

Etude expérimentale et numérique du micro écaillage de cibles métalliques soumises à des chocs laser

Didier Loison

▶ **To cite this version:**

Didier Loison. Etude expérimentale et numérique du micro écaillage de cibles métalliques soumises à des chocs laser. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2012. Français. NNT : 2012ESMA0021 . tel-00785044

HAL Id: tel-00785044

https://theses.hal.science/tel-00785044

Submitted on 5 Feb 2013

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 :

Didier LOISON

Etude expérimentale et numérique du micro écaillage de cibles métalliques soumises à des chocs laser

Directeurs de thèse : André DRAGON et Thibaut de RESSEGUIER

Soutenue le 12 décembre 2012

Jury

Sophie Baton	DR CNRS, LULI, Polytechnique, Palaiseau	Présidente
Sébastien Mercier	PR, Université de Lorraine, Metz	Rapporteur
Patrice Peyre	DR CNRS, PIMM, Art et Métiers, Paris	Rapporteur
Patrick Mercier	IR, CEA-DAM, Arpajon	Examinateur
Thibaut de Rességuier	DR CNRS, Institut P', ENSMA, Poitiers	Examinateur
André Dragon	DR CNRS, Institut P', ENSMA, Poitiers	Examinateur

Remerciements

Je remercie mes directeurs de thèse André DRAGON et Thibaut de RESSEGUIER pour m'avoir choisi pour travailler sur ce sujet et pour m'avoir accompagné et soutenu pendant ces trois années surtout dans les moments difficiles de la rédaction et de préparation de soutenance.

Les nombreux résultats de la partie expérimentale de cette thèse ont pu être obtenus grâce à la collaboration et à l'implication de Patrick MERCIER et Jacky BENIER. La réussite des manips est également due aux compétences des membres du staff du LULI et de l'ESRF.

Je tiens à remercier Emilien pour sa bonne humeur au bureau et pour son aide aux cours des manips que ce soit au CESTA ou au LULI.

Cette thèse n'aurait pas pu se dérouler dans de meilleures conditions de travail grâce à la bonne humeur de l'ensemble des membres de l'équipe de choc grâce à Michel, le maître Yoda de la bonne humeur, et ses padawans Jean Paul et Romain ainsi que Laetitia, Vivien, Bastien, Alain, Marc et Julien contribuant à l'ambiance conviviale du fond du couloir.

Je remercie l'ensemble du DPMM-axe3 pour son accueil, et en particulier l'ATEM pour avoir proposé des activités de détente chaque mois de l'année.

Le travail de thèse peut parfois être stressant, il est alors important de pouvoir décrocher de temps en temps et de se ravitailler en café. Merci à Schlap, Clara, Dédé, Pierrot, ptit-Ju, Bibé pour les pauses café.

Je remercie toute ma famille pour m'avoir soutenu pendant ces trois années de thèse avec une mention spéciale pour mes parents et mes sœurs pour être venu assister à ma soutenance.

Je tiens également à remercier l'Etoile sportive de Buxerolles Volley Ball, en particulier Aurélie, Fanny pour être venu à ma soutenance ainsi que Jérôme, Laurent et les Mikas pour leur bonne humeur pendant les entrainements et les matchs ce qui m'a permis d'évacuer le stress lié à la phase de rédaction. De même, merci à Ayaelle et Maxime pour les séances de Beach-volley cet été.

Le périple se terminera par la RDD, merci d'avance à Rodolph, Jeff, Olivier et le comité RDD 2012 pour le spectacle qui nous concocte.

A Florian

Sommaire

Remerciements **3**

Sommaire **7**

Introduction générale **11**

Chapitre I : Phénoménologie du micro-écaillage, état de l'art et objectifs de ce travail **15**

1. Micro-écaillage sous choc intense 16

1.1. De l'onde sonique à l'onde de choc *16*

1.2. Ecaillage simple ou multiple d'une cible solide *19*

1.3. Fusion sous choc et micro-écaillage *23*

1.4. Le microjetting *24*

2. Etat des lieux concernant le micro-écaillage 25

2.1. Quantification de la masse éjectée par micro-écaillage *25*

2.2. Caractérisation transverse du nuage : visualisation et radiographie *27*

2.3. Mesure de vitesse des éjectas *29*

2.4. Récupération et observations post-test *30*

2.5. Apports et limites de la simulation *33*

2.6. Bilan des études antérieures et axes de l'étude proposée *34*

Références bibliographiques du chapitre I 36

Chapitre II : Moyens expérimentaux pour l'étude du micro-écaillage ; Apports de ce travail 39

1. Les chocs laser 40

1.1. Production d'un choc avec un laser 40

1.2. Les chaînes LULI 2000 41

2. Les diagnostics 44

2.1. La mesure de vitesse : du VISAR à la VH 44

2.2. La visualisation transverse 58

2.3. La récupération des fragments 63

Références bibliographiques du chapitre II 68

Chapitre III : Modélisation du micro-écaillage sous choc laser 69

1. L'interaction laser - matière avec le code ESTHER 70

2. Changement de phases des matériaux 71

2.1. Relations d'état de chaque phase 71

2.2. Diagramme de phase 72

2.3. Application à l'étain et à l'aluminium 73

2.4. Etat de la matière après le passage d'un choc 78

2.5. Modélisation des changements de phase 80

3. Fragmentation 89

3.1. Critère de Grady 91

3.2. Implémentation dans SHYLAC 92

3.3. Traitement de la ruine 94

Références bibliographiques du chapitre III 97

Chapitre IV : Synthèse des résultats 101

1. Interaction laser-matière 102

2. Propagation et changements de phase sous choc 105

2.1. Amortissement hydrodynamique 106

2.2. Transformations de phase 109

2.3. Confrontation avec l'expérience 113

3. Fragmentation en phase liquide 120

3.1. Maillage et non-fragmentation numérique 120

3.2. Tension de fragmentation 125

4. Vitesses des éjectas 127

4.1. Vitesse maximale 127

4.2. Distribution de vitesse dans le nuage 134

5. Propriétés balistiques des particules 142

5.1. Observations générales des gels 143

5.2. Distribution de tailles des fragments 149

5.3. Profondeurs de pénétration 157

Références bibliographiques du chapitre IV 164

Conclusion générale et perspectives 165

Annexes 169

Références bibliographiques intégrales 189

Introduction générale

Lorsqu'une onde de choc se propage dans un matériau solide, elle induit un état de compression couplé à une hausse de la température susceptible d'entraîner des déformations irréversibles liées à la plasticité du matériau. Elle peut aussi conduire à des changements de phase de type cristallographique au sein de la matière ou à des changements d'état comme la fusion ou la vaporisation. De par sa nature, cet état de compression est souvent suivi d'un chargement en traction susceptible d'endommager la matière voire la conduire à sa ruine. L'un des phénomènes de ruine apparaissant dans la matière solide et ayant fait l'objet de nombreuses recherches et publications est l'écaillage.

Si un milieu solide est soumis à une onde de choc brève et de forte puissance, c'est-à-dire que le profil de pression est triangulaire et suffisamment intense pour entraîner la fusion de la matière, alors le chargement en traction apparaît dans la matière liquide. Le phénomène de ruine qui s'ensuit s'appelle le micro-écaillage. Il produit un nuage de fines gouttelettes, évoluant en expansion au-delà de la cible jusqu'à sa recompaction éventuelle sur un obstacle.

Le type de chargement nécessaire à l'apparition du micro-écaillage peut être produit par un impact à grande vitesse notamment lors de la collision d'objets spatiaux (débris, météorites,…) sur une structure en orbite. Il peut également résulter de la détonation d'un explosif. Plus récemment, des chocs de forte puissance sont produits grâce à des dépôts d'énergie réalisés par des faisceaux d'ions ou par des lasers impulsionnels. Les générateurs de choc de cette gamme sont utilisés en laboratoire à des fins scientifiques dans le but de compléter les équations d'état de la matière dans la gamme des hautes pressions. Dans le cas particulier du laser, qui est à la base de la recherche sur la fusion nucléaire par confinement inertiel au National Ignition Facility (NIF) aux Etats-Unis ou dans les installations du Laser MégaJoule (LMJ) en France, les applications sont également d'intérêt industriel. Dans ce contexte, la production de fragments à hautes vitesses par micro-écaillage peut endommager les installations dans lesquelles les expériences de choc sont menées. La compréhension et la modélisation de tous les processus mis en jeu dans le phénomène de micro-écaillage sont donc indispensables pour prédire les risques encourus par les installations.

