subit alors un amortissement additionnel provoqué à la fois par l'annihilation 1D/2Da, mais aussi par un changement de géométrie de l'onde qui devient sphérique. Cette altération est responsable d'une dispersion de l'énergie amplifiant l'atténuation en pression.

Ainsi, ce diagramme complète la description générale des régimes de propagation et offre une vision duale à la première cartographie R_g/R_p (Voir Figure 6.8).

Ces différents régimes d'amortissement se traduisent sur la vitesse de surface libre de manière analogue à l'atténuation 1D. Cela a permis d'effectuer une confrontation expérience/numérique sur des configurations géométriques différentes en régime nanoseconde, donnant des résultats très satisfaisants qui légitiment les concepts bidimensionnels développés jusque là.

6.4 - Effets 2D et endommagement par choc laser

Nous avons vu dans le paragraphe précédent comment les effets de bord peuvent altérer les champs de pression et contraintes au sein d'un milieu supposé semi-infini. Nous allons maintenant étudier les conséquences d'une telle propagation sur l'endommagement pour une cible réelle.

6.4.1 - Les différentes formes d'endommagement

6.4.1.1 - L'endommagement 1D par écaillage

Comme il a été vu précédemment, le choc principal se réfléchit sur une surface libre en un faisceau de détente et le croisement de celui-ci avec la détente suivant le choc laser provoque un état de traction susceptible de donner lieu à une rupture. On observe alors la formation d'une écaille dont la ligne de rupture est plane et dont le diamètre augmente si on réduit l'épaisseur de cible, où encore si on augmente l'amplitude de la sollicitation. Une condition nécessaire pour obtenir ce type d'endommagement est que le diamètre du faisceau laser incident doive être grand devant l'épaisseur de la cible afin de minimiser l'influence des effets de bords non pris en compte dans la théorie monodimensionnelle.

6.4.1.2 - L'endommagement purement 2D

En plus de l'écaillage monodimensionnel, il est possible de générer des zones de traction à l'aide des effets de bord. Nous allons considérer la traction d'origine bidimensionnelle. Nous pouvons séparer ces zones en deux classes :

- La première correspond aux détentes latérales apparaissant en périphérie dès le début de la propagation. Ces dernières se propagent sphériquement derrière l'onde de choc principale, altérant sa structure sur les bords.

- La seconde source potentielle d'endommagement intervient sur l'axe central suite à la rencontre des détentes se propageant de manière centripète. Cela peut créer de l'endommagement en profondeur dans la cible.

6.4.1.3 - Endommagement mixte par superposition

Aussi, il existe deux types de traction qui résultent de la combinaison des tractions citées ci-dessus. Elles sont nommées «mixtes». Ces états sont dus à la superposition de l'onde de traction 1D réfléchie avec les états purement bidimensionnels. Deux cas sont discernables :

- L'endommagement mixte latéral : il s'agit du croisement entre la traction 1D et détentes latérales 2DI, noté (1D+2DI). Comme les effets latéraux apparaissent dès le début de la sollicitation du matériau, cet état de traction est inévitable et provoque une surtraction à la bordure de la zone de traction 1D. La Figure 6.20(a) présente une coupe sur un échantillon ayant été sollicité avec une amplitude modérée, juste en dessous du seuil en rupture par écaillage, mais assez forte pour créer une surtraction (1D + 2DI) conjuguée qui conduise à une rupture hors axe.

La Figure 6.20(b) montre un autre exemple de cible endommagée par traction mixte latérale. Cette fois, la sollicitation engendrée est assez puissante pour provoquer l'écaillage. Le faciès de rupture donne une forme triangulaire. En effet, au fur et à mesure que l'onde de traction 1D réfléchie remonte dans la cible, les détentes 2DI se rapprochent de l'axe central, ramenant progressivement la surtraction (1D+2DI) vers ce dernier.

- L'endommagement mixte axial : il correspond au croisement de traction axiale 2D avec l'onde de traction 1D, nommé mixte axial. En termes d'endommagement, la traction mixte axiale peut provoquer de l'écaillage mixte, similaire à l'écaillage 1D. La seule différence réside dans le fait que l'écaillage se produira alors pour une sollicitation laser plus faible que ce qu'aurait prédit une analyse monodimensionnelle en raison de la surtraction mixte axiale. En pratique, elle peut amener jusqu'à des contraintes 1.5 fois plus grande que la traction équivalente 1D en fonction de la configuration [6.7]. Néanmoins, son effet peut être évité si on se trouve en configuration quasi-1D, soit $(L/d) < (L/d)_{2Da}$ (Voir classification des régimes de propagation 2D au §6.2.1.5).

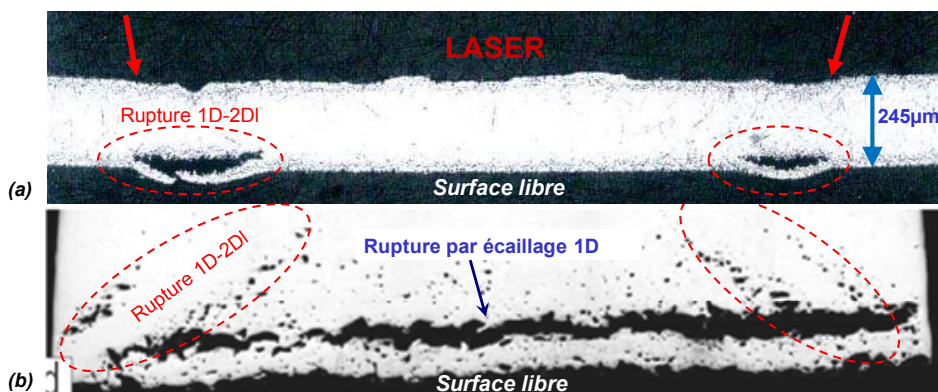


Figure 6.20 - Mise en évidence expérimentale des effets de surtraction mixtes latéraux
 (a) ⇔ Endommagement latéral par choc laser nanoseconde
 (Laser : LULI 6 faisceaux - $\Phi=4.1\text{TW}/\text{cm}^2$, $d=2\text{mm}$ $\tau=0.6\text{ns}$; Cible : Titane $L=245\mu\text{m}$)
 (b) ⇔ Endommagement par écaillage dans une plaque de cuivre sollicitée par explosif (équivalent à un profil triangulaire de 8GPa) [6.14]

6.4.2 - Répartition des contraintes en traction axiale

6.4.2.1 - Principe de relevé des répartitions extrémales de contraintes

Les données expérimentales et numériques montrent toutes que l'endommagement par choc laser, notamment au travers du diamètre d'écaïlle, dépend de l'historique des ondes de traction dans le matériau obtenues par combinaison des contributions 1D et 2D. Le résultat dépend notamment du rapport d'aspect géométrique. Il est donc important de caractériser la répartition des contraintes au cours du temps, et en particulier sur l'axe radial, et ce, en fonction de paramètres comme le flux et la configuration géométrique. La Figure 6.21 schématise le principe du relevé des contraintes en traction axiales maximales issues de simulations numériques 2D axisymétriques avec RADIOSS. Pour un écart à l'axe fixé, on relève le maximum de traction sur l'axe correspondant. La valeur relevée dépend aussi du temps. Aussi, les simulations sont effectuées sans endommagement car le phénomène de rupture entraîne une relaxation des contraintes qui empêche la bonne mesure des extrema.

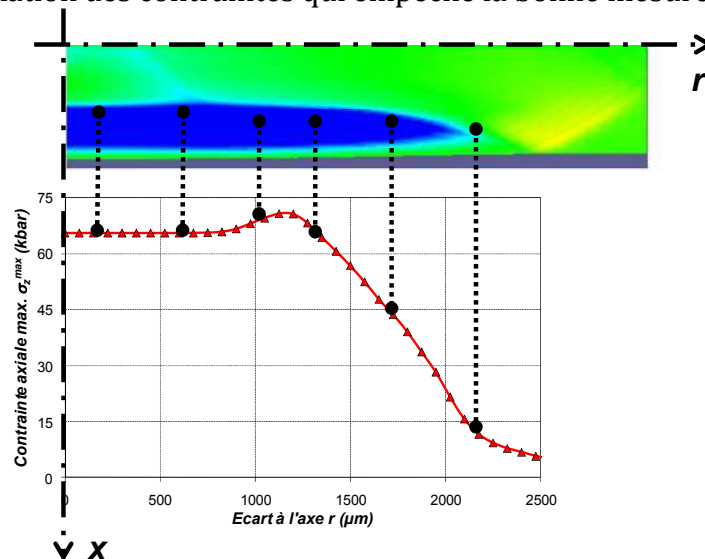


Figure 6.21 - Principe du relevé de la répartition radiale des contraintes en traction axiales sur une simulation numérique 2D axisymétrique

6.4.2.2 - Etude des répartitions radiales de contraintes maximales en fonction du chargement

Dans un premier temps, nous avons relevé la répartition de contrainte obtenue en fonction de l'amplitude du chargement dans des configurations géométriques identiques. La Figure 6.22(a) présente les répartitions brutes relevées pour une cible d'aluminium de 1mm d'épaisseur soumise à un chargement impulsionnel en pression sur un diamètre de 4mm équivalant à un tir laser de la chaîne nanoseconde du LULI. Afin de comparer leurs allures, les répartitions ont été normalisées sur le graphe (b) par la contrainte en traction maximale obtenue pour le cas de propagation 1D équivalent, soit la contrainte en traction réfléchie attendue sans effets de bord ($R_g \rightarrow 0$ ou $d \gg L$).

On remarque alors que la normalisation fait quasiment correspondre les profils de répartition radiale. Ainsi, à configuration géométrique fixée, la pression maximale de chargement agit directement sur l'amplitude de la répartition radiale des contraintes maximales, mais a peu d'influence sur sa forme.

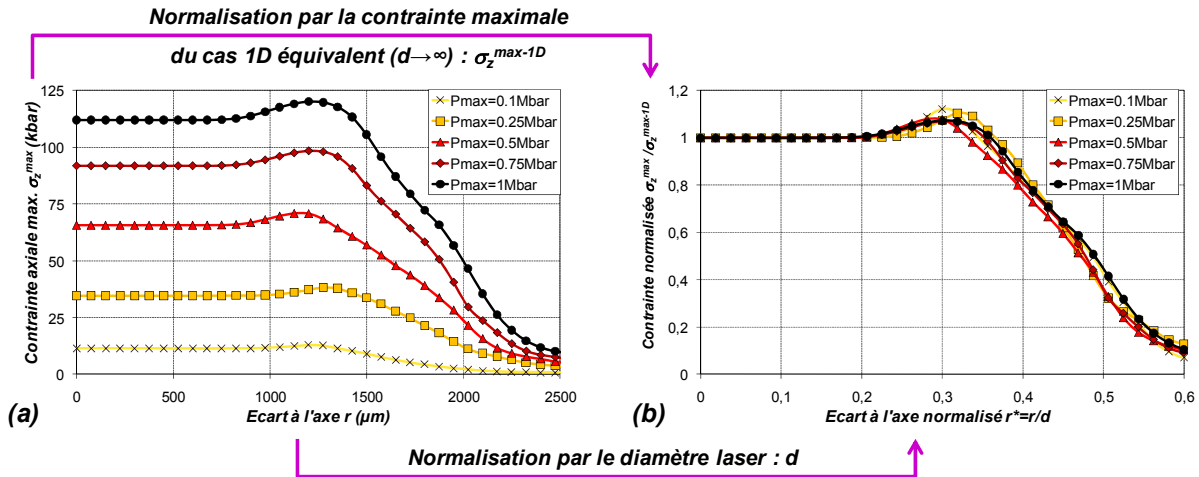


Figure 6.22 - Répartitions radiales des maxima de contraintes axiales pour différentes amplitudes de chargement P_{max} ; (a) \Leftrightarrow relevés bruts ; (b) \Leftrightarrow normalisation par la contrainte 1D maximale (Matériau : Aluminium ; $L=1mm$ - Laser : LULI2000 ; $\tau=3ns$ et $d=4mm$)

Dans cette configuration géométrique, inférieure au rapport critique ($L/d < R_{gc} = 0.65$ d'après la Figure 6.17), la répartition comporte un palier caractéristique de la traction 1D réfléchi, suivie d'une surtraction correspondant à la superposition de l'onde 1D avec les effets de bord latéraux, et enfin un gradient causé par l'étalement radial de l'onde 2D latérale.

Le même type de relevé a été effectué dans cette configuration avec différentes durées de chargement τ , tout autre paramètre restant constant (Voir Figure 6.23). Contrairement à l'amplitude de la sollicitation, sa durée a une influence non négligeable sur la répartition des contraintes maximales. En effet, le palier 1D est moins important pour des chargements plus longs, et l'étalement des effets 2D est plus marqué. Cela est causé par un amortissement 1D moins prononcé. En effet, si la pression diminue moins au cours de la propagation de la compression 1D, les effets de bords au voisinage de la zone 1D qui progressent sphériquement à $C(P) + U_p$ se propageront plus vite.

Aussi, la surtraction est moins prononcée pour des chocs plus longs. Cela peut être attribué à une inhibition progressive des effets bords se produisant lorsque R_2 diminue.

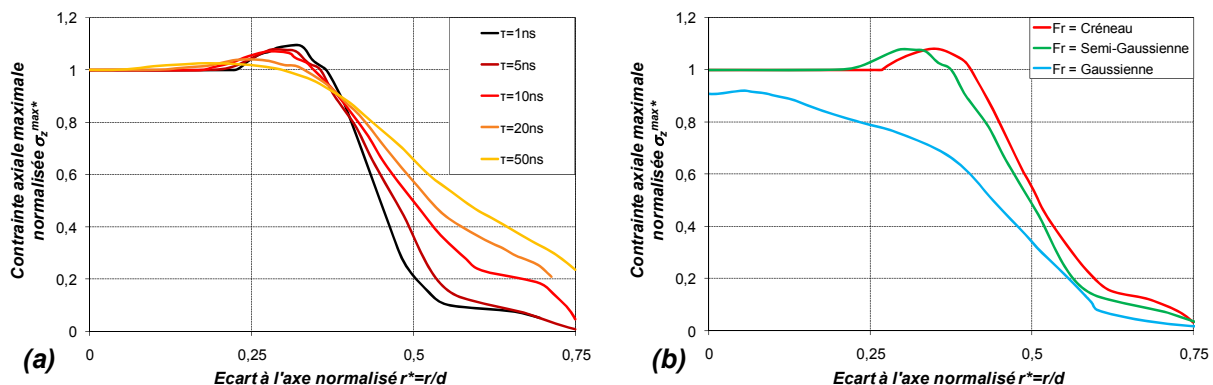


Figure 6.23 - Répartitions radiales des maxima de contraintes axiales pour différentes durées et profils spatiaux de chargement, normalisées par le diamètre laser et la contrainte 1D maximale (Matériau : Aluminium ; $L=1mm$ - Profil Laser temporel : LULI2000 ; $P_{max}=0.5Mbar$ et $d=4mm$)
(a) \Leftrightarrow Profil spatial semi-gaussien ; différentes durées de sollicitation τ
(b) \Leftrightarrow $t=5ns$; Différentes répartitions spatiales F_r

Nous avons aussi testé l'influence d'un autre paramètre important, à savoir le profil de répartition spatiale du chargement (Voir Figure 6.23(b)). Pour cela, nous avons sollicité une cible à amplitude, durée et configuration géométrique fixes mais avec différents profils de chargement radiaux présentés plus haut (Voir Figure 6.9) : Top-Hat (en rouge) ; semi-gaussien (en vert) et gaussien (en bleu).

Plus le chargement initial s'éloigne du profil idéal en créneau, plus les effets 2D sont prononcés. Cette avance, liée à la position initiale de la première variation spatiale de la pression sur le chargement, est légère pour le chargement semi-gaussien (première variation à 80% du rayon de chargement), mais devient prépondérante sur la propagation pour une sollicitation gaussienne. Dans ce dernier cas, l'onde de traction 1D a totalement disparue, laissant place à un étalement purement 2D.

En résumé, la répartition radiale des contraintes maximales permet de caractériser l'avancement de la propagation des ondes 1D et 2D au moment de la mise en traction de la cible. La forme de cette répartition est a priori peu sensible à la pression maximale du chargement, ce qui est particulièrement visible en effectuant une normalisation par le palier de traction maximale 1D. Par contre la durée et surtout la forme spatiale du chargement influent sur cette distribution, ce qui s'explique principalement par leur influence en amont sur l'amortissement couplé des ondes 1D/2D. De ces observations, on peut conclure qu'une répartition de contraintes est caractéristique d'une source laser fixée, caractérisée par t et Fr , mais aussi de la configuration géométrique de la cible. Le paragraphe suivant a donc pour objet de déterminer l'évolution de la répartition en fonction de la géométrie seule, la source laser étant invariante.

6.4.2.3 - Etude des répartitions radiales de contraintes maximales en fonction de l'aspect géométrique

La Figure 6.24 montre le relevé de répartitions radiales des maxima de contraintes en traction axiale normalisées pour différents rapports d'aspects géométriques (L/d) dans des cibles d'aluminium d'épaisseur 1mm et pour des impulsions laser nanosecondes type LULI2000. Les profils obtenus peuvent être classés en 3 catégories qui correspondent à celles définies analytiquement (Voir paragraphe 6.2.1.5) :

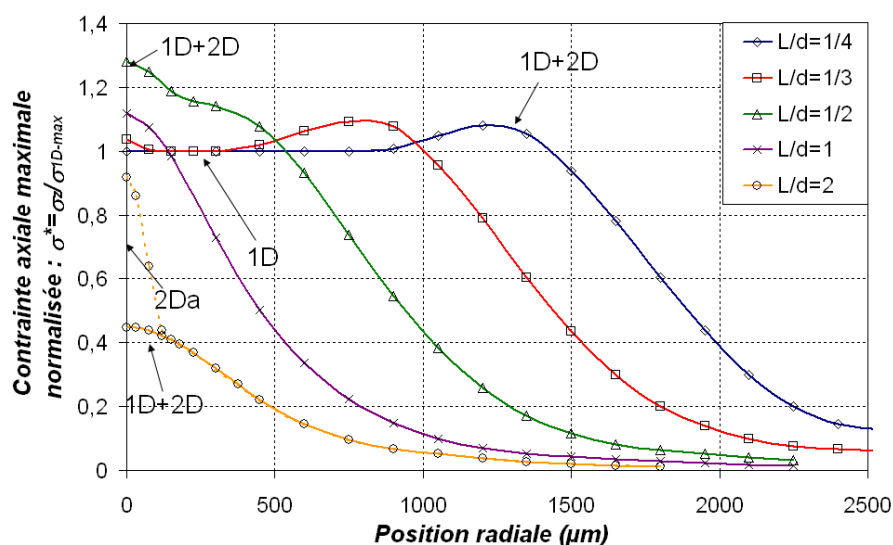


Figure 6.24 - Répartition radiale des maxima de contraintes axiales pour différents rapports $R_g = L/d$ (Matériau : Aluminium ; $L=1mm$ - Laser : LULI2000 ; $\tau=3ns$ et $P_{max}=0.5Mbar$)

- Régime Quasi-1D ($L/d < 0.25$) : La répartition peut être divisée en 3 zones : un plateau central d'amplitude égale à 1, caractéristique de la traction 1D. Elle est délimitée par une surtraction issue de la superposition (1D+2DI). Ensuite la contrainte diminue avec l'écart à l'axe de manière gaussienne et représente l'étalement sphérique de l'onde 1D par effets de bords.
- Régime 2D ($L/d > 0.65$) : Les effets 2D (2DI) et (2Da) se sont étendus suffisamment pour altérer entièrement l'onde de traction (1D). La forme de répartition résultante est de type Gaussienne centrée sur l'axe de révolution. Son amplitude s'atténue avec (L/d) alors que sa dispersion augmente avec ce même rapport. Pour des cibles très épaisses devant le diamètre d'impact laser - pour $L/d > 1.5$ - deux courbes sont matérialisées (voir courbe $L/d=2$ de la Figure 6.24) : la courbe en pointillés représente l'amplitude de l'onde (2Da) qui est devenue supérieure à la contrainte mixte combinée (1D+2Da) dont les composantes ont été fortement atténuées en se propageant dans l'épaisseur de la cible.
- Régime mixte ($0.25 < L/d < 0.65$) : Il s'agit du cas intermédiaire de transition entre les deux modes précédents. Le profil est composé de deux pics : un premier central correspondant à l'état combiné (1D+2Da) et d'une surtraction hors axe, qui représente l'interaction (1D+2DI).

6.4.2.4 - Répartition des contraintes maximales et endommagement

Un des intérêts du tracé de répartition radiale des contraintes maximales réside dans la prédiction de l'endommagement et de la rupture. La plupart des modèles utilisés dans l'ensemble de l'étude partent du principe que l'endommagement n'est activé que si la contrainte à un instant donné dépasse un seuil d'endommagement, généralement calibré empiriquement. Il est possible d'appliquer cette hypothèse directement sur la répartition radiale. En effet :

- Pour un écart à l'axe r fixé, si la contrainte maximale relevée ne dépasse pas un seuil d'endommagement σ_s défini, cela revient à dire qu'à tout instant la contrainte ne dépasse pas σ_s , soit aucun endommagement pour l'ensemble des points écartés d'un rayon r par rapport à l'axe central.
- Par contraposition, si la contrainte maximale relevée en r dépasse σ_s , cela signifie qu'il existe un instant où au moins un point d'écart à l'axe r dépasse σ_s , et par conséquent de l'endommagement à cet endroit.

En pratique, il suffit donc de matérialiser la limite d'endommagement (une ligne horizontale) sur la répartition radiale des contraintes maximales pour localiser d'un coup d'œil les zones endommagées correspondant aux dépassements de la répartition par rapport au seuil d'endommagement. La Figure 6.25 résume schématiquement ce principe de localisation radiale de l'endommagement.

La répartition radiale, en vert, correspond à une configuration géométrique quasi-1D d'après sa forme. On a tracé en rouge le seuil d'endommagement normalisé du matériau. La zone de dépassement du seuil est mise en évidence par un liseré bleu. On obtient donc un diamètre d'endommagement, qui dans le cas présent peut être assimilé à un diamètre d'écaillage au vu du caractère fortement 1D de la configuration.

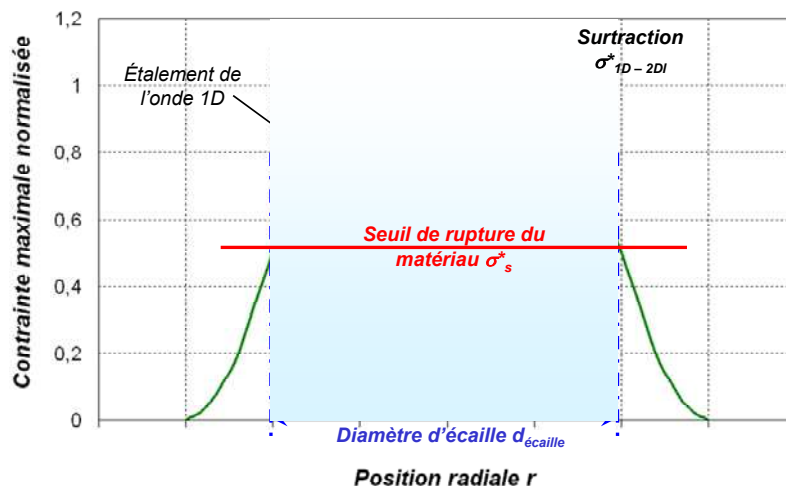


Figure 6.25 - Principe de la localisation radiale de l'endommagement

6.4.3 - Comparaisons expérience/numérique en régime ns

Nous allons à présent mettre en application les concepts mis en place dans ce paragraphe. Il s'agit dans un premier temps de valider la modélisation de l'endommagement numérique 2D avec RADIOSS, ainsi que les répartitions radiales des contraintes maximales à l'aide des résultats expérimentaux issu du régime nanoseconde. Nous verrons ensuite comment utiliser ce dernier outil pour localiser et prédire simplement l'endommagement, et en particulier les évolutions du diamètre d'écaille observées en tout début de ce chapitre.

6.4.3.1 - Vitesses VISAR et validation d'un modèle de rupture

Dans le but de valider les modèles d'endommagement utilisés pour la simulation, nous suivons la même démarche qu'en régime femtoseconde (Voir Chapitre 4) en utilisant les signaux VISAR de vitesse de surface libre. La bonne reproduction du maximum de vitesse de surface libre et le début de la décroissance qui suit ont déjà permis de valider la propagation et l'amortissement du modèle 2D axisymétrique. Nous allons à présent utiliser la deuxième partie du signal, caractéristique du mode de rupture pour calibrer les processus d'endommagement observés.

La Figure 6.26 présente la confrontation des deux signaux VISAR (en noir) d'échantillons d'aluminium d'épaisseur 1mm utilisés pour la validation de l'amortissement 2D. Les deux essais étant sollicités dans des conditions laser similaires, seule la configuration géométrique via le diamètre d'impact laser varie, ici $L/d=1/4$ pour le graphe (a) et $L/d=1$ pour le graphe (b).

Dans chacun des essais, nous avons effectué deux simulations avec des critères de rupture différents : Cut-Off et Tuler-Butcher (présentés en détail dans le Chapitre 4). Comme en régime femtoseconde, la mesure du saut de vitesse entre le pic et le décrochement Δu permet d'obtenir une estimation fiable de la contrainte seuil d'endommagement σ_s . Dans chacun des cas, on trouve un saut de $\Delta u=350\text{m/s}$, soit une contrainte seuil de :

$$\sigma_s = \frac{1}{2} \rho_0 \cdot c_0 \cdot \Delta u = 25\text{kbar} \quad \text{Équation 6.15}$$

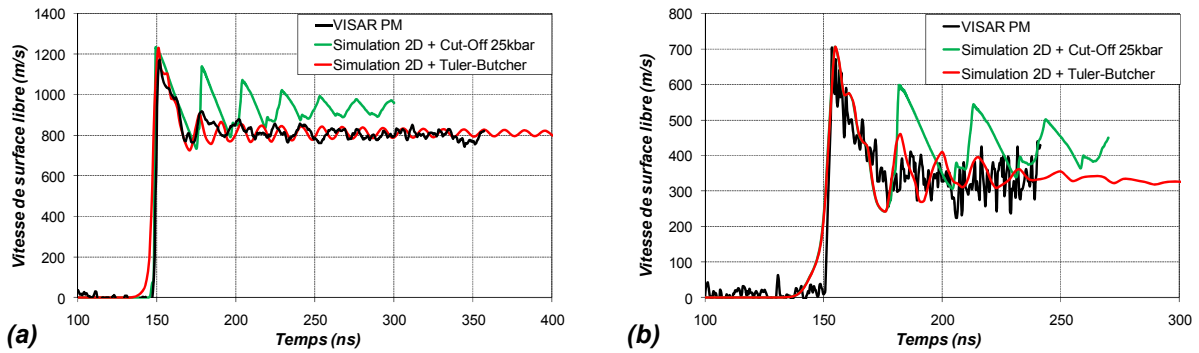


Figure 6.26 - Comparaison expérience/numérique de la vitesse de surface libre pour une cible en aluminium d'épaisseur $L=1\text{mm}$ en aluminium soumise à un choc laser LULI2000 ($\tau=3\text{ns}$)

(a) $\Leftrightarrow d=4\text{mm}$ et $\Phi=2,03\text{ TW/cm}^2$

(b) $\Leftrightarrow d=1\text{mm}$ et $\Phi=1,73\text{ TW/cm}^2$

Cette grandeur seule est suffisante pour calibrer le critère de Cut-Off. En ce qui concerne le critère de Tuler-Butcher, la littérature fournit les données adaptées à la sollicitation [6.13] : $K_c=3.5 \times 10^8\text{ Pa}^\lambda \cdot \text{s}$ et $\lambda=2$.

D'une manière générale, le critère de Cut-Off reproduit approximativement l'allure du signal expérimental, en exagérant les oscillations et surestimant légèrement la vitesse d'éjection. Le modèle de Tuler-Butcher atténue les oscillations et semble donc mieux convenir en régime nanoseconde.

Un autre critère de validation du modèle de Tuler-Butcher est le respect du faciès de rupture post-choc, directement comparable aux observations des échantillons en coupe axiale. La Figure 6.27 montre des cartes de pression simulées pour les deux cas présentés au paragraphe précédent. Les dernières images, prise à un instant tel que les propagations d'ondes se soient presque totalement amorties, peuvent être mises respectivement en vis-à-vis des coupes post-mortem expérimentales présentées sur la Figure 6.28. On remarque que dans le premier cas, à la configuration quasi-1D, l'écaille a été complètement éjectée alors que dans le deuxième cas, dans un régime de propagation plutôt 2D, elle est restée accrochée au reste de la cible. Cette différence est bien restituée par la simulation ainsi que les diamètres d'écaille, respectivement de $3820\mu\text{m}$ et $1400\mu\text{m}$. La différence de comportement entre les deux cas, qui ont pourtant été sollicités avec une même amplitude, s'explique par l'amortissement latéral plus prononcé dans le cas $(L/d)=1$ amenant à une amplitude en traction plus modérée en face arrière, ce qui est confirmé par l'amplitude maximale du signal VISAR correspondant. La traction résultante est suffisante pour provoquer la rupture mais pas assez puissante pour arracher l'écaille.

Ainsi, la modélisation par le critère de Tuler-Butcher est plutôt satisfaisante et sera conservée pour la suite de l'étude.

6.4.3.2 - Diamètres d'écaille et répartitions de contraintes maximales

Les paragraphes précédents ont mis en évidence, tant expérimentalement que théoriquement, que le mode de rupture et le diamètre d'écaille dépendaient fortement de l'amplitude du chargement et de la configuration géométrique. Nous allons à présent caractériser ces évolutions expérimentales à l'aide des outils développés tout au long de ce chapitre, et en particulier les répartitions radiales des contraintes maximales.

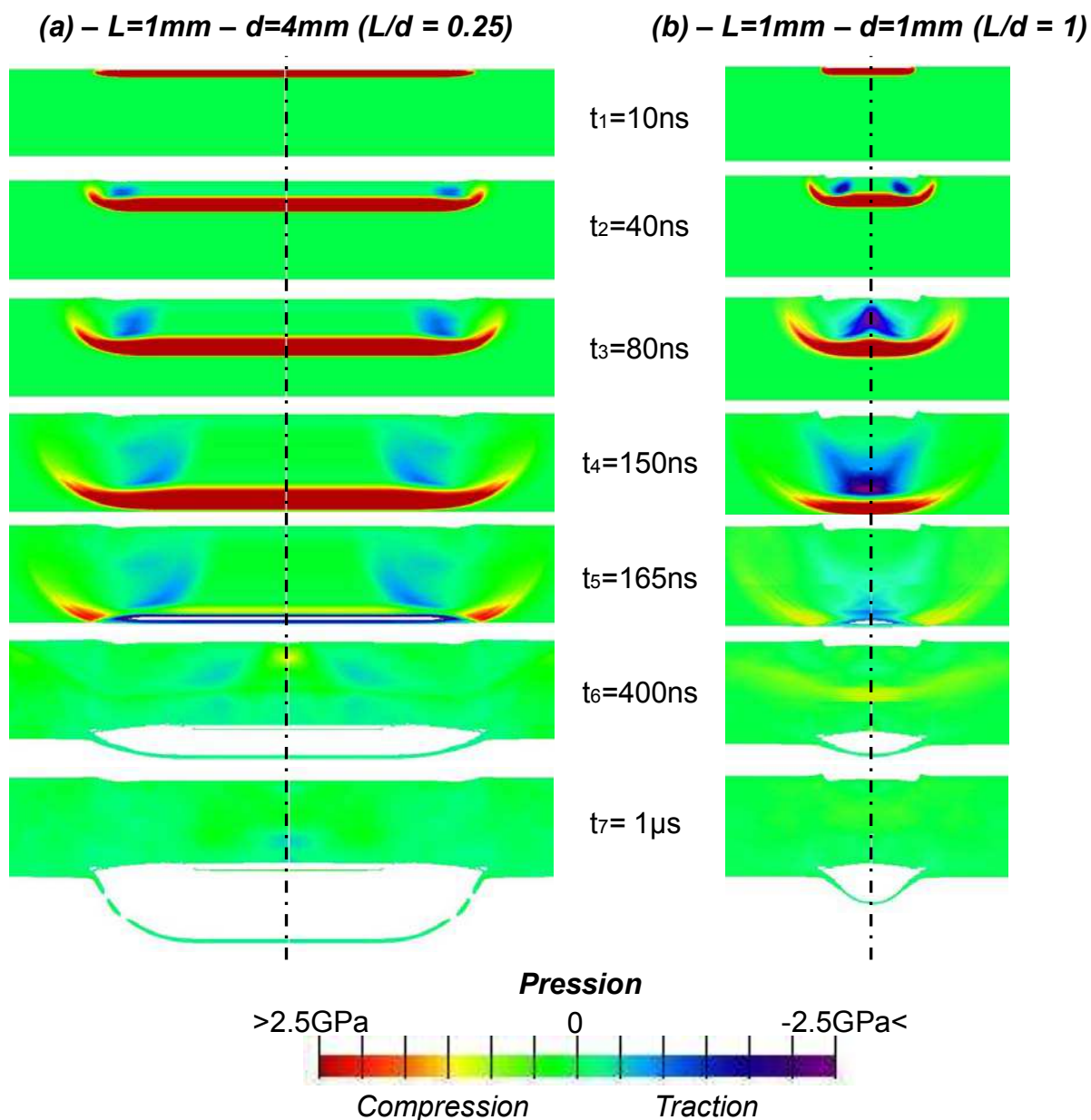


Figure 6.27 - Carte des pressions simulées à différents instants pour des cibles en aluminium d'épaisseur $L= 1\text{mm}$ soumises à des chargements d'amplitude similaires ($P_{max} \sim 0.5\text{Mbar}$; $\tau = 3\text{ns}$) pour deux rapports d'aspects distincts : $L/d=0.25$ (a) et $L/d=1$ (b)

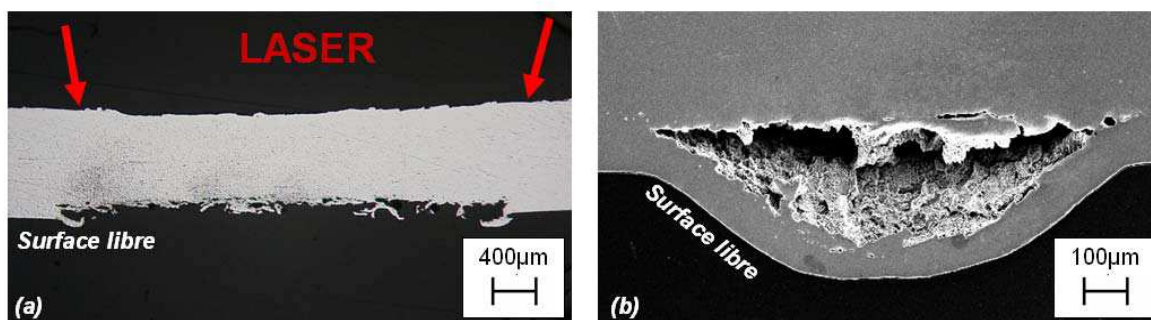


Figure 6.28 - Observations MEB des coupes axiales d'échantillons épais de 1mm d'aluminium correspondant aux simulations de la Figure 6.27 : (a) $\Phi=2.03\text{PW}/\text{cm}^2$; $L=1\text{mm}$; $d=4\text{mm}$; (b) $\Phi=1.73\text{PW}/\text{cm}^2$; $L=1\text{mm}$; $d=1\text{mm}$

Pour cela nous allons utiliser deux séries de tirs effectués avec des chargements croissants, des épaisseurs constantes ($L=1\text{mm}$) et un diamètre d'impact variant d'une série à l'autre (Série 1 : $d=4\text{mm} \Leftrightarrow (L/d)=0.25$; Série 2 : $d=1\text{mm} \Leftrightarrow (L/d)=1$). Des vues générales de la surface libre pour chaque série sont présentées sur la Figure 6.29. On retrouve les différents faciès de rupture rencontrés précédemment : l'échantillon est intact seulement bombé localement pour des intensités laser modérées et l'écaille est éjectée pour des flux laser plus forts. Dans chaque série, la zone endommagée est circulaire et son diamètre augmente avec l'intensité du laser.

Les diamètres d'écaille expérimentaux $d_{\text{écaille}}$ en fonction de la pression en face avant équivalente au flux laser ont été reportés sur la Figure 6.30, ainsi que les résultats équivalents numériques.

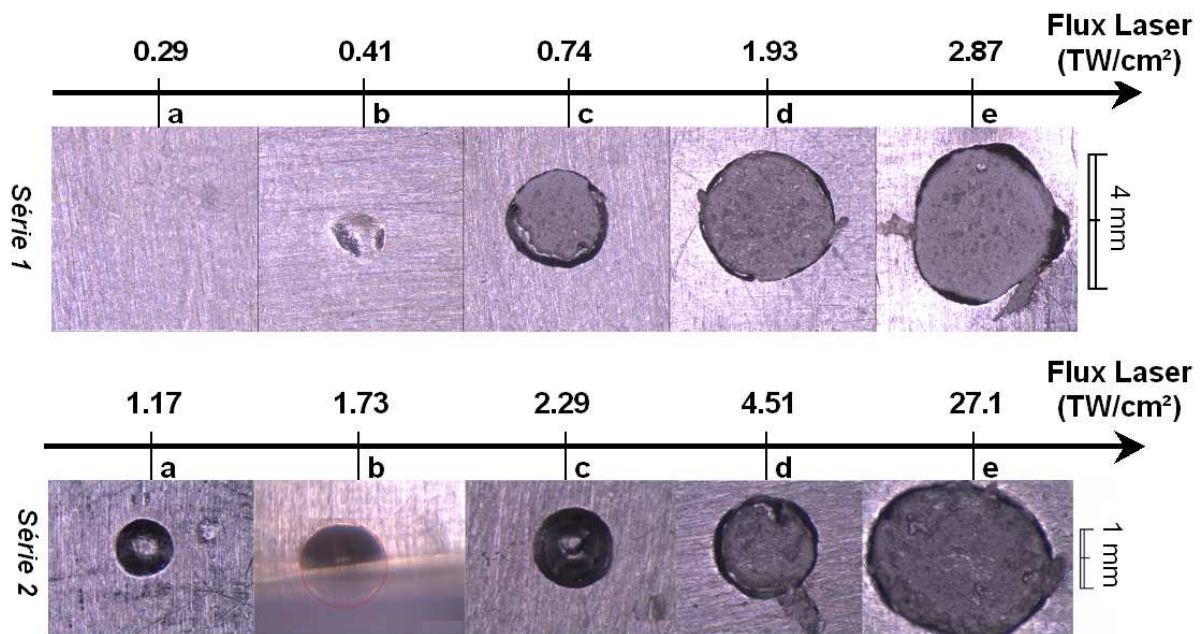


Figure 6.29 - Vue générale de la surface libre et de la zone endommagée pour des cibles d'aluminium épaisses de 1mm irradiées par laser nanoseconde à flux croissants
Série 1 : $d=4\text{mm} \Leftrightarrow L/d=0.25$; Série 2 : $d=1\text{mm} \Leftrightarrow L/d=1$.