Ainsi, on caractérise les phénomènes dynamiques étudiés par les ordres de grandeurs suivants : des pressions allant de 10 GPa à 300 GPa, des vitesses de fragments pouvant atteindre plusieurs kilomètres par seconde, des vitesses de déformation de l'ordre de 10^8 s^{-1} et des durées caractéristiques évoluant de quelques dizaines de picosecondes à quelques microsecondes.

Le premier chapitre de cette thèse introduit la phénoménologie du micro-écaillage et retrace les grandes lignes des études menées en vue de sa compréhension et de sa modélisation. Les objectifs des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans la continuité des travaux menés par L. Signor au cours de sa thèse

([14] voir bibliographie du chapitre I). Grâce au développement des techniques expérimentales (mesures de vitesse, micro-tomographie) présentées au chapitre II, de nouvelles campagnes d'essais ont été effectuées sur l'étain afin de compléter les investigations pour caractériser le nuage de particules (distribution des vitesses au sein du nuage de gouttelettes et de tailles). Des essais similaires ont été réalisés sur des cibles d'aluminium afin de se rapprocher du contexte industriel. En synergie, le développement et l'implémentation des ingrédients nécessaires à la modélisation du micro-écaillage réalisés dans un code développé au sein de l'Institut P' est présenté au chapitre III.

Finalement le chapitre IV constitue la synthèse et l'analyse des résultats numériques et expérimentaux.

Chapitre I

Phénoménologie du micro-écaillage, état de l'art et objectifs de ce travail

Sommaire

1. Micro-écaillage sous choc intense 16
1.1. De l'onde sonique à l'onde de choc 16
1.2. Ecaillage simple ou multiple d'une cible solide 19
1.3. Fusion sous choc et micro-écaillage 23
1.4. Le microjetting 24
2. Etat des lieux concernant le micro-écaillage 25
2.1. Quantification de la masse éjectée par micro-écaillage 25
2.2. Caractérisation transverse du nuage : visualisation et radiographie 27
2.3. Mesure de vitesse des éjectas 29
2.4. Récupération et observation post-test 30
2.5. Apports et limites de la simulation 33
2.6. Bilan des études antérieures et axes de l'étude proposée 34
Références bibliographiques du chapitre I 36

La première partie de ce chapitre retrace les conditions d'apparition du phénomène appelé micro-écaillage en partant des notions essentielles sur les ondes de choc et la rupture dynamique. Dans un deuxième temps, l'état de l'art présente l'ensemble des études expérimentales et numériques menées pour caractériser le micro-écaillage à travers une liste exhaustive des aspects étudiés et des moyens techniques utilisés pour les observer. A partir de ce point de départ nous définirons les lignes directrices des travaux réalisés au cours de cette thèse.

1. *Micro-écaillage sous choc intense*

Cette partie présente les notions de base sur la formation des ondes de choc dans un milieu condensé, sur leur propagation et leur éventuelle interaction qui peuvent conduire à la fragmentation dynamique du matériau. Les différents processus de fragmentation dynamique sont ensuite présentés en fonction de leurs conditions d'apparition, celles-ci pouvant évoluer pour conduire au micro-écaillage.

1.1. De l'onde sonique à l'onde de choc

Dans le cadre de l'étude de fluide compressible parfait, une onde sonique est une onde élémentaire d'amplitude infiniment petite se déplaçant à la vitesse du son dans le milieu. Elle propage, longitudinalement par rapport au sens de propagation de l'onde, des perturbations infinitésimales des variables cinématiques et thermodynamiques. Les contraintes engendrées par ce phénomène isentropique sont réduites à la pression hydrodynamique (sollicitation purement sphérique $\sigma = -\mathrm{p}$) dépendant uniquement de la masse volumique. La célérité du son du milieu est déterminée par la relation I-1 où p est la pression, ρ la masse volumique et S l'entropie.

$$\mathrm{c} = \sqrt{\frac{\partial \mathrm{p}}{\partial \rho}\Big)_{\mathrm{s}}} \qquad \textbf{I-1}$$

Dans le cas d'un écoulement unidirectionnel, la propagation d'une onde longitudinale engendre une modification de la vitesse matérielle liée au sens de la propagation de l'onde et au signe de la variation de pression qu'elle propage. En effet, l'application de la conservation de la quantité de mouvement permet d'obtenir la relation suivante :

$$\mathrm{dp} = \rho \vec{\mathrm{c}}\, \mathrm{d}\vec{\mathrm{u}} \qquad \textbf{I-2}$$

Si la perturbation propage une compression ($\mathrm{dp} > 0$) alors la matière est accélérée dans le même sens de propagation de l'onde (les vecteurs $\vec{\mathrm{c}}$ et $\mathrm{d}\vec{\mathrm{u}}$ sont de même sens) à l'inverse, si la perturbation propage une détente ($\mathrm{dp} < 0$) alors l'accélération

de la matière est dans le sens opposé au sens de propagation de l'onde (les vecteurs $\vec{c}$ et $d\vec{u}$ sont de sens opposés).

Lorsque plusieurs ondes se propagent les unes derrière les autres (on parle alors de train d'onde), la variation de pression effectuée par chaque onde a un effet sur la célérité de la suivante. Or, pour la majorité des milieux matériels, la vitesse du son augmente avec la pression. Ainsi, pour une succession d'ondes de compression, chaque onde se propage plus rapidement que l'onde qui la précède. Il en résulte un raidissement du train d'onde qui, une fois que toutes les ondes se sont regroupées, devient une discontinuité appelée « onde de choc ». A l'inverse, si le train d'onde est une succession d'ondes de détente, chaque onde se déplace moins vite que celle qui la précède, de sorte que la détente générée par le train d'onde s'étale spatialement au cours de sa propagation.

L'onde de choc est par conséquent une surface de discontinuité au travers de laquelle les variables cinématiques et thermodynamiques subissent une variation instantanée et finie. En raison de sa rapidité, l'onde de choc peut toujours être considérée comme adiabatique mais n'est plus isentropique. En effet, l'entropie augmente au passage d'un choc. Dans un milieu réel, la propagation d'une onde de choc s'accompagne de phénomènes dissipatifs liés à la viscosité, à la conductivité thermique et même aux changements de phase ce qui entraîne l'apparition de gradients de vitesse et de température. Le front de choc possède donc un front de montée très raide mais une épaisseur finie très faible. Néanmoins cet étalement ne concerne que quelques mailles cristallines dans les solides ce qui justifie l'assimilation d'un front de choc à une surface de discontinuité. On néglige alors les effets des mécanismes irréversibles sur la structure du front de choc mais ils sont tout de même pris en compte à travers l'augmentation d'entropie au cours de la propagation de l'onde de choc.

A partir des bilans de quantité de masse, de quantité de mouvement et d'énergie d'un volume traversé par une onde de choc, on établit les trois équations de conservation liant les variables cinématiques et thermodynamiques caractérisant les états de la matière avant et après le passage du choc. Dans le cas d'une transformation adiabatique en faisant l'approximation hydrodynamique, ces équations constituent les relations de Rankine-Hugoniot. En considérant un écoulement unidimensionnel schématisé par la figure I-1, ces relations de conservation s'écrivent :

$$\rho_0 \times (D_{01} - u_0) = \rho_1 \times (D_{01} - u_1) \qquad \textbf{I-3}$$

$$p_1 - p_0 = \rho_0 \times (D_{01} - u_0) \times (u_1 - u_0) \qquad \textbf{I-4}$$

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2}(p_1 + p_0) \times \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right) \qquad \textbf{I-5}$$

Où ρ est la masse volumique, p la pression, u la vitesse matérielle, E l'énergie interne spécifique et D_{01} la célérité absolue (c'est-à-dire dans le repère du laboratoire) de l'onde de choc qui fait passer la matière de l'état 0 à l'état choqué 1. L'indice 0

indique que les variables correspondent à l'état de la matière avant le passage de la discontinuité alors que l'indice 1 indique que les variables correspondent à l'état de la matière après le passage du choc.

L'équation I-5, appelée équation d'Hugoniot, est représentée par une courbe spécifique dans l'espace d'état (p, ρ, E) représentant les états accessibles par un choc depuis l'état initial.

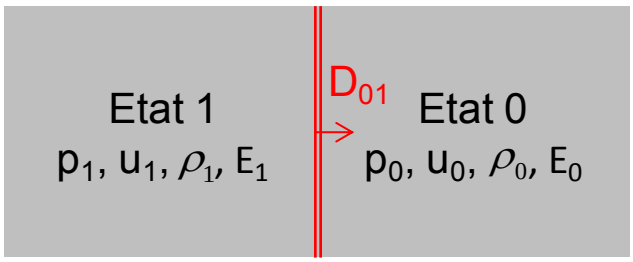


Figure I-1: Schématisation de la propagation unidimensionnelle d'une onde de choc dans un matériau solide faisant passer la matière de l'état 0 à l'état 1.

A ces relations de bilan (I-3, I-4, I-5) s'ajoute une quatrième équation, souvent appelée équation d'état, qui permet de fermer le système d'équations et de déterminer entièrement l'état de la matière après le passage d'un choc dont on connaît une variable (la pression de choc par exemple). Dans le cas le plus favorable, on utilise une véritable équation d'état telle que le potentiel thermodynamique $E(S, \rho)$ représentant l'énergie interne, exprimé en fonction de ses variables d'état associées que sont l'entropie S et la masse volumique ρ. Néanmoins on dispose rarement d'une telle équation, on exploite alors une relation d'état semi-empirique liant plusieurs paramètres. On peut utiliser une relation liant l'énergie à la pression et à la masse volumique $E(\rho, p)$ ou une relation liant la célérité de l'onde de choc à la vitesse matérielle $D(u)$. Grâce à ces relations, on peut identifier la courbe d'Hugoniot, ou adiabatique dynamique dans le plan (p, ρ), aussi appelée polaire de choc dans le plan (p, u). Cette dernière représente les états accessibles sous choc mais n'est en rien un trajet thermodynamique suivi par la matière lors du passage du choc.

Quel que soit le générateur de choc, le maintien de la matière à l'état choqué p_1 a une durée limitée notée τ. Ainsi, l'onde de choc comprimant la matière est suivie d'une détente s'étalant spatialement au cours de sa propagation. On parle alors de faisceau de détente délimité par une première onde, appelée tête de détente, qui se propage dans l'état choqué et par une dernière onde, appelée queue de détente, ramenant la pression à son minimum. On peut montrer que la tête du faisceau de détente, qui se propage dans l'état choqué, a une célérité supérieure à celle de l'onde de choc, alors que la queue de détente se propage à la vitesse du son dans l'état de repos, inférieure à la vitesse de l'onde de choc.

Ces détentes étant a priori plus progressives que les chocs, on considère que la transformation associée à une détente du milieu matériel est isentropique. Les isentropes sont donc une troisième famille de courbes utilisée dans la résolution de

problèmes de choc. Dans le plan pression – vitesse matérielle, les isentropes et les polaires de choc sont très proches. On peut alors procéder à une nouvelle approximation dite isentropique qui consiste à confondre ces deux courbes. Cette approximation sous entend que la production d'entropie liée à l'irréversibilité du choc n'est pas perceptible dans le plan (p, u) ; elle est donc valable uniquement pour cette représentation. L'utilisation de cette dernière est illustrée à travers l'exemple de l'écaillage traité dans le paragraphe suivant.

1.2. Ecaillage simple ou multiple d'une cible solide

La compréhension du phénomène de micro-écaillage passe par l'étude d'un exemple classique du phénomène d'écaillage dans les matériaux solides puis par l'étude de l'écaillage multiple lors de l'application d'une onde de choc non soutenue jusqu'à son évolution vers le micro-écaillage dans un liquide.

On se propose d'étudier le cas d'un impact plan symétrique où le projectile et la cible sont constitués du même matériau. L'écoulement produit par un tel impact est unidimensionnel, caractérisé par un état de déformation uniaxiale dans la direction de propagation de l'onde de choc. Dans cet exemple, la cible est deux fois plus épaisse que le projectile. Le suivi des étapes de propagation des ondes menant à l'apparition d'une fracture macroscopique est schématisé par la figure I-2. La résolution graphique du problème se fait grâce à l'utilisation des polaires de choc et du diagramme de marche de la figure I-3. Celle-ci présente également le profil temporel de vitesse de surface libre ainsi que des répartitions de pression à des instants donnés extraits du diagramme x-t.

Le projectile est lancé à la vitesse $u_{0'}$ (Figure I-2 (a)). On considère l'origine du temps au moment du contact des deux solides. Suite à l'impact, deux ondes de choc se propagent depuis l'interface entre les deux solides, l'une dans la cible, l'autre dans le projectile. Les conditions de continuité mécanique imposent que la pression et la vitesse matérielle soient identiques dans les deux solides de part et d'autre de l'interface. L'état après le passage des ondes est noté 1 (Figure I-2 (b)), à l'intersection de deux polaires du matériau : l'une passant par l'état 0, l'autre symétrique à la première par rapport à un axe vertical, passant par l'état 0'. La vitesse de l'interface et la célérité des ondes de choc peuvent alors être reportées sur le diagramme de marche (Figure I-3 (a)).

Quand les ondes de choc arrivent au niveau des surfaces libres, celles-ci se réfléchissent en faisceaux de détente. D'abord dans le projectile, la détente fait passer la matière de l'état 1 à l'état 0 (Figure I-2(c)). Puis dans la cible, la matière est amenée à l'état 0' depuis l'état 1 (Figure I-2(d)). Quand les deux faisceaux se croisent dans la cible, le cumul des deux détentes entraîne l'apparition de contraintes de traction correspondant à l'état 2 sur le diagramme des polaires (Figure 3 (d)). Pendant la mise en traction, le niveau de contrainte peut atteindre la limite de résistance mécanique du matériau représentée en première approximation par une tension seuil appelé tension d'écaillage notée $-p_s$. Dans ce cas, une fracture macroscopique apparaît quand

la contrainte atteint cette tension seuil correspondant à l'état 3 (Figure I-2(e)). Au moment de l'ouverture de la cible, les deux surfaces libres nouvellement créées génèrent des ondes de compression relaxant les contraintes de traction. Ces ondes de relaxation se propagent dans l'écaille et ramènent la matière à l'état 0′ ce qui conduit à sa réaccélération.

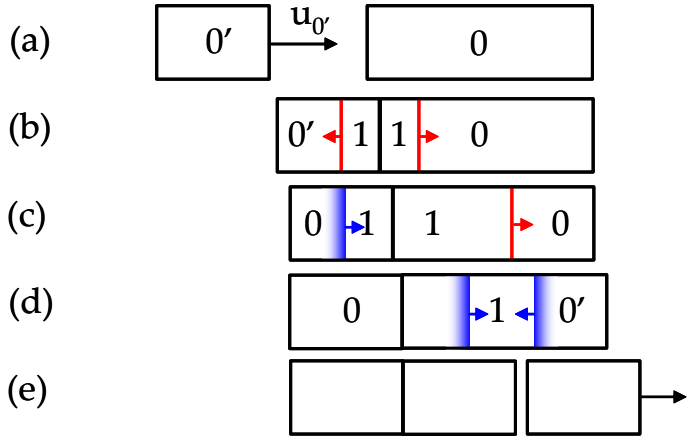


Figure I-2: Illustration des étapes de propagation des ondes dans une cible menant au processus d'écaillage d'un matériau solide suite à un impact plan et symétrique.