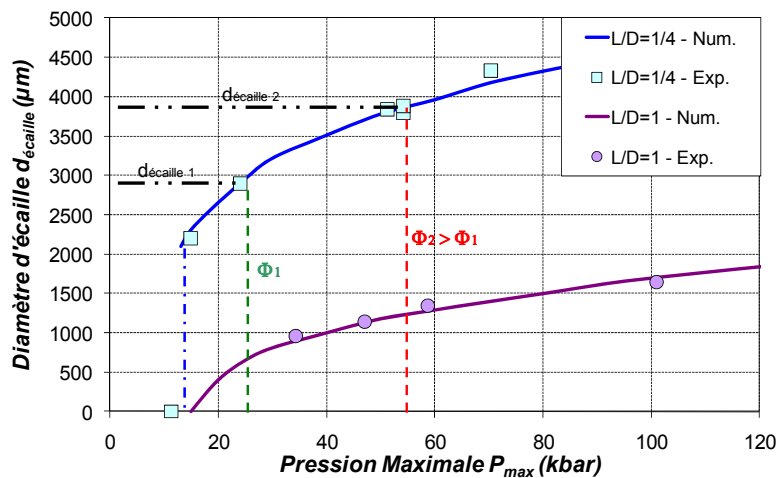


Figure 6.30 - Comparaison Expérience/Numérique du diamètre d'écaille en fonction de la pression maximale de chargement P_{max} pour les 2 séries de la Figure 6.29
(Exemples tirés de la série 1 : $\Phi_1 = 0.74\text{TW/cm}^2 < \Phi_2 = 1.93\text{TW/cm}^2$)

Il y a une bonne concordance entre les points expérimentaux et les courbes numériques. La croissance du diamètre d'écaïlle est logarithmique avec la pression de chargement pour chaque série. Toutefois, les courbes numériques présentent un comportement différent au niveau des flux se situant à la limite d'endommagement. Dans le cas du plus petit rapport d'aspect $(L/d)=0.25$, on remarque que la limite d'endommagement se caractérise par un saut (en pointillés) alors que dans le cas $(L/d)=1$, ce saut est inexistant.

L'ensemble de ces résultats peut être expliqué à l'aide des répartitions radiales des contraintes maximales. En effet, il est possible de mettre en relation la mesure expérimentale du diamètre d'écaïlle avec le diagramme des répartitions de contraintes maximales issues des simulations correspondantes. Cette correspondance se base sur deux hypothèses :

- La rupture ne se produit pour un écart à l'axe donné que lorsque la répartition en ce point dépasse la limite d'endommagement σ_s , comme cela a été développé au paragraphe 6.4.2.4.
- On supposera que la pression maximale du chargement n'influe pas sur la forme de la répartition (Voir paragraphe 6.4.2.2).

Il est alors possible de représenter la contrainte d'endommagement par une horizontale sur la répartition radiale normalisée par la contrainte maximale du cas 1D correspondant (σ_{1D-max}). La position de cette ligne dépend alors de l'amplitude de cette grandeur, variant avec les paramètres de chargement, le matériau et l'épaisseur de cible L. Le croisement entre la ligne seuil d'endommagement et la répartition donne alors une estimation du diamètre d'écaïlle numérique. Le même principe peut être appliqué expérimentalement en appliquant pour l'ensemble des tirs d'une série la transformation suivante (Voir Équation 6.16).

$$\begin{cases} r_{Exp} = \frac{d_{écaïlle}}{2} \\ \sigma_{Exp}^* = \frac{\sigma_s(\Delta u)}{\sigma_z^{Max-1D}(P_{max})} \end{cases}$$

Équation 6.16

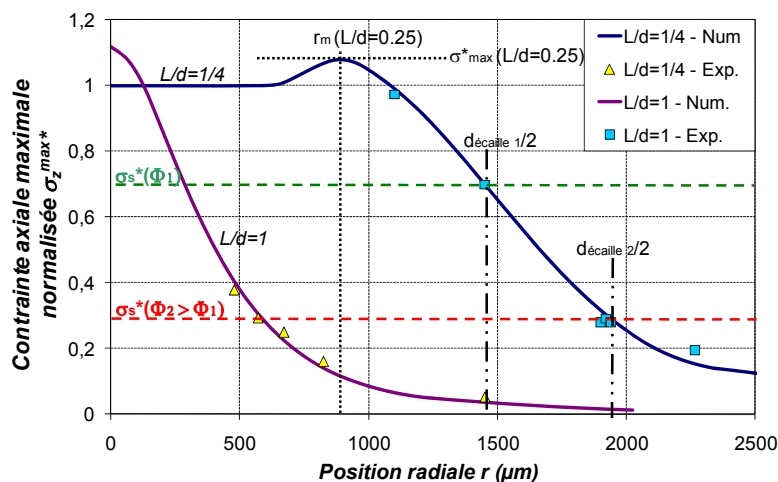


Figure 6.31 - Comparaison Expérience/Numérique des répartitions radiales des contraintes axiales maximales normalisées

Série 1 - $L/d=1/4$: Exp. = carrés bleus ; Num. = courbe bleue ;
Série 2 - $L/d=1$: Exp. = triangles jaunes ; Num. = courbe mauve.

L'ensemble de points obtenus permet alors de représenter une image de la répartition des contraintes maximales expérimentale comparable directement à la répartition prédite par la simulation numérique. La Figure 6.31 illustre cette équivalence pour les deux séries de la Figure 6.29. Les coordonnées expérimentales ont été matérialisées à titre d'exemple pour deux flux ($\Phi_1 = 0.75\text{TW}/\text{cm}^2 < \Phi_2 = 1.8\text{TW}/\text{cm}^2$) déjà représentés sur la Figure 6.30.

On remarque alors que les points expérimentaux correspondent bien dans l'ensemble à la répartition radiale numérique associée, ce qui permet non seulement de valider leur forme mais surtout de confirmer la bonne modélisation des effets de bords.

Le principal intérêt des répartitions radiales réside dans l'interprétation des évolutions du diamètre d'écaïlle. En effet, pour une série à flux croissant donnée, le glissement de la ligne de seuil d'endommagement vers le haut correspond à une diminution du flux laser, comme le montrent les deux lignes tracées pour $\Phi_1 < \Phi_2$. Il est donc possible de remonter facilement à l'évolution du diamètre d'écaïlle avec le flux pour une configuration donnée. Ainsi, l'évolution logarithmique du diamètre d'écaïlle peut être expliquée par la forme du gradient des contraintes maximales où se situent les points expérimentaux. Dans les deux cas, son allure se rapproche d'une gaussienne et peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\sigma^* = \frac{\sigma_x}{\sigma_{1D-\max}} = \sigma_{\max}^* \cdot e^{-\frac{(r-r_m)^2}{2\zeta^2}}, \quad \forall r \geq r_m$$

Équation 6.17

Où σ_{\max}^* correspond à la valeur normalisée au sommet du gradient, ζ l'écart type et r_m la moyenne de la gaussienne, ou encore son maximum. Ces paramètres dépendent de la répartition, donc fortement du rapport d'aspect R_g .

On peut aussi exprimer la contrainte maximale en traction pour une propagation 1D en fonction de la contrainte maximale obtenue pour le cas 1D équivalent ($\Leftrightarrow d \rightarrow +\infty$). La valeur de cette contrainte étant pilotée par l'amortissement 1D (Voir Chapitre 4), elle peut être mise en relation avec la pression maximale, la durée du chargement et l'épaisseur de cible. Dans ce cas, nous utiliserons une relation exponentielle en première approximation :

$$\sigma_{1D-\max} = P_{\max} \left(\frac{L}{x_c} \right)^{\alpha_P}$$

Équation 1.6.18

Où x_c est l'épaisseur de début d'amortissement 1D, dépendant en particulier de la forme de chargement, de son amplitude P_{\max} et de sa durée caractéristique τ ; α_P correspond au taux d'amortissement en pression, caractéristique du matériau et de la sollicitation.

On peut alors en déduire une estimation de l'expression du diamètre d'écaïlle en fonction des autres paramètres et en se plaçant au niveau de la ligne de rupture ($\sigma_x = \sigma_s \Leftrightarrow r = d_{\text{écaïlle}}/2$) :

$$d_{\text{écaïlle}} = 2 \cdot r_m + 2\zeta \sqrt{2 \cdot \alpha_P \cdot \ln\left(\frac{L}{x_c}\right) - 2 \cdot \ln\left(\frac{\sigma_s}{P_{\max} \cdot \sigma_{\max}^*}\right)} \quad \text{si } \sigma_s < \sigma_{\max}^* \cdot \sigma_{1D-\max}$$

Équation 6.19

Cette expression montre clairement une dépendance en « racine carrée de logarithme » avec la pression de chargement.

De la même manière, la forme des répartitions permettent d'expliquer la différence de comportement du diamètre d'écaillage près du seuil d'endommagement en flux pour les deux configurations géométriques en présence :

- Dans le cas quasi-1D ($L/d=1/4$): la répartition correspondante possède un gradient gaussien non centré. Sa moyenne r_m correspond au maximum absolu de contrainte σ^*_{max} . En faisant évoluer la ligne de seuil vers le haut (en abaissant le flux laser), on va progressivement diminuer le diamètre d'écaillage, puis observer au dépassement de la valeur 1 un endommagement annulaire par effets conjugués (1D + 2D) comme celui observé sur la micrographie de la Figure 6.20(a) présentée plus haut. Si la ligne de seuil dépasse le maximum absolu à r_m , elle ne rencontre plus la répartition qui est sous cette dernière et il n'y aura pas d'endommagement. Ainsi, le diamètre limite d'endommagement sera égal à $2.r_m$, qui représente alors la valeur du saut de diamètre observé. Concrètement, cette valeur donne aussi une estimation de la zone restée 1D lors de la rupture annulaire.
- Concernant, la deuxième série en régime 2D, à ($L/d=1$): cette fois la répartition est gaussienne centrée, donc $r_m=0$. De la même manière, on en déduit que r_m correspond au diamètre d'écaillage minimum, et qu'il n'y a donc pas de saut dans ce cas.

Un autre point intéressant à propos de la correspondance diamètre d'écaillage/répartition des contraintes maximales réside dans la possibilité de renverser la méthode. Jusqu'à présent on utilise l'équivalence en ayant déterminé la contrainte à rupture et des diamètres d'écaillage dans le but d'obtenir une répartition expérimentale et valider son pendant théorique. Dans la méthode inverse, la connaissance des répartitions radiales valides obtenues numériquement et la mesure du diamètre d'écaillage peuvent donner accès à la contrainte seuil d'endommagement.

Cette méthode originale pourrait constituer une alternative aux mesures classiques nécessitant une mesure VISAR, mais elle implique tout de même une bonne caractérisation de la source laser, en particulier sa répartition spatiale.

6.4.3.3 - Cas de l'endommagement purement 2D

Les résultats présentés jusque là traitaient principalement de rupture liée à l'écaillage et son diamètre. Il reste néanmoins des configurations géométriques où la zone endommagée ne relève pas de ce phénomène, en particulier pour des configurations géométriques fortement 2D, soit $(L/d)>1.5$. La Figure 6.33 montre un exemple expérimental en comparant les effets d'endommagement induits par choc laser dans deux échantillons épais de 2mm. Les cibles ont été irradiées avec le même flux laser, mais avec deux diamètres d'impact distincts. La Figure 6.32 associée montre les résultats numériques équivalents avec des cartes de pression à différents instants.

Le cas (a) présente le plus faible rapport d'aspect ($d=4\text{mm} \Leftrightarrow (L/d)=0.5$) et sa coupe révèle une rupture classique par écaillage, comme dans les cas précédents, ce qui est confirmé par la simulation.

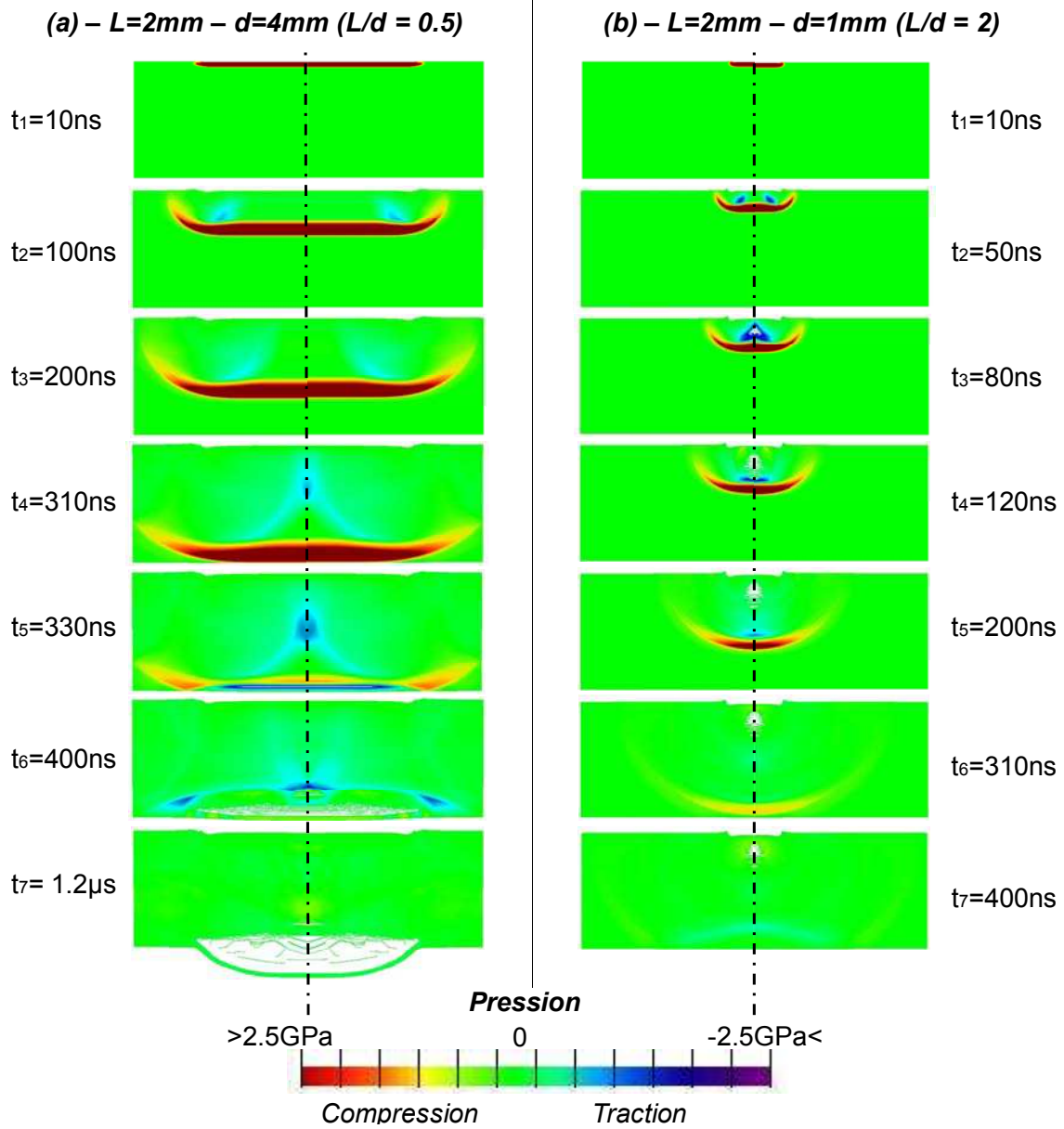


Figure 6.32 - Carte des pressions simulées à différents instants pour des cibles en aluminium d'épaisseur $L=2\text{mm}$ soumises à des chargements d'amplitude similaires ($P_{\text{max}}=0.5\text{Mbar}$; $\tau=3\text{ns}$) : (a) $\Leftrightarrow L/d=0.5$; (b) $\Leftrightarrow L/d=2$

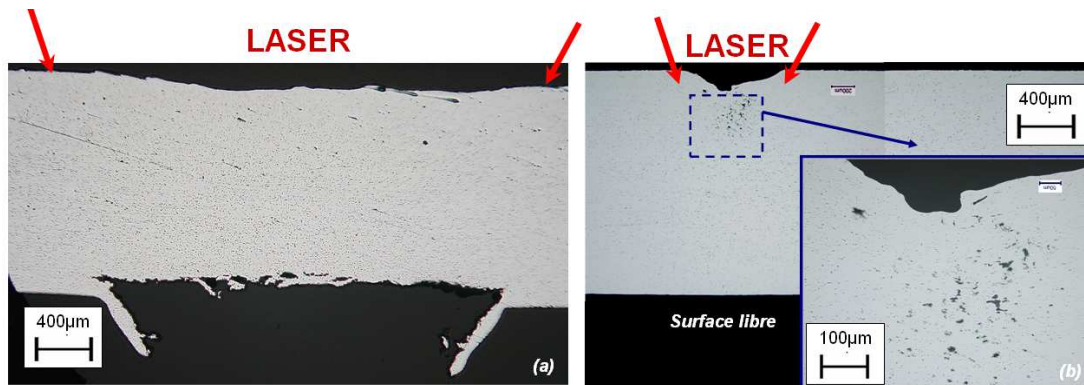


Figure 6.33 - Coupes axiales post-mortem pour des échantillons en aluminium épais de 2mm soumis à des chocs laser nanoseconde similaires (Source, LULI2000 ; $\tau=3\text{ns}$): (a) $\Phi=2.06\text{TW}/\text{cm}^2$; $L=2\text{mm}$; $d=4\text{mm}$ ($L/d=0.5$) ; (b) $\Phi=1.88\text{TW}/\text{cm}^2$; $L=2\text{mm}$; $d=1\text{mm}$ ($L/d=2$)

L'échantillon (b) dont le diamètre d'impact est $d=1\text{mm}$ équivalant à un rapport d'aspect $(L/d)=2$ ne présente pas d'endommagement par écaillage, et ce bien que ces échantillons aient la même épaisseur et la même pression maximale de chargement. Cela peut être expliqué en comparant les deux simulations : la pression débouchant à la surface libre pour le cas $(L/d)=2$ est plus faible à cause d'un fort amortissement sphérique sur l'axe de révolution, contrairement à la configuration $(L/d)=0.5$, en régime d'amortissement non couplé. En revanche, on peut remarquer que la cible (b) présente des traces d'endommagement en profondeur dans une zone conique du côté de la face sollicitée par laser, certainement due à la concentration de contrainte induite par la focalisation des effets de détentes latérales sur l'axe de révolution ($2D_a$), visibles sur les cartes de pressions simulées.

Ces résultats sont confortés par la comparaison expérience/numérique de la vitesse de surface libre, donnée avec les figures ci-dessous. Le cas $(L/d)=0.5$ correspond à la Figure 6.34(a) et le cas $(L/d)=2$ à la Figure 6.34(b). La prise en compte de l'endommagement dans ce dernier cas restitue bien l'amplitude de la zone négative qui était surestimée auparavant. La diminution de son amplitude est ainsi causée par une relaxation suite à l'endommagement $2D_a$.

D'une autre manière, ces cas illustrent aussi expérimentalement la différence de seuil d'endommagement par écaillage mise en évidence dans le paragraphe précédent et cela est confirmé par la lecture des répartitions radiales de contraintes maximales correspondantes présentées sur la Figure 6.35. Ici, la répartition pour le cas $(L/d)=0.5$ est représentée en vert, alors que celle de la configuration $(L/d)=2$ est une double courbe en jaune. La ligne seuil d'endommagement est représentée par la ligne horizontale rouge au flux $\Phi=2\text{TW}/\text{cm}^2$. Dans le cas $(L/d)=2$, la ligne d'endommagement rencontre la répartition au niveau de la courbe pointillée représentative de la contrainte purement 2D axiale sans croiser la ligne pleine ($1D+2D_a$), en dessous. Cela signifie qu'il n'y a pas d'écaillage par endommagement conjugué ($1D+2D_a$), contrairement au cas $(L/d)=0.5$. Ceci confirme donc que la seule source d'endommagement observée pour la configuration $(L/d)=2$ est purement 2D axiale. Le croisement avec la ligne d'endommagement permet d'évaluer le diamètre de la zone endommagée, soit environ $370\mu\text{m}$. Cela est en bon accord avec la taille de la zone endommagée observée en coupe qui est de $400\mu\text{m}$.

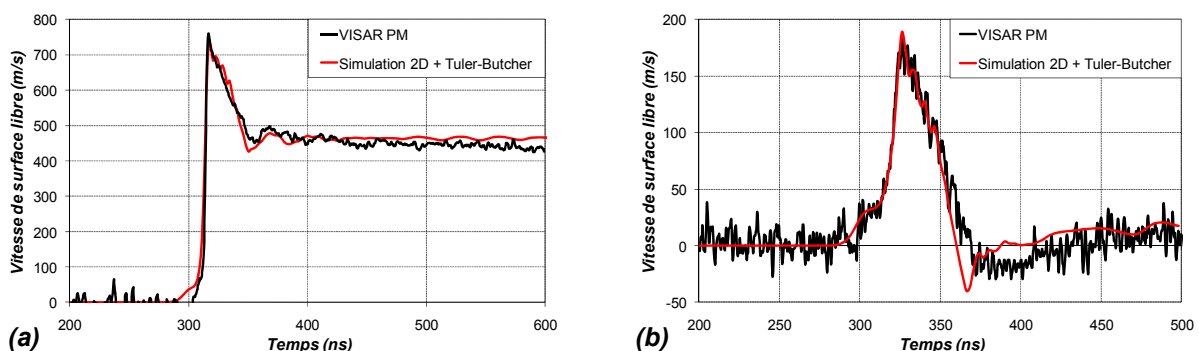


Figure 6.34 - Comparaison expérience/numérique de la vitesse de surface libre pour une cible d'épaisseur $L=2\text{mm}$ en aluminium soumise à un choc laser (LULI2000 - $\tau=3\text{ns}$)

(a) $\Leftrightarrow d=4\text{mm}$ et $\Phi=2,08\text{ TW}/\text{cm}^2$

(b) $\Leftrightarrow d=1\text{mm}$ et $\Phi=1,88\text{ TW}/\text{cm}^2$

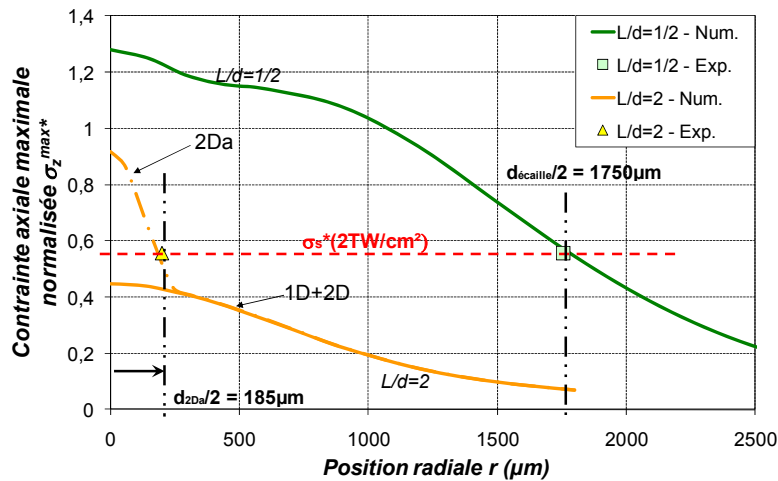


Figure 6.35 - Comparaison Expérience/Numérique des répartitions radiales des contraintes axiales maximales normalisées des essais sur les cibles en aluminium d'épaisseur $L=2\text{mm}$ de la Figure 6.33
 Série 1 - $L/d=1/4$: Exp. = carrés bleus ; Num. = courbe bleue ;
 Série 2 - $L/d=1$: Exp. = triangles jaunes ; Num. = courbe mauve.

Ce dernier point de comparaison montre qu'il est aussi possible d'évaluer à l'aide des répartitions radiales les effets de l'endommagement se produisant autrement que par écaillage, et en particulier par les effets de bord seulement. En outre, il est possible d'évaluer le diamètre caractéristique de la zone d'endommagement. Cependant, la répartition ne permet pas de localiser axialement la position de la zone endommagée ; cela demande nécessairement la mise en œuvre d'une simulation numérique.

6.4.4 - Application au régime femtoseconde

Après avoir validé la propagation des effets de bord et l'endommagement induit pour des régimes laser de l'ordre de la nanoseconde, nous allons appliquer cela au régime ultra-bref induit par laser femtoseconde.

6.4.4.1 - Particularités du régime ultra-bref

Expérimentalement, les essais effectués en régime femtoseconde sur la chaîne LULI 100TW étaient pour la plupart dans des configurations quasi-1D, et dans les cas les plus extrêmes en début de régime mixte ($R_g < 0.5$). Le type d'endommagement attendu est donc de l'écaillage par réflexion de l'onde de choc 1D avec des variations de diamètre d'écaillage.

Cependant, on remarque que dans ce régime, les variations du diamètre d'écaillage semble plus prononcée que pour les sollicitations nanoseconde étudiées jusque là, même pour des configurations très 1D. A titre d'exemple, si on reprend la cible en aluminium épaisse de $200\mu\text{m}$ observée sur la Figure 6.1 (page 21), le diamètre d'écaillage mesuré est de 1.35mm alors que le diamètre de chargement initial était de 2mm , soit une réduction de $1/3$ environ pour un rapport de configuration de $(L/d)=1/10$. En comparaison, le rapport de réduction obtenu pour la cible d'épaisseur 1mm soumise à un diamètre laser nanoseconde de 4mm , soit un rapport $R_g=1/4$ plus élevé (Voir coupe (a) de la Figure 6.28, page 21), le rapport de réduction entre le diamètre d'écaillage et le diamètre de chargement est de 4.5% seulement.

Cela montre donc que l'influence des effets de bords est plus prononcée pour les essais effectués sur la source femtoseconde 100TW du LULI. Au vu des résultats dégagés jusqu'à présent, plusieurs facteurs favorables à ce constat peuvent être mis en cause :

- **La propagation des effets de bord :** Une des différences notables entre le régime nanoseconde et sub-picoseconde est la nature du chargement mécanique initial. En régime femtoseconde, la pression maximale est plus grande au départ et s'amortit plus vite qu'en régime nanoseconde. Or, la pression initiale a une influence sur la propagation des effets de bords, via l'angle de propagation α qui augmente avec P_{max} . Ainsi, le rapport critique R_{gc} mesurant l'altération totale du front 1D par effets 2D sera plus faible. Le Tableau 6.2 présente les valeurs de α prises à l'instant initial et le rapport géométrique critique R_{gc} (Voir paragraphe 6.3.2). En revanche, l'influence du régime sur l'apparition de la traction 2Da est faible. Aussi, la durée du chargement, plus faible qu'en régime nanoseconde influe sur la répartition des contraintes dans le sens d'une favorisation de la traction mixte 1D+2Dl (Voir §6.4.2.2)/

P_{max}	τ (ns)	α (°)	R_{g2Da}	R_{gc}
0.5	3	37°	0.242	0.65
1.3	0.065	43°	0.238	0.55

Tableau 6.2 - Comparaison de rapports critiques en régime nanoseconde et femtoseconde

- **La répartition spatiale du chargement :** Comme nous l'avons vu au paragraphe 6.4.2.2, la répartition spatiale du chargement initial influe de manière non négligeable sur les répartitions radiales des contraintes. Or, la répartition spatiale de la source laser 100TW a une tendance gaussienne (voir Figure 6.36), contrairement aux essais en régime nanoseconde de la chaîne LULI2000 où la répartition s'apparente à une semi-gaussienne. Cela va donc dans le sens d'une favorisation des effets 2D.

- **La sensibilité à l'endommagement :** Comme il a été vu dans le Chapitre 4, la contrainte seuil d'endommagement varie fortement en fonction de l'épaisseur, à cause du phénomène d'amortissement hydrodynamique 1D qui a pour effet de diminuer la vitesse de déformation avec une augmentation de l'épaisseur de cible. Ainsi, plus l'épaisseur est grande, plus la ligne d'endommagement se place haut sur la répartition des contraintes maximales, ce qui diminue alors le diamètre d'écaïlle.

L'ensemble de ces facteurs vont dans le sens d'une exacerbation des effets de bord en régime femtoseconde, ce qui explique les variations relatives élevées du diamètre d'écaïlle compte tenu de la configuration géométrique quasi-1D dans la majorité des cas.

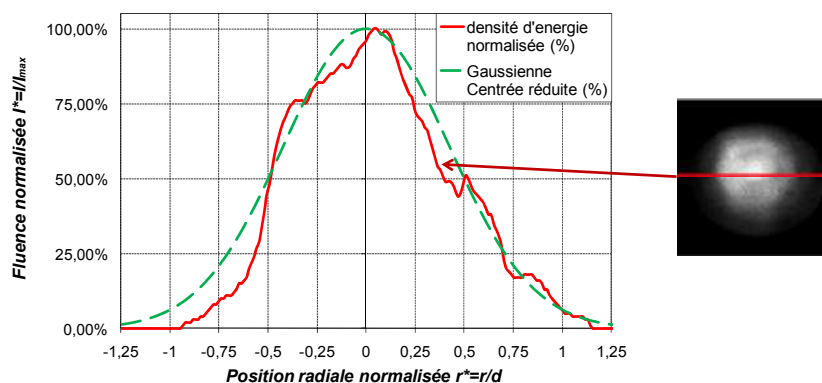


Figure 6.36 - Répartition spatiale du laser femtoseconde LULI 100TW en sortie de chaîne (champ lointain) [6.15]

6.4.4.2 - Comparaison Exp./Num. des dimensions d'écaille

Afin de vérifier l'influence renforcée des effets 2D sur le diamètre d'écaille dans ce régime, nous avons effectué des essais sur la chaîne laser femtoseconde LULI 100TW à flux constant et des cibles d'aluminium à la configuration géométrique variable, en modifiant soit l'épaisseur, soit le diamètre laser. La Figure 6.37 présente l'ensemble des faciès de surfaces libre obtenues après tir en faisant varier l'épaisseur de cible à un diamètre laser de 3mm. La figure présente aussi les résultats obtenus par visualisations transverses prises après le tir laser à différents délais.

On retrouve ici les différents types de rupture identifiés en régime nanoseconde témoignant de l'intensité de la traction : écaille éjectée (traction forte) pour les cibles les plus fines ou cloque (traction modérée) dans le cas de la cible la plus épaisse. Les diamètres ont été mesurés à partir des coupes axiales correspondantes.

Pour ce qui est de la mesure du diamètre d'écaille en coupe, on remarque qu'elle diffère assez peu de la mesure par vue de dessus de la surface libre pour les cas d'écaille éjectée. On pourra donc assimiler le diamètre moyen d'écaille au diamètre de l'empreinte d'écaille observée soit sur la vue post-mortem, soit sur les visualisations. L'investigation en coupe est toutefois nécessaire pour les cloques et dans tous les cas pour la mesure de l'épaisseur d'écaille.

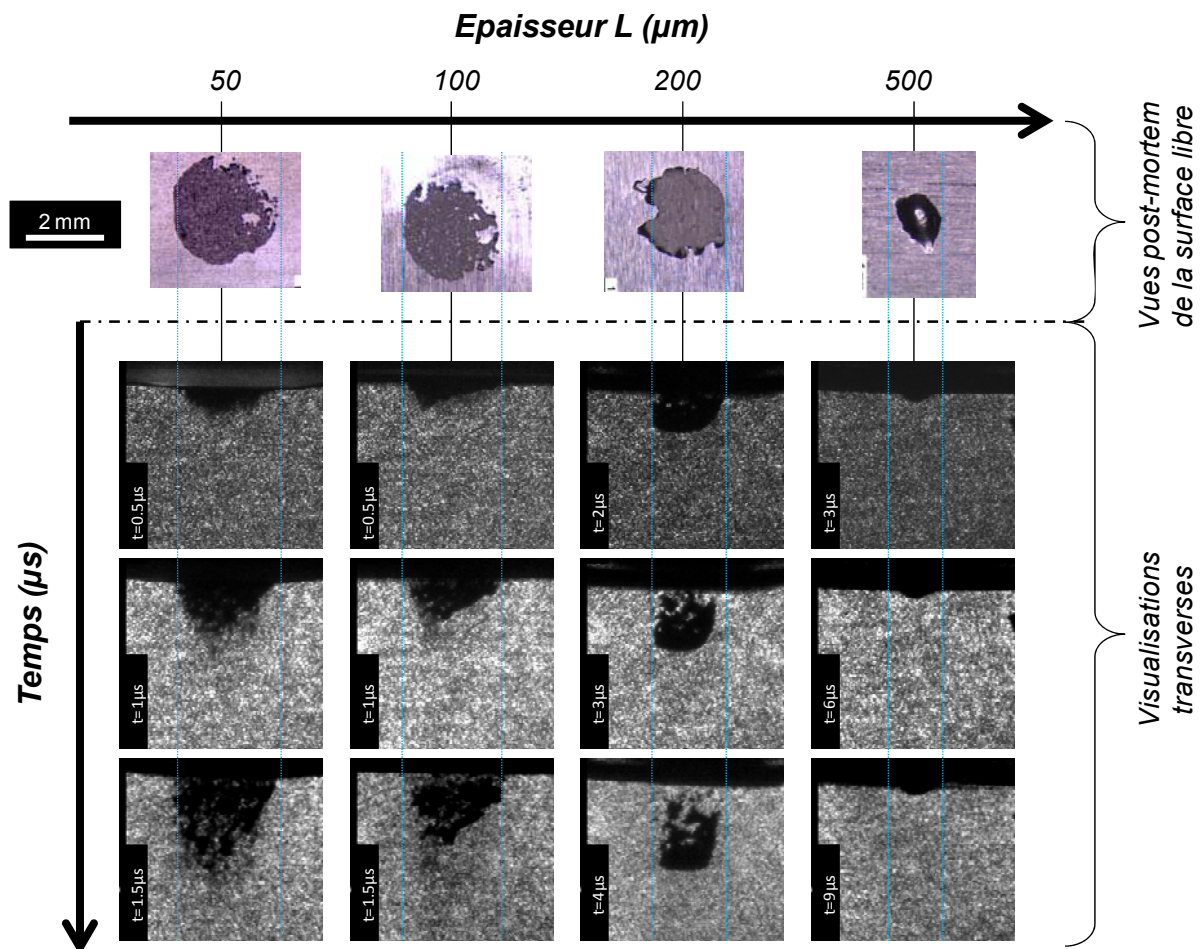


Figure 6.37 - Evolution du diamètre d'écaille en fonction de l'épaisseur de cible en régime ultra-bref : Vues globales de la surface libre et visualisations transverses associées (Laser : LULI100TW - $\Phi=0.6\text{TW}/\text{cm}^2$, $d=3\text{mm}$ $\tau=300\text{fs}$; Cibles : Aluminium)

En parallèle, nous avons réalisé des simulations 2D axisymétriques en régime ultra-bref. Il s'agit d'une part de valider la propagation accrue des effets de bord par comparaison expérience/numérique du diamètre d'écaïlle, mais aussi de montrer que malgré l'accentuation des détonations radiales, l'amortissement qui en découle n'influe pas sur les mesures axiales et ne remet donc pas en cause tous les résultats du Chapitre 4.

Ici, le chargement utilisé est représenté temporellement par le profil de pression calculé par ESTHER et utilisé pour l'étude 1D. Il est pondéré par une fonction de répartition spatiale Gaussienne représentée sur la Figure 6.36 (En vert) dont le diamètre à mi-hauteur correspond au diamètre laser d . Le matériau est représenté par une loi de comportement hydrodynamique avec élasto-plasticité parfaite identique aux simulations 1D effectuées sur SHYLAC.

Dans un premier temps, nous avons effectué des simulations sans prendre en compte l'endommagement afin de vérifier qu'il n'y a pas de perte de l'unidimensionnalité de la propagation sur l'axe de révolution. La Figure 6.38 représente l'évolution axiale de la pression à différents instants pour une cible d'aluminium épaisse de $200\mu\text{m}$ soumise à une impulsion femtoseconde issue du LULI 100TW. L'enveloppe des pressions maximales a été superposée à celle que l'on obtiendrait avec une simulation monodimensionnelle équivalente. La superposition montre que les amortissements sont similaires, montrant qu'il n'y a pas d'influence des effets de bord sur l'onde principale dans l'axe de révolution. Cette validation permet ainsi de confirmer le choix du formalisme 1D pour l'ensemble des résultats obtenus dans les chapitres précédents, et ne remet donc pas en cause l'ensemble des résultats 1D.