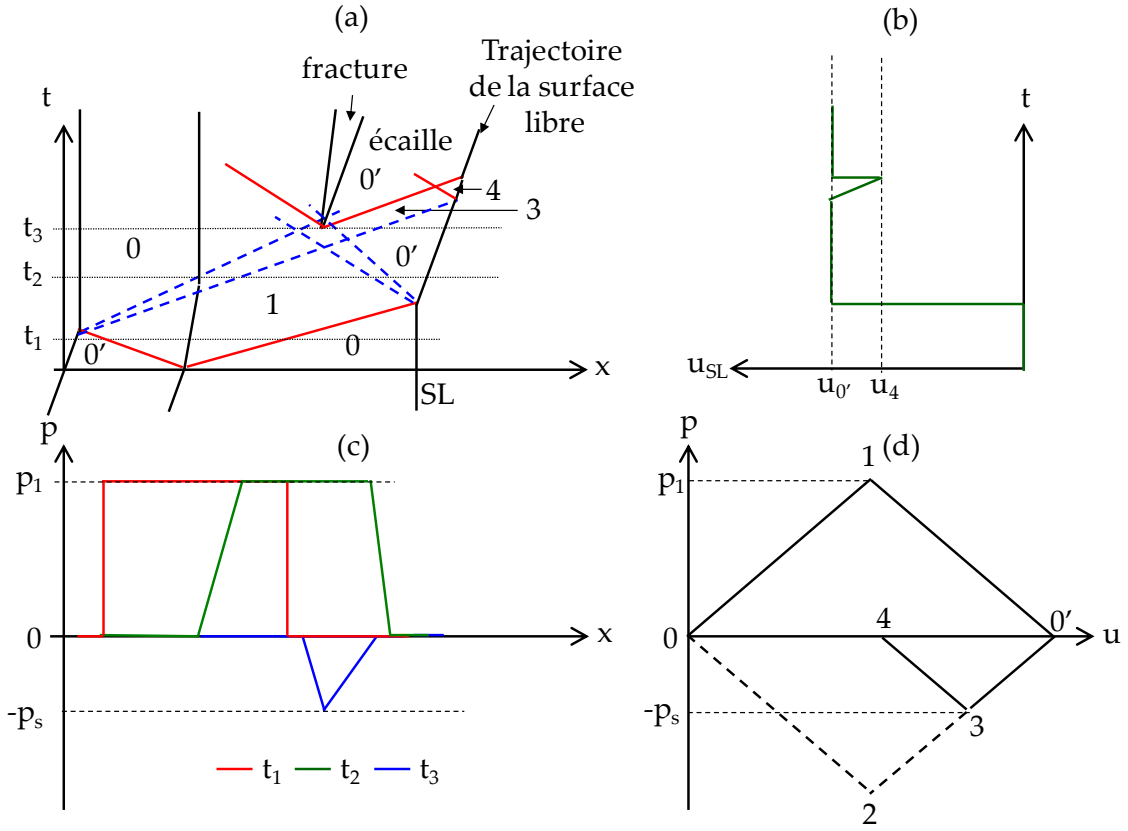


Figure I-3: Différents graphiques utilisés pour étudier la propagation des ondes dans un cas d'impact plan symétrique. (a) Diagramme de marche ou diagramme (x,t) servant à représenter les trajets des ondes et des interfaces matérielles. (b) Profils temporels de vitesse à des positions données $u_x(t)$. (c) Répartitions spatiales de la pression à des instants donnés $p_t(x)$ (d) Diagramme (p,u) dans lequel sont représentées les différentes polaires de choc et isentropes,

supposées confondues dans le cadre de l'approximation isentropique, et représentées par des droites dans le cas d'une approximation supplémentaire dite acoustique.

On constate que le profil de chargement rectangulaire produit par cet impact, représenté à l'instant t_1 dans la figure I-3(c), conduit à une écaille unique. La position de la zone de rupture est prédéterminée par le trajet des ondes dans la géométrie considérée.

A travers cet exemple, on illustre de façon simplifiée comment un matériau peut être endommagé suite à l'interaction d'ondes mécaniques générées par un impact. Une analyse plus complète de la propagation des ondes, des mécanismes d'endommagement et leur modélisation est disponible par exemple dans l'ouvrage de Antoun et al [1] ou dans l'article de Kanel [2]. Comme nous le verrons par la suite, le profil de vitesse de surface libre de l'échantillon $u_{SL}(t)$ est l'une des grandeurs accessibles par l'expérience. Il constitue une source de renseignements sur le processus de fragmentation. En effet, à partir de ce signal de vitesse, on peut déterminer trois paramètres liés à la fragmentation de la cible :

- L'épaisseur de l'écaille est donnée par la période des oscillations du signal de vitesse correspondant au temps nécessaire pour que les ondes fassent un aller-retour dans l'épaisseur de l'écaille.
- La limite à la rupture dynamique p_s dans les conditions considérées est obtenue grâce à l'écart de vitesse $\Delta u_{SL} = u_{0'} - u_4$. En première approximation (dite approximation acoustique), on peut utiliser la relation :

$$p_s = \frac{1}{2}\rho_0 c_0 \Delta u_{SL} \qquad \textbf{I-6}$$

avec ρ_0 la masse volumique et c_0 la célérité du son du le matériau.

- La vitesse de déformation est liée à la même décroissance de vitesse de surface libre Δu_{SL} pendant la durée Δt de cette décroissance. Elle s'exprime par la relation :

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{1}{2c_0}\frac{\Delta U_{SL}}{\Delta t} \qquad \textbf{I-7}$$

Lorsque le choc est non soutenu, c'est-à-dire que l'onde de choc est immédiatement suivie d'un faisceau de détente, le profil de pression n'est plus rectangulaire mais triangulaire. Ce type de sollicitation est typique du chargement produit par la détonation d'un explosif : on parle alors d'onde de Taylor. Il peut également apparaître lors d'un impact de plaque à condition que l'épaisseur du projectile soit faible devant la distance totale de propagation. La détente se propageant dans l'état choqué se déplace plus vite que le choc et finit par le rattraper. Les profils de pression tracés dans la figure I-4 à différents instants t_1 à t_4 correspondent à ce cas de chargement. Si la cible est plus épaisse, une fois que la détente incidente a rattrapé le choc, elle diminue l'intensité du choc. Ainsi la pression au débouché du choc est inférieure à la pression initiale du chargement en face avant. Le phénomène associé est l'amortissement hydrodynamique, le profil de pression correspondant est représenté au temps t_5 de la figure I-4.

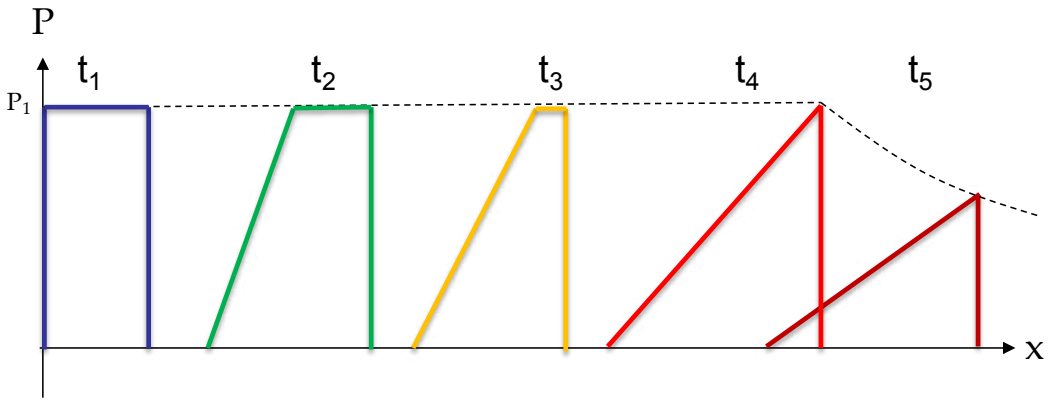


Figure I-4: Illustration de l'apparition d'un profil triangulaire à partir d'un profil carré rattrapé par une détente arrière pouvant se poursuivre par l'amortissement du choc.

Le processus de fragmentation résultant de ce type de chargement est plus complexe. En fonction du rapport entre l'intensité du choc et de la résistance en traction du milieu étudié, plusieurs ruptures macroscopiques peuvent se produire. Ce processus d'écaillage multiple a été observé par Rinehart [3]. La figure I-5 rassemble le diagramme des polaires de choc, le diagramme de marche et ses différentes projections illustrant le processus d'écaillage multiple dans un matériau dont le seuil de rupture en traction est $-p_s$.

Lorsque le choc 0-1 se réfléchit sur la surface libre, la détente réfléchie fait passer la matière de l'état 1 à l'état 2. Cette détente réfléchie croise le faisceau de détente incident qui suit le choc, ce qui met progressivement en traction l'arrière de la cible depuis la surface libre (SL) jusqu'à la position où se trouve l'onde de détente réfléchie (Figure I-5 (b)).

Si la limite de rupture en traction du matériau est atteinte, une fracture macroscopique apparaît et une écaille est alors libérée. Juste avant l'ouverture de la cible, le profil de pression à gauche du plan d'écaillage est toujours triangulaire avec un pic de pression correspondant à l'état 1a. La nouvelle surface libre de la cible produit un nouveau faisceau de détente qui fait passer la matière de l'état 1a à l'état 3 et remonte la cible à la rencontre du profil triangulaire (Figure I.5 (c)). L'interaction de ces deux faisceaux de détente génère à nouveau des contraintes de traction susceptible d'endommager la cible. Une seconde écaille est alors éjectée de la cible (Figure I-5 (d)). Ce processus se répète tant que le profil de pression triangulaire dans la partie intacte de la cible reste suffisamment intense pour que les contraintes de traction atteignent la tension d'écaillage. Ainsi l'application d'une onde de choc non soutenue peut entraîner la formation de plusieurs écailles éjectées depuis une cible les unes derrière les autres avec une vitesse de plus en plus faible (Figure I-5 (e)).

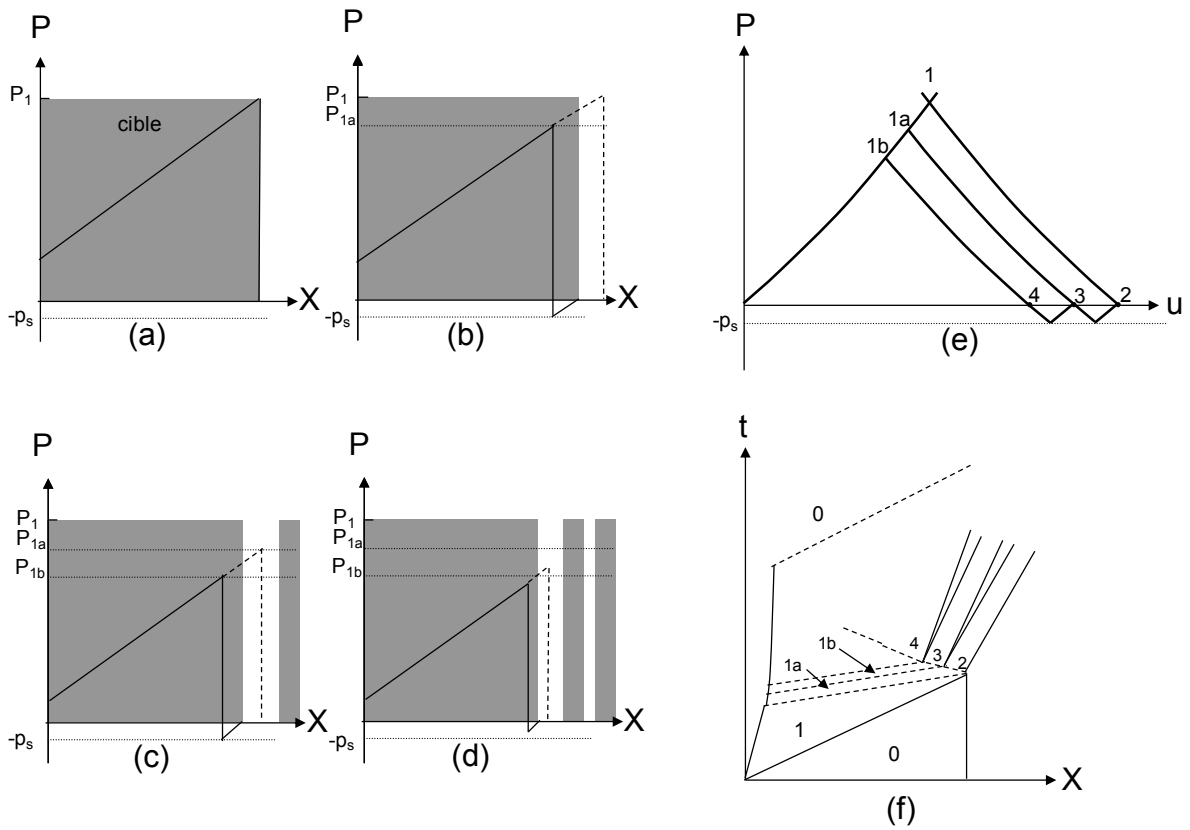


Figure I-5: Schémas illustrant l'écaillage multiple au cours de la réflexion d'une onde de choc non soutenue en surface libre d'un échantillon.

Le nombre d'écailles susceptibles d'être produites par un choc non soutenu est ainsi inversement proportionnel au rapport de la tension d'écaillage $-p_s$ par rapport à la pression de choc p_1.

1.3. Fusion sous choc et micro-écaillage

Dans l'analyse précédente, si on fait tendre p_s vers 0, l'épaisseur des écailles successives tend elle aussi vers 0 (Figure I-5). Ainsi, lorsqu'une onde de choc se propage dans un milieu possédant une résistance à la traction très faible devant la pression de choc, la taille caractéristique des fragments λ peut atteindre l'échelle caractéristique des mécanismes d'endommagement. L'endommagement n'est plus localisé à des plans successifs comme pour l'écaillage multiple mais se développe en tout point de la cible soumis à des contraintes de traction. La fragmentation de la cible produit alors un ensemble de débris dont la taille caractéristique est équivalente à $\frac{p_s}{p_{choc}} L$ où p_s est la tension d'écaillage du matériau, p_{choc} est la pression pic du choc et L la longueur caractéristique de la cible sur laquelle s'étale le choc et sa détente. Le processus de fragmentation multiplan évolue ainsi vers le processus de micro-écaillage présenté pour la première fois par Andriot [4].

Nous avons vu qu'un choc induit non seulement un saut de pression mais aussi un saut de température, tous deux liés par l'équation d'état du matériau. Si le choc est suffisant, l'état thermodynamique induit par le choc peut se retrouver dans une autre phase du matériau, notamment la phase liquide, qui possède une résistance à la traction beaucoup plus faible que la phase solide. L'état atteint sous choc est suivi d'une détente plus lente supposée isentropique dont le trajet thermodynamique est différent de celui du choc. Ainsi, si le choc n'entraîne pas la fusion pendant la compression, le changement de phase peut se produire pendant la détente.

Lorsqu'un matériau est soumis à une onde de choc non soutenue produisant la fusion au passage du choc ou pendant la détente, le processus de fragmentation qui s'ensuit est le micro-écaillage illustré par la figure I-6. Il en résulte la production d'un nuage de fines gouttelettes de métal fondu. L'étude de ce phénomène peut alors être découpée en deux parties correspondant à chaque phase du processus à savoir la fusion de la cible au passage du choc et la fragmentation en phase liquide (Figure I-6 (a)). Ce phénomène est suivi d'une phase d'expansion du nuage de gouttelettes projeté suivant l'axe de propagation du choc (Figure I-6 (b)).

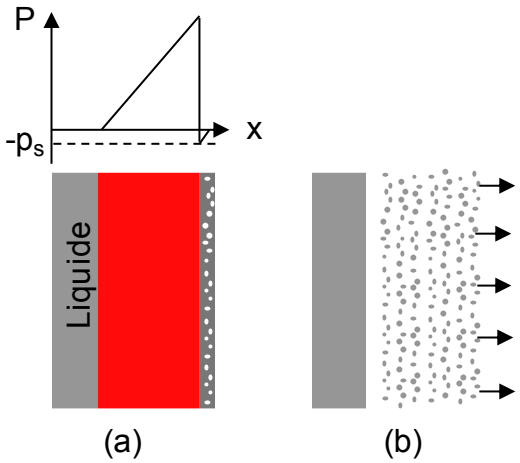


Figure I-6: Etapes du phénomène de micro-écaillage : (a) fusion sous choc et production du nuage, (b) vol en expansion des gouttelettes.

La mention « micro » dans le mot « micro-écaillage » impliquant la notion de dimension traduit la diminution de la taille caractéristique des fragments par rapport à l'épaisseur des écailles produites par l'écaillage multiple, sans pour autant quantifier l'ordre de grandeur des gouttelettes produites. Ainsi, la quantification par l'expérience et la prédiction par la simulation de la taille des fragments générés par micro-écaillage sont des objectifs de cette thèse.

1.4. Le microjetting

En pratique, la surface libre d'une cible présente en général des défauts géométriques, comme des rayures. Lorsque l'onde de choc atteint cette surface

rugueuse, des effets de surface conduisent à l'éjection rapide de matière sous forme de jets depuis le fond de ces défauts. Ces jets sont composés de fragments dont la taille est similaire à celle des défauts ayant déclenché le processus. Ce processus purement surfacique, différent du micro-écaillage, est parfois appelé « éjection de matière » ou en anglais « microjetting ».