L'endommagement a été pris en compte pour les simulations suivantes. Le critère de rupture employé ici doit intégrer l'influence de la vitesse de déformation. En raison de la taille du modèle employé (près de 2 millions de mailles), nous avons opté pour un critère de rupture simple (Cut-Off), mais dont le seuil σ_s varie en fonction de la vitesse de déformation $\dot{\epsilon}$. Cette dépendance est explicitée avec la relation qui provient de l'interpolation de la courbe de mesure de $\sigma_s(\dot{\epsilon})$ pour l'aluminium présentée en fin de Chapitre 4 (Voir Équation 6.20).

$$\sigma_s^0(\dot{\epsilon})[\text{kbar}] = 5.5 \times (\dot{\epsilon}[\mu\text{s}^{-1}])^{0.4853}$$

Équation 6.20

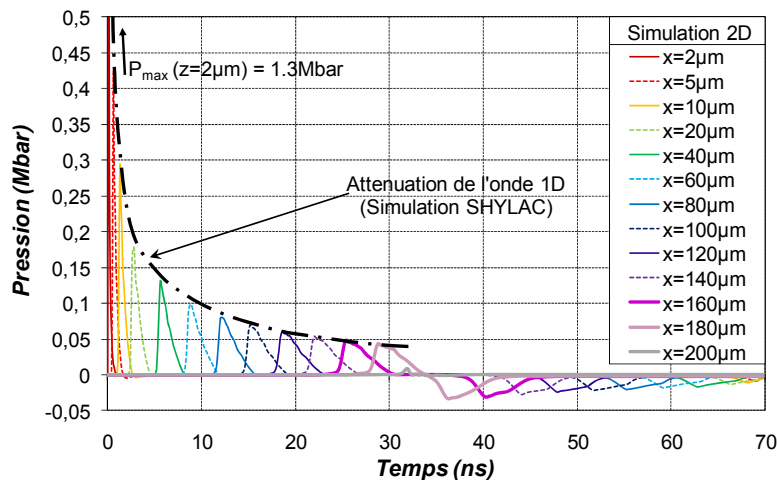


Figure 6.38 - Simulation 2D de l'évolution temporelle de la pression à différentes positions axiales x
 Comparaison à l'enveloppe des pressions obtenue pour un modèle 1D
 (Laser : LULI100TW - $\Phi=0.6\text{TW}/\text{cm}^2$, $\tau=300\text{fs}$, $d=1\text{mm}$; Cible : Aluminium, $L=200\mu\text{m}$)

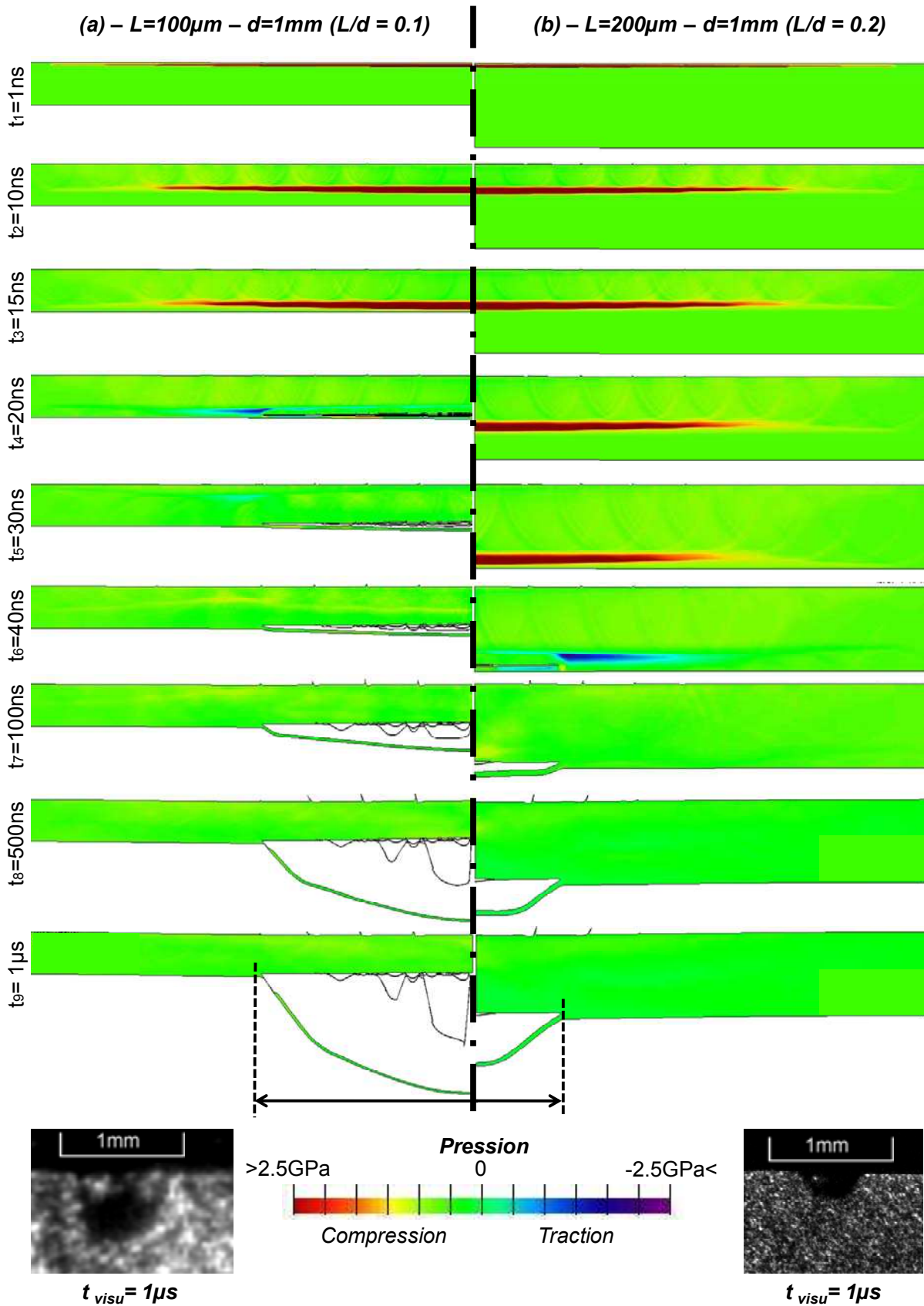


Figure 6.39 - Carte des pressions simulées à différents instants pour des cibles en aluminium soumises à des chargements ultra-brefs similaires et visualisations transverses équivalentes prises avec un délai de $1\mu\text{s}$

(Laser : LULI 100TW - $\Phi=0.6\text{PW}/\text{cm}^2$, $\tau = 300\text{fs}$, $d=1\text{mm}$; Cible : Aluminium Elasto-plastique)
 (a) $\Leftrightarrow L=100\mu\text{m}$ ($R_g=L/d=0.1$) ; (b) $\Leftrightarrow L=200\mu\text{m}$ ($R_g=L/d=0.2$)

La Figure 6.39 montre un exemple de cartes de pressions obtenues à différents instants ainsi que l'envol de l'écaille pour deux rapports de configuration géométrique distincts : $L=200\mu\text{m}$; $d=1\text{mm}$ (a) et $L=200\mu\text{m}$; $d=1\text{mm}$ (b).

Les dernières images prises à $1\mu\text{s}$ permettent d'une part de relever le diamètre d'écaille. Aussi, l'envol de l'écaille numérique à cet instant peut être directement comparé à la visualisation transverse correspondante, située juste en dessous des simulations. L'aspect simulé à $t=1\mu\text{s}$ reproduit bien ce qui est observé expérimentalement dans les deux cas présentés ici.

A partir de simulations ayant pour paramètres le diamètre de chargement et l'épaisseur de cible, nous avons mesuré le diamètre de la zone endommagée après $1\mu\text{s}$ de simulation, temps supposé long en regard du phénomène de rupture par écaillage. Ces diamètres sont comparés aux diamètres d'écaille expérimentaux.

La même opération est effectuée pour l'épaisseur des écailles formées. Les résultats obtenus montrent que l'épaisseur mesurée ne dépend pas du diamètre tant expérimentalement que numériquement dans l'ensemble des configurations. A titre d'exemple, le Tableau 6.3 compare les épaisseurs d'écaille numériques (simulations 1D et 2D) et expérimentales pour la série de diamètre laser $d=1\text{mm}$, correspondant aux configurations géométriques les plus 2D. L'évolution de l'épaisseur d'écaille avec l'épaisseur de cible est identique à celle observée avec le formalisme 1D ce qui est une autre preuve de la conservation du régime 1D d'endommagement sur l'axe de révolution.

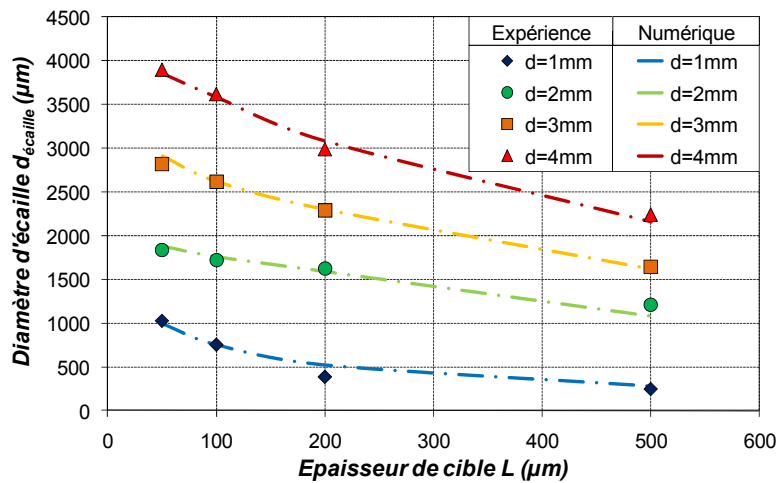


Figure 6.40 - Confrontation expérience/numérique du diamètre d'écaille pour différents diamètres d'impact laser d et épaisseurs de cible L (Laser : LULI100TW - $\Phi=0.6\text{TW}/\text{cm}^2$, $\tau=300\text{fs}$; Cibles : Aluminium)

Epaisseur de cible L (μm)	Epaisseur d'écaille $L_{\text{écaille}}$ (μm)		
	Expérimental	Numérique 1D	Numérique 2D
50	6.1	6.1	6.0
100	10.5	10.4	10.2
200	18.3	18.2	18.5
500	35.4	36.0	35.0

Tableau 6.3 - Comparaison expérience/numérique de diamètres d'écailles en régime ultra-bref (Laser : LULI100TW - $\Phi=0.6\text{TW}/\text{cm}^2$, $\tau=300\text{fs}$, $d=1\text{mm}$; Cibles : Aluminium)

6.5 - Bilan sur la prise en compte de l'aspect 2D

Cette étude du comportement sous choc généralisée en deux dimensions a permis de mettre en évidence l'influence des effets de bord sur l'écaillage par choc laser. Nous avons montré par le biais d'un modèle analytique basé sur la propagation géométrique des ondes de quelle manière la progression radiale des ondes issues des frontières du chargement peuvent altérer l'onde de choc 1D principale. De cette étude, complétée par une approche numérique 2D axisymétrique, nous avons pu classier les différents régimes de propagation et d'amortissement résultant des interférences 1D/2D, dépendant principalement de la configuration géométrique du problème, c'est-à-dire le rapport entre le diamètre de sollicitation et l'épaisseur de cible. On rencontre ainsi des cas allant de configurations quasi-1D, où les effets de bord restent en marge de l'axe de révolution, à des régimes où les ondes radiales perturbent totalement l'onde de choc 1D générant un amortissement supplémentaire associé à une dispersion sphérique de l'onde de compression.

Le régime de propagation a une influence sur l'onde de traction à l'origine de l'écaillage. L'analyse effectuée a mis en évidence que les effets de bords altèrent plus ou moins la répartition radiale des contraintes en fonction de leur progression. Dans les régimes quasi-1D, cette influence est limitée à la bordure de la répartition de traction, avec une élévation locale hors-axe de la contrainte suivie d'un gradient décroissant. Par contre pour des régimes bidimensionnels, on assiste à la création de nouveaux états de traction indépendamment de la réflexion de l'onde principale, notamment par une concentration des déformations radiales sur l'axe de révolution.

L'ensemble de ces phénomènes a été observé expérimentalement en régime nanoseconde, puis validé numériquement via la comparaison des résultats obtenus à la vitesse de surface libre expérimentale mesurée sur l'axe de révolution. Concernant l'endommagement dynamique, les effets de bords se traduisent sur les caractéristiques de l'écaillage formé, et en particulier sur son diamètre. Dans le cas de configurations fortement 2D, ces effets peuvent annuler l'écaillage suite à un fort amortissement couplé, mais activer de nouvelles zones d'endommagement. Aussi l'étude numérique associée a montré que le tracé des répartitions radiales des contraintes maximales permet de prédire les zones les plus fortement sollicitées, en accord avec les résultats post-mortem expérimentaux. Ce type de courbes s'est révélé être un outil très utile pour caractériser l'influence des effets de bords et le diamètre des zones endommagées. En outre, l'inversion de sa lecture permet d'accéder à une estimation de la contrainte seuil de rupture uniquement par la mesure du diamètre de la zone endommagée. Cette méthode alternative offre de nombreuses applications, comme par exemple dans le cadre du test d'adhérence par choc laser LASAT (LASer Shock Adhesion Test), où l'estimation d'un seuil d'adhésion pourrait être déduite de la mesure seule du diamètre de la zone de décohésion via l'utilisation d'un abaque issu de la répartition radiale des contraintes. Cette méthode permettrait d'alléger le procédé en s'affranchissant d'une mesure VISAR. Cette application est développée plus en détail dans le prochain chapitre dédié aux extensions du procédé LASAT.

Enfin, nous avons prolongé la validation des effets de bords dans le cas singulier du régime ultra-bref. L'utilisation de tirs laser avec des configurations géométriques quasi-1D différentes a montré que les effets de bords avaient un effet plus prononcé sur le diamètre d'écaillage. Ce résultat est non seulement causé par les effets de bords, mais aussi par une répartition spatiale initiale plus étalée. En outre l'évolution du diamètre d'écaillage

avec l'épaisseur est amplifiée par l'évolution de la contrainte seuil d'endommagement avec la vitesse de déformation. Les simulations 2D de chocs ultra-brefs donnent des résultats cohérents aux mesures expérimentales par visualisation transverse et post-mortem. Par analogie aux résultats du régime nanoseconde, l'utilisation de la répartition radiale des contraintes conjointement à la mesure du diamètre d'écaille permettrait de déduire le seuil d'endommagement à différentes vitesses de déformations. Cette technique pourrait être une solution particulièrement intéressante dans le cadre de l'exploration du régime ultra-dynamique. En effet, ce régime ne peut être atteint qu'avec des tirs sur cibles micrométriques et les diagnostics de mesure résolus en temps servant jusqu'à présent à déterminer ce seuil deviennent alors inutilisables en raison de leurs résolutions temporelles actuellement trop grandes devant la brièveté des phénomènes dans ce cas (Voir Chapitre 2). Cette technique demande toutefois une très bonne caractérisation de la sollicitation et n'apporte qu'une information sommaire de l'endommagement. La technique est donc perfectible et pourrait être améliorée expérimentalement par l'utilisation d'autres techniques telles que la micro-tomographie et numériquement par une étude de l'interaction laser-matière en 2D.

6.6 - Références bibliographiques du Chapitre 6 :

- [6.1] W.H. Zhu and M. Yoshida, « Spall strength of thin aluminum foils at ultra high strain rate », *J. Mat. Sc. Lett.* **21(20)** 1569, (2002).
- [6.2] M. Boustie and F. Cottet, « Experimental and numerical study of laser induced spallation into aluminum and copper targets », *J. Appl. Phys.*, **69(11)** p7533 (1991).
- [6.3] L. Tollier, R. Fabbro and E. Bartnicki, « Study of the laser-driven spallation process by the velocity interferometer system for any reflector interferometry technique. I. Laser-shock characterization », *J. Appl. Phys.*, **83(3)** 1231, (1998).
- [6.4] W. Chester, « The diffraction and reflection of shock waves », *Q. J. Mechanics Appl. Math.* **7** 57, (1954).
- [6.5] W. Heilig and O. Igra, "Shock waves in channels", in *"Handbook of Shock Waves"*, edited by G. Ben-Dor, O. Igra, T. Elperin, Vol.2, ISBN 012-086430-4, Chap.10 319 (2001).
- [6.6] C. Bolis, "Etude numérique et expérimentale de la séparation par choc bref d'interfaces de revêtements multi-couches. Application au test d'adhérence par choc laser", *Thèse de l'Université de Poitiers*, § IV.5 180, (2004).
- [6.7] M. Boustie, J.-P. Cuq-Lelandais, C. Bolis et al, "Study of damage phenomena induced by edge effects into materials under laser driven shocks", *J. Phys. D. : Appl. Phys.*, **40(22)** 7103, (2007).
- [6.8] L.V. Al'tshuler, S. B. Kormer, A. A. Bakanova et al, « The isentropic compressibility of aluminum, copper, lead and iron at high pressure », *Sov. Phys. JETP*, **11** 766 (1960).
- [6.9] M.D. Furnish, W.J. Trott, J. Mason et al, « Assessing mesoscale material response under shock & isentropic compression via high resolution line imaging VISAR », *Sandia National Laboratory Report*, SAND2003-3689, (2003).
- [6.10] J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie and T. de Rességuier, « Utilisation de la suite HYPERWORKS V 9.0 pour la modélisation de phénomènes de dynamique rapide avec RADIOSS », *Tutoriel du Bureau d'étude « Dynamique Rapide » de 3^e année, ENSMA*, (2009).
- [6.11] G.R. Johnson and W.H. Cook, « A constitutive model and data for metals subjected to large strain, high strain rates and high temperatures », in *proceedings of the 7th International symposium on ballistics, The Hague-The Netherlands*, 541, (1983).
- [6.12] Y. Fan, Y. Wang, S. Vukelic et al, « Wave solid interactions in laser-shock-induced deformation processes », *J. Appl. Phys.*, **98** 104904, (2005).

- [6.13] L. Tollier, « Caractérisation de chocs laser à éclairements modérés par interférométrie Doppler VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques », *Thèse de l'université de Poitiers*, (1996).
- [6.14] R.S Hixson, G.T. Gray, P.A. Rigg, « Dynamic damage investigations using triangular waves », *in proceedings of the APS - SCCM, American Institute of Physics*, 469, (2003).
- [6.15] B. Wattelier, J. Fuchs and J.P. Zou, « Correction adaptative de la chaîne 100TW en régime de tirs rapprochés », Rapport d'activités LULI 2000, 133, (2000).

Chapitre 7

Application des chocs ultra-brefs et 2D à la mesure d'adhérence de revêtements

Sommaire

7.1 - Introduction.....	21
7.2 - Principe de base du test d'adhérence par choc laser (LASAT-1D)	21
7.3 - LASAT-2DI ou L'exploitation du diamètre de décohesion	21
7.3.1 - Principe de mesure :.....	21
7.3.2 - Application de LASAT-2DI aux barrières thermiques.....	21
7.3.2.1 Présentation du système et modélisation numérique :.....	21
7.3.2.2 - Détermination de l'adhérence par simulation du diamètre d'écaillage.....	21
7.3.2.3 - Détermination de l'adhérence par analyse des répartitions de contraintes interfaciales :.....	21
7.3.3 - Bilan de l'extension LASAT-2DI.....	21
7.4 - LASAT-2Da : Décohesion en face avant par effets 2D.....	21
7.4.1 - Les configurations revêtement en face avant (« a »).....	21
7.4.2 - Premier essais de décohesion 2D face avant.....	21
7.4.2.1 - Configurations expérimentales testées.....	21
7.4.2.2 - Résultats post-mortem et interprétations.....	21
7.4.3 - Simulations 2D associées.....	21
7.4.3.1 - Simulations sans endommagement.....	21
7.4.3.2 - Simulations avec endommagement.....	21
7.4.4 - Bilan.....	21
7.5 - LASAT-FS : Adhérence des couches micrométriques.....	21
7.5.1 - Contexte et principe.....	21
7.5.2 - Configuration employée.....	21
7.5.3 - Résultats expérimentaux.....	21
7.5.3.1 - Décohesion en configuration bicouche.....	21
7.5.3.2 - Décohésions en configuration tri-couche.....	21

Chapitre 7 - Application des chocs ultra-brefs et 2D à la mesure d'adhérence de revêtements

7.5.4 - Approche numérique 1D.....	21
7.5.4.1 - Interaction laser-matière.....	21
7.5.4.2 - Propagation de l'onde dans le substrat en verre.....	21
7.5.4.3 - Mise sous tension des interfaces.....	21
7.5.5 - Bilan de l'extension LASAT-FS.....	21
7.6 - Synthèse des extensions du test LASAT.....	21
7.7 - Références bibliographiques du Chapitre 7.....	21

7.1 - Introduction

Au cours des études précédentes, nous avons caractérisé le comportement de matériaux métalliques soumis à un choc laser pour deux types de configurations :

- Le régime femtoseconde, générant des ondes de choc de durées ultra-brèves et donnant des écailles de taille micrométriques.
- Le régime bidimensionnel, lorsque le diamètre de sollicitation du laser est inférieur à 5 fois l'épaisseur de la cible. Les effets de bords associés altèrent la propagation des ondes de choc et le diamètre d'écaille. Aussi, ils donnent lieu à de nouveaux états de traction non présents en configuration 1D.

Dans ce dernier chapitre, nous allons mettre les spécificités de chacun de ces régimes au service du test d'adhérence de revêtements par choc laser LASAT (LASer Shock Adhesion Test). A la base, le projet est le fruit d'une collaboration tripartite entre l'institut P', le PIMM des Arts et Métiers et le Centre des Matériaux des Mines ParisTech depuis le début des années 2000 [7.1][7.2]. LASAT est dédié au développement de procédés industrialisables et innovants pour tester l'adhérence dynamique des revêtements en utilisant les techniques de mise en traction par choc laser (écaillage multicouche). Le principal attrait de cette technique vis-à-vis de techniques conventionnelles (plot-collé, bulge-test,... etc. [7.3]) est l'absence de contact mécanique avec l'échantillon, la sollicitation étant réalisée à l'aide du laser de puissance. Le test a d'ores et déjà montré son efficacité en utilisant des lasers nanoseconde sur des systèmes bi-matériaux (substrat/revêtement) principalement métalliques [7.4]. Toutefois, le système dans une telle configuration possède des limites freinant son développement industriel, tel que la nécessité de cibles d'épaisseurs modérées (quelques mm), une gamme d'épaisseurs de revêtements limitée (10-100 μ m) et la présence de diagnostics de caractérisation lourds (VISAR).

Cette étude s'inscrit donc dans une optique d'extension du test à de nouvelles gammes d'épaisseurs de revêtement, ce qui peut être obtenu en changeant les échelles spatio-temporelles caractéristiques de la sollicitation. Par exemple, en réduisant la durée du laser vers le régime ultra-bref, on peut alors espérer pouvoir tester l'adhérence de couches d'épaisseur micrométrique au vu des résultats obtenus pour l'endommagement mono-matériau ultra-bref. On s'intéressera aussi à l'allègement du diagnostic au profit d'une exploitation plus poussée de données directement observables tel que le diamètre de la zone endommagée, à rapprocher du diamètre d'écaille discuté dans le Chapitre 6.

Ainsi, après avoir présenté la configuration de base du procédé LASAT, nous développerons trois extensions originales du test sur la base des deux régimes étudiés dans cette thèse. Ces variantes visent d'une part à simplifier la mise en oeuvre du procédé, et d'autre part à étendre son spectre d'utilisation afin de promouvoir son potentiel d'application industrielle. Pour chacune d'elles, des résultats expérimentaux seront confrontés à des modèles numériques. Dans la mesure du possible, les essais ont été réalisés sur des systèmes substrat/revêtement à vocations industrielles telles que des barrières thermiques utilisées dans l'élaboration d'aubes de turbines de réacteurs (SNECMA), ou encore des assemblages de couches micrométriques semi-conductrice constituant une cellule photovoltaïque (EDF).

7.2 - Principe de base du test d'adhérence par choc laser (LASAT-1D)

Le principe du test dans sa configuration standard, que nous nommerons dans cette thèse « LASAT-1D ^v », consiste à irradier avec un laser impulsif nanoseconde une cible constituée d'un substrat et d'un revêtement, le revêtement se trouvant du côté de la surface libre (Voir Figure 7.1). L'onde de choc est générée suite à l'irradiation dans le substrat par principe d'action/réaction à la détente du plasma induit. Le choc traverse l'épaisseur de l'échantillon et se réfléchit à sa surface libre côté revêtement en faisceau de détente. On obtient alors une situation équivalente au phénomène d'écaillage dans une cible mono-matériau. Dans le cas du système multicouche, il est possible de mettre sous tension l'interface substrat/revêtement et à provoquer la rupture, en fonction de l'amplitude de l'onde de traction réfléchie.

Dans sa configuration classique, la procédure de détermination d'un seuil d'adhérence s'opère en effectuant une série d'essais à flux laser croissant sur une configuration de cible donnée (Figure 7.2). A chaque flux correspond une amplitude de traction à l'interface croissante elle aussi. De cette manière, il est possible d'encadrer un flux seuil d'adhérence qui correspond à l'intensité minimale nécessaire pour provoquer la décohésion de l'interface. La détection de la décohésion ou non est suivie de deux manières : en temps réel par la mesure VISAR de la vitesse de surface libre, et post-mortem avec l'investigation en coupe axiale des échantillons. La décohésion du revêtement peut être identifiée par un changement de comportement sur le signal VISAR de manière analogue à l'écaillage et confirmée sur les vues en coupe. Cette approche purement expérimentale permet d'obtenir un seuil d'adhérence qualitatif en flux laser.

L'obtention d'un seuil quantitatif en contrainte passe par une étude numérique parallèle. Seule la bonne reproduction des résultats expérimentaux par comparaison des observables permet de déduire l'histoire de la contrainte subie par l'interface et donc le seuil de rupture de cette dernière. L'exemple proposé sur la Figure 7.2, l'étude de l'adhérence Cuivre/nickel issu des travaux de thèse de C. Bolis [7.5], donne une vue d'ensemble de la procédure de détermination des seuils d'adhérence qualitatifs et quantitatifs.

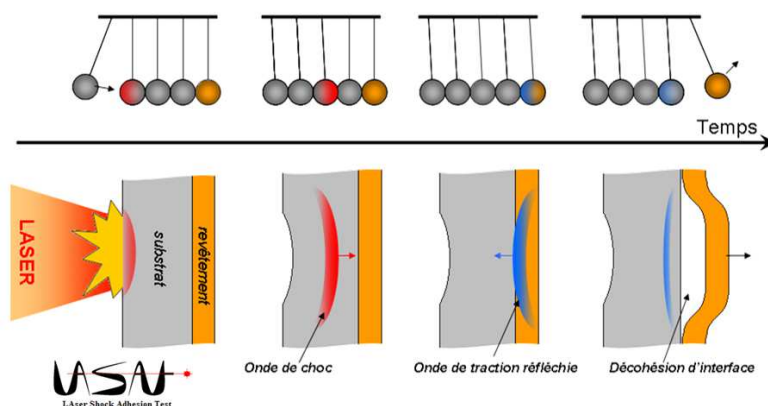


Figure 7.1 - Illustration du principe de base du test d'adhérence par choc laser LASAT dans sa configuration classique (LASAT-1D)

^v Le suffixe « 1D » réfère au principe et l'exploitation du test basés sur la théorie des chocs 1D

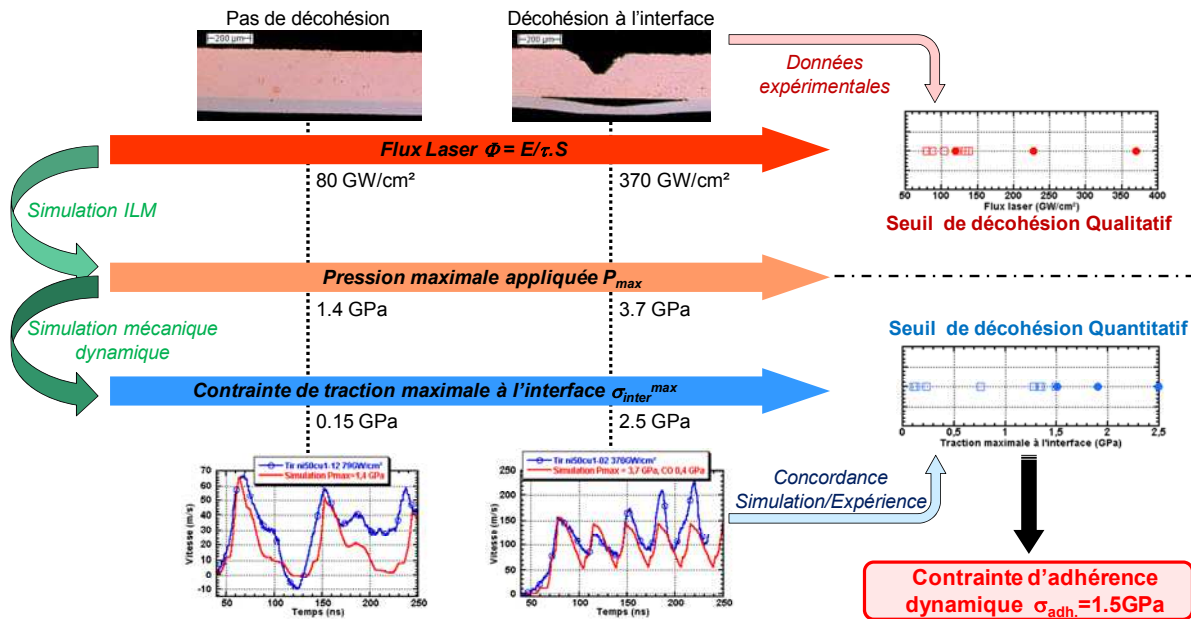


Figure 7.2 - Détermination de la contrainte seuil d'adhérence par le procédé LASAT (Exemple : Système substrat Cuivre/dépôt Nickel électrolytique [7.5])

Le test LASAT-1D présente de nombreux avantages, tel que l'absence de contact mécanique direct avec l'échantillon, ou l'utilisation de lasers rendant la mesure reproductible et potentiellement industrialisable. Toutefois, la méthode comporte aussi des défauts. Parmi eux, on citera notamment l'utilisation du VISAR alourdissant fortement l'utilisation du test ; l'épaisseur des cibles limitées au millimètre pour des raisons d'amortissement des ondes de choc ; une gamme d'épaisseurs de revêtement restreinte de quelques dizaines à quelques centaines de microns...etc. L'ensemble des avantages et inconvénients de la méthode classique est listée sur le Tableau 7.1.

Avantages du test LASAT-1D		Inconvénients du test LASAT-1D	
☺ ☺ ☺	- Sans contact mécanique direct	- Echantillons contraints à une épaisseur millimétrique	☹
	- Utilisation d'un laser = possibilité de test à cadence rapide → implémentations en chaîne industrielle.	- Nécessité d'une mesure en temps réel pour détecter la décohésion	☹
☺ ☺	- Utilisation du seuil en flux comme test binaire de qualité (Décohésion ⇔ pièce défectueuse, sinon pièce déclarée saine)	- Passage de la compression à l'interface avant la traction → Modification des propriétés d'adhérence?	☹
	- Procédé automatisable	- Fracturation hors interface	☹
☺ ☺	- Reproductibilité du test pour une source laser donnée	- Revêtements d'épaisseur limitée (20-200µm)	
	- Test localisé sur quelques mm² → réalisable sur une zone marginale de la pièce testée	- Substrat non transparent pour l'ILM.	
☺	- Test réalisable en condition extrêmes (à chaud, environnement hostile ... etc)	- Nécessite des surfaces et interfaces planes	
	- Hauts niveaux de traction à l'interface	- Interprétation difficile pour des systèmes multi-revêtements	☹
	- Mesure d'une adhérence dynamique	- Connaissance des propriétés dynamiques des constituants nécessaire	

Tableau 7.1 - Liste des qualités et défauts du test d'adhérence LASAT-1D

C'est dans l'optique de pallier ces inconvénients que de nouvelles versions ont été développées. Ces variantes, au nombre de 3 se basent sur l'ensemble des concepts développés tout au long de l'étude mono-matériau :

- **LASAT-2Dl** : La technique, basée sur l'étude des effets de bords latéraux « 2Dl », consiste à exploiter le diamètre de la zone endommagée. Cette mesure, en conjonction avec la simulation numérique 2D permet de remonter à l'adhérence. Pour cela, on adapte aux interfaces la méthode des répartitions de contraintes maximales à la base développée pour déterminer le seuil d'endommagement d'un matériau massif à partir du diamètre d'écaillage (Voir Chapitre 6, § 4.2.4). L'objectif de cette méthode est double et vise l'allègement du test : il s'agit d'une part de s'affranchir de la mesure VISAR pour privilégier l'observation directe, mais aussi déterminer l'adhérence en un seul tir.
- **LASAT-2Da** : Cette méthode a pour but de concevoir une mesure indépendante de l'épaisseur du substrat, ce qui présente un grand intérêt pour l'industrie où les pièces sont rarement adaptées aux contraintes d'épaisseur inhérentes à LASAT-1D. La restriction de l'épaisseur étant causée par la nécessité d'une surface libre pour générer de la traction, l'idée dans cette variante est de se placer dans une configuration de tir côté revêtement et favorable aux effets de bords, qui permettent d'obtenir des états de traction du côté de la face irradiée, notamment les effets 2D axiaux (« 2Da »). En outre cette méthode pourrait s'adapter aux revêtements épais (>200µm).
- **LASAT-FS** : Cette dernière extension, basée sur les résultats du régime ultra-bref, consiste à transposer la méthode LASAT-1D à une source femtoseconde. De cette manière, il est possible de solliciter des interfaces de revêtements ultra-minces, de l'ordre du micromètre. Cette méthode présente aussi un fort enjeu industriel puisque les revêtements micrométriques sont très répandus (optique, électronique ...) et peu de tests fiables potentiellement automatisables existent pour les caractériser à l'heure actuelle.

7.3 - LASAT-2Dl ou L'exploitation du diamètre de décohésion

7.3.1 - Principe de mesure

L'objectif de cette version du test LASAT est de se servir des effets de bords sur les systèmes revêtus afin de pouvoir déterminer l'adhérence à l'interface substrat/revêtement par mesure. Comme nous l'avons montré au cours du Chapitre 6, un des indices caractéristiques de la propagation des effets de bords réside dans la répartition spatiale de l'endommagement produit qui s'apparente au diamètre de l'écaillage produite.

La détermination de l'adhérence dans la configuration LASAT-2Dl consiste à réaliser une série de tirs à flux laser croissant sur un système substrat/revêtement dont la géométrie est fixée. Tout comme LASAT-1D on détecte par investigation post-mortem la présence ou non d'une décohésion. La différenciation avec la méthode classique se fait avec la mesure du diamètre de la fissure dans le cas d'une rupture d'interface.

La contrainte d'adhérence de l'interface est déduite de la reproduction de ce diamètre de décohésion par simulation de la propagation des chocs 2D, notamment en utilisant une analyse de la répartition radiale des contraintes maximales vues par l'interface. De cette manière, il est possible de s'affranchir de la mesure VISAR. En

revanche, cette approche donne une importance cruciale à la modélisation numérique. Elle implique une connaissance accrue des conditions de tir (répartitions spatio-temporelle du chargement) et des propriétés mécaniques des constituants.

7.3.2 - Application de LASAT-2DI aux barrières thermiques

Cette approche a été mise en pratique en effectuant des essais avec le démonstrateur LASAT du PIMM sur un système industriel de Barrières Thermiques (BT) élaboré par SNECMA. De tels revêtements sont utilisés pour la protection des superalliages constituant les aubes de turbines des réacteurs.

Ce système représente un cas « idéal » pour cette étude puisque la décohésion du revêtement forme une tache blanche visible à l'œil nu sur la surface du dépôt équivalent à la zone de décohésion interfaciale [7.6]. Cette particularité nous évite une investigation en coupe de l'échantillon.

7.3.2.1 Présentation du système et modélisation numérique

Les BT étudiées ici sont constituées de l'empilement suivant énumérées de la face irradiée à la surface libre (Voir Figure 7.3) :

- Un substrat en superalliage monocristallin base nickel « AM1 » ($L_1 = 1800\mu\text{m}$) ;
- Une sous-couche en AM1 ($L_2 = 50\mu\text{m}$)
- Un revêtement céramique de zircone, déposé par méthode EB-PVD (Dépôt en Phase Vapeur) donnant une microstructure colonnaire. Son épaisseur est de $L_3 = 150\mu\text{m}$.

Concernant la simulation numérique, nous avons opté pour une simulation 2D axisymétrique avec RADIOSS. Le système étudié a été simplifié en trois parties modélisées par des lois hydrodynamiques couplées à une loi de comportement élasto-plastique parfaite (cf. Figure 7.4(a)), excepté pour le revêtement en zircone supposé élastique. Les paramètres pour chaque constituant sont énumérés dans l'Annexe D. Comme le montre la Figure 7.3, il a été observé expérimentalement que la rupture se produit entre la sous-couche le revêtement. Nous avons donc ajouté à cette zone un critère de rupture de type « Cut-off » dans la zone d'interface dont l'épaisseur est de $1\mu\text{m}$.

Le chargement temporel utilisé est un profil normalisé correspondant à une impulsion PIMM confiné eau (Figure 7.4(b)). Le diamètre d'impact laser appliqué est celui ayant servi lors des expériences soit, $D = 2.4\text{mm}$, avec une répartition spatiale décrite sur la Figure 7.4(c). L'épaisseur totale de la cible étant de $L = 2\text{mm}$, le rapport de configuration géométrique dans ce cas est de $L/d = 0,83$.

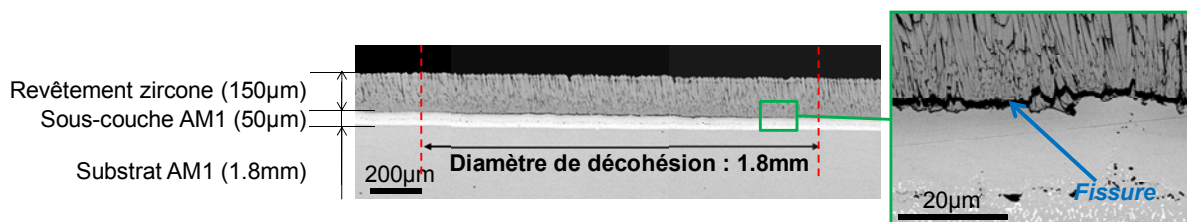


Figure 7.3 - Observation en coupe d'une barrière thermique soumise à un choc laser côté substrat (Echantillon de la série X66-93E - Laser : LASAT : $d = 2.4\text{mm}$ - $\tau = 10\text{ns}$ - $\Phi = 2\text{GW}/\text{cm}^2$)

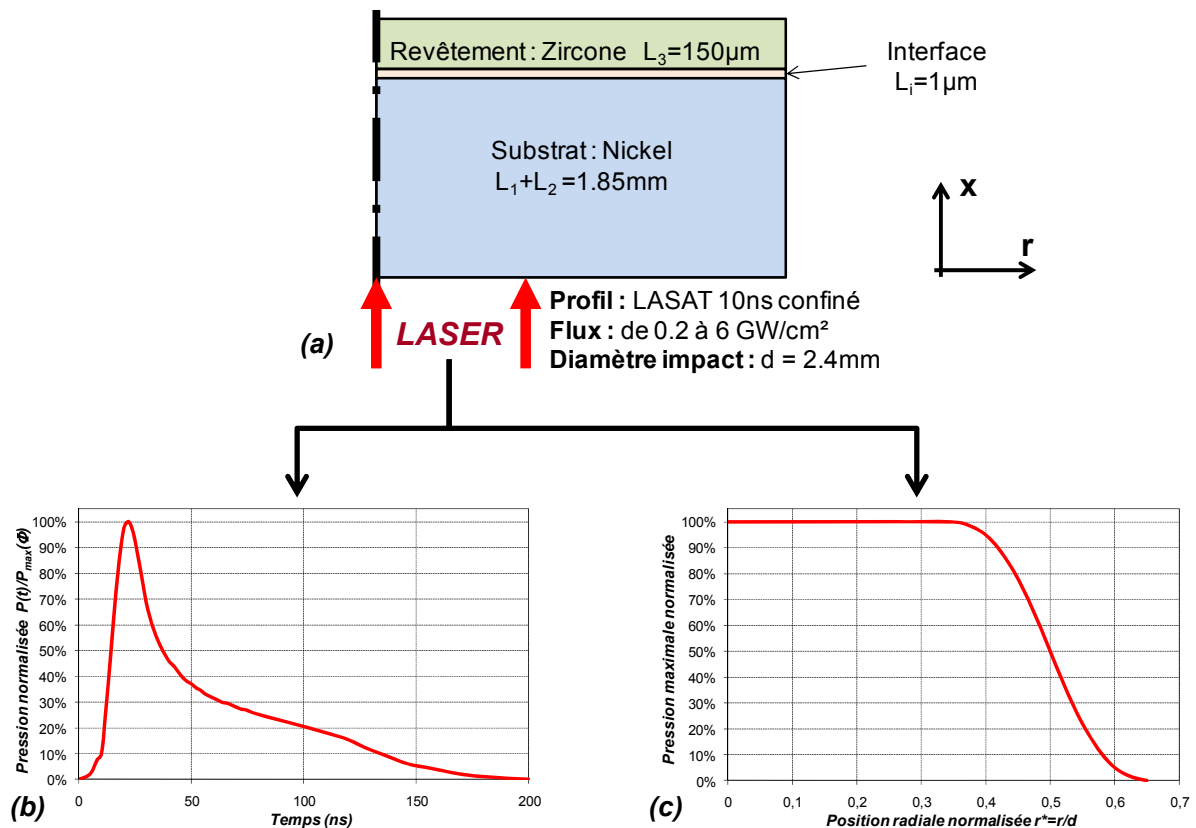


Figure 7.4 - Schéma de la modélisation numérique avec RADIOSS du procédé LASAT-2DI appliqué au système BT EB-PVD

La gamme de flux de l'étude est comprise entre 0.2 et 6 GW/cm². La correspondance entre flux et pression maximale sur la face avant est décrite par l'Équation 7.1 spécifique à l'ILM en régime confiné [7.7].

$$P_{\max}(\Phi)[GPa] = 0.01 \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 3}} \cdot \sqrt{Z[g.cm^{-2}.s^{-1}]} \cdot \Phi[GW/cm^2] \quad \text{Équation 7.1}$$

$$Z = 2 \frac{Z_{\text{cible}} \cdot Z_{\text{confinement}}}{Z_{\text{cible}} + Z_{\text{confinement}}} \quad \text{Équation 7.2}$$

Z représente l'impédance réduite et s'exprime à l'aide des impédances relatives au milieu de confinement et de la cible (Équation 7.2), dans notre cas respectivement de l'eau et du nickel. a représente l'efficacité du rendement de l'ILM dans ce régime.