Il est similaire au principe des « charges creuses » dans le domaine militaire. Le microjetting est étudié depuis les années 60. De nombreuses expériences de radiographie transverse ont été réalisées pour identifier les liens entre la forme des jets et la géométrie initiale des rayures [5]. Des essais d'impact de projectile de cuivre sur des cibles d'aluminium ont ensuite été menés pour évaluer la quantité de mouvement des éjectas [6, 7, 8]. Le microjetting a également été étudié par Chapron [9] dans le cas d'une cible d'étain soumis à un choc produit par explosif dans le but de déterminer l'influence de l'angle des rainures sur la vitesse maximale des microjets. Depuis, de nombreux résultats ont été publiés par Zellner [10, 11, 12, 13] utilisant notamment l'ombroscopie X transverse pour étudier les microjets produits par des cibles d'étain choquées par explosif. Plus récemment, ce processus a été mis en évidence sous choc laser [14].

2. *Etat des lieux concernant le micro-écaillage*

Le micro-écaillage d'un métal fondu sous choc n'est étudié que depuis sa mise en évidence par Andriot en 1983 ce qui est très récent par rapport à l'histoire de la recherche sur la fragmentation dynamique des solides. Cette partie a pour but d'appréhender les phénomènes déjà observés afin de prévoir les diagnostics qui nous seront nécessaires pour aller plus loin dans la compréhension du phénomène et dans la caractérisation des propriétés balistiques du nuage de particules. D'autre part, un bilan sur les approches numériques permettant la modélisation du micro-écaillage nous permettra de choisir la piste à suivre pour développer un outil capable de simuler l'ensemble des processus intervenant dans la fragmentation d'une cible métallique fondue sous choc.

2.1. Quantification de la masse éjectée par micro-écaillage

Les premières tentatives de quantification de la matière éjectée d'une cible choquée reposent sur l'utilisation de fenêtres dites de Asay [6, 7]. Elles peuvent être constituées d'une simple feuille métallique, on parle de pesée par *feuille mince*, ou d'une fenêtre épaisse transparente en Fluorure de Lithium (LiF) sur laquelle a été déposé un revêtement métallique, on parle alors de *fenêtre détachée*. La technique consiste à placer la fenêtre sur la trajectoire des fragments que l'on cherche à caractériser. La mesure de la mise en vitesse de la fenêtre par l'impact des fragments peut alors être corrélée à la densité de ces fragments.

Lors de leurs expériences pour étudier le micro-écaillage, Andriot et al [4] réalisent des essais utilisant des générateurs d'ondes planes par explosifs sur des cibles d'étain. L'éjection de matière par micro-écaillage est quantifiée grâce à la technique de pesée par feuille mince. Plus tard, ces techniques de quantification de la masse éjectée par micro-écaillage ont été utilisées par Holtkamp et al [15] et par Signor et al [16, 17, 18]. Utilisant principalement une fenêtre détachée, la mesure de vitesse est réalisée à travers le milieu transparent à l'interface LiF/clinquant. Les premiers instants de la mesure renseignent sur le type de fragments qui mettent en mouvement la fenêtre. C'est ainsi que l'on peut identifier le type de fragmentation qui a produit ces débris (Figure I-7).

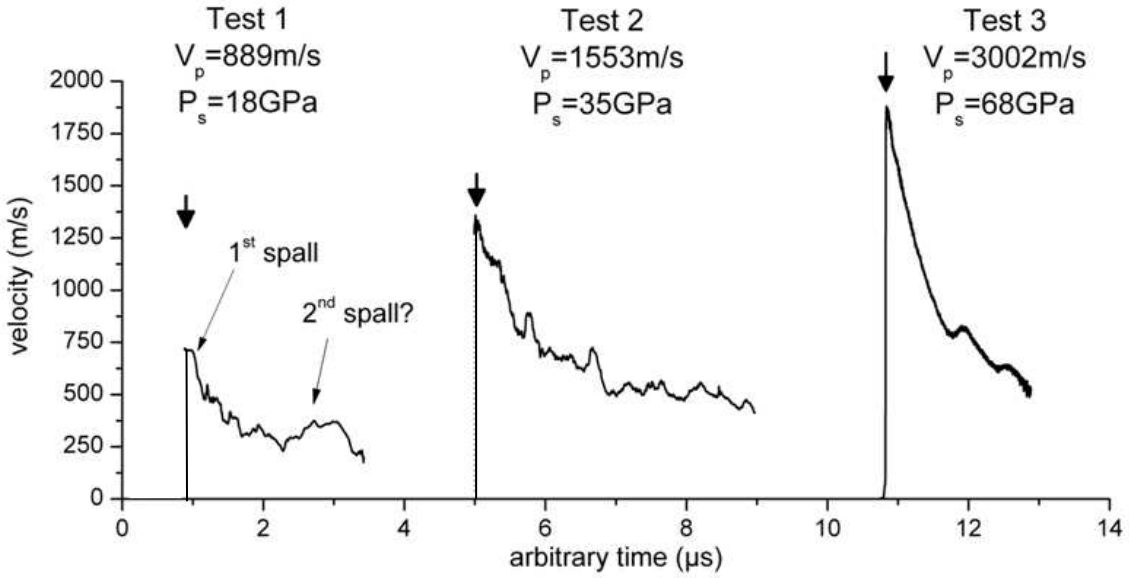


Figure I-7: Mesures de vitesse d'une fenêtre détachée obtenues lors de trois essais d'impact de plaque sur des cibles d'étain [18]. La première mesure est réalisée lors d'un impact entrainant l'écaillage classique de la cible solide. La seconde mesure est obtenue après un impact conduisant à la fusion en détente de la cible sous choc. La troisième mesure est acquise pendant un impact induisant la fusion sous choc en compression de la cible d'étain. Le début de l'impact sur la fenêtre détachée est représenté par une flèche pour chacun des tirs.

Si la cible reste solide, la fragmentation produit une écaille épaisse qui se comporte comme un projectile qui impacte la fenêtre. Celle-ci se met alors en mouvement à vitesse constante pendant le temps caractéristique de traversée des ondes dans l'épaisseur de l'écaille. Le signal de vitesse commence alors par un palier. Dans le cas du micro écaillage, les petits fragments éjectés avec une vitesse de moins en moins élevée ne permettent pas le maintien du choc dans la fenêtre. La vitesse mesurée décroit alors immédiatement après l'impact des premières particules.

Cette mesure, résultant de l'association de la vitesse des particules et de leurs masses, nécessite l'utilisation de la simulation en complément de l'expérience pour découpler ces deux grandeurs. De plus, elle ne permet pas de rendre compte de la

répartition spatiale des particules. Pour cela, d'autres techniques basées sur l'observation transverse de l'expansion du nuage ont été utilisées.

2.2. Caractérisation transverse du nuage : visualisation et radiographie

Afin de caractériser plus spécifiquement la densité du nuage de particules en expansion derrière une cible micro-écaillée, des essais ont été réalisés en ayant recours à des méthodes de radiographie transverse. C'est ainsi que Andriot et al. [4] et Remiot et al [19] utilisent la radiographie X transverse pour observer le nuage produit par micro-écaillage d'une cible d'étain fondue en détente par un choc généré par impact de plaque ou explosif. De même, Rybakov [20] utilise cette technique pour observer l'expansion du milieu fragmenté après un choc dans un milieu initialement liquide. Plus tard, Holtkamp et al [21] utilisent la radiographie par absorption d'un faisceau de protons pour déterminer la densité des fragments éjectés derrière une cible soumise à un choc produit par la détonation d'un explosif (Figure I-8).

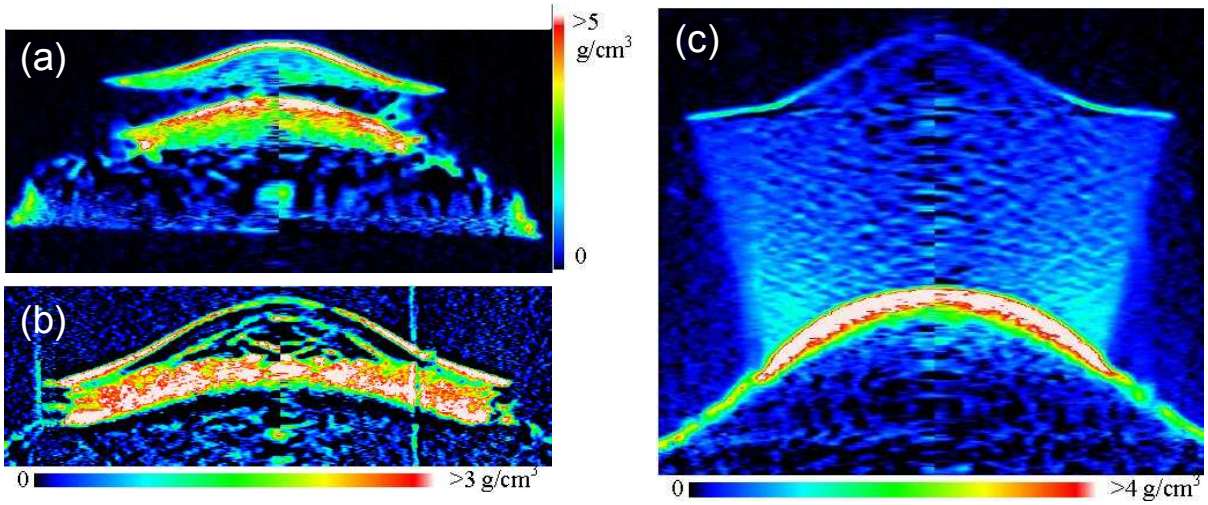


Figure I-8: Images d'observations transverses obtenues par radiographie à faisceau de protons des débris produits par la détonation d'un explosif sur un échantillon de tantale (a), d'aluminium (b) et d'étain (c) [21].