7.3.2.2 - Détermination de l'adhérence par simulation du diamètre d'écaille

Les cartographies de la Figure 7.5 représentent l'évolution des pressions à différents instants pour une simulation de choc laser sur BT avec un flux de 5,2 GW/cm² et une contrainte de rupture interfaciale de 1kbar.

Dans un premier temps, nous pouvons voir l'onde de compression se former du côté de la face irradiée par le laser (a), puis se propager en profondeur dans le substrat. Les effets de bord latéraux apparaissent dès la formation du choc et se propagent sphériquement (1 sur la Figure 7.5(b)). Les détentes latérales se rejoignent sur l'axe central et forment la poche de traction axiale (2 sur la Figure 7.5(b)).

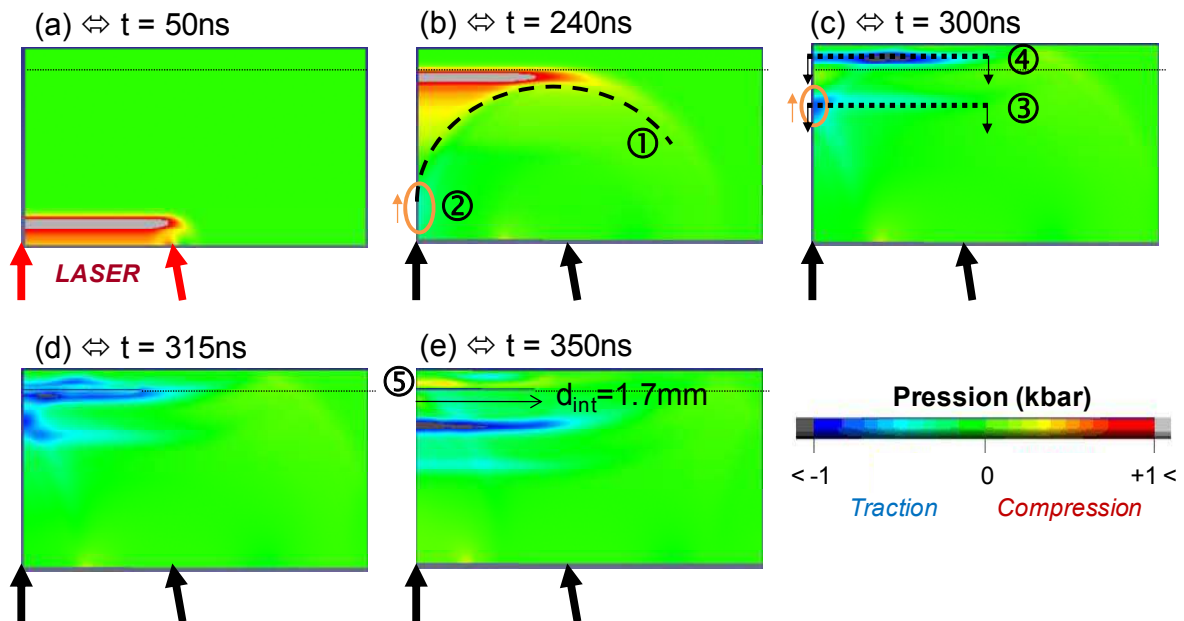


Figure 7.5 - Cartographie des pressions à différents instants.
(Cible : BT L=2mm - Seuil de décohesion : 0.75kbar ; Laser LASAT : $\Phi = 2 \text{ GW/cm}^2$ - d=2.4mm)

Lorsque l'onde principale atteint l'interface (en pointillés), une partie est réfléchiée en onde de traction (3 sur la Figure 7.5(c)), l'autre est transmise vers le revêtement et se réfléchi à son tour en onde de traction (4 sur la Figure 7.5(c)). Cette dernière traversant l'interface provoque sa rupture (d). Une partie de cette onde est retransmise au substrat, l'autre reste piégée dans le revêtement décollé sur une zone correspondant au diamètre d'écaille numérique (5 sur la Figure 7.5(e)).

A partir de simulations à différents flux, nous avons relevé le diamètre de la fissure associé à différents seuils de rupture de l'interface. L'ensemble des données forme un réseau de courbes (Diamètre de décohesion/Flux) paramétré en contraintes d'adhérence représenté sur la Figure 7.6. On retrouve ici la progression du diamètre de type logarithmique en accord avec les analyses sur matériaux massifs. Ce réseau constitue alors un abaque permettant une comparaison directe aux mesures de diamètres expérimentaux.

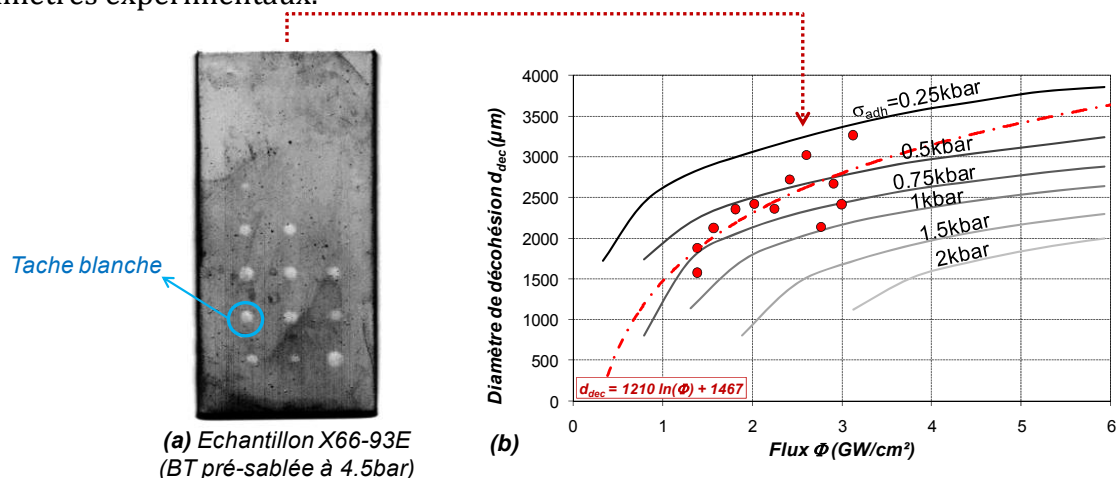


Figure 7.6 - (a) \Leftrightarrow Vue côté revêtement des zones de décohesion d'un échantillon BT sablé à 4.5bar, tirs à différents flux ; (b) \Leftrightarrow Comparaison expérience/numérique de l'évolution du diamètre d'écaille en fonction du flux dans le cas de la BT L=2mm (courbes grises \Leftrightarrow résultats numériques à différents seuils d'adhérence ; Points rouges \Leftrightarrow Echantillon BT, diamètres mesurés depuis (a))

Nous avons superposé aux résultats numériques des mesures de taches blanches issues de séries d'expériences effectuées sur des échantillons de barrières thermiques sous forme de plaques. La série de points représentés sur la Figure 7.6 correspondent à un échantillon ayant subi un sablage sur la sous-couche avant le dépôt du revêtement. Une série de tirs à flux croissant à été réalisée dans le but de déterminer et d'encadrer le flux correspondant au seuil de rupture détecté par l'apparition de la première tache blanche.

Les points expérimentaux présentent une certaine dispersion, attribuée à une différence de propriétés suivant que l'on se situe au centre ou en bordure de la plaque testée. Par exemple, la série avec sablage présente des extrema ponctuels d'adhérence de 0.3 à 1kbar. Nous pouvons néanmoins observer une tendance du diamètre d'écaillage croissante en fonction du flux. Il est donc possible d'estimer à l'aide d'une interpolation logarithmique que la contrainte d'adhérence moyenne se situe entre 0.4 et 0.7 kbar.

7.3.2.3 - Détermination de l'adhérence par analyse des répartitions de contraintes interfaciales

Nous allons à présent chercher à déterminer l'adhérence en se servant de répartition des contraintes axiales maximales en fonction de l'écart à l'axe à l'interface. La Figure 7.7(a) présente les répartitions relevées pour différents flux pour des simulations sans endommagement.

La répartition radiale des contraintes maximales correspond à une configuration mixte en dessous du rapport géométrique critique, estimé à 1 pour le système BT dans cette gamme de flux. En effet, nous pouvons observer une surcontrainte correspondant à de la traction mixte latérale proche de l'axe central.

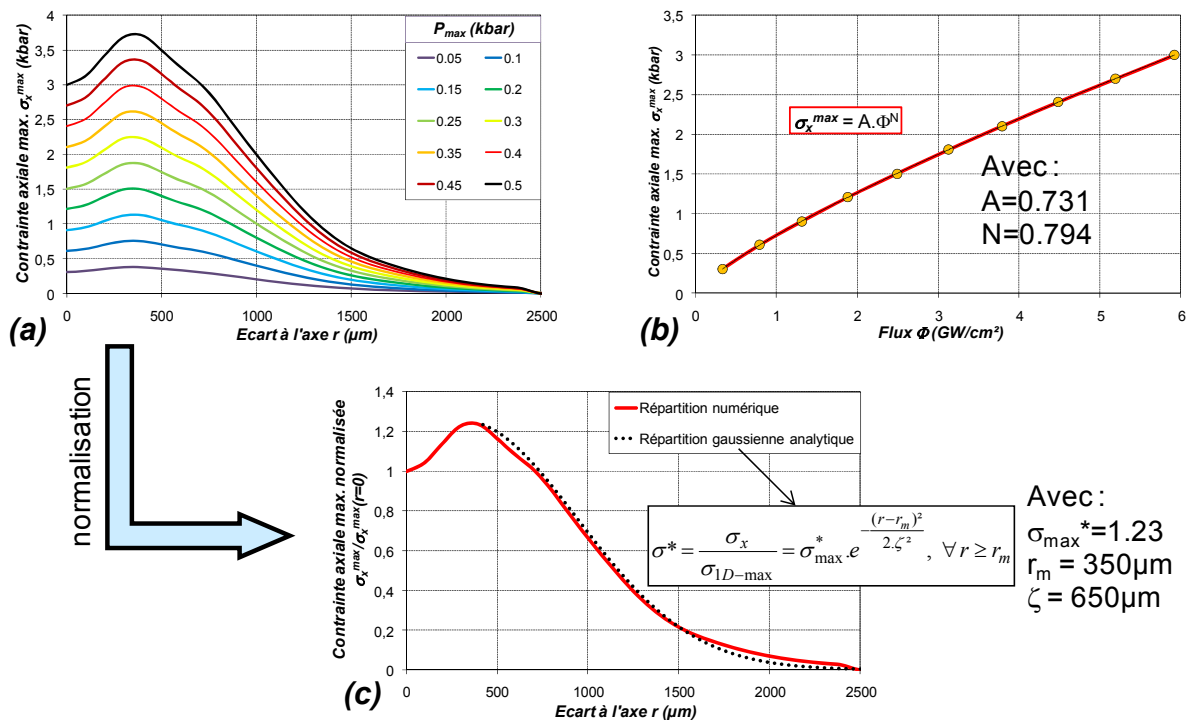


Figure 7.7 - Relevé des répartitions radiales des contraintes axiales maximales à l'interface (Cible : BT L=2mm sans endommagement ; Laser LASAT : d=2.4mm)

- (a) \Leftrightarrow Répartitions radiales pour différents flux Φ
- (b) \Leftrightarrow Evolution de la contrainte maximale sur l'axe de révolution ($r=0$) en fonction du flux Φ
- (c) \Leftrightarrow Répartition radiale des contraintes maximales normalisée et interpolation gaussienne

Nous pouvons aussi remarquer que le réseau tracé suit bien une loi de similitude. Dans ce cas, il s'avère pratique de travailler avec une seule répartition normalisée par la contrainte maximale sur l'axe central (Figure 7.7(b)) et une courbe interpolée permettant de donner le facteur de normalisation pour un flux quelconque (Figure 7.7(c)). Dans ce cas, l'interpolation suit une loi puissance. La répartition normalisée est composée d'un gradient assimilable à une gaussienne, que l'on peut interpoler à l'aide de la fonction déterminée dans le Chapitre 6, § 4.3.2 (Equation 6.17).

Comme nous l'avons montré dans le Chapitre 6, la connaissance de la répartition radiale des contraintes maximales en traction dans une configuration donnée permet de mettre en relation directe le diamètre d'écaille avec la contrainte de rupture. Ainsi, en appliquant cette correspondance directe aux systèmes revêtus : un seul diamètre de décohesion interfacial mesuré expérimentalement est suffisant pour déterminer la contrainte d'adhérence recherchée connaissant la répartition des contraintes radiales. Ce principe constitue à lui seul une avancée importante dans l'allègement du dispositif car implique un seul tir et sans avoir à utiliser une mesure VISAR.

La Figure 7.8(a) montre un exemple de détermination de la contrainte à rupture à l'aide d'un seul tir sur l'échantillon X66-93 E (sablage à 4.5bar). La contrainte seuil trouvée est de 0.6kbar, ce qui est cohérent avec l'approche par mesure du diamètre d'écaille. On notera toutefois que cette approche graphique est peu précise puisque la mesure est manuelle, et elle s'avère laborieuse pour un grand nombre d'essais. Dans l'optique d'une automatisation de ce procédé, on peut s'aider de l'interpolation gaussienne de la répartition normalisée qui permet d'obtenir une formule directe liant le flux, le diamètre de décohesion et la contrainte d'adhérence (Équation 7.3) :

$$\sigma_{adh} = A \cdot \Phi^N \cdot \sigma_{max}^* \cdot e^{-\frac{(d_{dec} - 2r_m)^2}{8 \cdot \zeta^2}} \quad \text{Équation 7.3}$$

Nous avons appliqué cette relation pour l'ensemble des tirs présentés sur la Figure 7.6. On obtient alors un nuage de points Flux/contrainte d'adhérence dont l'analyse permet de déterminer une valeur moyenne du seuil de 0.62kbar avec un écart-type de 0.21kbar, confirmant une dispersion relative de la contrainte d'adhérence en fonction de la position à laquelle a été effectué le tir.

Les résultats obtenus par interprétation de la répartition des contraintes sont similaires à l'approche précédente consistant à mesurer le diamètre de la zone fracturée numériquement, mais on peut noter qu'une seule série de n simulations à flux croissant a suffi, contre m séries de n simulations (n flux et m contraintes à rupture interfaciale).

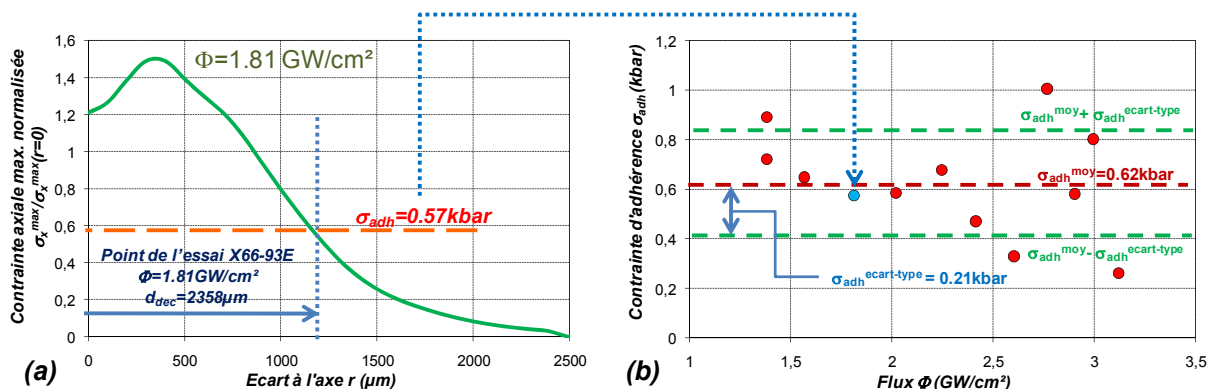


Figure 7.8 - Détermination de la contrainte d'adhérence à l'aide de la répartition des contraintes maximales numérique et du diamètre de décohesion expérimental (a) ; Résultats obtenus pour l'ensemble de la série X66-93E (b)

7.3.3 - Bilan de l'extension LASAT-2DI

L'extension LASAT-2DI, basée sur l'étude du diamètre de décohésion constitue une application utilisant les effets de bords et permet de déterminer la contrainte de décohésion d'un système à l'aide de la simulation numérique. Cette solution est très avantageuse dans l'optique de l'allègement de la mise en œuvre du test qui ne nécessite qu'un seul tir laser et permet de s'affranchir du VISAR.

En effet, le tracé des répartitions transversales des contraintes maximales en traction donne une solution graphique simple à utiliser. De plus, il est possible de généraliser ce type de diagrammes à l'aide des propriétés de similitude, notamment en termes de flux. De manière concrète, pour des paramètres d'essai fixés, un diamètre d'écaille plus grand implique une contrainte de rupture plus faible et inversement. L'utilisation de ce type de méthode pourrait permettre de réaliser dans le contexte de la production un contrôle de qualité de revêtements par comparaison à un échantillon de référence.

Concernant les résultats expérimentaux sur la barrière thermique. On notera une dispersion non négligeable des points expérimentaux. Il serait donc intéressant de travailler à l'avenir à flux fixe pour étudier la reproductibilité de l'essai.

Toutefois, l'inconvénient majeur de la technique réside dans la détection du diamètre de décohésion. Si cette mesure est relativement aisée pour les systèmes BT où la décohésion est marquée par une tache blanche, elle devient plus délicate dans d'autres cas. Néanmoins, cette mesure pourrait être obtenue par une incorporation au test d'un diagnostic de Contrôle Non Destructif, tel qu'une détection de défauts par ultrasons [7.8].

7.4 - LASAT-2Da : Décohésion en face avant par effets 2D

7.4.1 - Les configurations revêtement en face avant (« a »)

Le procédé LASAT classique nécessite l'utilisation d'échantillons dont l'épaisseur totale ne doit pas dépasser le millimètre. Cette contrainte forte découle du mode de génération de la traction par réflexion sur une surface libre. Ainsi, l'épaisseur de propagation du choc est limitée par l'amortissement du choc, pilotée par la durée du choc et les effets de bord. Dans ce contexte, l'implémentation industrielle du test LASAT pour le test de pièces revêtues est fortement limitée.

Le contournement de cette limitation implique de modifier le processus mécanique classique du test, soit être capable de générer une onde de traction sans utiliser la moindre surface libre. Une première solution développée par C. Bolis [7.5] consiste à effectuer le tir laser côté revêtement et se servir des réflexions d'ondes à l'interface revêtement/substrat, piloté par le rapport d'impédance acoustique entre les deux milieux (Voir Figure 7.9). La faisabilité de cette méthode, que nous nommerons « LASAT-1Da », a été démontrée expérimentalement sur des cibles Ni/Cu mais n'est applicable que pour un revêtement d'impédance plus grande que celle du substrat.

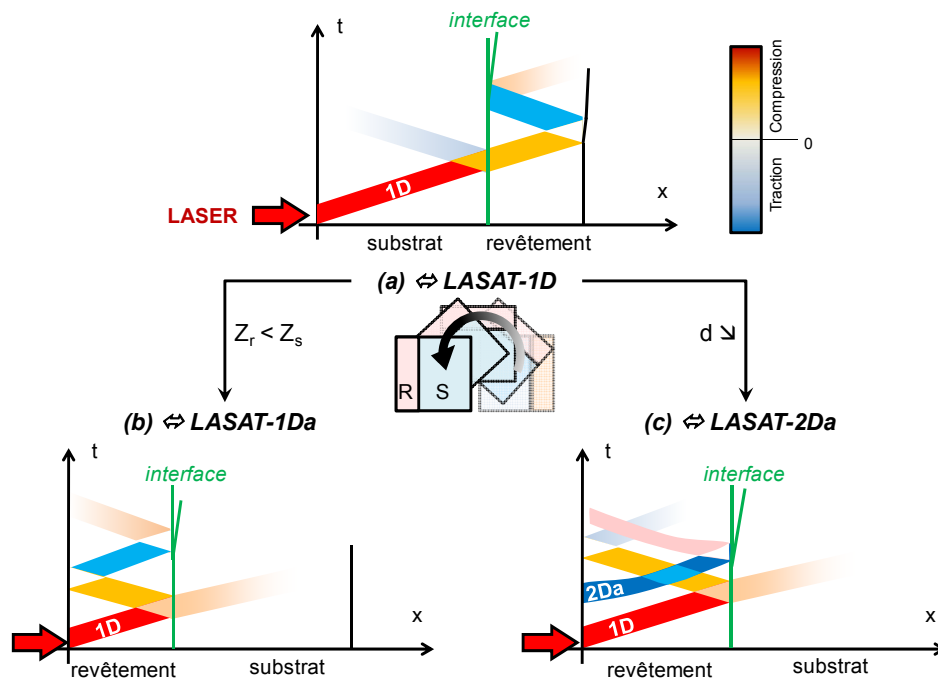


Figure 7.9 - LASAT en configuration conventionnelle (Tir côté substrat) (a) et en configurations « inversées » (Tir côté revêtement) : LASAT-1Da (b) et LASAT 2DI (c)

Nous allons développer ici une autre méthode alternative qui se base sur l'utilisation des effets de bord 2D axiaux. Comme nous l'avons vu au Chapitre 6, la propagation 2D d'une onde de choc induit des détente radiales qui se rencontrent au niveau de l'axe de révolution du chargement, donnant une poche de traction qui se propage derrière l'onde de choc principale. Cette configuration permet donc de générer une onde de traction indépendamment d'une surface libre, mais aussi quelque soit le rapport d'impédance entre revêtement et substrat.

7.4.2 - Premier essais de décohéation 2D face avant

7.4.2.1 - Configurations expérimentales testées

Afin de démontrer la possibilité de réaliser une décohéation d'interface par effets de bord, nous avons réalisé sur l'installation Alisé du CEA-CESTA des essais de tirs côté revêtements en faisant varier le diamètre d'impact laser, principal paramètre conditionnant l'amplitude de la traction 2D axiale. Nous avons aussi testé l'effet d'un changement d'épaisseur de revêtement L_r (Voir Figure 7.10 et Tableau 7.2).

Les diamètres de tir ont été choisis de manière à correspondre aux configurations de cibles massives présentées dans le Chapitre 6 ($L=2\text{mm}$; $d=1$ ou 4mm). La configuration $d=1\text{mm}$ favorise les effets 2Da et offre la possibilité d'une décohéation interfaciale (\Leftrightarrow tirs n°1 et 2). Au contraire, les cas $d=4\text{mm}$ inhibent ces effets et sont destinés à servir de contre-démonstration.

Les essais ont été réalisés sur des cibles épaisses ($L=5\text{mm}$) constituées d'un substrat en aluminium recouvert d'un revêtement d'aluminium afin de s'affranchir des effets de désadaptation d'impédance à l'interface revêtement/substrat. Le revêtement est réalisé par la technique de projection « Cold Spray » développé par le Centre des Matériaux des Mines de Paris [7.9].

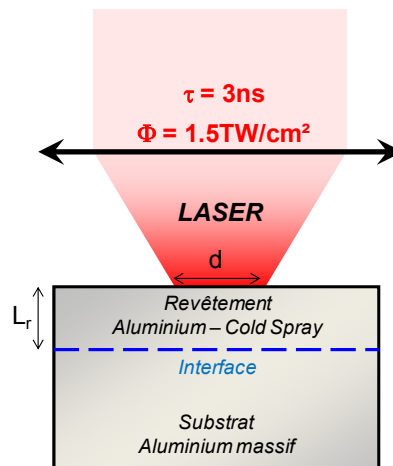


Figure 7.10 - Schéma général des essais LASAT-2Da réalisés

n° de Tir	Système (R/S)	L_r (μm)	Φ (TW/cm^2)	τ (ns)	d (mm)	$R_g=L_r/d$ (Classe)
1	Al/Al	400	2	3	1	0.4 (Mixte)
2	Al/Al	700	2	3	1	0.7 (Quasi-2D)
3	Al/Al	400	2	3	4	0.1 (Quasi-1D)
4	Al/Al	700	2	3	4	0.175 (Quasi-1D)

Tableau 7.2 - Tableau récapitulatif des conditions de tir des essais LASAT-2Da

7.4.2.2 - Résultats post-mortem et interprétations

Suite aux essais, nous avons réalisé une observation post-mortem des tirs avec pour chaque échantillon une vue générale de la face irradiée et une vue en coupe axiale. La Figure 7.11 présente une synthèse de ces observations pour les tirs n°1 et 2 et la Figure 7.12 pour le tir n°3.

Tir n°1 : Le faciès du cratère est constitué de 2 marches concentriques, une forme singulière par comparaison des cratères habituellement observés en régime nanoseconde (Voir l'exemple présenté au Chapitre 1). La première marche présente des structures mouvementées caractéristiques d'une fusion superficielle causées par l'interaction laser-matière, les petits trous matérialisant des traces d'ébullition. Le second palier possède une morphologie différente avec des arêtes saillantes et bien définies. Cette zone correspond à de l'endommagement à l'état solide. La vue en coupe axiale permet de confirmer ces observations : la seconde marche se situe au niveau de l'interface et se prolonge sous la forme d'une fissure le long de cette dernière. Le diamètre de la fracture est de 2.55mm, soit près de 2.5 fois le diamètre d'impact laser.

Tir n°2 : La morphologie du cratère est similaire au tir n°1. La première marche est identique au tir n°1, tant dans ses dimensions que dans son apparence, confirmant qu'elle caractérise uniquement les effets liés à l'ILM. En revanche, la deuxième marche a un diamètre plus étroit, donnant l'apparence d'un puits. L'intérieur du puits est rempli de morceaux de revêtements endommagés. Le fond correspond à l'interface où on trouve aussi une prolongation en fissure. Toutefois son diamètre est plus faible que pour le tir n°1 (707 μm) et son ouverture est moins marquée. On observe aussi des zones isolées d'endommagement latérales dans le substrat.

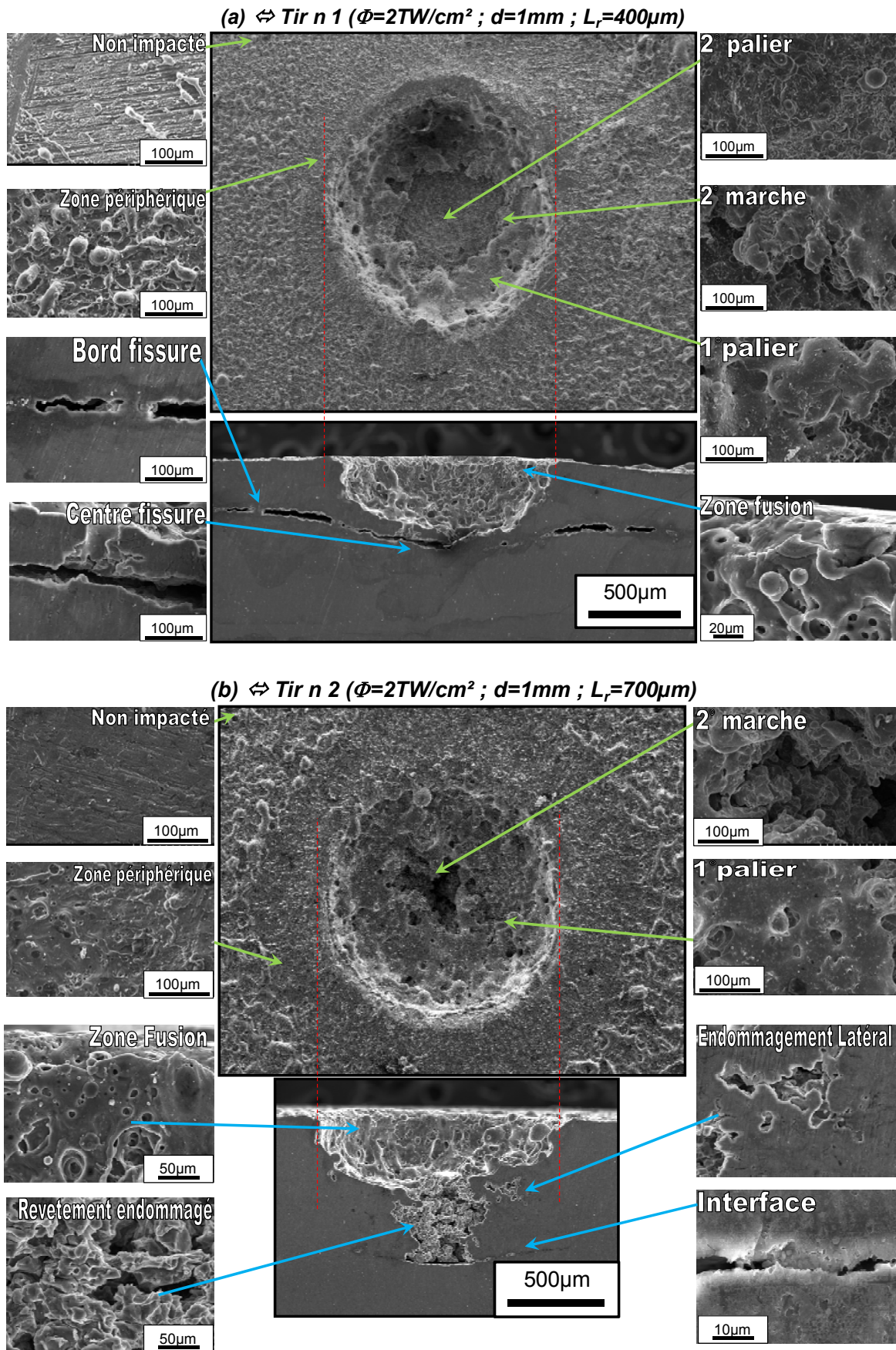


Figure 7.11 - Observations MEB des tirs LASAT-2Da à $d=1mm$
 (Vue de dessus de la face irradiée et coupe axiale)
 (a) ⇔ Tir n°1 ; (b) ⇔ Tir n°2

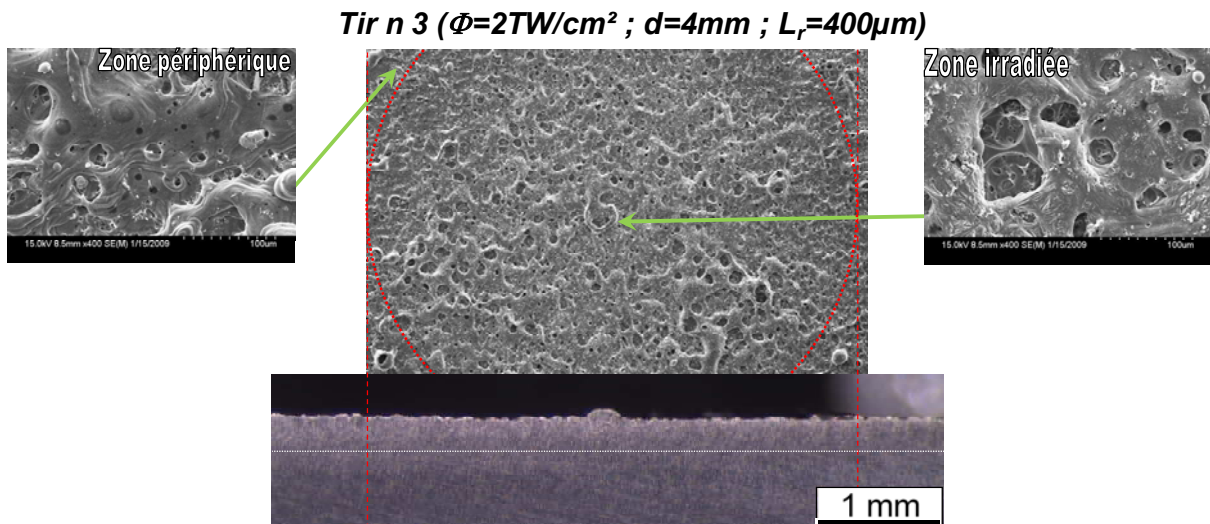


Figure 7.12 - Observations du tir LASAT-2Da n°3 (Vue de dessus de la face irradiée et coupe axiale)

D'ores et déjà, ces deux tirs en configuration 2D démontrent la possibilité de fracturer l'interface par des tirs en face avant.

Le tir n°3, dont la configuration est fortement 1D montre le même type de structure spécifique à l'ILM que les tirs précédents, mais cette fois on n'observe aucune marche supplémentaire dans la zone irradiée. La vue en coupe ne révèle aucune trace d'endommagement interne, ni dans le revêtement, ni à l'interface. Le tir n°4 donne des résultats analogues (non présenté ici).

Les observations faites peuvent être corrélées au rapport de configuration géométrique lié à l'interface :

- Pour une configuration quasi-1D : Pas d'endommagement
- Pour une configuration mixte : Endommagement à l'interface majoritaire
- Pour une classe quasi-2D : Endommagement majoritaire dans le revêtement

L'ensemble de ces résultats analysé à la lumière des connaissances acquises sur les effets de bord permettent de confirmer que les traces d'endommagement sont causées par les effets 2D axiaux. La Figure 7.13 schématisant les tirs deux à deux localise les maxima de contraintes de la traction 2Da situés en première approximation à une profondeur de $d/2$ d'après les résultats du chapitre 6, §3.2.2.

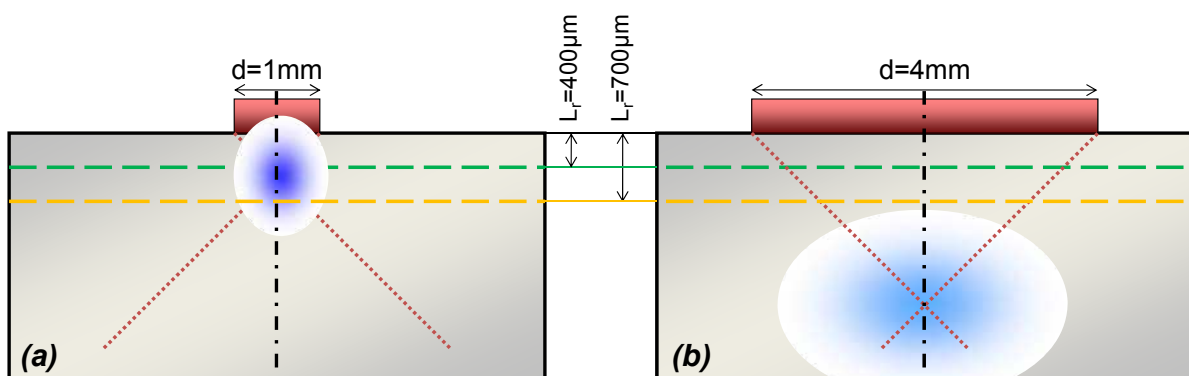


Figure 7.13 - Interprétation de l'endommagement en relation avec la position des maxima d'effets 2D axiaux : (a) $\Leftrightarrow d=1mm$ (Tirs n°1 et n°2) ; (b) $\Leftrightarrow d=4mm$ (Tirs n°3 et 4)

Pour le cas $d=1\text{mm}$, le maximum se situe à $500\mu\text{m}$, soit autour de l'interface pour le tir n°1 et dans le revêtement pour le tir n°2, ce qui est en accord avec l'endommagement observé. Le fait que la fissure dans ce dernier cas soit moins étendue résulte du fait que l'endommagement causé dans le substrat relaxe au préalable la traction 2Da avant d'atteindre l'interface. Dans le cas des tirs à $d=4\text{mm}$, le maximum, plus faible est localisé vers $x=2\text{mm}$, donc dans le substrat, ce qui explique l'absence d'endommagement pour les tirs n°3 et 4.

Cette première analyse a ainsi démontré la possibilité d'utiliser les effets de bord pour provoquer une décohésion de l'interface par tir côté revêtement. Les résultats montrent aussi que le rapport de configuration géométrique doit être choisi de manière à faire coïncider la position axiale du maximum de traction 2Da avec l'interface pour optimiser la décohésion. Pour cela, on retiendra la règle approchée suivante : le diamètre d'impact du laser doit être égal à deux fois l'épaisseur du revêtement.

7.4.3 - Simulations 2D associées

7.4.3.1 - Simulations sans endommagement

Dans le but de quantifier la contrainte d'adhérence de l'interface Al/Al, nous avons dans un premier temps effectué des simulations sans prise en compte de l'endommagement afin de caractériser les répartitions radiale des contraintes maximales à différentes profondeurs. Dans ce cas, le modèle peut être assimilé à une cible semi-infinie d'aluminium, décrit par une loi de comportement de Johnson-Cook couplée à une EOS de Mie-Grüneisen (Figure 7.14(a)). La cible soumise à un chargement équivalent en pression représenté sur la Figure 7.14(b). La répartition spatiale de la source laser Alisé est supposée Top-Hat.

La Figure 7.15 présente la caractérisation des contraintes induites par effets de bord pour un modèle équivalent aux tirs n°1 et 2. Le diagramme de marche montre l'évolution des ondes, avec l'onde de compression principale (1D) suivie par l'onde de traction 2Da conformément aux résultats obtenus au cours du Chapitre 6. Le graphique (b) présente l'évolution de la contrainte axiale. Le maximum de contraintes est obtenu à $x=400\mu\text{m}$, correspondant à la profondeur de l'interface du tir n°1. L'étendue radiale des contraintes est décrite à l'aide du graphique (c) en fonction de la profondeur, et particulièrement aux deux positions d'interfaces expérimentales.

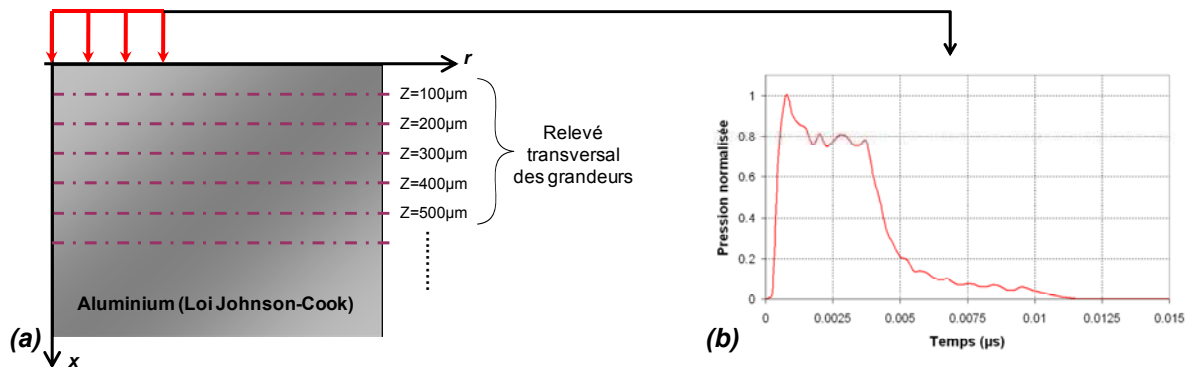


Figure 7.14 - Modèle 2D-axisymétrique sans endommagement (a) et profil temporel de pression Alisé normalisé (b)

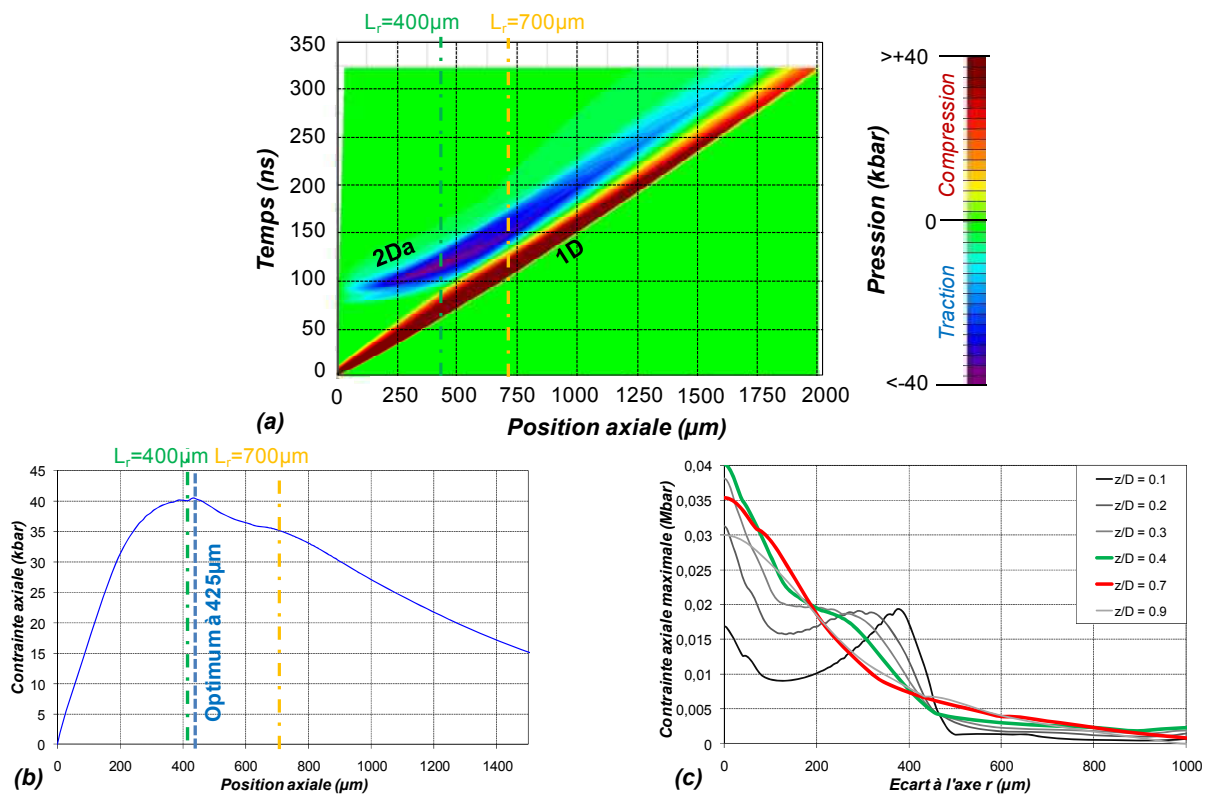


Figure 7.15 - Analyse des répartitions des contraintes 2Da maximales (Laser Alisé - $d=1\text{mm}$; $\Phi=0.5\text{TW}/\text{cm}^2 \Leftrightarrow P_{\text{max}}=0.5\text{Mbar}$; Aluminium)
(a) \Leftrightarrow Diagramme de marche (x-t) ; Répartitions axiale (b) et radiale (c) des contraintes axiales maximales

En effectuant une exploitation analogue à celle développée pour le diamètre d'écaïlle, il est possible de déterminer d'une part la contrainte d'adhérence du revêtement, mais aussi la contrainte à rupture du revêtement, plus faible a priori que celle du matériau massif d'après les observations expérimentales. Pour cela, on utilise le diamètre de fissure du tir n°1 (2.55mm) que l'on reporte sur la répartition radiale des contraintes maximales. La contrainte correspondante est de $\sigma_{\text{adh. Al/Al}} = 2.5\text{kbar}$.

Pour la contrainte à rupture du revêtement « Cold Spray », on mesure le diamètre de la zone endommagée à une profondeur donnée (à $x=400\mu\text{m}$: $600\mu\text{m}$) et on le compare au diamètre équivalent sur la répartition radiale des contraintes maximales : on trouve $\sigma_{\text{R-ColdSpray}}=8\text{kbar}$, soit moitié moins que l'équivalent pour l'aluminium massif.

7.4.3.2 - Simulations avec endommagement

Afin de vérifier la pertinence des données en rupture obtenues pour l'interface et le revêtement, nous avons effectué des simulations avec prise en compte de l'endommagement. En outre, ces simulations vont nous permettre de préciser la chronologie de l'endommagement dans chacun des deux cas où de l'endommagement par effets de bords axiaux a été rencontré (Tirs n°1 et 2). Le modèle utilisé précédemment a été divisé en 3 parties possédant les propriétés de l'aluminium. Classés par ordre de profondeur : le revêtement d'épaisseur L_r , muni d'un critère en rupture du Cut-Off à $\sigma_{\text{R-ColdSpray}}=12\text{kbar}$; l'interface constituée d'une rangée épaisse d'une maille, à laquelle est affectée un Cut-Off à $\sigma_{\text{adh. Al/Al}} = 2\text{kbar}$. On attribue au substrat le critère de Tuler-Butcher utilisé au Chapitre 6. La Figure 7.16 présente des cartographies de la pression dans les modèles équivalant aux tirs n°1 et 2 à différents instants.

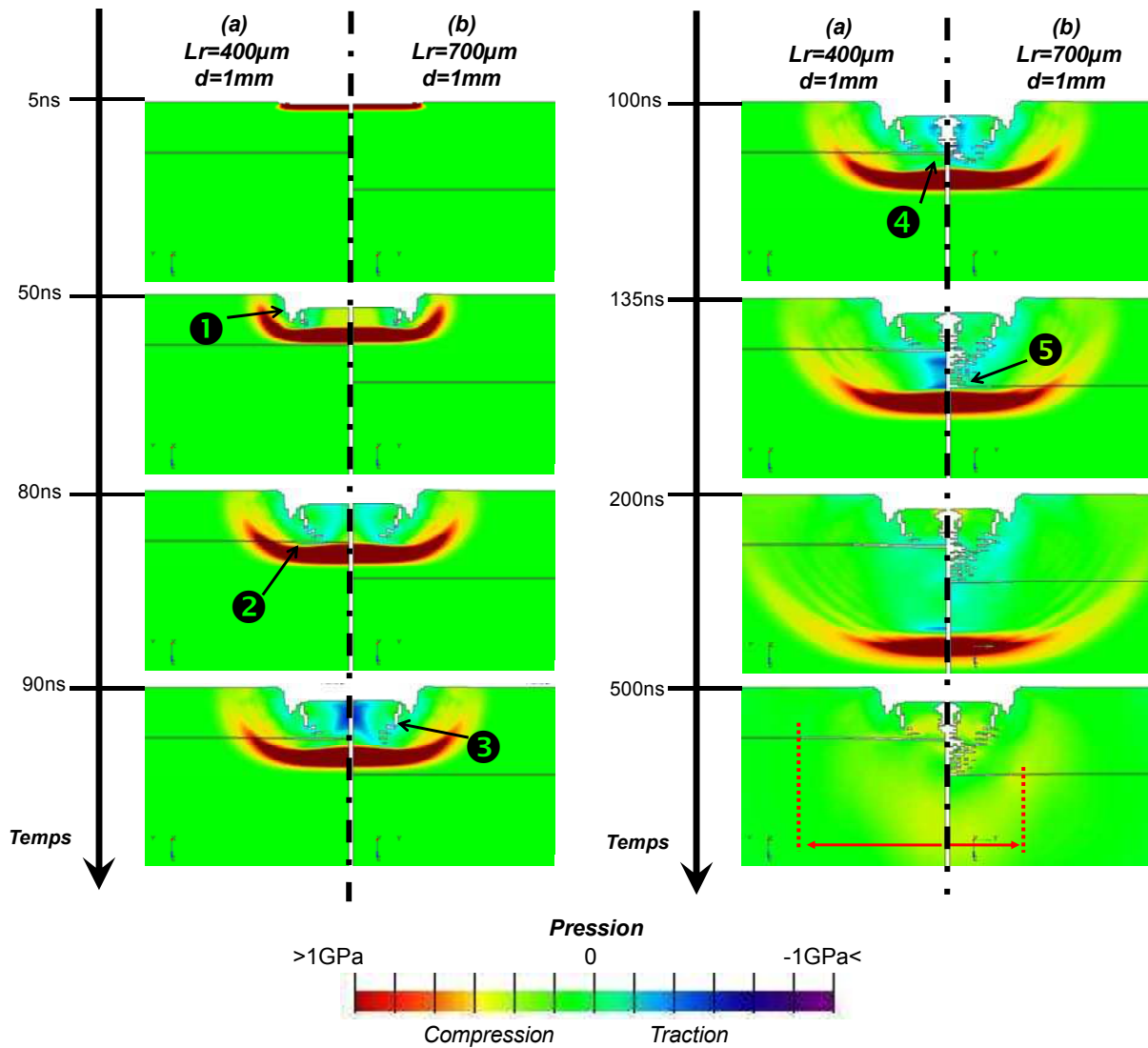


Figure 7.16 - Cartographie des pressions à différents instants :
 (a) \Leftrightarrow Cible Al-Cold Spray/Aluminium (Laser Alisé - $d=1\text{mm}$; $P_{\text{max}}=0.5\text{Mbar}$; $L_r=400\mu\text{m}$)
 (b) \Leftrightarrow Cible Al-Cold Spray/Aluminium (Laser Alisé - $d=1\text{mm}$; $P_{\text{max}}=0.5\text{Mbar}$; $L_r=700\mu\text{m}$)

Dans un premier temps, l'onde se propage dans le revêtement et les effets de bord latéraux endommagent ce dernier (1). Dans le cas $L_r=400\mu\text{m}$, l'interface est rompue hors axe en premier lieu (2). A $t=90\text{ns}$, les effets de bords se rejoignent sur l'axe de révolution créant un fort état de contrainte, ce qui a pour effet de creuser le revêtement dans les deux cas. La traction 2Da rencontre l'interface à $400\mu\text{m}$ et endommage l'interface axialement, alors que les détente latérales ouvrent la fissure latéralement. Au contraire, dans le cas $L_r=700\mu\text{m}$, ce sont les effets de bord axiaux qui endommagent l'interface en premier, les effets latéraux ayant été fortement relaxés par l'endommagement généré dans le revêtement. A l'issue des deux simulations, les diamètres de décohésion relevés sont proches des valeurs expérimentales : $d_{\text{dec}}(L_r=400\mu\text{m})=2.4\text{mm}$ et $d_{\text{dec}}(L_r=700\mu\text{m})=700\mu\text{m}$. Si ces simulations reproduisent correctement la décohésion d'interface, elle ne permettent pas en revanche de simuler les faciès de cratères en face avant, principalement gouvernés par l'interaction laser-matière.

7.4.4 - Bilan

Les essais effectués sur les cibles épaisses d'aluminium revêtues d'aluminium Cold Spray nous ont permis de mettre en évidence la possibilité de solliciter en traction une interface par choc laser généré sur la face revêtue. La mise en parallèle des observations post-mortem et des simulations ont montré que la traction obtenue a pour origine la concentration des effets de bord sur l'axe de révolution du chargement. Cette technique a pour avantage de n'utiliser aucune surface libre ou interface entre deux milieux, ce qui la rend très flexible.

En outre, le réglage optimal du test LASAT sous sa forme 2Da peut être obtenu par ajustement du diamètre d'impact laser, ce qui est réalisable à l'aide d'abaques tels que ceux présentés au Chapitre 6, §3.2.2 (« l'exemple concret » relatif à ces abaques correspond au dimensionnement de ce type de configuration). Les résultats obtenus indiquent que cet optimum peut être approché en réglant ce diamètre de manière à ce qu'il mesure le double de l'épaisseur de revêtement testé. En considérant que ce paramètre varie entre 0.5 et 5mm, on obtient une plage de revêtements allant de 250 μ m à 2.5mm. Ainsi, LASAT-2Da s'adapte particulièrement aux revêtements épais.

Cependant, une telle approche comporte aussi des limitations et soulève de nouveaux problèmes. Par exemple, cette méthode ne peut s'appliquer qu'à des revêtements opaques au rayonnement. D'autre part, l'exploitation des diamètres de décohésion n'est pas aisée et nécessite une investigation post-mortem poussée (vues en coupe...etc.). Tout comme pour la méthode LASAT-2DI, le procédé pourrait être couplé à un diagnostic de CND pour détecter les dimensions de la fissure induite. Aussi, il serait intéressant d'étudier l'influence du couplage 2D/désadaptation d'impédance induite par une différenciation du substrat et du revêtement, pouvant donner lieu à la mise en place d'une double optimisation par utilisation conjointe de LASAT-1Da et -2Da.

7.5 - LASAT-FS : Adhérence des couches micrométriques

7.5.1 - Contexte et principe

Une des limitations majeures du test LASAT-1D réside dans le fonctionnement limité à des épaisseurs de revêtements allant de 20 à 200 μ m. Cette limitation est intimement liée à la durée de la sollicitation induite par laser, conditionnant le lieu de croisement des détentes incidentes et réfléchies responsables de la mise en traction. Dans la configuration classique, la sollicitation a une durée initiale de l'ordre de quelques nanosecondes (Par exemple : 20ns pour le démonstrateur LASAT du PIMM). Ainsi, une réduction de la durée caractéristique de sollicitation permettrait d'étendre la plage des épaisseurs de revêtements vers le micron, conformément au principe de réductions des échelles développé au tout début de ce mémoire.

C'est dans cette optique que nous avons développé l'idée de transposer le test LASAT au régime sub-picoseconde. En effet, nous avons démontré au Chapitre 4 que l'écaillage de matériaux massifs permettait d'obtenir l'éjection de couches régulières d'épaisseurs inférieures à 10 μ m. Cette variation, nommée « LASAT-FS » ouvre ainsi les perspectives d'étudier l'adhérence dynamique de revêtements d'épaisseur micrométrique, et même moins. A noter qu'il existe à l'heure actuelle peu de données fiables concernant ce type de revêtements puisque les tests d'adhérence conventionnels ont une limite inférieure en gammes d'épaisseurs comparable à LASAT-1D.

Au cours de cette partie, nous démontrerons la faisabilité de cette dernière extension sur des échantillons multi-couches micrométriques de semi-conducteurs constituant des cellules photovoltaïques de type Chalcopyrite $\text{Cu}(\text{In,Ga})(\text{S,Se})_2$ [7.10]. Le système testé est actuellement développé par EDF et se présente comme étant une des configurations les plus prometteuses pour l'avenir en affichant en laboratoire des rendements de conversion record de l'ordre de 20% d'après [7.11]. La caractérisation des propriétés mécaniques des films micrométriques constituant la cellule représente un enjeu essentiel car elles conditionnent sa durabilité, Son rendement dépendant essentiellement de la cohésion entre les différentes couches de semi-conducteurs.

7.5.2 - Configuration employée

Dans cette étude, nous nous sommes intéressés à l'adhérence des couches inférieures de la cellule photovoltaïque. A ce titre, les échantillons testés correspondent à des cellules prises à deux stades intermédiaires de leur élaboration (Figure 7.17) :

- La configuration bicouche est constituée d'un substrat de verre sodocalcique (plus communément le verre de vitres) d'épaisseur réduite à $300\mu\text{m}$ ou $700\mu\text{m}$ afin que l'onde de choc générée par laser fs ne soit pas trop amortie lors de son débouché sur la face opposée au chargement. Le système est revêtu d'une couche de molybdène sub-micrométrique (500nm) à la microstructure colonnaire.
- La configuration tri-couche reprend les mêmes caractéristiques de la configuration précédente, mais avec un revêtement supplémentaire de chalcopyrite CuInSe_2 d'épaisseur $2\mu\text{m}$.

Des séries de tirs à flux croissant ont été réalisées sur la chaîne 100TW du LULI, compris entre 10 et $30\text{TW}/\text{cm}^2$ afin d'encadrer les seuils d'adhérences Verre/Mo sur la configuration bicouche et Mo/ CuInSe_2 à l'aide du système tri-couche. Comme le substrat de verre est transparent au rayonnement laser incident, nous avons recouvert la face irradiée d'une fine couche d'aluminium ($\sim 10\mu\text{m}$). Le choix de l'aluminium présente un avantage double car il permet de mieux quantifier l'onde de pression générée par ILM, déjà étudiée pour ce matériau. En outre, l'impédance acoustique de l'aluminium est très proche de celle du verre, permettant de limiter les effets de désadaptation d'impédance à l'interface entre les deux milieux. Nous avons utilisé dans ces séries le diagnostic de visualisation transverse (Voir Chapitre 2, §3.3) permettant d'obtenir des clichés des couches éjectées et de mesurer leurs vitesses moyennes $U_{\text{SL}\infty}$.

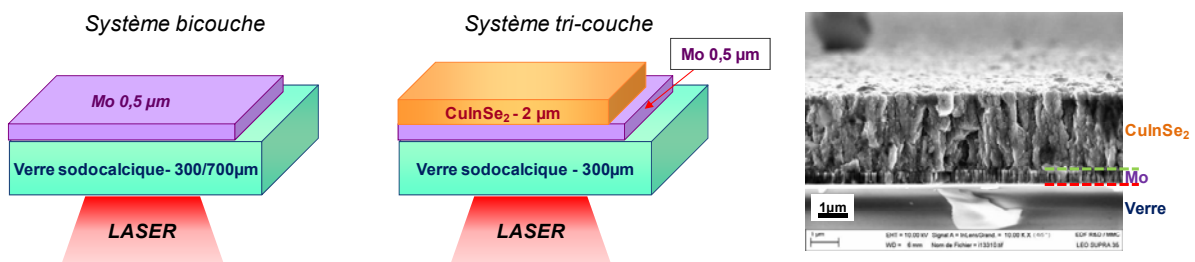


Figure 7.17 - Configurations expérimentales des systèmes photovoltaïques testés dans le cadre du test LASAT-FS et image MEB d'une coupe du système tri-couche

7.5.3 - Résultats expérimentaux

La Figure 7.18 présente globalement quelques résultats obtenus pour les deux configurations testées avec les états de surface libre après tir et les visualisations transverses 5 μ s après l'irradiation laser. Le premier constat de ces observations est que l'effet du choc laser ultra-bref entraîne l'éjection exclusive d'une ou deux couches suivant le type d'échantillon.

Les résultats montrés ont été sélectionnés de manière à encadrer un changement d'aspect de la surface libre, correspondant à l'encadrement d'une limite d'adhésion. Ces premiers résultats sont donc d'une importance capitale car démontrent clairement la faisabilité du test d'adhérence de revêtements sub-micrométriques par utilisation des lasers femtoseconde.

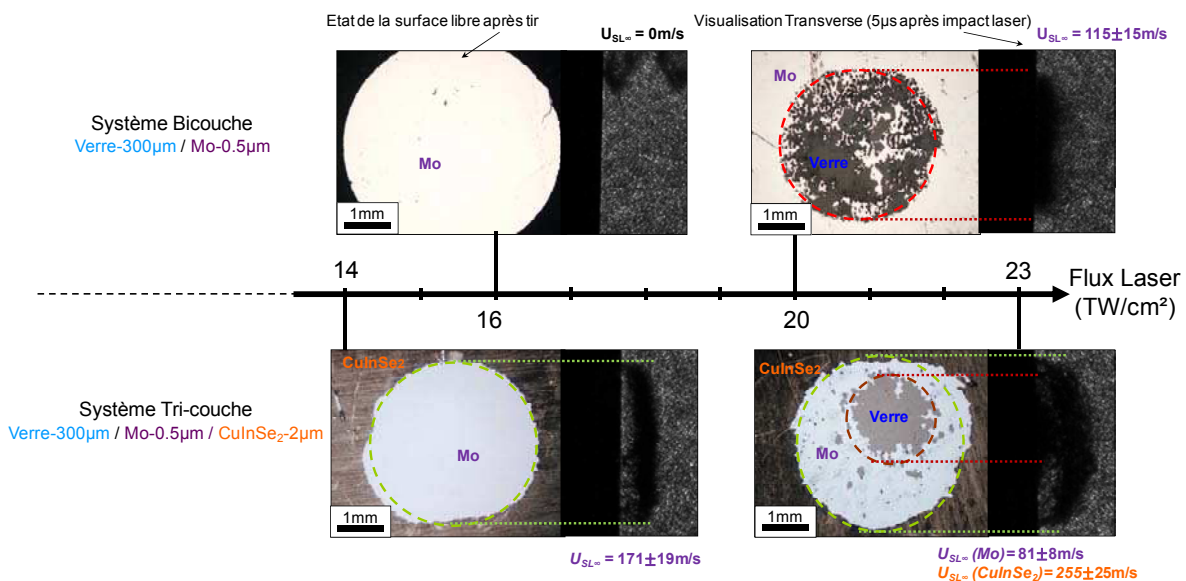


Figure 7.18 - Résultats de tirs laser ultra-brefs sur systèmes multi-couches type photovoltaïques : Vue générale de la surface libre après tir (partie gauche de l'image pour chaque cas) et visualisations transverse associées enregistrées 5 μ s après impact laser (partie droite des images) (Laser : LULI 100TW - $\tau=300\text{fs}$, $d=4\text{mm}$; Cibles : Systèmes photovoltaïques 2/3 couches $L=300\mu\text{m}$)

7.5.3.1 - Décohésion en configuration bicouche

Dans le cas du système bicouche avec une épaisseur de substrat de 300 μ m, il est possible d'encadrer un seuil de décohésion qualitatif en flux laser incident, compris entre 16TW/cm² (pas d'endommagement) et 20TW/cm², premier flux où l'on constate qu'une zone de molybdène a été détachée de l'échantillon. Cette éjection est bien visible sur la visualisation transverse (Figure 7.19) qui permet d'estimer la vitesse d'éjection finale de la couche de molybdène.

L'observation globale montre que la rupture se localise a priori à l'interface entre le verre et le molybdène. Ce constat est vérifié par une investigation au MEB (Figure 7.20) de la surface libre en bordure de zone endommagée pour l'essai au flux 20TW/cm². La surface lisse qui correspond au verre montre qu'il n'y a pas eu d'endommagement dans ce dernier. La vue zoomée sur la limite de la zone éjectée permet de visualiser une marche bien marquée, confirmant la rupture interfaciale, mais aussi une rupture perpendiculaire entre la partie du revêtement éjectée et celle restée sur la cible. Cette dernière s'explique par la microstructure colonnaire du molybdène offrant peu de résistance en cisaillement.

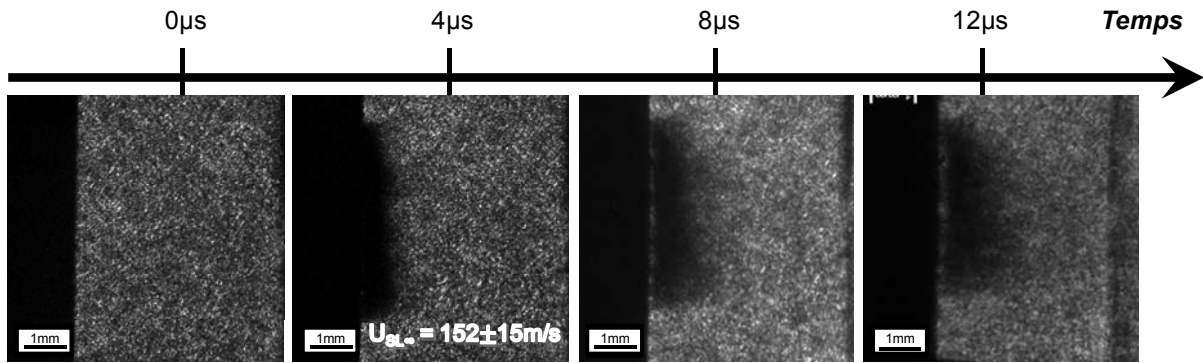


Figure 7.19 - Visualisations transverse côté face arrière : Ejection du revêtement Mo et évaluation de la vitesse d'éjection
(Laser : LULI 100TW - $\tau=300fs$, $\Phi=0.04PW/cm^2$, $d=4mm$; Cible : Système bicouche $L=300\mu m$)

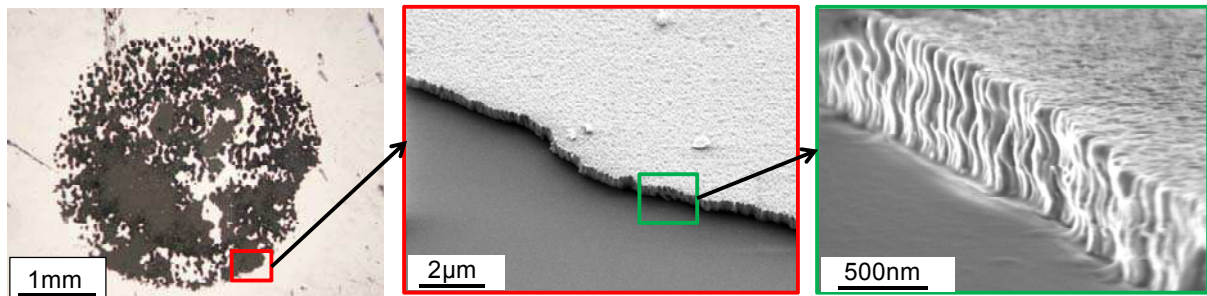


Figure 7.20 - Observations MEB en bordure de zone éjectée pour une cible bicouche
(Laser : LULI 100TW - $\tau=300fs$, $\Phi=20 TW/cm^2$, $d=4mm$; Cible : Système bicouche $L=300\mu m$)

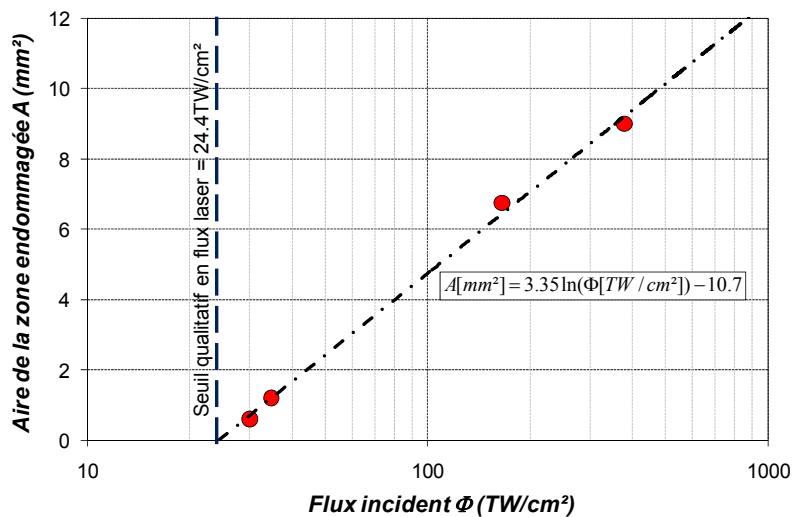


Figure 7.21 - Evolution de l'aire endommagée sur la surface libre en fonction du flux pour les échantillons bicouche d'épaisseur $700\mu m$ - Détermination du seuil d'adhérence Verre/Mo en flux

En revanche, aucune fissure se propageant sous le revêtement n'a été observée, ce qui implique que la surface éjectée correspond à la surface de revêtement qui a subi la décohésion. Ainsi, en se basant sur ce postulat, la mesure de la surface écaillée peut aider à déterminer plus précisément le seuil d'adhérence. La Figure 7.21 représente l'évolution de l'aire écaillée en fonction du flux. Son évolution suit une loi logarithmique similaire à l'évolution du diamètre d'écaïlle pour un matériau massif (Voir Chapitre 6,

§4.3.2) dont l'extrapolation permet de déduire une valeur du seuil de décohésion. On remarque que la valeur obtenue pour la série $L=700\mu\text{m}$ est supérieure à celle estimée pour $L=300\mu\text{m}$ (24.4 contre 18 TW/cm^2). Cette différence est causée par le fort amortissement, nécessitant un choc plus fort pour obtenir une amplitude similaire sur une plus grande épaisseur.

7.5.3.2 - Décohésions en configuration tri-couche

Les résultats relatifs au système tri-couche (Figure 7.18) confirment l'encadrement du seuil Verre/Mo, situé ici entre 14 et 23 TW/cm^2 . Concernant le tir supérieur, les deux couches ont été endommagées, donnant lieu à un remarquable faciès à deux écailles concentriques sur la surface libre. Cette double éjection est visible sur la visualisation transverse montrant deux nuages de vitesse moyenne distincts de dimensions latérales en correspondance avec les zones éjectées. Ce schéma de rupture, soit un diamètre de décohésion plus petit pour l'interface Verre/Mo que pour l'interface Mo/CuInSe₂ implique que le d'adhérence de cette dernière est plus faible si on se base sur l'approche développée dans l'extension LASAT-2DI. Cela est confirmé par le fait qu'il n'a pas été possible d'encadrer son seuil de décohésion en flux, ne permettant de déduire seulement qu'une inégalité simple : $\Phi_{\text{adh Mo-CuInSe}_2} < 14 \text{TW}/\text{cm}^2$. L'observation détaillée des bordures de zones endommagées au MEB (Figure 7.22) montrent un mode de décohésion pour l'interface Mo/CuInSe₂ similaire à celui décrit pour la rupture Verre/Mo, c'est-à-dire une éjection par marches sans fissures entre les couches en bordure d'écaille.

Ainsi, la surface endommagée visible correspondant à la deuxième interface, englobant l'éjection du molybdène dans le cas 23 TW/cm^2 , est égale à la surface ayant subi la décohésion. Ainsi, une extrapolation de la surface endommagée (Figure 7.23), analogue au système bicouche, permet d'estimer une valeur du seuil qualitatif en flux laser de 0.15 TW/cm^2 . On retiendra toutefois cette valeur avec prudence au vu du faible nombre d'expériences ayant servi à la déduire.

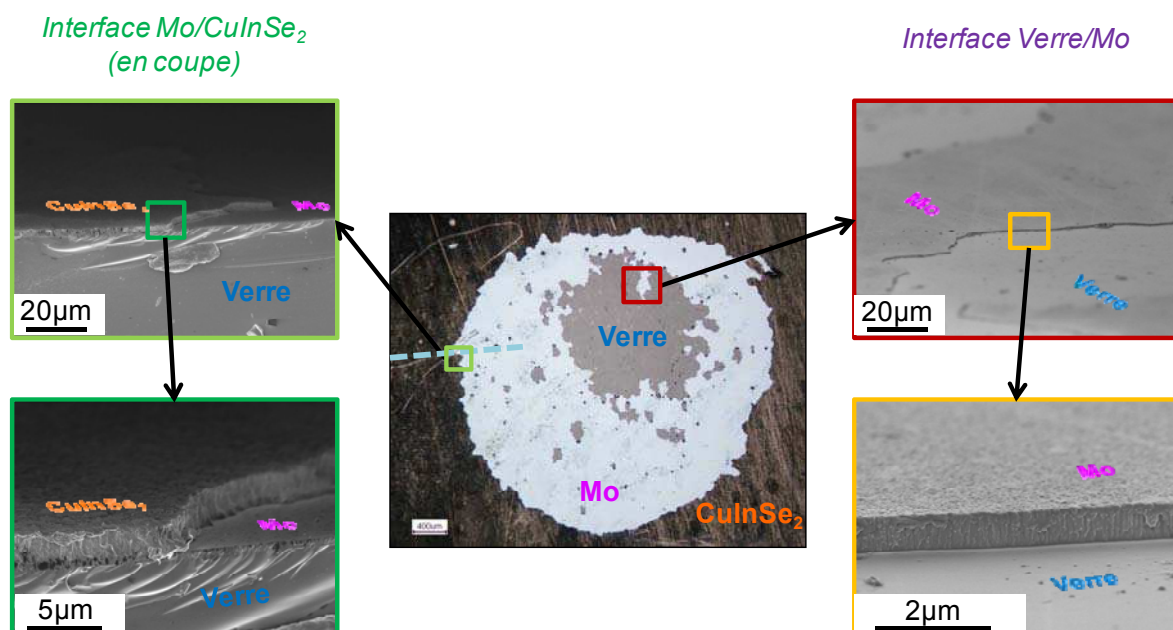


Figure 7.22 - Observations MEB en bordures de zones éjectées pour une cible tri-couche (Laser : LULI 100TW - $\tau=300\text{fs}$, $\Phi=23 \text{TW}/\text{cm}^2$, $d=4\text{mm}$; Cible : Système bicouche $L=300\mu\text{m}$)



Figure 7.23 - Evolution de l'aire endommagée sur la surface libre en fonction du flux pour les échantillons tri-couche d'épaisseur 300µm - Détermination du seuil d'adhérence Mo/CuInSe₂ en flux

7.5.4 - Approche numérique 1D

Tout comme la version classique du test LASAT, la seule observation expérimentale permet d'obtenir des seuils qualitatifs exprimés en flux laser, mais seule une approche numérique comparée aux résultats expérimentaux permet d'estimer les seuils d'adhérence en contrainte. Pour ce faire, nous avons à disposition une estimation des seuils qualitatifs mais aussi les vitesses d'éjection moyennes pouvant servir à la validation de la simulation numérique. Le processus de simulation est analogue à celui entrepris pour les matériaux massifs.

7.5.4.1 - Interaction laser-matière

La première étape consiste à caractériser la sollicitation mécanique équivalant à l'irradiation laser. On se sert ici directement des lois dimensionnées avec ESTHER pour l'aluminium dans le Chapitre 3. L'épaisseur ablatée dans la gamme de flux utilisée ne dépasse pas 0,15µm. Cependant, l'état de la cible en face avant révèle une ablation totale de la couche d'aluminium d'épaisseur bien plus grande. En outre, on n'observe aucune trace de changements de phase sur la zone irradiée (gouttelettes, structures réticulées...). Cette différence notable peut se justifier en prenant en compte la présence d'une onde de pression négative consécutive à l'onde de compression. Cette tension peut être susceptible de l'éjection face avant de la couche d'aluminium au moment de son passage à l'interface Al/Verre. Par la suite, cette onde de traction ne sera plus considérée dans le profil équivalent de pression car elle est relaxée par l'éjection de la couche d'aluminium.

7.5.4.2 - Propagation de l'onde dans le substrat en verre

La propagation de l'onde de choc dans le verre a été simulée en utilisant SHYLAC. Contrairement aux métaux étudiés précédemment, le comportement dynamique du verre est plus complexe. A ce titre, il subsiste encore des incertitudes à ce jour, ce qui est d'autant plus le cas en régime ultra-bref [7.12]. Des études consacrées à son comportement sous choc ont montré que son Hugoniot comportait une part convexe, inversant dans cette gamme la théorie des choc au sens classique : les compressions s'opèrent en faisceaux et les détente sont brusques.

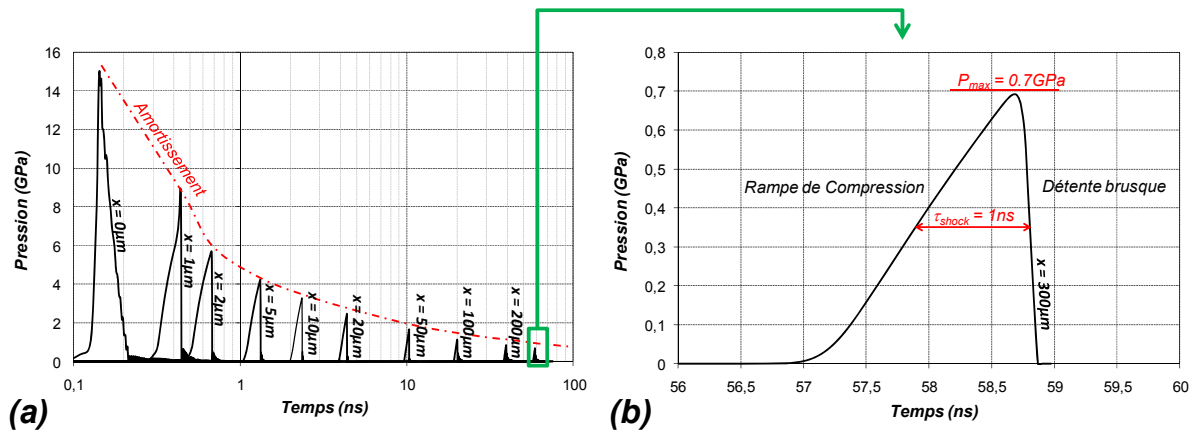


Figure 7.24 - Evolution temporelle de la pression à différentes positions (a) et aux abords de l'interface $x=300\mu\text{m}$ (b)
(Laser : LULI 100TW - $\tau=300\text{fs}$, $\Phi=20\text{ TW/cm}^2$ - Matériau : Verre avec Hugoniot cubique)

A haute pression, on assiste à un phénomène de densification du verre modifiant les trajets thermodynamiques [7.13]. Des simulations ont été effectuées pour appréhender la propagation de l'onde de choc dans ce cas particulier. Le verre a été modélisé en utilisant une interpolation cubique de l'Hugoniot, permettant de représenter sa partie convexe. L'ensemble des paramètres utilisés sont précisés dans l'annexe D.

Nous avons représenté l'évolution temporelle de la pression à différentes positions (Figure 7.24(a)) axiales jusqu'à la position de l'interface $x=300\mu\text{m}$ (Figure 7.24(b)). L'onde de compression, de forme initialement triangulaire, est rapidement inversée dans les premiers microns puisque la pression maximale se situe dans la zone de convexité de l'Hugoniot du verre. Le profil se compose donc d'une rampe de compression suivie d'un choc en détente. L'amplitude de la pression est considérablement atténuée avec la profondeur de propagation alors que la durée à mi-hauteur du profil s'élargit par un processus similaire à l'amortissement classique. Le profil débouchant à l'interface a une durée à mi-hauteur de 1ns et une pression maximale de 700MPa dans le cas d'une simulation à 20TW/cm^2 .

Cependant, les données expérimentales disponibles ici ne sont pas suffisantes pour conclure quant à la bonne restitution du comportement de l'onde de choc. Des tirs complémentaires avec une mesure résolue en temps comme le signal VISAR permettrait de valider le niveau de pression débouchant en surface libre ainsi que la forme de l'onde incidente.

7.5.4.3 - Mise sous tension des interfaces

Même s'il demeure des incertitudes relatives au comportement du verre, nous avons montré que l'atténuation en régime ultra-bref est aussi importante que pour les métaux. L'onde de pression débouchant au niveau du revêtement est assez faible pour faire l'approximation d'un comportement acoustique dans cette zone. Cette approximation est confortée par le fait qu'aucun endommagement n'est constaté dans le verre du côté de la face arrière sur les échantillons après tir. Avec cette hypothèse, nous avons l'histoire de la contrainte autour de l'interface. La décohésion de l'interface a été modélisée à l'aide d'un critère du Cut-Off. Sa valeur a été fixée de manière à restituer le seuil qualitatif déterminé expérimentalement.