L'observation des cartographies obtenues permet d'identifier le processus de fragmentation qui a produit les débris et renseigne sur leurs densités. Ainsi la détonation de l'explosif sur la cible de tantale et sur la cible d'aluminium produit des débris de même densité que celle de départ, c'est-à-dire des fragments solides. On observe alors un processus d'écaillage simple dans le cas du tantale (Figure I-8 (a)) ou multiple dans le cas de l'aluminium (Figure I-8 (b)). Le dernier cliché a été obtenu après un choc générant une pression estimée à 22,5 GPa dans une cible d'étain. Cette gamme de pression correspond à la fusion en détente du matériau. On observe alors

un nuage continu derrière la cible beaucoup moins dense (~1 $g.cm^{-3}$) que le matériau initial (7,29 $g.cm^{-3}$) (Figure I-8 (c)), ce qui est cohérent avec le phénomène de micro-écaillage.

Sur un principe similaire, de Rességuier et al ont utilisé la visualisation transverse optique pour observer les débris produits par la fragmentation de cible d'étain [22] et de fer [23] soumises à des chocs laser dans des régimes approchant la fusion en détente. La encore, la visualisation permet d'identifier le processus de fragmentation. La figure I-9 montre des clichés réalisés par ce diagnostic lors de tirs laser conduisant à des modes de fragmentation différents selon la nature de la cible et l'intensité du laser.

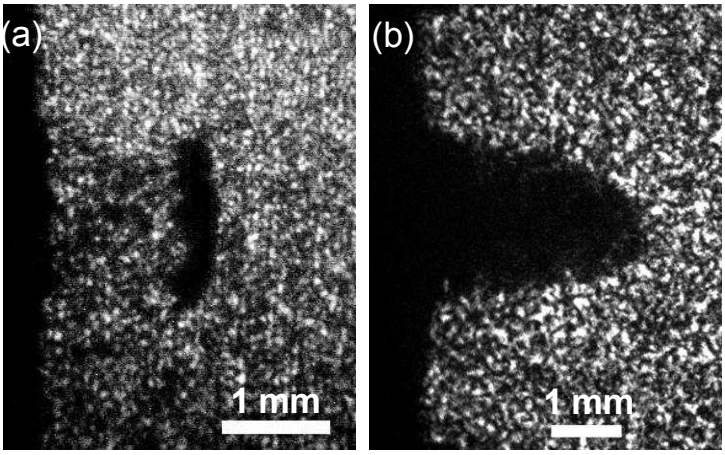


Figure I-9: Visualisation transverse optique de l'éjection de débris produits par choc laser sur des cibles de fer, dans un cas d'écaillage (a), ou de micro-écaillage (b) [23].

Pour un choc laser de 72 GPa dans une cible de fer, on observe un unique fragment qui se détache du reste de la cible ce qui correspond au processus d'écaillage (Figure I-9 (a)). Sur la figure I-9 (b), obtenue lors d'un tir laser plus intense induisant une pression de 140 GPa dans une cible de fer, la structure continue du nuage de débris suggère que le choc a entraîné le micro-écaillage de la cible. On obtient le même genre de résultats lors de tir laser sur une cible d'étain [22]. Des visualisations ont également été réalisées près d'un obstacle placé sur le trajet des fragments pour observer leur recompaction (Figure I-10).

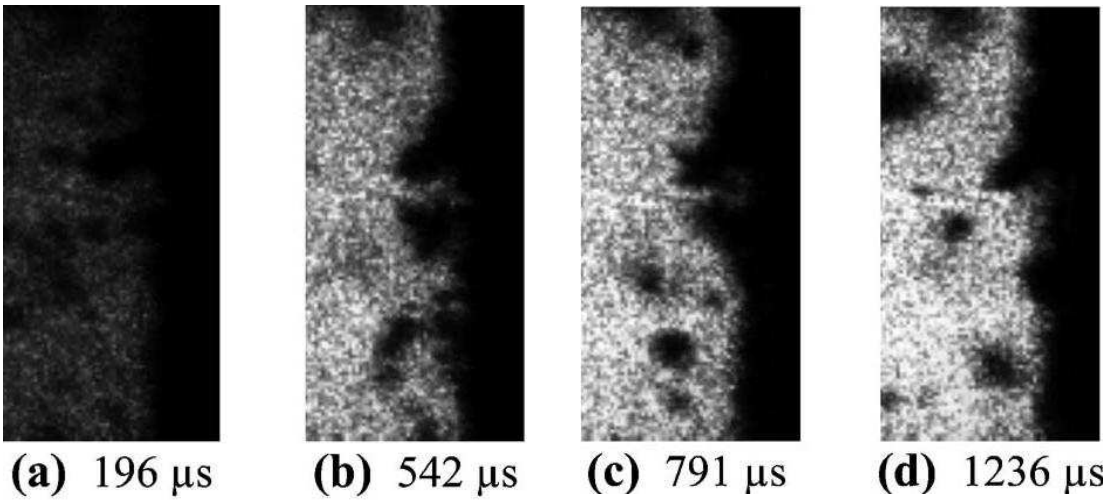


Figure I-10: Clichés de visualisation transverse montrant la recompaction de fragments liquides provenant d'une cible d'étain soumise à un choc laser. La largeur réelle des clichés est de 1.7 mm [22].

L'allure sphérique des fragments observés sur ces derniers clichés renseigne également sur un passage en fusion pendant lequel la tension de surface a modifié la forme des fragments [22]. Toutefois, ces fragments ne proviennent pas du micro-écaillage lui-même, mais de la désagrégation plus tardive d'une partie fondue au cœur de la cible.

Toutes ces observations peuvent apporter une vue d'ensemble de la fragmentation par micro-écaillage mais ne renseignent pas sur les mécanismes mis en jeu lors de la fragmentation, ni sur la structure des fragments à plus petite échelle. Pour cela d'autres diagnostics ont été utilisés.

2.3. Mesure de vitesse des éjectas

Dans la plupart des expériences de choc, la mesure résolue en temps, de la vitesse de surface libre, est une donnée essentielle. En particulier, le dispositif VISAR, présenté dans le chapitre II, permet d'effectuer des mesures non intrusives de la vitesse d'une surface réfléchissante mise en mouvement sous l'effet d'un choc conventionnel [24, 25, 26] ou d'un choc laser [16, 27, 28,29]. Par exemple, la figure I-11 montre deux profils de vitesse de surface libre mesurés sur des cibles d'étain soumises à des chocs laser d'intensités différentes.

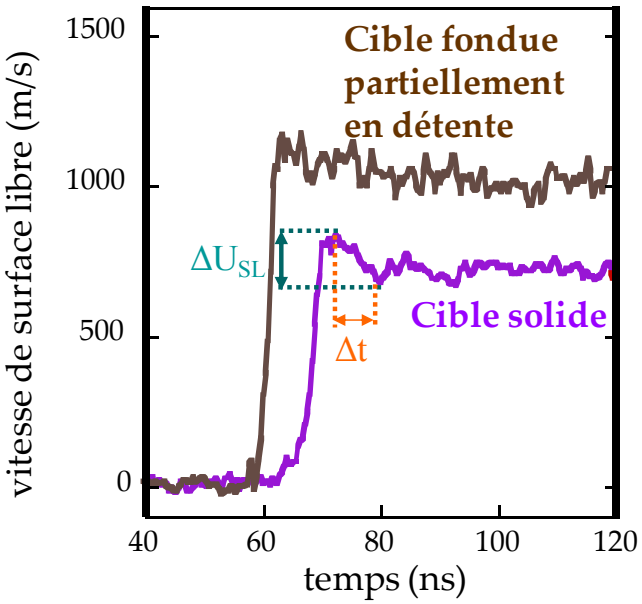


Figure I-11: Mesures VISAR des vitesses de surface libre de cibles d'étain de 260 µm d'épaisseur soumises à des chocs laser générant l'écaillage en phase solide ou après une fusion partielle en détente [29].