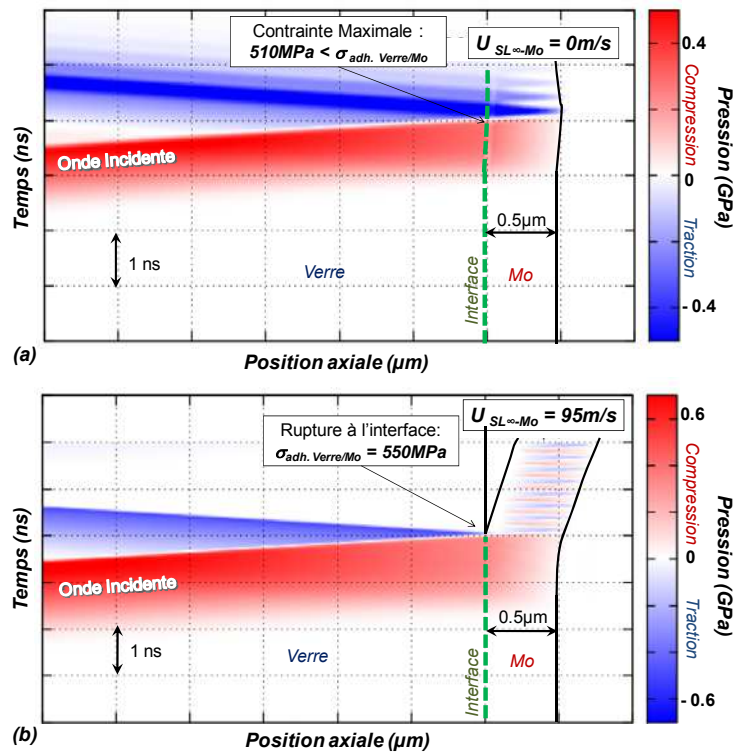


Figure 7.25 - Diagrammes de marche de cibles bicouche $L=300\mu\text{m}$ côté revêtement :
 (a) $\Leftrightarrow \Phi=16\text{ TW/cm}^2$ (pas de décohésion) ; (b) $\Leftrightarrow \Phi=20\text{ TW/cm}^2$ (décohésion)

La Figure 7.25 présente les diagrammes de marche correspondant aux deux cas bicouche expérimentaux présentés sur la Figure 7.18. Pour la simulation du tir à 16 TW/cm^2 , la traversée de l'interface par l'onde de compression induit une réflexion par désadaptation d'impédance. L'onde transmise est ensuite réfléchiée par la surface libre et induit une tension à l'interface. La valeur maximale atteinte est de 510 MPa , inférieure à la valeur obtenue pour un flux correspondant au seuil de décohésion, soit 550 MPa . Il n'y a donc pas de rupture dans ce cas. Par contre, dans le cas 20 TW/cm^2 , la contrainte maximale atteint 620 MPa , provoquant la décohésion Verre/Mo. Les ondes piégées dans le revêtement contribuent à mettre la couche en vitesse dont la valeur moyenne finale est de 95 m/s , très proche de la valeur expérimentale déduite de la visualisation transverse ($110\pm 15\text{ m/s}$). Cette concordance permet de valider l'adhérence Verre/Mo, qui est cohérente avec les données existantes (576 MPa d'après [7.14]).

Le même protocole a été appliqué pour le système tri-couche, en fixant l'adhérence Verre/Mo à 550 MPa d'après les résultats sur la configuration bicouche. Le seuil d'adhérence pour l'interface Mo/CuInSe₂ est évalué à partir d'une simulation sans endommagement au seuil supposé, déduit de la Figure 7.23. On obtient une contrainte maximale à l'interface de 180 MPa , ce qui va dans le sens des interprétations expérimentales. Les résultats du cas 23 TW/cm^2 restituent bien la décohésion des deux couches (Figure 7.26). La vitesse d'éjection du molybdène est bien reproduite ainsi que son seuil qualitatif, confirmant la valeur déterminée plus haut. Par contre la vitesse d'éjection du CuInSe₂ est sous estimée d'un facteur 4 (60 m/s contre $255\pm 18\text{ m/s}$ expérimentalement). Cette différence peut être attribuée à de nombreux facteurs : une mauvaise modélisation de la Chalcopyrite dont les paramètres acoustiques provenant du matériau massif, une mauvaise évaluation du seuil de rupture car il n'a pas pu être expérimentalement encadré avec précision, ...etc.

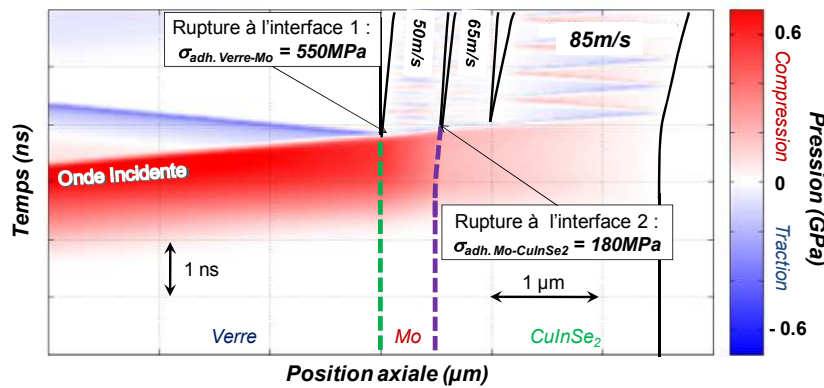


Figure 7.26 - Diagrammes de marche de cibles bicouche $L=300\mu\text{m}$ côté revêtement ; $\Phi=23\text{ TW/cm}^2$ (double décohésion)

Il peut s'agir aussi d'effets liés à une fragmentation des zones éjectées, se traduisant sur la visualisation transverse par une répartition étendue des nuages de particules. Cet effet a été pris en compte qualitativement sur le diagramme de marche de la Figure 7.26 en appliquant un critère du Cut-Off à la couche de Chalcopyrite ayant la même valeur que le seuil de décohésion Mo/CuInSe₂. On remarque que la vitesse d'éjection est augmentée, mais demeure encore très éloignée de la vitesse expérimentale.

7.5.5 - Bilan de l'extension LASAT-FS

Les essais réalisés en régime femtoseconde sur des systèmes multicouche d'intérêt industriel ont montré pour la première fois la possibilité d'étendre le test LASAT aux revêtements sub-micrométriques. La décohésion obtenue dans ce régime est exclusivement localisée à l'interface et n'endommage pas le substrat. Nous avons aussi montré la possibilité de provoquer des décohésions multiples, donnant la possibilité de déterminer simultanément plusieurs adhérences.

Les résultats obtenus sur les revêtements de cellules photovoltaïques sont très encourageants quant au développement du procédé. Nous avons pu encadrer le seuil qualitatif de la première interface Verre/Mo, nous permettant de déduire une adhérence dynamique de 550MPa via une approche numérique. Il reste encore des incertitudes vis-à-vis du comportement de la deuxième interface. Même si le flux seuil a pu être trouvé en exploitant la surface endommagée, les simulations, encore perfectibles, ne restituent que partiellement les résultats expérimentaux. Aussi, une incertitude expérimentale n'est pas à exclure dans le sens où la source 100TW a été utilisée à 5% de son énergie totale. Aussi des essais complémentaires sur une source femtoseconde adaptée à la gamme de flux permettraient de statuer sur ces incertitudes. C'est dans ce contexte que de nouveaux essais ont été effectués cette année au LOA, offrant des flux à pleine énergie du même ordre que ceux employés ici. Les premiers résultats obtenus montrent que le procédé fonctionne aussi avec un laser de durée 10 fois moindre à celle de la chaîne 100TW. Un autre avantage de cette source réside dans la cadence du laser de 10Hz (contre un tir/20min sur le 100TW) permettant de multiplier les essais.

7.6 - Synthèse des extensions du test LASAT

Au cours de ce chapitre, nous avons appliqué au test d'adhérence les principaux résultats liés à la propagation des ondes de choc sub-micrométrique et/ou 2D. Cela a permis de démontrer expérimentalement et numériquement la faisabilité de trois extensions originales, rappelées sur la Figure 7.27. Chacune de ces variations permet de d'obtenir le seuil d'adhérence pour un spectre de revêtements plus larges, allant d'épaisseurs millimétriques à l'échelle sub-micrométrique.

Aussi, la conception des extensions a été pensée de manière à favoriser une future insertion industrielle. Cette démarche a consisté entre autre à s'affranchir des principales contraintes du test original, tel que l'utilisation de diagnostics lourds (VISAR) ou de l'épaisseur imposée du substrat, mais aussi dans le traitement de l'information pour faciliter une automatisation de la recherche de seuils.

Toujours dans le souci de simplifier les procédés, l'exploitation fructueuse de la surface endommagée sur LASAT-FS, une grandeur radiale, ouvre aussi la possibilité d'utiliser de manière combinée LASAT-FS avec les deux autres extensions, donnant de nouvelles pistes d'exploitation :

- « LASAT-FS² » = LASAT-FS + LASAT-2DI : il s'agit là d'utiliser l'aire endommagée pour remonter à l'adhérence d'une couche micrométrique via un abaque analogue aux répartitions radiales de contraintes.^w

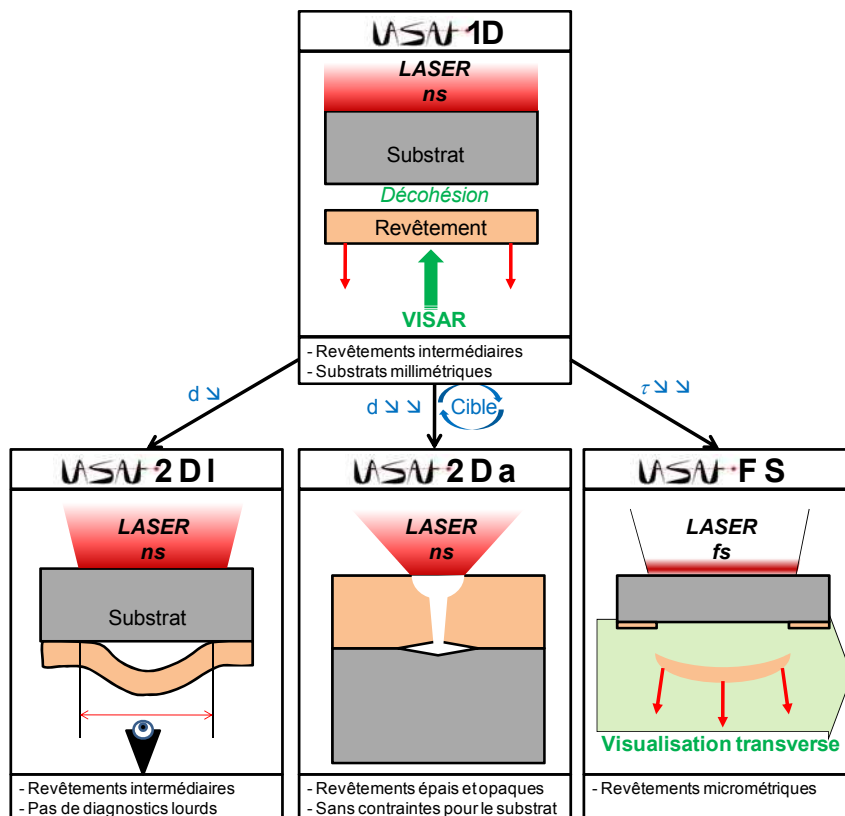


Figure 7.27 - Synthèse de l'étude des variations du test LASAT

^w L'apparition du « ² » dans LASAT-FS² fait référence à la 2^o version de LASAT-FS, ou encore à la prise en compte des effets 2D, mais surtout à l'exploitation d'une surface endommagée... en mm².

- « LASAT-FSa » = LASAT-FS + LASAT-2Da : Cette nouvelle voie fonctionne de manière analogue à LASAT-2Da, c'est-à-dire inverser le sens de la cible pour tirer sur le revêtement, la décohésion se produisant dans ce cas en utilisant non pas les effets de bords axiaux mais la partie négative de la sollicitation spécifique au régime ultra-bref. A noter que cette méthode correspond au mécanisme d'éjection supposé de la couche d'aluminium servant à générer l'onde de choc dans les expériences effectuées sur les cellules photovoltaïques.

7.7 - Références bibliographiques du Chapitre 7

- [7.1] E. Auroux, « Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser », *Thèse de l'université de Poitiers*, (1999).
- [7.2] C. Bolis, L. Berthe, M. Boustie et al, « Physical approach of adhesion test using laser driven shock wave », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40(10)** 3155, (2007).
- [7.3] M. Arrigoni, S. Barradas, M. Braccini et al, « 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 », *J. Adhesion Sci. Technol.*, **20(5)**, 471, (2006).
- [7.4] S. Barradas, M. Jeandin, M. Arrigoni, et al, « Adhesion of Copper Coating Obtained by Laser-Assisted Plasma Spraying-PROTAL® using the LASer Shock Adhesion Test (LASAT) », *J. Mater. Sci.*, **39** 2707, (2004).
- [7.5] C. Bolis, « Etude numérique et expérimentale de la séparation par choc bref d'interface de revêtements multi-couches. Application au test d'adhérence par choc laser », *Thèse de l'université de Poitiers*, (2004).
- [7.6] V. Guipont, M. Jeandin, S. Bansard et al, « Bond Strength determination of hydroxyapatite coatings on Ti-6Al-4V substrates using the Laser Shock Adhesion Test (LASAT) », *J. Biomed. Mater Res A*, accepted for publication, (2010).
- [7.7] R. Fabbro, P. Ballard, J. Fournier et al, « Physical study of laser-produced plasma in confined geometry », *J. Appl. Phys.*, **68(2)** 775, (1990).
- [7.8] B. Campagne, A. Blouin, J.-P. Montchalain et al, « Compact and fast response ultrasonic detection device based on two-wave mixing in a gallium arsenide photorefractive crystal », *Rev. Sc. Inst.* **72(5)** 2478, (2001).
- [7.9] S. Guetta, M.-H. Berger, F. Borit et al, « Influence of particle velocity on adhesion of cold-sprayed splats », *J. Therm. Spray Technol.*, **18(3)** 331, (2009).
- [7.10] C. Broussillou, J.-P. Cuq-Lelandais, E. Lescoute et al, « Laser Shock adhesion test (LASAT) on thin films in CuInS₂-based solar cells » in *the 23rd Surface modification Technologies conference - India*, (2009).
- [7.11] I. Repins, M.A. Contreras, B. Egaas et al, « 19.9% Efficient ZnO/CdS/CuInGaSe₂ solar cell with 81.2% fill factor », *Prog. Photovoltaics*, **16** 235, (2008).
- [7.12] T. de Rességuier and F. Cottet, « Experimental and numerical study of laser induced spallation in glass », *J. Appl. Phys.* **77(8)** 3756, (1995).
- [7.13] Z. Rozenberg, Y. Ashuach and E. Dekel, « More on the behavior of soda lime glass under shock loading », *Int. J. Imp. Engin.* **35(8)** 820-828 (2008)
- [7.14] V. Gupta, V. Kireev, J. Tian et al, « Glass modified stress waves for adhesion measurement of ultra thin films for device applications », *J. Mech. Phys. Sol.*, **51** 1395-1412 (2003).

Conclusions et Perspectives

Le travail présenté tout au long de ce mémoire avait pour objectif principal l'étude de l'endommagement ultra-dynamique produit dans des conditions de vitesses de déformation extrêmes ($>10^8\text{s}^{-1}$). Les essais d'endommagement les plus dynamiques à ce jour sont obtenus en provoquant l'écaillage d'un échantillon à l'aide de chocs induits par un laser bref et intense. Ainsi, pour répondre à l'objectif fixé, l'idée fondatrice de cette thèse consiste à prolonger l'évolution des générateurs de choc en réduisant encore les grandeurs spatio-temporelles caractérisant l'essai (Chapitre 1). C'est dans cette logique que ce travail s'est naturellement orienté vers l'utilisation de sources laser ultra-brèves ou « femtoseconde » comme générateurs de choc sur des cibles fines de l'ordre de la centaine de microns.

Ainsi, tout au long de cette thèse, nous avons cherché à caractériser le comportement de matériaux soumis à un choc laser sub-picoseconde, et en particulier l'endommagement induit par écaillage. Le principal attrait de ce mode de sollicitation réside dans la possibilité d'atteindre des conditions extrêmement dynamiques, avec très hautes vitesses de déformation pouvant dépasser 10^8s^{-1} . Dans le but d'étudier l'endommagement sous ces conditions hautement dynamiques, des expériences résolues en temps ont été effectuées sur la chaîne 100TW du LULI dont la durée d'impulsion est de 300fs (Chapitre 2). Nous avons vu notamment que la brièveté des phénomènes en jeu poussait les diagnostics utilisés (VISAR, VH) aux limites de leurs résolutions temporelles.

L'étude menée a été divisée en plusieurs phases correspondant aux différents phénomènes en amont de l'écaillage. A chaque étape, nous avons développé des approches analytiques et numériques permettant d'accéder à l'évolution des principales grandeurs (pression, vitesses). Aussi, la validité des modèles utilisés repose sur la confrontation aux résultats expérimentaux dans la mesure du possible.

En premier lieu, nous nous sommes intéressés à la génération d'une onde de compression dans ce régime particulier (Chapitre 3). Nous avons notamment montré que les mécanismes régissant la création d'une onde de choc sont très différents du régime nanoseconde où le processus générateur de pression est intimement lié à l'évolution du plasma. En régime ultra-bref sub-picoseconde, les mécanismes d'interaction laser/solide prédominent dans la gamme de flux étudiés (absorption, relaxation électrons-ions). Nous avons ainsi déterminé les caractéristiques du profil mécanique temporel généré par impulsion ultra-brève. Nous avons montré que ce dernier est de type triangulaire avec une durée d'un ordre de grandeur 100 fois plus grand que la durée du laser.

Nous avons ensuite caractérisé la propagation de l'onde de choc dans la cible (Chapitre 4). Elle se démarque par un amortissement très prononcé, en regard de la brièveté du profil mécanique initial, menant à de fortes variations de pression en fonction de la profondeur parcourue. A ce stade, il est donc indispensable de représenter correctement cet amortissement afin de déterminer les conditions de mise en traction

après réflexion sur la surface libre. Les études menées dans ce sens ont montré une bonne restitution de l'amortissement via la confrontation avec la vitesse de surface libre expérimentale, et notamment son maximum relié à la pression débouchant en bout de cible. Cette validation est d'autant plus importante qu'elle permet de valider aussi la modélisation de l'interaction laser-matière, démontrant dans ce régime l'importance des phénomènes hors-équilibre représentés par un modèle à 2 températures.

La bonne restitution de la propagation donne ainsi une base solide pour envisager une approche de l'endommagement. Les observations des cibles endommagées par choc ultra-bref présentent une zone écaillée fine et régulière, approchant le micron pour les cibles de petites épaisseurs. L'analyse des vitesses de surface libre a mis en évidence une forte variation des seuils d'endommagement avec l'épaisseur de cible, qui peut être corrélée à une variation de la vitesse de déformation. Cette tendance a été confirmée par le dimensionnement du modèle de Kanel permettant de représenter de manière satisfaisante l'endommagement ductile en régime ultra-bref. De cette étude, nous avons déduit des lois de variation de ses paramètres constitutifs tels que la contrainte seuil d'endommagement; sur la base d'une compilation de données existantes d'endommagement obtenues avec des régimes plus longs (choc laser nanoseconde, impacts de plaques,...), nous avons établie des lois d'évolution des paramètres du critère de Kanel généralisées sur une large plage dynamique (10^5 - 10^8 s⁻¹).

Dans le but d'obtenir des vitesses de déformation toujours plus élevées, des essais préliminaires ont été effectués sur le laser du LOA de durée plus courte (30fs). Cependant, si les premières expériences sur cibles très fines (<10 μ m) démontrent la possibilité d'écailler sur des épaisseurs micrométriques, l'investigation de l'endommagement est bridée par les résolutions temporelles actuelles des instruments utilisés (VISAR, VH), insuffisantes.

Néanmoins, il est possible d'approcher l'endommagement dans des conditions similaires par le biais de codes microscopiques tel que la Dynamique Moléculaire, permettant de simuler le comportement à l'échelle atomique. Le principal atout de cette méthode est d'englober l'ensemble de la description mécanique et thermodynamique au travers d'un potentiel interatomique. L'étude menée sur ce type de simulation (Chapitre 5) nous a permis dans un premier temps d'analyser les aspects microscopiques de l'endommagement ductile, complémentaires à l'approche macroscopique continue. L'endommagement se produisant en DM est cohérent avec les approches expérimentales, ce qui s'est traduit notamment via une comparaison indirecte de la répartition de porosité avec des relevés expérimentaux en régime ultra-bref. En outre, une approche multi-échelle a mis en évidence que de telles méthodes peuvent aider dans le dimensionnement de modèles d'endommagement. L'application de ce principe au modèle de Kanel a permis d'élargir son dimensionnement dans une zone où apparaît une saturation attribuée à la limite théorique d'endommagement, qui correspond à la contrainte de décohésion interatomique. Ce régime présumé, nommé «ultra-dynamique», a permis d'établir une loi générale pour ce modèle, englobant à la fois ce régime (>10⁹s⁻¹), mais aussi le régime dynamique (10²-10⁹s⁻¹) et quasi-statique (<10²s⁻¹). Ainsi, la DM s'inscrit actuellement à la limite supérieure d'une étude transversale en fonction de la vitesse de déformation associant l'ensemble des moyens expérimentaux, allant de l'essai de traction quasi-statique à l'écaillage ultra-bref, et déterminante pour la recherche de modèles d'endommagement universels.

Nous avons ensuite cherché à généraliser le comportement des chocs laser à l'aide d'une approche 2D (Chapitre 6). En effet, si la propagation 1D agit principalement sur

l'épaisseur d'écaïlle, nous avons mis en évidence que le diamètre d'écaïlle variait en fonction de la configuration géométrique de l'essai, caractérisée par le diamètre d'impact laser et l'épaisseur de cible. Nous avons montré que ce phénomène était intimement lié à la propagation d'effets de bord, générés sous la forme de détonations latérales en bordure de la sollicitation. L'étude approfondie de ces effets, validée par comparaison au régime nanoseconde, puis étendue au chocs ultra-brefs, a permis de construire une classification des régimes de propagation 2D, chacun ayant un impact différent sur la morphologie de l'endommagement. Si les cas quasi-1D conduisent à l'écaillage, il a été mis en évidence que certains régimes fortement bidimensionnels pouvaient générer de nouveaux états de traction dans la cible. La prédiction de ces états a été rendue possible par l'utilisation de répartitions radiales des maxima de contraintes, un outil permettant en particulier de relier diamètre d'écaïlle à la contrainte seuil d'endommagement. L'exploitation post-mortem des données radiales pourrait alors rendre possible une première approche de l'endommagement ultra-dynamique et s'afficher comme une alternative aux mesures résolues en temps.

En combinant le régime ultra-bref et la propagation 2D, on obtient alors un large éventail de régimes donnant des formes d'endommagement variées. C'est de ce constat que nous avons entrepris d'appliquer l'ensemble des résultats obtenus au service du test d'adhérence par choc laser (LASAT). Trois extensions du test classique ont été développées en validant dans chaque cas leur faisabilité par association conjointe d'expériences et de travaux numériques. Chaque variation a pour but de corriger un inconvénient majeur du procédé original freinant son industrialisation. Nous avons notamment montré qu'il était possible de s'affranchir de mesure VISAR en exploitant les données radiales relatives à la zone de décohésion (LASAT-2DI) dont la taille est gouvernée par la répartition 2D des contraintes. D'autre part, l'utilisation de configurations fortement bidimensionnelles (LASAT-2Da) a démontré la possibilité de provoquer une décohésion avec un tir côté revêtement sans la moindre utilisation de surface libre, permettant de s'affranchir de l'épaisseur du substrat. Enfin, nous avons montré que l'utilisation de sources ultra-brèves permet de tester l'adhérence de films sub-micrométriques rencontrés sur des cellules photovoltaïques (LASAT-FS).

Ce dernier point constitue une belle illustration quant à l'avenir des sources femtoseconde, tant dans la recherche fondamentale que dans les applications industrielles. Dans le cadre de l'étude de l'endommagement dynamique, de nombreuses perspectives s'ouvrent suite à ces travaux.

D'un point de vue fondamental, cette étude a mis en évidence la présence d'un régime « ultra-dynamique ». Cependant, seule une confrontation directe entre la DM et les données expérimentales permettrait de confirmer avec certitude son existence. Cette comparaison directe pourrait être obtenue dans un avenir proche en fournissant des efforts concertés de chaque côté. Les premiers essais effectués au LOA semblent suffisants pour correspondre à une simulation DM de même taille, par exemple une épaisseur de 6 μ m paraît envisageable de part et d'autre. Expérimentalement, la clé réside dans l'amélioration des résolutions temporelles des diagnostics. En revanche, la DM se doit de représenter les échantillons de manière plus réaliste, par le biais de cristaux possédant une densité initiale de défauts.

Dans le cadre de l'endommagement dynamique, cette étude s'est principalement orientée vers les métaux ductiles. Aussi, il serait intéressant de prolonger cette démarche aux matériaux fragiles, à l'image du verre employé dans l'élaboration du test LASAT-FS. Cet exemple est de surcroît révélateur des possibilités offertes pour la

caractérisation de l'adhésion de couches sub-micrométriques et pourrait ainsi s'employer plus généralement dans la recherche des propriétés dynamiques de nanomatériaux.

D'un point de vue applicatif, le test LASAT vient s'ajouter à la liste des applications industrialisables à base de laser femtoseconde. Ce procédé original pourrait d'autant plus facilement s'intégrer à une chaîne de production en tant que test de qualité puisqu'il existe à l'heure actuelle des sources femtoseconde portables et sécurisées.

Finalement, nous avons progressivement descendu au travers de cette thèse les marches des échelles spatiales et temporelles, en partant des régimes nanoseconde bien connus, nous avons franchi le seuil de la picoseconde pour finir par générer des chocs et de l'endommagement à l'aide d'impulsions de l'ordre de la dizaine de femtosecondes. Ce voyage vers l'infiniment petit a été démarré en observant des écailles de quelques dizaines de microns, puis en décollant des revêtements sub-micrométrique, et allant jusqu'à observer le comportement à l'échelle moléculaire. On peut alors se poser la question suivante : mais jusqu'à quelle échelles il serait possible de générer des chocs ou de l'endommagement ? En ce sens, les lasers attoseconde émergents pourraient à l'avenir apporter éventuellement des éléments de réponse

Annexes

Sommaire

Annexe A

Théorie des chocs dans les solides..... 21

Annexe B

Description du VISAR et de la VH 21

Annexe C

Dimensionnement du maillage..... 21

Annexe D

Paramètres matériaux utilisés..... 21

Annexe A

Théorie des chocs dans les solides

Sommaire

<i>A.1 – Formation d'un choc :</i>	21
<i>A.2 – Equations constitutives :</i>	21
A.2.1 – Relations de passage d'un choc 1D :	21
A.2.2 – Equation d'état de Mie-Grüneisen :	21
<i>A.3 – Courbes caractéristiques des chocs :</i>	21
A.3.1 – Construction des courbes représentatives des chocs :	21
A.3.2 – Comportement en détente :	21
A.3.3 – Approximations courantes sur l'Hugoniot :	21
A.3.4 – Diagramme de marche des ondes de choc :	21
<i>A.4 – Transmission/réflexion d'un choc entre 2 milieux :</i>	21
A.4.1 – Transmission d'un choc au passage d'une interface :	21
A.4.2 – Lieu des états réfléchis :	21
A.4.3 – Représentation des états transmis/réfléchis :	21
A.4.4 – Vitesse de surface libre :	21
<i>A.5 – Solide sous choc et loi de comportement :</i>	21
A.5.1 – Stabilité – Instabilité d'un choc :	21
A.5.2 – Comportement élasto-plastique parfait :	21
A.5.3 – Onde de choc élasto-plastique :	21
<i>A.6 – Références bibliographiques de l'Annexe A :</i>	21

A.1 – Formation d'un choc

On définit un choc comme la propagation d'une discontinuité des grandeurs caractéristiques de l'état d'un milieu. Un choc se forme à partir d'une succession d'états dont la pression est de plus en plus élevée. En effet, en milieu condensé, la vitesse du son (Équation A.1), est en règle générale une fonction croissante de la pression. Ainsi, une rampe de pression va se raidir jusqu'à donner un front de choc vertical qui constitue une discontinuité des grandeurs thermodynamiques du milieu (Figure A.1).

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S}$$

Équation A.1

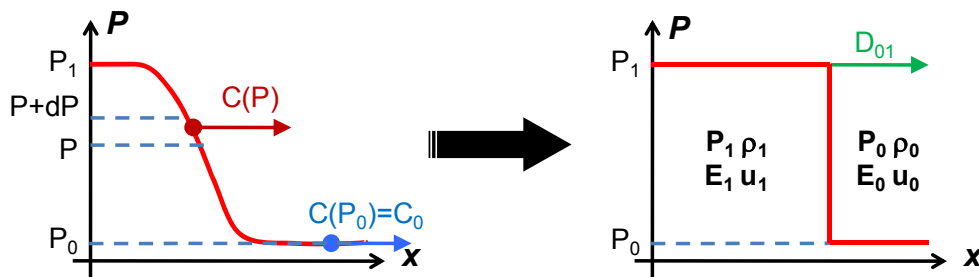


Figure A.1 – Raïdissement d'une compression vers un choc.

A.2 – Equations constitutives

A.2.1 – Relations de passage d'un choc 1D

On effectue un bilan de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie entre deux instants t et $t+dt$ dans un solide homogène isotrope soumis à un choc monodimensionnel plan se déplaçant dans le sens positif. On suppose que les échanges de chaleur avec l'extérieur sont négligés. En se plaçant dans le référentiel lié à l'état avant choc 0, on obtient les équations de conservation suivantes :

- Masse : $\rho_0 D_{01} = \rho_1 (D_{01} - U)$ Équation A.2

- Quantité de mouvement : $P_1 - P_0 = \rho_0 D_{01} U$ Équation A.3

- Energie : $P_1 \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1}\right) = [E_1 - E_0] + \frac{1}{2} U^2$ Équation A.4

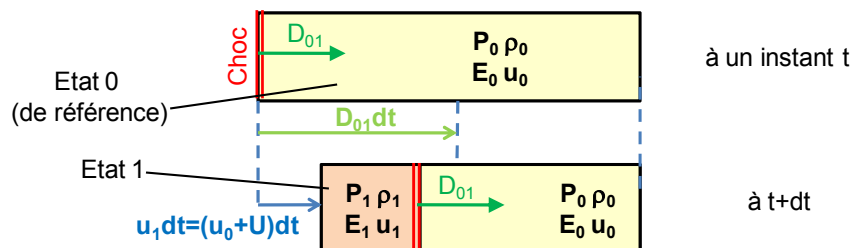


Figure A.2 – Bilan de conservation unidimensionnel au passage d'une discontinuité

ρ_i est la masse volumique, u_i la vitesse matérielle, P_i la pression et E_i l'énergie interne pour l'état i . D_{01} représente la célérité du choc séparant l'état 0 (avant choc) de l'état 1 (après choc). Ces relations sont appelées équations de Rankine–Hugoniot. Toutefois, elles ne suffisent pas à déterminer entièrement un état thermodynamique qui est représenté ici par 5 grandeurs : les grandeurs thermodynamiques (P , E , ρ) et les grandeurs cinétiques (D , u).

Il a été démontré expérimentalement que généralement, la vitesse matérielle et la célérité d'un choc sont reliées par une relation affine, à condition que l'état 0 soit au repos ($P_0=0$) :

$$D_{01} = C_0 + s.U \quad \text{Équation A.5}$$

C_0 est vitesse hydrodynamique du son qui correspond à la célérité d'une perturbation infiniment petite ou onde sonore. C_0 et s sont caractéristiques d'un matériau. Cette 4^e relation empirique permet de relier deux à deux les grandeurs thermodynamiques aux grandeurs cinétiques au passage d'un choc.

A.2.2 – Equation d'état de Mie–Grüneisen

Les grandeurs thermodynamiques sont reliées par une équation d'état en tout point du milieu. Dans le cas de chocs où des phénomènes rapides et à très haute pressions se produisent, on utilise le formalisme de Mie–Grüneisen qui convient bien jusqu'à quelques Mbar :

$$P(V) - P_{ref}(V) = \frac{\Gamma(V)}{V} (E - E_{ref}) \quad \text{Équation A.6}$$

$V = 1/\rho =$ volume massique ; P_{ref} et E_{ref} sont la pression et l'énergie interne de référence à 0K ; $\Gamma(V)$ est le coefficient de Grüneisen et dépend du matériau. En général il est admis que Γ varie linéairement avec V , ce qui donne $\frac{\Gamma(V)}{V} = \frac{\Gamma_0}{V_0}$. Γ_0 est de l'ordre de 2 pour les métaux.

A.3 – Courbes caractéristiques des chocs

A.3.1 – Construction des courbes représentatives des chocs

Grâce au système d'équations de A.2 à A.5, nous pouvons déterminer à partir d'un état de référence le lieu des états accessible par choc. On peut alors aboutir à la relation suivante :

$$P_1 - P_0 = \frac{C_0^2 \left(1 - \frac{V_1}{V_0}\right)}{V_0 \left[1 - S \left(1 - \frac{V_1}{V_0}\right)\right]^2} \quad \text{Équation A.7}$$

La courbe correspondant à l'Équation A.7 dans le plan (P , V) est la courbe d'Hugoniot ou adiabatique dynamique des états accessibles par choc à partir de l'état 0 (Voir Figure A.3(a)).

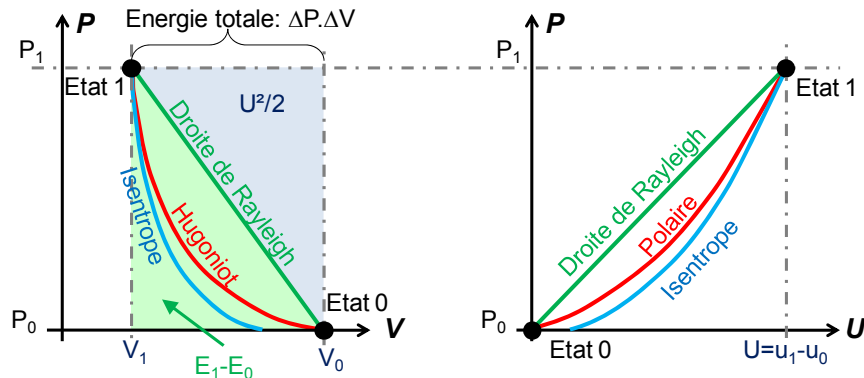


Figure A.3 – Courbe d’Hugoniot dans (P-V) (a) et Polaire de choc dans (P-u) (b).

Le choc étant un phénomène quasi-instantané, le chemin thermodynamique effectif correspond au plus court trajet entre l’état 0 et l’état 1, soit une ligne droite appelée « droite de Rayleigh ». L’aire sous la droite de Rayleigh correspond à la variation d’énergie interne. Aussi, l’aire se situant entre l’Hugoniot et la droite de Rayleigh représente la variation d’entropie S, qui doit toujours être positive.

La courbe d’Hugoniot peut aussi s’exprimer sous forme polynomiale à l’aide d’un développement limité à l’ordre 3 :

$$P_1 - P_0 = k_1 \cdot \mu + k_2 \cdot \mu^2 + k_3 \cdot \mu^3 \quad \text{avec } \mu = \frac{V_0}{V_1} - 1 \quad \text{Équation A.8}$$

Par identification, on obtient :

$$k_1 = \rho_0 \cdot C_0^2 ; \quad k_2 = \rho_0 \cdot C_0^2 (2s - 1) \quad \text{et} \quad k_3 = \rho_0 \cdot C_0^2 (s - 1)(3s - 1) \quad \text{Équation A.9}$$

De même, il est possible de construire une courbe des états accessibles sous choc dans le plan (P, u). En substituant D₀₁ dans A.3 par A.5, on obtient une relation liant P à u:

$$P_1 - P_0 = \rho_0 \cdot C_0 \cdot U + \rho_0 \cdot S \cdot U^2 \quad \text{Équation A.10}$$

La courbe associée est la polaire de choc qui est un arc de parabole.

Dans le plan de la polaire, la pente de la droite de Rayleigh définit l’impédance du choc : $Z = \rho_0 \cdot D$. Pour une pression sous choc donnée, plus Z est grand, plus le matériau est dit « dur » et incompressible. Aux limites, d’un côté se situe le solide rigide (droite verticale $U=U_0$) et à l’opposé le vide (droite horizontale $P=P_0$).

A.3.2 – Comportement en détente

Les chocs en compression existent car la vitesse du son est en général une fonction croissante de la pression. Mais pour ce qui est des détentes, la formation de chocs est impossible dans ce cas. Une détente ne peut que s’étaler dans l’espace lors de sa propagation. On parlera alors de faisceau de détentes^x.

^x Il existe toutefois quelques matériaux qui ne suivent pas cette règle, tel que le verre dans certaines gammes de pression. Cela se manifeste par une concavité de l’Hugoniot qui « inverse » le comportement de l’onde (faisceaux de compression et chocs en détente).

Aussi, on assimile une onde de détente à une décroissance isentropique de la pression se propageant à la vitesse du son, qui est traduite par la courbe (S_1) sur les plans (P,V) et (P,u) (Voir Figure A.3).

Dans le cas d'un choc non maintenu, on aura une détente se propageant derrière un choc. La vitesse de la première détente sera de $C(P_1)+U$ dans le référentiel lié à l'état 0.

A.3.3 – Approximations courantes sur l'Hugoniot

Dans un milieu condensé, l'accroissement d'entropie au cours d'un choc reste faible pour des pressions modérées (jusqu'à l'ordre du Mbar). On applique couramment les hypothèses suivantes, citée ici par degrés d'approximation croissants :

L'Hugoniot unique : Elle consiste à supposer que l'Hugoniot (H_1) construite à partir de l'état 1 est identique à l'Hugoniot (H_0) construite à partir de l'état 0. Ainsi, on peut supposer qu'il n'existe qu'une seule et unique Hugoniot dans le cadre de pressions modérées.

La Polaire unique : On considère que le trajet de l'isentrope associée aux détentes est proche de la polaire de choc (ou de la courbe d'Hugoniot sur ($P-V$)). Pour des pressions modérées ($<Mbar$), on supposera que les deux courbes sont identiques, ce qui notamment permet de s'affranchir de l'équation d'état pour traiter les problèmes de choc.

L'approximation acoustique : Valable à basse pression ($<100kbar$), elle consiste à assimiler le comportement des compressions et détentes à des ondes sonores, se propageant toutes à la vitesse du son C_0 . Les polaires sont dégénérées en droites de pente l'impédance du matériau : $\Delta P=Z.\Delta U$, avec $Z=\rho_0 C_0$

A.3.4 – Diagramme de marche des ondes de choc

La donnée du plan des polaires permet de caractériser les états sous choc, mais ne fournit pas d'information sur leur position qui varie au cours du temps. Pour pallier à cela, on utilise un diagramme de marche ($x-t$) qui représente l'évolution dans le temps de la position des ondes (front de choc, faisceaux de détente...). La Figure A.4 montre un exemple de représentation d'ondes dans un diagramme de marche.

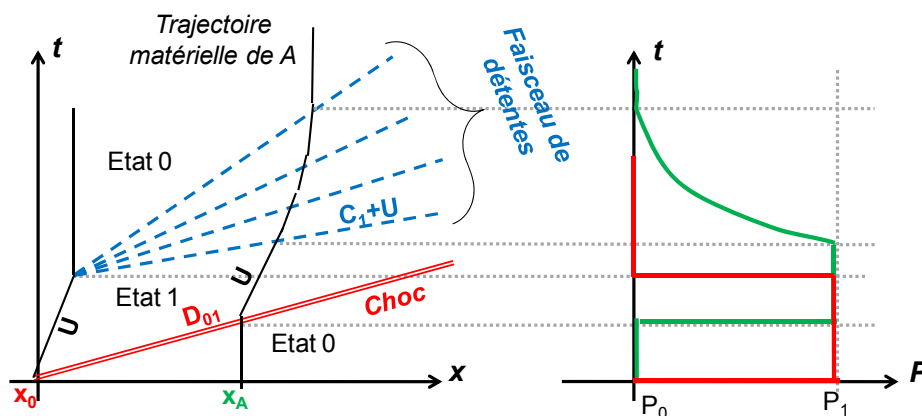


Figure A.4 – Diagramme de marche ($x-t$) d'une onde de choc générée par un créneau de pression en 0 et histoire de la pression au point A.

La donnée du diagramme de marche mis en correspondance avec le diagramme des polaires de chocs des états permet d'obtenir une représentation analytique graphique assez complète d'un problème de propagation d'ondes de choc. Par exemple, leur utilisation conjointe permet d'obtenir par exemple l'histoire de la pression au cours du temps en un point matériel fixé.

A.4 – Transmission/réflexion d'un choc entre 2 milieux

A.4.1 – Transmission d'un choc au passage d'une interface

Considérons 2 milieux A et B adjacents et au repos : $P=0$ et $u=0$. Soit un choc droit incident se propageant dans A et atteignant l'interface entre A et B (Voir Figure A.5)

Au niveau de l'interface, deux conditions de continuité mécanique doivent toujours être respectées :

$$P_{\text{interface}}^- = P_{\text{interface}}^+ \text{ et } U_{\text{interface}}^- = U_{\text{interface}}^+ \quad \text{Équation A.11}$$

Afin de respecter cette condition, le choc va se diviser en 2 parties :

Un choc transmis dans le milieu B

Un choc ou détente réfléchi(e) dans le milieu A.

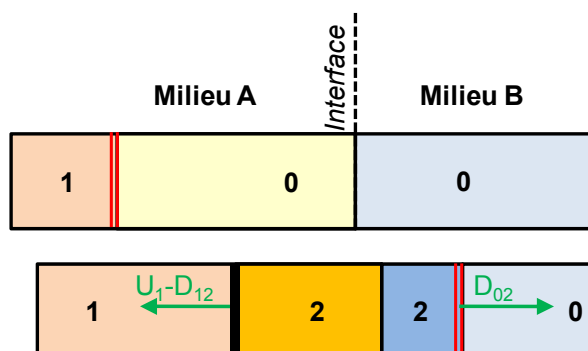


Figure A.5 – Principe de la transmission et de la réflexion de choc entre deux milieux.

A.4.2 – Lieu des états réfléchis

Le lieu des états réfléchis se construit en deux parties (cf. Figure A.6)

Pour un état de pression supérieur à P_1 : on obtient un choc et le lieu correspond à la polaire (H_1'), symétrique à (H_1) par la droite $u=u_1$ car l'onde se propage dans le sens négatif.

Pour un état de pression inférieur à P_1 : il s'agit d'une détente et le lieu est l'isentropique réfléchi (S_1').

Cependant, en utilisant les approximations de l'Hugoniot et de la polaire unique pour des pressions modérées ($<1\text{Mbar}$) : le lieu des ondes réfléchies issues de (P_1, u_1) est assimilable à la courbe (H_0') symétrique de la polaire (H_0) par rapport à l'axe $u=u_1$.

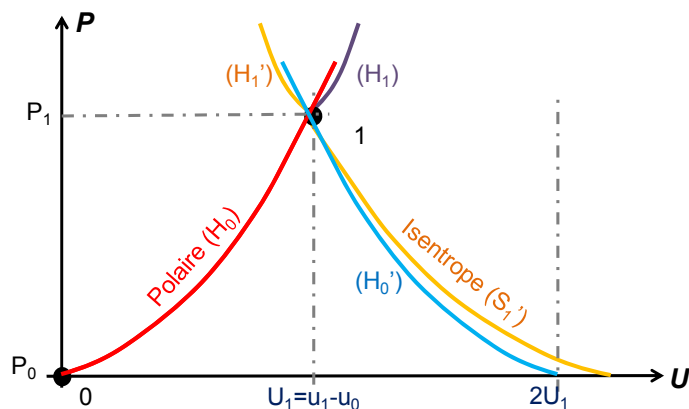


Figure A.6 – Lieu des chocs/détentes réfléchies (en rouge et orange) et polaire réfléchie (en bleu)

A.4.3 – Représentation des états transmis/réfléchis

Les figures suivantes représentent la schématisation de la réflexion et transmission d'un choc dans les deux cas : soit l'onde réfléchie est soit un choc, soit une détente. On représente sur le diagramme (P, u) : (A) et (B) les polaires des matériaux A et B, (A') le symétrique de (A) par rapport à l'axe $u=u_1$. Le résultat de la réflexion/transmission dépend essentiellement du rapport d'impédance des matériaux considérés :

Si le matériau A est plus mou que B ($Z_A < Z_B$) : Le choc incident donne un choc transmis et un choc réfléchi.

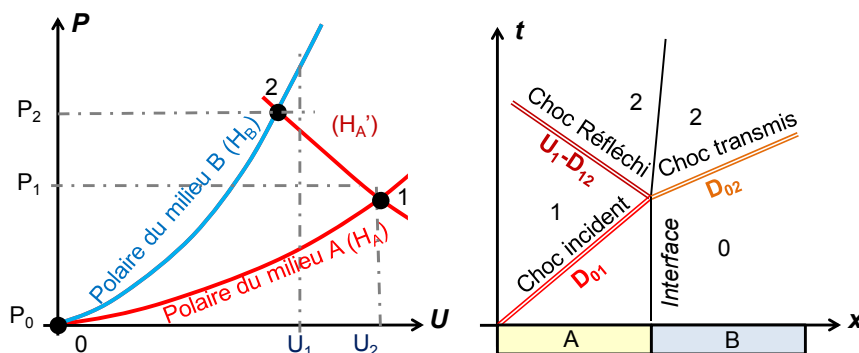


Figure A.7 – Polaires et diagramme de marche du choc réfléchi et du choc transmis ($Z_A < Z_B$)

Si le matériau A est plus dur que B ($Z_A > Z_B$) : Le choc incident donne un choc transmis et une détente réfléchie.

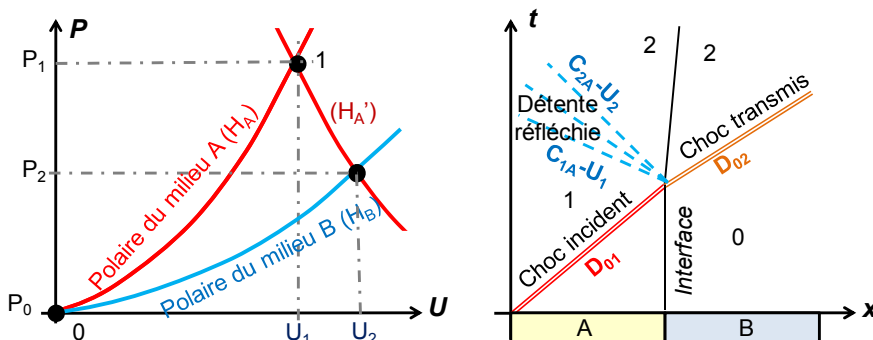


Figure A.8 – Polaires et diagramme de marche de la détente réfléchie et du choc transmis ($Z_A > Z_B$)

A.4.4 – Vitesse de surface libre

Dans le cas particulier où le milieu B est de l'air ou le vide. La polaire B correspond à l'axe des abscisses (Voir Figure A.6). Ici, le choc est intégralement réfléchi en une détente ramenant le matériau A à pression nulle. En se plaçant dans l'approximation de la polaire unique, la vitesse de la surface libre u_{SL} est telle que :

$$U_{SL} \approx 2U_1$$

Équation A.12

A.5 – Solide sous choc et loi de comportement

Jusqu'à présent, le matériau était considéré comme « hydrodynamique », c'est-à-dire se comportant de la même manière qu'un fluide en regard des hautes pressions et des grandes déformations qu'il subit. Toutefois, cela ne traduit pas le comportement réel du matériau tel que l'élasticité, la plasticité ou un changement de phase. Le but de ce paragraphe va être d'insérer une loi de comportement afin de prendre en compte les phénomènes non hydrodynamiques.

A.5.1 – Stabilité – Instabilité d'un choc :

Un choc est dit stable lorsqu'il présente un front unique. Cela est en général vrai dans le cas hydrodynamique. Cependant, certains facteurs, tel qu'une limite d'élasticité ou un changement de phase peuvent scinder le front en plusieurs paliers, conséquence d'un choc instable.

On admettra la règle de stabilité suivante : un choc est stable si sa droite de Rayleigh ne coupe pas l'Hugoniot entre l'état initial et l'état final. En effet, l'aire entre la droite de Rayleigh et l'Hugoniot représente la variation de cette dernière, si la droite de Rayleigh passe sous l'Hugoniot, la variation sera localement négative, ce qui va à l'encontre des principes fondamentaux de la thermodynamique selon lesquels l'entropie ne peut qu'augmenter.

Si on observe l'Hugoniot d'un matériau présentant par exemple une limite d'élasticité notée P_A , on remarque une rupture de pente correspondant à la limite d'élasticité (Figure A.9). Ainsi, contrairement au cas purement hydrodynamique, certains chocs accessibles voient leur droite de Rayleigh traverser l'Hugoniot, ce qui explique l'instabilité. Pour compenser l'instabilité, le choc se scinde en deux chocs successifs tel que leurs droites de Rayleigh ne puissent plus traverser l'Hugoniot.

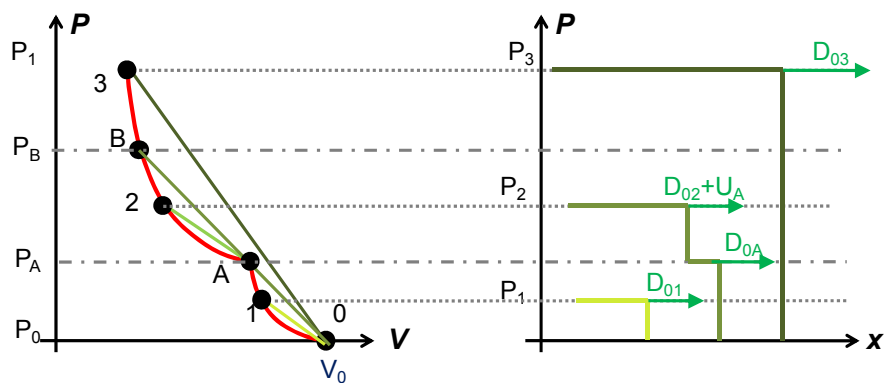


Figure A.9 – Illustration d'un choc instable dû à la présence d'une limite d'élasticité.

La seule solution consiste en un premier choc allant de l'état initial à l'état dont la pression est égale à la limite P_A , puis de cet état intermédiaire à l'état final. On a alors deux chocs stables. On peut rencontrer ce type d'instabilité car il arrive fréquemment que les hautes pressions imposées dépassent la limite d'élasticité du matériau. On nomme dans ce cas le premier choc dont l'amplitude correspond à cette limite le précurseur élastique.

A.5.2 – Comportement élasto-plastique parfait

Dans le cadre d'une propagation de choc monodimensionnelle, la déformation ε_x est uniaxiale mais la rigidité élastique du matériau entraîne l'apparition d'une partie anisotrope dans le tenseur des contraintes. On peut écrire les tenseur des déformations et contraintes dans la base principale sous la forme d'une partie sphérique et d'une partie déviatrice, cette dernière n'étant pas prise en compte lors de la modélisation hydrodynamique :

$$\underline{\underline{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \underline{\underline{\varepsilon}}_s + \underline{\underline{\varepsilon}}_d = \begin{bmatrix} \varepsilon_x/3 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_x/3 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_x/3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 2\varepsilon_x/3 & 0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon_x/3 & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon_x/3 \end{bmatrix} \quad \text{Équation A.13}$$

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{bmatrix} \sigma_x & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z \end{bmatrix} = \underline{\underline{\sigma}}_s + \underline{\underline{\sigma}}_d = \begin{bmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma_x - \sigma & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_y - \sigma & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z - \sigma \end{bmatrix} \quad \text{Équation A.14}$$

Où σ est la contrainte hydrostatique qui correspond à la pression :

$$\sigma = \frac{1}{3}(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) = -P \quad \text{Équation A.15}$$

Le modèle élasto-plastique distingue alors deux cas de figure en fonction de la limite d'élasticité dynamique^y du matériau σ_E et la contrainte équivalente de Von Mises :

$$\sigma_{VM} = \sqrt{\frac{1}{2}[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2]} \quad \text{Équation A.16}$$

• 1°Cas: $\sigma_{VM} < \sigma_E \Leftrightarrow$ Modèle élastique: On peut relier la déformation aux contraintes à l'aide de la loi linéaire de Hooke :

$$\underline{\underline{\sigma}}_s = 3.K \underline{\underline{\varepsilon}}_s \quad \text{et} \quad \underline{\underline{\sigma}}_d = 2.G \underline{\underline{\varepsilon}}_d \quad \text{Équation A.17}$$

Où K et G sont respectivement les modules de rigidité et de cisaillement du matériau. Ces grandeurs s'expriment en fonction du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν :

$$K = \frac{E}{3.(1-2\nu)} \quad \text{et} \quad G = \frac{E}{2.(1+\nu)} \quad \text{Équation A.18}$$

^y La limite d'élasticité dynamique pour un matériau n'est pas égale à la limite statique a priori. La valeur dynamique est au moins 1.5 à 5 fois plus élevée que la limite statique en fonction de la vitesse de déformation.

D'où :

$$\boxed{\sigma = K \cdot \varepsilon_x = K \cdot \frac{(V - V_0)}{V_0}}, \quad \boxed{\sigma_x = \sigma + \frac{4}{3} G \cdot \varepsilon_x} \quad \text{et} \quad \boxed{\sigma_y = \sigma_z = \sigma - \frac{2}{3} G \cdot \varepsilon_x} \quad \text{Équation A.19}$$

La compression élastique dans le plan d'Hugoniot est une droite de pente K/V_0 .

- 2°Cas : $\sigma_{VM} = \sigma_E \Leftrightarrow$ Modèle plastique parfait : On définit la contrainte de cisaillement maximale par : $\tau_m = \frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}$. On a alors : $\sigma_x = \sigma + \frac{4}{3} \tau_m$.

A partir d'une valeur τ_m de τ_m correspondant à la limite d'élasticité σ_E de σ_{VM} , la résistance du milieu à la déformation cesse. Dans ce cas : $\sigma_{VM} = (\sigma_x - \sigma_y) = \sigma_E = 2\tau_m$ et quelque soit ε_x croît.

En termes de pression, la limite d'élasticité, différente de celle au sens de Von Mises s'exprime en fonction de la limite d'élasticité dynamique :

$$\boxed{P_{HEL} = \sigma_E \cdot \frac{1-\nu}{1-2\nu} = \sigma_E \cdot \left(\frac{K}{2G} + \frac{2}{3} \right) = \frac{\sigma_E}{2} \left(\frac{C_L}{C_T} \right)^2} \quad \text{Équation A.20}$$

On parle alors de la limite d'élasticité au sens d'Hugoniot. Au-delà de cette limite, la compression, sans contribution supplémentaire.

Les termes C_L et C_T correspondent respectivement à la vitesse du son longitudinale d'une onde de traction axiale et la vitesse du son transversale d'une onde de cisaillement. Elles s'expriment en fonction de ρ et sont liées à C_0 par l'.

$$\boxed{C_L = \sqrt{\frac{E'}{\rho}} = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}G}{\rho}}} \quad \text{et} \quad \boxed{C_T = \sqrt{\frac{G}{\rho}}} \quad \text{Équation A.21}$$

$$\boxed{C_0 = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{C_L^2 - \frac{4}{3}C_T^2}} \quad \text{Équation A.22}$$

En réunissant les 2 cas rencontrés, on obtient la courbe ci-dessous dans le plan d'Hugoniot :

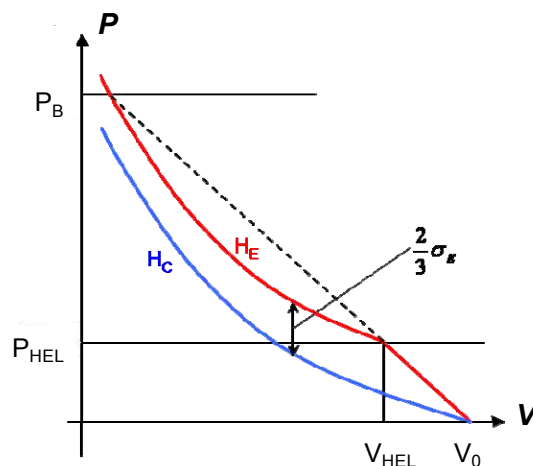


Figure A.10 – Hugoniot d'un matériau élasto-plastique
Avec (H_0) = Hugoniot hydrodynamique et (H_E) = Hugoniot élasto-plastique.

- Si $P < P_{HEL}$ \Leftrightarrow Choc élastique se propageant à la vitesse du son longitudinale C_L .
- Si $P_{HEL} < P < P_B$ \Leftrightarrow Choc plastique de vitesse D précédé d'un précurseur élastique de vitesse C_L .
- Si $P > P_B$ \Leftrightarrow Choc plastique seul de célérité D .

On notera que le comportement d'un matériau élasto-plastique pour de très hautes pressions tend vers le comportement hydrodynamique.

A.5.3 – Onde de choc élasto-plastique

La propagation d'une onde de choc élasto-plastique est constituée d'un choc en deux paliers suivi d'une détente elle aussi élasto-plastique (voir : Fig. A.2.11). Pour cette dernière, on couple le caractère isentropique, déterminé par l'équation d'état, avec le comportement élasto-plastique parfait représenté par une relaxation du cisaillement maximal (voir (a)). Le début de la détente est donc élastique avec une amplitude de 2 fois la limite d'Hugoniot. Cela correspond à l'inversion de la sollicitation en cisaillement. Le reste de la détente est plastique et le passage de l'onde laisse alors une déformation résiduelle accessible via l'Hugoniot (b).

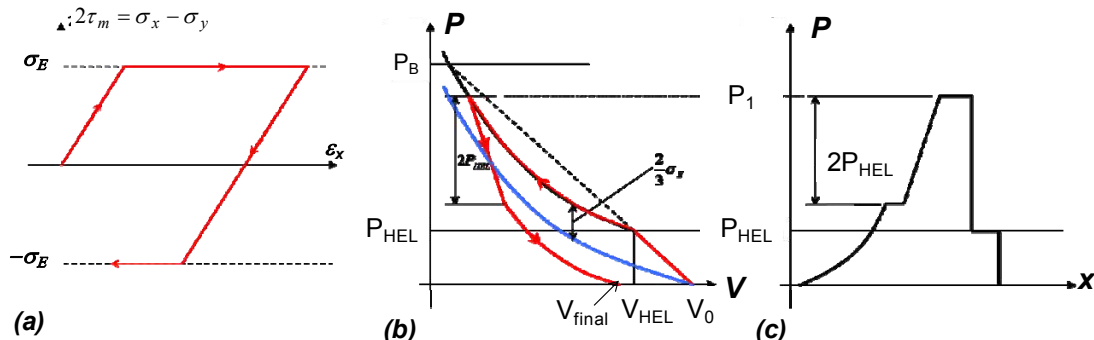


Fig. A.2.11 : Onde de choc élasto-plastique parfaite :
Diagramme τ_m/ϵ (a) ; Hugoniot (b) et forme spatiale de l'onde (c)

A.5.4 Modèle Viscoplastique de Johnson-Cook [6.11]

La loi de comportement élasto-plastique peut constituer une bonne approximation du comportement du matériau. Toutefois, elle ne tient pas compte de certains paramètres pouvant devenir importants à grande déformation et haute pression comme la vitesse de déformation. G. R. Johnson et W H. Cook ont conçu un modèle viscoplastique semi-empirique adapté aux conditions extrêmes qu'entraînent les ondes de choc et qui est plus complet que la loi élasto-plastique parfaite. Le comportement est régi par l'Équation A.23 :

$$\sigma_{VM} = \left(A + B \epsilon_p^n \right) \left(1 + C \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right) \left(1 - \left[\frac{T - T_0}{T_{fus} - T_0} \right]^m \right) \quad \text{Équation A.23}$$

Où A [Pa] correspond à limite d'élasticité du matériau, B [Pa] le module d'écroutissage, n le Coefficient d'écroutissage, C un coefficient sur la vitesse de déformation, m l'exposant sur la température, ϵ_p la déformation plastique équivalente, $\dot{\epsilon}$ la vitesse de déformation, $\dot{\epsilon}_0$ la vitesse de déformation de référence ($= 1s^{-1}$), T la température, T_0 la température de référence (293K) et T_{fusion} la température de fusion du matériau. L'annexe D donne des valeurs pour l'aluminium pour cette loi.

La relation est constituée de trois facteurs :

Le premier terme décrit l'érouissage sous la forme d'une loi d'Hollomon et gère le comportement de la courbe $(\varepsilon_p, \sigma_{VM})$ dans le domaine plastique quasi-statique à température ambiante.

Le second facteur correspond à l'influence de la vitesse de déformation, qui présente une forme logarithmique. Si la vitesse de déformation est inférieure à la vitesse de référence, alors le terme n'est pas pris en compte. Ce terme a pour effet d'élever la courbe $(\varepsilon_p, \sigma_{VM})$, donc de générer un durcissement quand $\dot{\varepsilon}$ augmente (Voir Figure A.11)

Le troisième facteur donne l'influence de la température : plus T se rapproche de la température de fusion, moins la contrainte est importante (Figure A.11). C'est le phénomène d'adoucissement thermique, en compétition avec le terme portant sur la vitesse de déformation en accord avec le concept d'équivalence temps-température. Si $T > T_{\text{fusion}}$ alors le terme est considéré nul et du même coup la loi de comportement n'est plus prise en compte afin de traduire que le matériau est devenu liquide avec une loi purement hydrodynamique sans cisaillement.

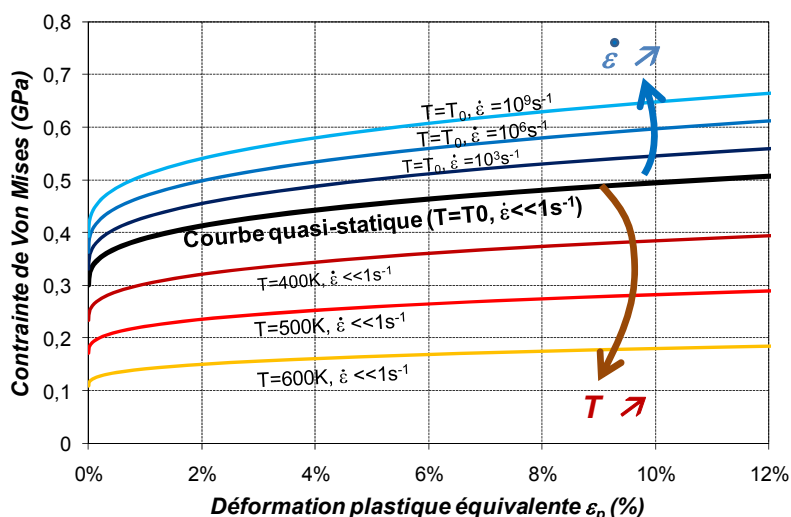


Figure A.11 – Tracé de la courbe de plasticité de Johnson-Cook $(\varepsilon_p, \sigma_{VM})$ à différentes températures et vitesses de déformations pour l'aluminium

A.6 – Références bibliographiques de l'Annexe A

- [A.1] J. Thouvenin, « Détonique », Editions du Commissariat à l'Energie Atomique – Eyrolles, Série Synthèses – Paris, ISBN 2-72-720194-X, (1997).
- [A.2] « Handbook of Shock waves – Vol. I », Edited by GBen-Dor, O. Igra, T. Elperin, Academic Press – San Diego, ISBN 0-12-086431-2, (2001).
- [A.3] Y.B. Zel'dovich, « Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamics phenomena », Edited by Mineola, NY: Dover Publications, ISBN 0-486-42002-7 (2002).
- [A.4] T. De Ressaquier, « Ondes de choc dans les solides », Cours de 3^e année de l'ENSMA, (2010).
- [A.5] G.R. Johnson and W.H. Cook, « A constitutive model and data for metals subjected to large strain, high strain rates and high temperatures », in proceedings of the 7th International symposium on ballistics, The Hague-The Netherlands, 541, (1983).

Annexe B

Description du VISAR et de la VH

Sommaire

<i>B.1 – Fonctionnement du diagnostic VISAR [B.1][B.2]</i>	<i>21</i>
B.1.1 - Fonctionnement de l'interféromètre	21
B.1.2 - Réglage de l'interféromètre	21
B.1.3 - Vitesse mesurée en fonction de la figure d'interférence.....	21
B.1.4 - Interprétation des signaux en sortie de l'interféromètre.....	21
B.1.5 – Méthodes de recueil des signaux VISAR [B.4][B.5]	21
<i>B.2 – Mesure de vitesse par Vélocimétrie Hétérodyne (VH).....</i>	<i>21</i>
B.2.1 - Fonctionnement de l'interféromètre [B.7][B.8].....	21
B.2.2 - Acquisition et interprétation de la figure d'interférences.....	21
<i>B.3 - Références bibliographiques de l'Annexe B.....</i>	<i>21</i>

B.1 – Fonctionnement du diagnostic VISAR [B.1][B.2]

Le système VISAR mesure la vitesse de face arrière de la cible qui est impactée par le laser. Il s'agit d'un système d'interféromètre de type Michelson. Le principe consiste à recueillir un rayon lumineux envoyé par un laser de référence continu (VERDI - longueur d'onde : $\lambda_0=532\text{nm}$; puissance : 5W maximum) et acheminé vers la surface libre de la cible de manière coïncidente avec l'axe optique du laser impulsif. Le faisceau est ensuite réfléchi par la surface et recueilli pour l'envoyer vers le boîtier VISAR qui fait interférer la lumière reçue avec une partie du même faisceau retardé. Le système d'interférences, constitués de franges, obtenu permet de déduire une variation de vitesse relative au cours du temps. Les signaux lumineux résultant du défilement des franges au cours du temps sont en général recueillis par un système de photomultiplicateurs (PM) permettant de convertir les photons incidents en courant électrique. Le traitement des données est ensuite effectué et permet de reconstituer la vitesse de surface libre en fonction du temps.

B.1.1 - Fonctionnement de l'interféromètre

Le VISAR fonctionne par la combinaison de l'effet Doppler qui permet de relier la vitesse de face arrière à la longueur d'onde du signal, et un système d'interféromètre qui permet de mesurer la longueur d'onde du signal. Le schéma ci-dessous décrit le fonctionnement de l'interféromètre.

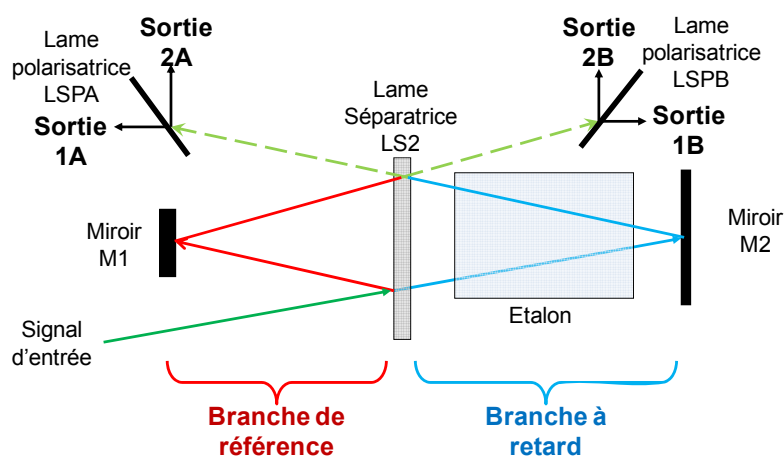


Figure B.1 – Schéma de fonctionnement de l'interféromètre du VISAR

Le signal d'entrée est séparé en deux par la lame semi-réfléchissante LS2. La moitié du signal est envoyée dans la branche de référence et réfléchi sur le miroir M1, la seconde partie du faisceau est retardée dans la branche de retard située entre LS2 et M2. Le retard est induit par un étalon d'indice optique supérieur à 1. Plus la longueur de l'étalon est grande, plus le délai de la branche est augmenté.

Lorsque le réglage est optimal, les deux chemins coïncident au niveau de la lame séparatrice LS2 et se combinent, donnant naissance à des franges d'interférences sur les deux faisceaux transmis qui sont ensuite recueillis.

B.1.2 - Réglage de l'interféromètre

La surface libre sondée n'est pas polie miroir en général. La réflexion du Verdi est donc diffuse ce qui détruit la cohérence spatiale du laser et rend difficile la création de franges d'interférences. Il est donc nécessaire d'utiliser une technique « de compensation de champ » qui permet d'obtenir un réseau de franges en donnant aux deux bras de l'interféromètre un chemin optique de longueur identique. La correction de chemin optique se fait par le réglage du miroir M1. Le calcul du décalage à donner au miroir M1 est basé sur la figure suivante.

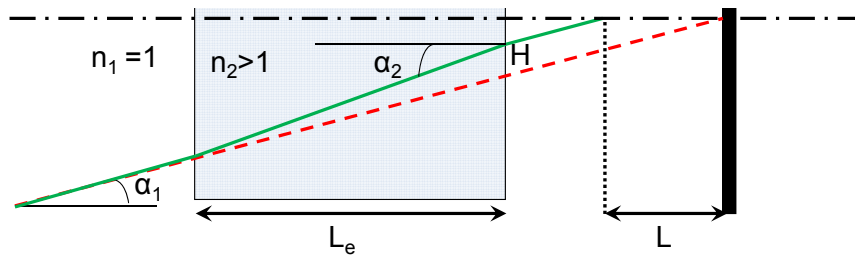


Figure B.2 - Chemins optiques des deux branches du VISAR superposés (chemin rouge = branche de référence ; chemin vert = branche à retard)

On se place dans l'approximation des petits angles pour calculer L :

$$n_1 \sin(\alpha_1) = n_2 \sin(\alpha_2) \Leftrightarrow \frac{n_1}{n_2} \approx \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$$

$$H = L_e (\tan(\alpha_1) - \tan(\alpha_2))$$

$$L = \frac{H}{\tan(\alpha_1)} = \frac{L_e (\tan(\alpha_1) - \tan(\alpha_2))}{\tan(\alpha_1)} \approx L_e \left(1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right)$$

$$\boxed{L = L_e \left(1 - \frac{1}{n_2} \right)}$$

Équation B.1

Une fois le miroir M1 décalé de L, l'interféromètre est réglé, on peut calculer le retard entre les deux branches. On calcule d'abord la différence de chemin optique entre les deux branches :

$$\Delta L_{optique} = L_{réf} - L_{retard} = \left[L_0 - L_e \left(1 - \frac{1}{n_2} \right) \right] - \left[L_0 - L_e + n_2 L_e \right] = L_e \left[n_2 - \frac{1}{n_2} \right]$$

On en déduit le délai entre les deux branches, le facteur 2 prenant en compte le trajet retour dans la branche :

$$\boxed{\tau_e = \frac{2L_e}{c} \left[n_2 - \frac{1}{n_2} \right]}$$

Équation B.2

Où c représente la célérité de la lumière : $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Par exemple, pour un étalon de longueur $L_e = 10 \text{ cm}$ et d'indice $n_2 = 1.15$, le retard est de 180ps.

A noter que ce délai correspond au temps de réponse intrinsèque de l'interféromètre.

B.1.3 - Vitesse mesurée en fonction de la figure d'interférence

A l'instant initial de la mesure t_0 , où la surface sondée est immobile, le déphasage $\varphi(t_0)$ entre le faisceau référence et le faisceau retardé est alors de :

$$\varphi(t_0) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left[n_{20} - \frac{1}{n_{20}} \right] 2L_e \quad \text{Équation B.3}$$

Où λ_0 est la longueur d'onde de référence du Verdi. Lorsque la cible est mise en mouvement, la longueur d'onde est modifiée par l'effet Doppler qui induit un décalage de longueur d'onde proportionnel à la vitesse de la surface libre $u_s(t)$:

$$\frac{\lambda(t) - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{2.u_s(t)}{c} \quad \text{Équation B.4}$$

L'Équation B.3 et l'Équation B.4 permettent alors de relier le déphasage à un instant t à la vitesse de face arrière à cet instant. Pour ceci quelques calculs annexes sont à réaliser. On calcule dans un premier temps la variation du déphasage en fonction de la longueur d'onde :

$$\begin{aligned} \varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[n_2 - \frac{1}{n_2} \right] 2L_e &\Leftrightarrow \frac{\partial \varphi(t)}{\partial \lambda} = 2\pi \cdot 2L_e \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{1}{\lambda} \left[n_2 - \frac{1}{n_2} \right] \right] \\ &\Leftrightarrow \frac{\partial \varphi(t)}{\partial \lambda} = 2\pi \cdot 2L_e \left[\frac{1}{\lambda} \left[1 + \frac{1}{n_2^2} \right] \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} - \frac{1}{\lambda^2} \left[n_2 - \frac{1}{n_2} \right] \right] \\ &\Leftrightarrow \frac{\varphi(t) - \varphi(t_0)}{\lambda - \lambda_0} = 2\pi \cdot 2L_e \left[\frac{1}{\lambda_0} \left[1 + \frac{1}{n_{20}^2} \right] \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right]_{\lambda=\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_0^2} \left[n_{20} - \frac{1}{n_{20}} \right] \\ &\Leftrightarrow \varphi(t) - \varphi(t_0) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \frac{(\lambda - \lambda_0)}{\lambda_0} c \tau_e \left[\left[1 + \frac{1}{n_{20}^2} \right] \lambda_0 \left[\frac{n_{20}}{n_{20}^2 - 1} \right] \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right]_{\lambda=\lambda_0} - 1 \\ &\Leftrightarrow \begin{cases} \varphi(t) - \varphi(t_0) = \frac{2\pi}{\lambda_0} 2u_s(t) \tau_e [1 + \delta] \\ \delta = - \lambda_0 \left[\frac{n_{20}}{n_{20}^2 - 1} \right] \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right]_{\lambda=\lambda_0} \quad \text{comme } \frac{1}{n_{20}^2} \ll 1 \end{cases} \end{aligned}$$

δ représente le facteur de correction de l'indice de réfraction de l'étalon suite au changement de longueur d'onde et la lumière par effet Doppler. Il est de l'ordre de 10^{-2} . On en déduit donc la valeur de la vitesse de face arrière en fonction du déphasage :

$$u_s(t) = \left[\frac{\varphi(t) - \varphi(t_0)}{2\pi} \right] \left[\frac{\lambda_0}{2\tau_e} \frac{1}{1 + \delta} \right] = F(t) \cdot K \quad \text{Équation B.5}$$

Le terme $F(t)$ correspond au nombre de franges ayant défilé depuis t_0 . K , homogène à une vitesse, est appelé le facteur de frange. Lorsque qu'une frange a défilé, soit une différence de phase de $+2\pi$, la vitesse a augmenté de K . Le facteur de frange dépend principalement du retard, donc du choix de l'étalon. K varie aussi dans une moindre mesure avec la variation d'indice de l'étalon avec la longueur d'onde.

L'incertitude théorique de l'interféromètre sur la vitesse mesurée est donnée à l'aide de la formule suivante dérivée de l'Équation B.4:

$$\frac{\delta u_s}{u_s} = \sqrt{\left(\frac{K}{u_s} \delta F\right)^2 + \left(\frac{\delta K}{K}\right)^2} \quad \text{Équation B.6}$$

Où δF est l'incertitude de détection des franges (de l'ordre de 1%); $\delta K/K$ représente l'incertitude relative du facteur de frange, de 0,1%.

Par exemple, pour un facteur de frange $K=1895\text{m/s}$ et une vitesse mesurée de 500m/s , on obtient une incertitude relative de 3.8%.

L'incertitude est réduite lorsque le rapport vitesse mesurée/facteur de frange est augmenté. Aussi l'incertitude annoncée correspond au cas d'un VISAR parfait. Tout défaut de réglage peut entacher la précision de la mesure [B.3].

B.1.4 - Interprétation des signaux en sortie de l'interféromètre

L'intensité lumineuse Y obtenue sur les deux signaux A et B après interférence est :

$$\begin{cases} Y_A(t) = Y_A^0 [1 + \cos 2\pi F(t)] \\ Y_B(t) = Y_B^0 [1 - \cos 2\pi F(t)] \end{cases} \quad \text{Équation B.7}$$

Avec Y_i^0 le gain de chaque faisceau. L'Équation B.7 peut admettre deux solutions pour φ entre 0 et 2π puisque les deux signaux sont déphasés de π . Pour résoudre l'ambiguïté sur la valeur φ_s de la solution, on génère sur chaque faisceau deux signaux déphasés de $\pi/2$ à l'aide des lames polarisatrices LSPA et LSPB. On obtient alors les 4 signaux de sortie suivants, nommés 1A, 1B, 2A et 2B :

$$\begin{cases} Y_{1A}(t) = Y_{1A}^0 [\cos 2\pi F(t) + 1] \\ Y_{2A}(t) = Y_{2A}^0 [\sin 2\pi F(t) + 1] \end{cases} \quad \begin{cases} Y_{1B}(t) = Y_{1B}^0 [\cos 2\pi F(t) - 1] \\ Y_{2B}(t) = Y_{2B}^0 [\sin 2\pi F(t) - 1] \end{cases}$$

Les 4 signaux de sortie sont en général réglés de façon qu'ils soient de même amplitude :

$$Y_{1A}^0 = Y_{2A}^0 = -Y_{1B}^0 = -Y_{2B}^0 = \frac{Y_A^0}{2} = \frac{Y_B^0}{2} = \frac{Y^0}{2}$$

En soustrayant deux à deux les composantes 1 et 2, on peut alors obtenir les signaux finaux :

$$\begin{cases} Y_1(t) = Y_{1A} - Y_{1B} = Y^0 \cdot \cos 2\pi F(t) \\ Y_2(t) = Y_{2A} - Y_{2B} = Y^0 \cdot \sin 2\pi F(t) \end{cases} \quad \text{Équation B.8}$$

Cette opération permet de supprimer de la partie continue, mais aussi de doubler l'amplitude des résultats ce qui minimise l'influence du bruit. L'évolution de la phase peut être représentée sur une courbe de Lissajous $Y_2=f(Y_1)$ qui a une apparence circulaire.

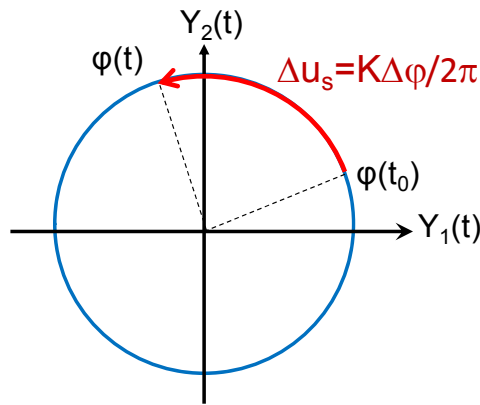


Figure B.3 – Lissajous en sortie du VISAR

L'angle au centre de la Lissajous correspond à la phase des interférences. Ainsi, en faisant un tour de Lissajous dans le sens positif, on a parcouru une frange et augmenté la vitesse d'une fois la valeur du facteur de frange. Cette représentation met toutefois en évidence un défaut du VISAR : si la variation de vitesse entre deux pas de mesure dépasse K (par exemple : $K+U$), cela pourra être interprété comme une augmentation de U , ou encore une diminution de $K-U$. Cette incertitude, intrinsèque à l'interféromètre, est appelée saut de frange. La seule option pour l'éviter est de choisir un facteur de frange supérieur aux vitesses attendues, donc un étalon adapté à la mesure.

B.1.5 – Méthodes de recueil des signaux VISAR [B.4][B.5]

Pour pouvoir être exploitées, les interférences générées par l'interféromètre VISAR doivent avant toutes chose être converties en signaux numériques afin d'être traités. Pour cela, deux méthodes sont disponibles : par photomultiplicateurs (PMs) et caméra à balayage de fente (Streak). Les deux sont utilisables simultanément par dérivation des signaux optiques :

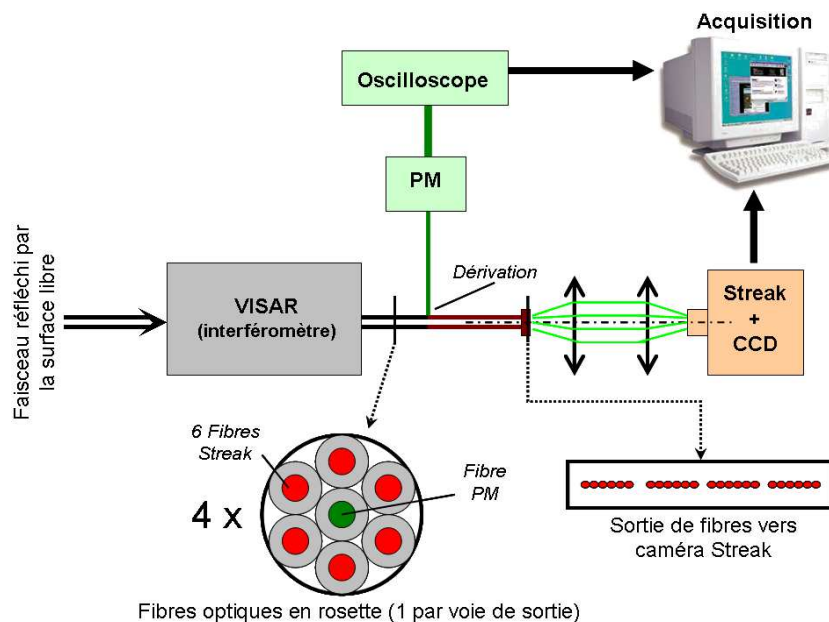


Figure B.4 - Schéma de l'enregistrement simultané des signaux VISAR par caméra Streak et par photomultiplicateurs

- **Recueil par PMs :** Il s'agit de la méthode de recueil des interférences par défaut. Les quatre signaux lumineux (1A, 1B 2A et 2B) sont dirigés par fibre optique vers quatre photomultiplicateurs (Figure B.5). Ce composant permet de convertir la lumière qui le traverse en électrons à l'aide d'une photocathode. Les électrons sont ensuite multipliés en cascade par une série de dynodes afin d'obtenir un courant mesurable, recueilli par l'anode en fin de chaîne. Les photomultiplicateurs utilisés par le VISAR ont un gain de 10^4 et un temps de réponse de 1ns [B.6].

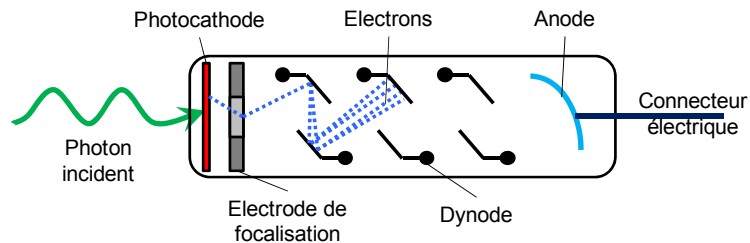


Figure B.5 – Principe de fonctionnement d'un photomultiplicateur

Les quatre signaux électriques sont ensuite soustraits deux à deux à l'aide de montages amplificateurs soustracteurs pour obtenir Y_1 et Y_2 . Ces derniers sont finalement enregistrés par un oscilloscope et permettent de remonter à la vitesse de surface libre via la Lissajous.

- **Recueil par Streak :** Les signaux lumineux issus des interférences générées par l'interféromètre, sont acheminés par fibre optique vers la fente d'entrée du dispositif d'ouverture réglable (Figure B.6). La lumière est ensuite directement convertie en électrons via une photocathode. Le flux d'électron est alors envoyé vers un écran phosphorescent. Au cours de leur trajet, les électrons sont soumis à un champ électrique orthogonal vertical variant linéairement au cours du temps en synchronisation avec les instants à enregistrer. Les électrons subissent ainsi une déviation régulière allant du haut de l'écran vers le bas, de manière analogue à un oscilloscope ou un écran à tube cathodique. Ce balayage permet à l'axe vertical de l'écran de représenter l'évolution temporelle des signaux. L'impact du flux d'électrons sur une zone de l'écran active sa phosphorescence localement, directement proportionnelle à l'intensité du flux incident. La phosphorescence rémanente après balayage est enfin numérisée par un capteur CCD. Le cliché obtenu contient quatre bandes verticales correspondant à chaque voie de sortie de l'interféromètre. Les bandes sont soustraites deux à deux pour aboutir finalement aux composantes de la Lissajous.

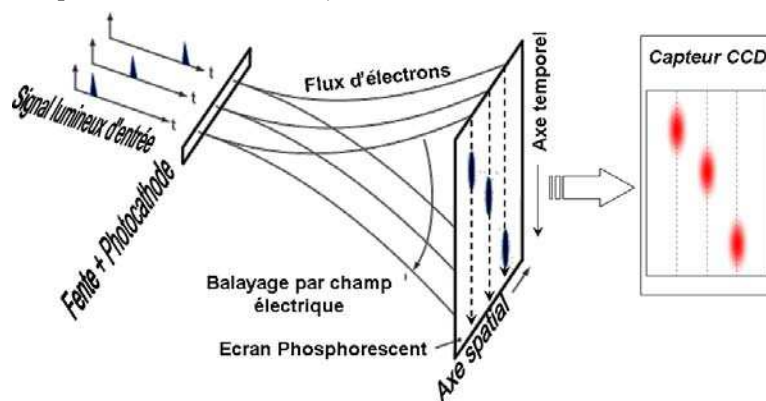


Figure B.6 – Principe de fonctionnement d'une caméra à balayage de fente ou « streak »

B.2 – Mesure de vitesse par Vélométrie Hétérodyne (VH)

La vélocimétrie hétérodyne est un moyen de mesure alternatif au VISAR. Elle fonctionne sur les mêmes principes de base qui est l'interférométrie Doppler par laser. La principale différence avec le VISAR réside dans la manière de faire interférer la lumière réfléchi par l'objet mouvant et donc l'interprétation des franges.

B.2.1 - Fonctionnement de l'interféromètre [B.7][B.8]

La Figure B.7 schématise le fonctionnement de la VH développée par le CEA/DAM. Un laser de référence continu de longueur d'onde λ_0 , soit une fréquence f_0 , est acheminé par fibre optique devant l'objet mouvant. Ce dernier réfléchit une partie du faisceau vers la fibre retour à une fréquence f . Ce signal est superposé au laser de référence à l'aide d'un coupleur afin de les faire interférer. Pour cela, il est avant tout nécessaire d'ajuster la puissance branche de référence afin qu'elle soit similaire à l'intensité réfléchi. Cette opération est effectuée avant chaque mesure car dépend en grande partie de la réflectivité de la cible. Le signal résultant du couplage est enregistré par l'oscilloscope à haut taux d'échantillonnage.

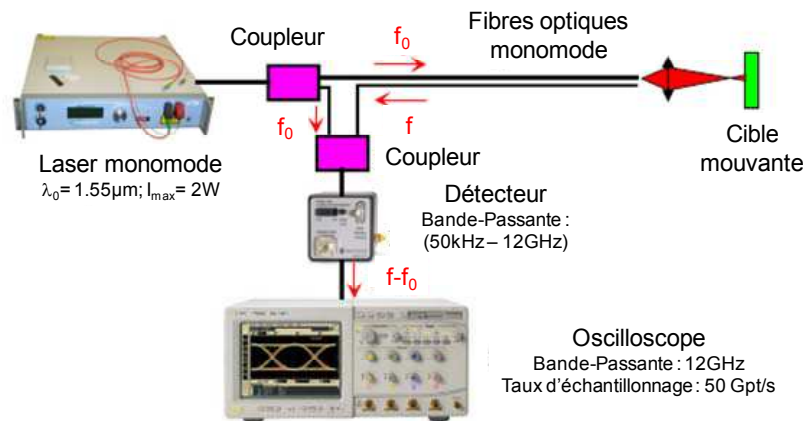


Figure B.7 – Principe de la mesure par Vélométrie Hétérodyne

B.2.2 - Acquisition et interprétation de la figure d'interférences

La figure d'interférence (Figure B.8) résultant du couplage a pour expression :

$$Y_{VH}(t) = Y_{VH}^0 \cdot \left[1 + \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot x_{SL}(t)\right) \right] \quad \text{Équation B.9}$$

Où x_{SL} est la position du point sondé en fonction du temps.

Le signal brut est constitué de battements dont la fréquence peut être directement reliée à la vitesse mesurée :

$$u_{SL}(t) = \frac{(f - f_0) \lambda_0}{2} \quad \text{Équation B.10}$$

Cette relation implique que la vitesse mesurée n'est plus détectée lorsque la fréquence correspondante est plus haute que la limite supérieure de la bande passante de l'oscilloscope. Dans le cas de la VH du CEA, cette limite, de 12GHz est proportionnelle

au taux d'échantillonnage et la vitesse maximale détectable associée est 9000m/s d'après l'Équation B.10.

La fréquence du signal peut être déduite en appliquant sur le signal brut une transformée de Fourier rapide (FFT=Fast Fourier Transformation) sur une plage de temps glissante Δt . La durée de la fenêtre doit contenir suffisamment de périodes afin d'identifier la ou les fréquences contenues. Cependant, cette fenêtre ne doit pas être trop large car elle bride alors la résolution temporelle de la mesure.

Dans notre cas, l'échantillonnage est d'un point toutes les 20ps et la fenêtre glissante a été réduite à $\Delta t = 5\text{ns}$, soit 250 points.

A l'issue de la FFT, on obtient un spectre de fréquences qui varie avec le temps, qui est convertible directement en répartition de vitesses en fonction du temps.

Les vitesses détectées apparaissent en rouge sur l'exemple de la Figure B.9 issu de relevés de vitesses de surfaces libres durant un essai de choc par impact de plaques sur une cible de tantale [B.9]. Le signal obtenu est cohérent avec la phénoménologie de l'écaillage.

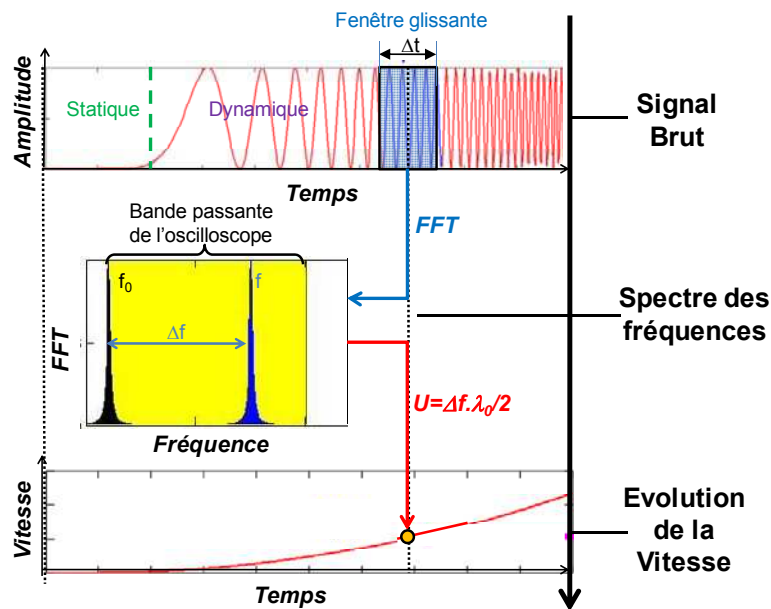


Figure B.8 – Dépouillement d'un signal d'interférence issu du système VH

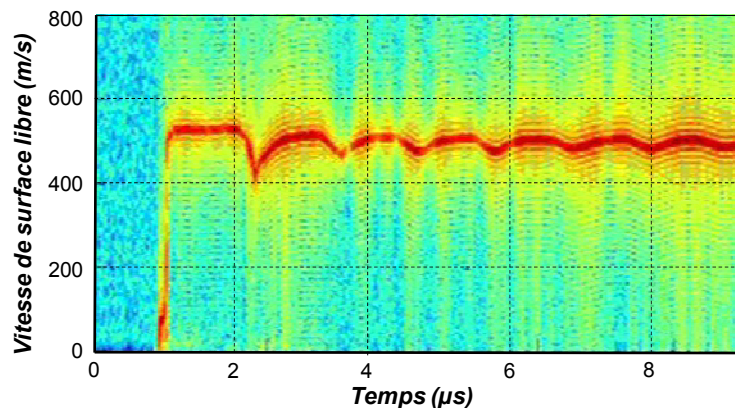


Figure B.9 – Mesure de vitesse de surface libre par VH pour une cible de tantale d'épaisseur 3mm soumise à l'impact d'un projectile de cuivre d'épaisseur 1mm

Une des spécificités de la VH face au VISAR est le mode recueil de type spectral. En effet, alors que la Lissajous du VISAR ne comporte que l'information d'une vitesse unique, la VH donne la possibilité d'extraire plusieurs fréquences par FFT, soit plusieurs vitesses. En pratique, si deux objets distincts de vitesse différente évoluent dans le champ de mesure du laser, les deux interféromètres réagiront différemment :

- Le VISAR intègre la vitesse des deux objets et on obtiendra après dépouillement une vitesse moyenne.
- Le signal brut VH comporte les deux fréquences associées aux objets en mouvement, qui seront ensuite détectées lors de l'analyse spectrale, donnant accès aux deux vitesses après dépouillement.

Ainsi, le système VH donne la possibilité d'effectuer une mesure multi-vitesses, particulièrement intéressant dans l'étude de phénomènes de fragmentation où l'on observe des débris se déplaçant avec une loi de répartition de vitesse.

B.3 - Références bibliographiques de l'Annexe B

- [B.1] L.M. Barker and R.E. Hollenbach, « Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface », *J. Appl. Phys.*, **43** 11, (1972).
- [B.2] L. M. Barker and K. W. Schuler, « Correction to the velocity-per-fringe relationship for the VISAR interferometer », *J. Appl. Phys.*, **45** 3692 (1974).
- [B.3] D.H. Dolan, « Foundations of VISAR analysis », *Sandia National Laboratories Report*, SAND2006-1950, (2006).
- [B.4] L.M. Barker, « The development of the VISAR, and its use in shock compression science », in *proceedings of the APS - SCCM, American Institute of Physics*, 11, (2000).
- [B.5] H. He, T. Kobayashi, and T. Sekine, « Time-resolved measurement on ablative acceleration of foil plates driven by pulsed laser beam », *Rev. Sci. Instrum.*, **72** 2032, (2001).
- [B.6] « 2007 VALYN catalog », Fiches techniques des dispositifs VISAR, source : <http://www.valynvisar.com/>, 4, (2007).
- [B.7] D. Holtkamp, « Survey of optical velocimetry experiments – Application of PDV, A heterodyne velocimeter », *International conference on Mega gauss Magnetic Field Generation. Santa Fe - New Mexico, USA*, (2006).
- [B.8] P. Mercier, J. Benier, P.-A. Frugier et al, « Heterodyne velocimetry and detonics experiments », *ICHSP 28th. Canberra-Australia*, (2008).
- [B.9] P. Mercier, J. Bénier, P.-A. Frugier et al, « PDV measurements of ns and fs laser driven shock experiments on solid targets », in *proceedings of the APS - SCCM, American Institute of Physics*, 581, (2009).

Annexe C

Dimensionnement du maillage

Sommaire

<i>C.1 – Convergence et Précision d'un calcul explicite</i>	<i>21</i>
<i>C.2 – Choix de la densité de mailles</i>	<i>21</i>
<i>C.3 – Dimensionnement en fonction de la viscosité artificielle</i>	<i>21</i>

C.1 – Convergence et Précision d'un calcul explicite

L'ensemble des travaux numériques présentés le long de cette thèse ont été effectués en utilisant des codes de calculs avec un schéma d'intégration explicite.

Le principe de la résolution se base sur le calcul des grandeurs physiques à un instant donné en fonction de l'état à l'instant précédent. Le Tableau C.1 donne une comparaison des performances de ce schéma avec son pendant implicite.

<i>Méthode de résolution</i>	<i>Explicite</i>	<i>Implicite</i>
Principe	$Y(t + \Delta t) = F(Y(t))$ Expression d'une grandeur en fonction de l'état précédent	$G(Y(t), Y(t + \Delta t)) = 0$ Résolution d'un système matriciel
Stabilité	Conditionnellement Stable (petit pas de temps nécessaire)	Toujours stable mais le pas de temps Δt influe sur la qualité...
Précision	Précis si stable	Diffusif pour de grands Δt
Cout en calcul	Modéré	Lourd (inversion de matrices)
Applications	Phénomènes non-linéaires, dynamiques	Phénomènes linéaires, statiques

Tableau C.1 – Comparaison des caractéristiques des schémas d'intégration implicites et explicites

Dans la modélisation explicite d'un phénomène dynamique comportant la propagation d'une discontinuité, le pas de temps joue un rôle important dans le bon comportement du calcul. Ce dernier doit être suffisamment petit afin d'assurer la stabilité et la convergence du calcul, dans notre cas de résoudre correctement le passage d'une discontinuité. Le critère de stabilité nécessaire et suffisant employé dans les codes pour respecter cela est la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) : toute perturbation ne doit pas traverser plus d'une maille entre deux pas de temps (Équation C.1). Ce type de critère est aussi déterminant dans le dimensionnement du maillage.

$$\Delta t \leq \frac{\Delta l}{c}$$

Équation C.1

Où Δt est le pas de temps du calcul, Δl = Pas de maillage axial et c la vitesse d'une perturbation caractéristique au problème, dans notre cas la vitesse de choc ou la vitesse du son à une pression donnée pour un faisceau de détonations.

Ce critère est implémenté dans les codes utilisés, de manière à calculer le pas de temps critique (cas d'égalité du critère CFL) à partir des données relatives chaque maille ou élément, c'est-à-dire les propriétés matériaux assignées et sa dimension la plus petite. Le pas de temps du modèle est défini comme le minimum obtenu sur l'ensemble des entités du calcul, assurant la stabilité du calcul dans son ensemble.

Cependant, si la convergence est intégrée dans code, la qualité des résultats dépend principalement de la définition du modèle, notamment son maillage.

Cette annexe présente la méthode employée pour choisir les principaux paramètres qui garantissent la qualité des résultats.

C.2 – Choix de la densité de mailles

Le choix du maillage est déterminant dans le bon déroulement d'un calcul numérique. Dans la propagation des ondes, ses dimensions doivent être adaptées aux échelles caractéristiques de la sollicitation afin que son échantillonnage spatial soit suffisant. Un modèle sous-maillé ne pourra pas retransmettre correctement l'amplitude des ondes le traversant. De ce point de vue, une faible densité de mailles induit une dispersion artificielle des ondes, donc un amortissement additionnel, ce qui pourrait s'avérer catastrophique dans le cadre des chocs ultra-brefs déjà assujettis à une forte atténuation. D'autre part un surdimensionnement du maillage donne certes un résultat de qualité, mais au prix d'un long temps de calcul. L'optimisation du maillage constitue alors la recherche d'un compromis entre précision et coût de calcul.

Pour déterminer la densité du maillage employé, nous avons effectué la démarche suivante. On considère un modèle numérique 1D représentant la propagation d'une onde de choc le long d'une cible hydrodynamique d'épaisseur L (Voir Figure C.1). La compression est générée par une impulsion en créneau de durée τ et d'amplitude P_{max} . Le modèle est discrétisé en N mailles. Le principe consiste alors à faire varier le nombre de mailles et déterminer une valeur critique N_c à partir de laquelle la solution obtenue est stable et maillage-indépendante. En outre le modèle choisi est directement comparable à la théorie de l'amortissement hydrodynamique, permettant une validation de la retranscription numérique des phénomènes.

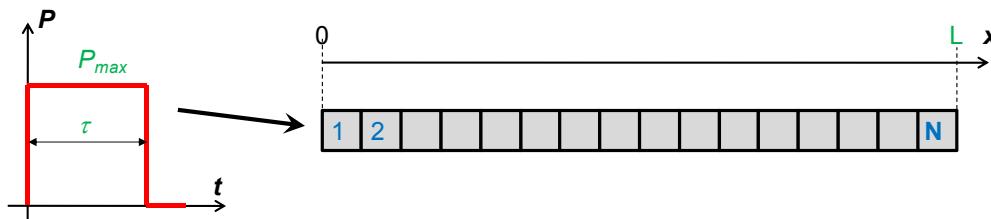


Figure C.1 – Schéma de principe du modèle de dimensionnement du maillage

La Figure C.2 présente une étude paramétrique de la densité de mailles pour un cas particulier du problème présenté. Nous avons choisi les deux courbes de référence de la propagation des ondes de choc largement présentées dans l'étude (Voir Chapitre 4) : la courbe d'amortissement axial en pression maximale et l'évolution de la vitesse de surface libre.

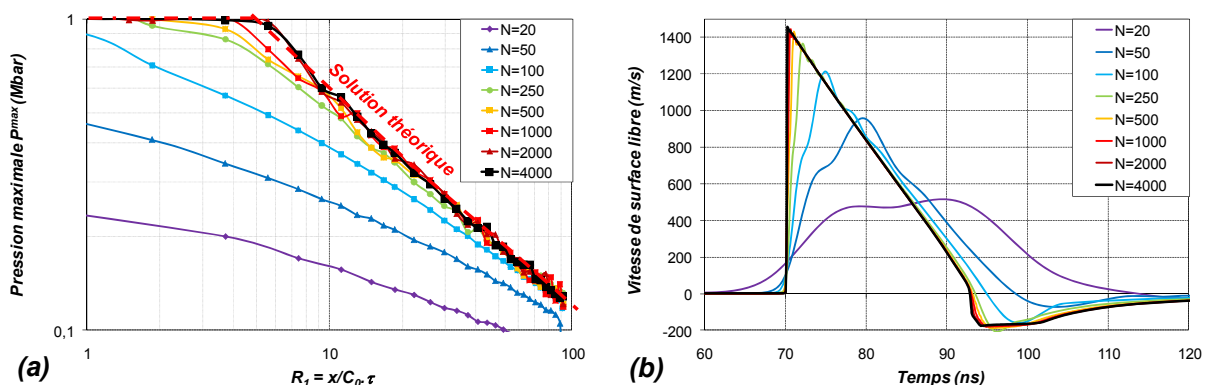


Figure C.2 – Etude paramétrique de la propagation d'une onde de choc en fonction du nombre de mailles N (SHYLAC) : (a) \Leftrightarrow Courbes d'amortissement en pression ; (b) \Leftrightarrow Vitesses de surface libre (Chargement créneau – $P_{max}=1\text{Mbar}$, $\tau=1\text{ns}$; Cible : Aluminium hydrodynamique $L=500\mu\text{m}$)

On remarque que le modèle reproduit bien les prédictions théoriques à partir de $N_c=2000$. En deçà de cette valeur, l'amortissement est plus prononcé et le début de l'amortissement se produit en avance de la solution théorique (soit avant R_{1c}). Cet amortissement numérique se traduit aussi sur la vitesse de surface libre, moins élevée et plus étalée. Le nombre de mailles critique obtenu dans ce cas précis peut être généralisé pour tout problème de ce type par l'emploi des similitudes. En effet, en considérant qu'une homothétie sur les échelles de temps et de position ne change pas la solution du problème, on peut supposer que le nombre de mailles suit la règle suivante :

$$N \geq N_c = K \cdot \frac{\mathfrak{R}_1}{\mathfrak{R}_{1c}} \quad \text{Équation C.2}$$

Nous en déduisons que $K=100$ d'après l'exemple tiré de la Figure C.2. Ce nombre peut être interprété comme le nombre de mailles minimum pour bien reproduire la propagation d'ondes sur une distance critique x_c .

C.3 – Dimensionnement en fonction de la viscosité artificielle

Les modèles de dynamique rapide impliquent de fortes variations des grandeurs du milieu sollicité, et en particulier au passage d'un choc. Le caractère discontinu est par nature incompatible avec la méthode des différences finies. En effet, prenons par exemple l'évolution de la vitesse matérielle au passage d'un choc. En théorie, cette grandeur va subir un saut au passage de la discontinuité, donnant une accélération infinie que le code de calcul a du mal à retranscrire. Pour éviter ce type de situations, les codes de dynamique rapide intègrent un concept de « viscosité artificielle » dans les propriétés du maillage. Cette dernière agit de manière similaire à une viscosité naturelle sur les chocs, c'est-à-dire qu'elle limite leur raideur.

Le choix de la viscosité numérique est donc important : son absence implique une réponse du code de mauvaise qualité au niveau du choc, tandis qu'une viscosité trop élevée va provoquer un étalement de la compression et l'amplitude de pression en aval du choc s'éloignera de la solution théorique issue des équations de saut de Rankine-Hugoniot. La Figure C.3 présente une comparaison de la vitesse de surface libre issue du modèle de dimensionnement du maillage avec différents coefficients de viscosité numérique Q . On remarque que pour des Q faibles, les courbes sont fortement bruitées au niveau du choc. Finalement, le choix se porte sur la valeur de $Q=2$, donnant une solution stable et non bruitée.

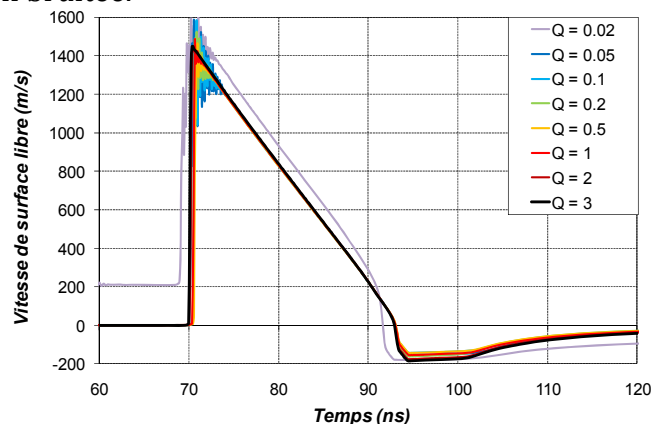


Figure C.3 – Evolution de la vitesse de surface libre pour différentes viscosités numériques (Q) (Chargement créneau – $P_{max}=1\text{Mbar}$, $\tau=1\text{ns}$; Cible : Aluminium hydrodynamique $L=500\mu\text{m}$)

Annexe D

Paramètres matériaux utilisés

Sommaire

<i>D.1 – Données hydrodynamiques.....</i>	<i>21</i>
<i>D.2 – Données des lois élasto-plastiques.....</i>	<i>21</i>
<i>D.3 – Paramètres du potentiel EAM-Johnson pour le tantale.....</i>	<i>21</i>
<i>D.4 – Références bibliographiques de l'Annexe D.....</i>	<i>21</i>

D.1 – Données hydrodynamiques

Matériau	Paramètres hydrodynamiques			Hugoniot Cubique			Coefficient de Mie-Grüneisen
	ρ_0 g/cm ³	C_0 km/s	S	k_1 Mbar	k_2 Mbar	k_3 Mbar	Γ_0
Aluminium	2.700	5.386	1.339	0.393	0.659	0.402	2.09
Tantale	16.654	3.414	1.201	9.47	13.3	4.95	1.60
Cuivre	8.930	3.940	1.489	3.14	6.21	5.33	1.99
Or	19.24	3.056	1.572	11.3	24.3	24	2.97
Epoxy	1.186	2.730	1.493	0.0384	0.0763	0.0659	1.13
Eau (liquide à 20°C)	0.998	1.483	1.921	0.0148	0.0420	0.0648	1.87
Nickel (~AM1)	8.874	4.602	1.437	3.62	6.79	5.24	1.93
Verre	2510	5250	-2.20	0.692	-2.35	3.31	2
Molybdène	10220	4910	1.233	2.46	3.61	1.55	2
CuInSe ₂	5770	2890	1.5	0.482	0.964	0.843	2

Tableau D.1 – Récapitulatif des données hydrodynamiques utilisées dans la thèse [D.1]

$$\text{Relations constitutives : } P_1 - P_0 = \rho_0 \cdot C_0 \cdot U + \rho_0 \cdot S \cdot U^2 ; \quad \text{Équation D.1}$$

$$P_1 - P_0 = k_1 \cdot \mu + k_2 \cdot \mu^2 + k_3 \cdot \mu^3 \quad \text{avec } \mu = \frac{V_0}{V_1} - 1 ; \quad \text{Équation D.2}$$

$$\text{et } k_1 = \rho_0 \cdot C_0^2 ; \quad k_2 = \rho_0 \cdot C_0^2 (2s - 1) \quad \text{et } k_3 = \rho_0 \cdot C_0^2 (s - 1)(3s - 1) \quad \text{Équation D.3}$$

D.2 – Données des lois élasto-plastiques

Paramètres →	Elasticité		Plasticité parfaite	Ecrouissage (Loi d'Hollomon)		Viscoplasticité (Johnson-Cook)			
	E GPa	ν		B GPa	n	C	m	C_p J/kg.K	T_{fus} K
Aluminium	70.4	0.33	0.3	0.426	0.34	0.015	1	897	775
Tantale	185	0.34	0.8 (poly) 2 (mono)	0.675	0.3	0.047	0.0425	140	3250
Nickel (~AM1)	217	0.31	1.063	0.648	0.33	0.006	1.44	446	1726
Zircone	68	0.34	/	/	/	/	/	/	/

Tableau D.2 – paramètres élastiques et (visco-) plastiques utilisés au cours de la thèse [D.2][D.3]

$$\text{Loi de Johnson-Cook : } \sigma = \left(A + B \varepsilon_p^n \right) \left(1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \left(1 - \left[\frac{T - T_0}{T_{fus} - T_0} \right]^m \right) \quad \text{Équation D.4}$$

D.3 – Paramètres du potentiel EAM-Johnson pour le tantale

Paramètres Généraux										
Elément [n° atomique]	Masse atomique (u)	Rayon atomique (Å)	Réseau cristallin	paramètre de maille (Å)						
Tantale [73]	180.9479	1.4295	Cubique centré	3.3013						
Paramètres du potentiel de paire ϕ et de la densité d'électrons f										
r_e (Å)	f_e (eV/Å)	ρ_e (eV/Å)	α	β	A	B	κ	λ	m	n
2.8600	3.0863	33.787	8.4895	4.5277	0.61168	1.0321	0.17698	0.35395	20	20
Paramètres de la fonction d'environnement F										
h	F_{n0} (eV)	F_{n1} (eV)	F_{n2} (eV)	F_0^0 (eV)	F_0^1 (eV)	F_0^2 (eV)	F_0^3 (eV)	F_0 (eV)		
0.84884	-5.1038	-0.40552	1.1130	-5.1400	0.0000	1.6401	0.22138	-5.1415		

Tableau D.3 – Paramètres du potentiel EAM de Johnson-Oh utilisé lors des calculs de DMC [D.4]

$$\text{Potentiel de paire : } \phi(r) = \frac{A.e^{-\alpha\left(\frac{r}{r_e}-1\right)}}{1+\left(\frac{r}{r_e}-\kappa\right)^m} + \frac{B.e^{-\beta\left(\frac{r}{r_e}-1\right)}}{1+\left(\frac{r}{r_e}-\lambda\right)^n} \quad \text{Équation D.5}$$

$$\text{Densité électronique : } f(r) = \frac{f_e.e^{-\beta\left(\frac{r}{r_e}-1\right)}}{1+\left(\frac{r}{r_e}-\lambda\right)^n} \quad \text{Équation D.6}$$

$$\text{Fonction d'environnement : } F(\rho) = \begin{cases} \sum_{i=0}^3 F_n^i \left(\frac{\rho}{\rho_n}-1\right)^i & \text{si } \rho < \rho_n = 0.85\rho_e \\ \sum_{i=0}^3 F_0^i \left(\frac{\rho}{\rho_0}-1\right)^i & \text{si } \rho_n \leq \rho < \rho_0 = 1.15\rho_e \\ F_0 \left(1 - \ln\left(\frac{\rho}{\rho_e}\right)\right)^\eta \left(\frac{\rho}{\rho_e}\right)^\eta & \text{si } \rho_0 \leq \rho \end{cases} \quad \text{Équation D.7}$$

D.4 – Références bibliographiques de l'Annexe D

- [D.1] « LASL Shock Hugoniot Data », Edited by S.P. Marsh, University of California Press - USA, (1980).
- [D.2] G.R. Johnson and W.H. Cook, « A constitutive model and data for metals subjected to large strain, high strain rates and high temperatures », in *proceedings of the 7th International symposium on ballistics, The Hague-The Netherlands*, 541, (1983).
- [D.3] « Metals Handbook desk edition, 2nd edition », Edited by J.R. Davis, American Society for Metals, ISBN 0-871-70654-7 (1948).
- [D.4] J.Y. Yang, R.T. Hong and M.J. Huang, « A comparative molecular dynamics study of copper trench fill properties between Ta and Ti barrier layers », *Mat. Sc. Semiconductor Processing*, **8** 622, (2005).

Investigation of the dynamic behavior in materials submitted to sub-picosecond laser driven shock

Abstract:

Laser driven shocks allow to investigate materials behavior at high strain rate and presents a great interest for research applications, but also for industry fields. The latest laser technologies evolutions provide an access to shorter regimes in durations, going below the picosecond. This work, which results from a collaboration between the P' institute, the PIMM laboratory and the CEA-DAM, is dedicated to characterize the metallic material behavior in this ultra-short mode, (aluminium, tantalum), leading to extreme dynamic sollicitation in the target ($>10^7\text{s}^{-1}$). The study includes the validation of experimental results obtained on the LULI 100TW facility by comparison with numerical model.

First, the study is orientated to the femtosecond (fs) laser-matter interaction, which is different from what happens in nanosecond regime. Indeed, the characteristic duration scale is comparable to several molecular phenomena like non-equilibrium electrons-ions states. The aim is to determine the equivalent pressure loading induced by the laser pulse on the target.

Then, we have studied the shock wave propagation within the target and particularly its pressure decay, particularly strong in this regime. In this configuration, the spalls observed are thin, a few μm order, and show a planar rupture morphology. The results obtained by post-mortem observation show that the spall thickness is thinner if the target thickness is reduced. The spalls are characterized by the VISAR measurement. Within the framework of dynamic damage modeling and rupture criteria dimensioning, particularly those which have been validated in the ns regime as Kanel, shots with different thicknesses have been carried out to determine the damage properties in function of strain rate and validate the parameters by prolongation to the ultra-shorts modes. Then, the study has been generalized to the 2D propagation waves, which can explain the spall diameter evolutions.

Meanwhile, microscopic simulations of ultra-short laser driven shock on micrometric single-crystal metals have been performed by using the CEA-DAM molecular dynamic codes. This method, complementary to continuum models, provides an analysis the microscopic processes related to damage (ductile pore nucleation and growth). The high strain rates involved, around 10^9s^{-1} , allow to approach the inter-atomic theoretical cohesion threshold.

By the end, the results obtained in both ultra-short and 2D regimes are of great interest for applications such as the adhesion test of thin coating by laser driven shock (LASAT), open the way to news LASAT extensions. As example, various fields in the industry (optics, electronics...) use micrometric coatings, but there are actually few ways to characterize their mechanical properties precisely. The transposition of the LASAT process to the fs regime has been tested on multi-layer solar-cell-like, and has confirmed the possibility to debond sub-micrometric layers and determine its adhesion threshold.

Keywords:

- Shock waves
 - Femtosecond Lasers
 - Spallation
 - Dynamic damage
 - Molecular Dynamics
 - 2D wave propagation
 - Adhesion Test
 - Micrometric coatings
-

Etude du comportement dynamique de matériaux sous choc laser sub-picoseconde

Résumé :

Les chocs induits par laser de puissance permettent d'investir le comportement hautement dynamique des matériaux, d'un grand intérêt tant pour la recherche fondamentale que pour l'industrie. L'évolution des technologies laser ces dernières années a permis d'accéder à des régimes plus courts, en dessous de la picoseconde. L'objectif de ce travail, résultat d'une collaboration entre l'institut P', le PIMM et le CEA-DAM est de caractériser le comportement sous choc de matériaux métalliques (Aluminium, Tantale,...) dans ce régime ultra-bref, conduisant à des sollicitations dynamiques extrêmes ($>10^7\text{s}^{-1}$). L'étude repose sur la comparaison et la validation de modèles numériques à des résultats expérimentaux obtenus sur la chaîne 100TW du LULI.

Cette caractérisation passe dans un premier temps par l'étude de l'interaction laser-matière afin de caractériser le chargement équivalent en pression sur la cible. Les processus en régime ultra-bref sont différents de ce qui est connu en régime nanoseconde : en effet, l'échelle de temps, quelques picosecondes, est du même ordre que bon nombres de phénomènes moléculaires tel que le déséquilibre électrons-ions.

Ensuite, nous avons étudié l'évolution de l'onde de choc et son amortissement, très prononcé dans ce régime. L'écaillage dans une telle configuration se produit par couches très minces (quelques μm) et régulières dans ce régime. L'endommagement obtenu est caractérisé par la mesure VISAR. Les résultats obtenus par observations post-mortem jusqu'à présent montrent que plus l'épaisseur de cible est faible, plus l'épaisseur d'écaillage diminue, pouvant atteindre l'échelle du micron. Dans le cadre de la modélisation de l'endommagement et le dimensionnement des critères d'endommagement utilisés et éprouvés en régime nanoseconde (Kanel), des essais à différentes épaisseurs de cible ont été réalisés afin d'observer les conséquences d'une variation de vitesse de déformation sur l'endommagement, et généraliser le modèle de Kanel au régime ultra-bref, et plus généralement en fonction de la vitesse de déformation. L'ensemble des résultats relatifs à l'endommagement est généralisé à des configurations 2D, permettant notamment de caractériser l'évolution du diamètre d'écaillage.

En parallèle, des simulations microscopiques par dynamique moléculaire de choc laser ultra-bref sur des cibles monocristallines de Tantale à l'échelle du micron ont été menées au CEA-DAM donnant un point de vue complémentaire des processus microscopiques liés à l'endommagement à des vitesses de déformation aux abords de la limite de cohésion théorique.

Les résultats obtenus sur les chocs ultra-brefs et 2D présentent un grand intérêt pour le développement du test d'adhérence de revêtements par choc laser (LASAT), offrant la possibilité de nouvelles extensions pour le procédé LASAT. Par exemple, de nombreux domaines industriels utilisent des revêtements micrométriques (optique, électronique, ...) mais il existe peu de méthodes pour caractériser leurs propriétés avec fiabilité. Des essais de transposition de LASAT en régime femtoseconde sur des cellules photovoltaïques ont démontré la possibilité d'éjecter des revêtements sub-micrométriques et caractériser leur seuil d'adhérence.

Mots-Clés :

- Ondes de choc
 - Lasers femtoseconde
 - Ecaillage
 - Endommagement dynamique
 - Dynamique Moléculaire
 - Propagation d'ondes 2D
 - Test d'adhérence
 - Revêtements micrométriques
-