Le premier profil (violet) est caractéristique d'un écaillage en phase solide. D'après l'analyse présentée au paragraphe I.1.2, cette mesure fournit la résistance à l'endommagement dynamique p_s=1,4 GPa (d'après l'équation I-6) cohérente avec les valeurs obtenues pour d'autres essais de choc laser dont la vitesse de déformation est de l'ordre de 10^8 s^{-1} [16, 30]. Pour des essais à vitesse de déformation plus faible comprise entre 10^5 et 10^6 s^{-1} générée par explosif ou impact de plaque, la tension d'écaillage de l'étain sous choc en phase solide est de 0.7 GPa [25, 26].

Lorsque la pression de choc augmente et qu'on se rapproche de la fusion de la cible (courbe marron sur la figure I-11), le signal de vitesse devient plus chaotique. La mesure permet de quantifier la diminution de la tension d'écaillage qui accompagne le début de la fusion. Pour des chocs dont la vitesse de déformation est modérée, la contrainte seuil d'endommagement après fusion partielle en détente de l'étain est de 0.05 GPa [25, 26]. Pour une vitesse de déformation plus élevée de 10^8 s^{-1}, cette contrainte seuil est comprise entre 0.7 et 0.9 GPa [16, 31].

Comme nous le verrons au chapitre II, cette technique VISAR atteint ses limites dans le cas de la fusion complète quand on cherche à mesurer les vitesses des fragments éjectés par micro-écaillage. En effet, la pulvérisation de la surface libre de la cible au moment du débouché du choc fait chuter la réflectivité de cette surface. De plus, le VISAR est incapable de mesurer plusieurs vitesses, il ne permet pas d'obtenir la distribution de vitesses des fragments générés par micro-écaillage.

2.4. Récupération et observation post-test

Afin de caractériser les mécanismes intervenants dans le micro-écaillage de cibles fondues sous choc, plusieurs objets peuvent être étudiés : les restes des cibles et

les fragments. La plupart des expériences de micro-écaillage ont été réalisées à l'aide d'impact de plaque ou d'explosif. Ces générateurs ont l'inconvénient de détruire l'intégralité de la cible. En revanche, l'utilisation des lasers de puissance pour générer le micro-écaillage rend possible la récupération d'une partie de la cible irradiée. Comme la fusion sous choc, en détente ou en compression, fait fondre la cible choquée sur toute son épaisseur, la cible récupérée est trouée. Cependant, l'étude des régions périphériques de la surface choquée peut apporter des informations. Ainsi, Signor et al [17] et de Rességuier et al [31] proposent des observations de cibles d'étain micro-écaillées par choc laser (Figure I-12).

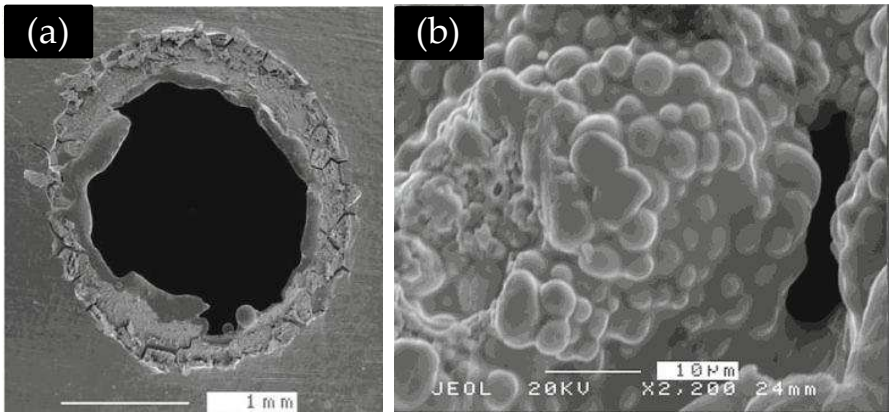
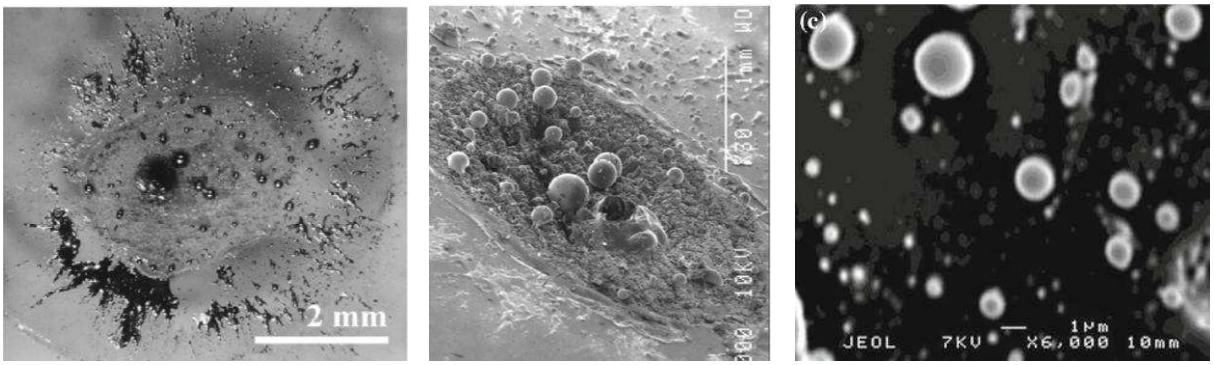


Figure I-12: Observation au microscope électronique à balayage de la surface opposée à la surface irradiée d'une cible d'étain micro-écaillée (a). Agrandissement d'une zone située entre le trou et l'anneau extérieur de la zone endommagée (b) [31].

Sur la figure I-12 (a), la zone lisse délimitant le trou indique le passage en fusion de la cible avant solidification. A l'inverse, la zone éloignée du trou présente un facies typique de la rupture ductile. Entre les deux, la présence de nombreux nodules microscopiques (Figure I-12 (b)) a été interprétée comme résultant de micro-bulles créées par le début de la cavitation du milieu liquide. Leur croissance aurait été figée par la relaxation des contraintes provoquée par la fragmentation du milieu voisin. La solidification du milieu aurait alors permis la conservation de cette forme. Cette explication reprend ainsi l'hypothèse proposée par Zhiembetov et al [32] concernant la formation du milieu micro-écaillé par la cavitation puis par la pulvérisation du métal fondu d'une manière analogue au mécanisme de fragmentation des liquides conventionnels de faible viscosité identifié par Stebnovskii [33].

La partie centrale de la cible ayant subi le processus de micro-écaillage a été éjectée en un nuage de gouttelettes. Afin de déterminer la distribution de tailles de ces fragments, plusieurs dispositifs de récupération ont été utilisés. Grady corrèle la taille des fragments à la taille des cratères qu'ils produisent quand ils impactent une plaque témoin métallique [34]. Plus récemment, de Rességuier et al [22, 28, 31] observent, en microscopie optique ou en microscopie électronique à balayage, les gouttelettes impactées sur un bouclier de polycarbonate placé en face de la surface libre d'une cible d'étain micro-écaillée par choc laser (Figure I-13).



(a) (b) (c)

Figure I-13: Observation de fragments d'étain éjectés par micro-écaillage et impactés sur des boucliers de polycarbonate, en microscopie optique (a) ou électronique (b,c) [28, 31].

La géométrie sphérique des fragments observés est caractéristique du passage en fusion de l'étain. Les résultats de dénombrement présentés dans la référence [31] permettent, pour la première fois à notre connaissance, d'estimer la distribution de taille des fragments. Celle-ci varie de la centaine de nanomètre au micron pour une densité de 10^5 fragments.cm^{-2} pour les plus gros à 10^8 fragments.cm^{-2} pour les plus petits. Le bouclier étant rigide, des phénomènes de recompaction ou de fragmentation secondaire peuvent avoir modifié la distribution de taille réelle des gouttelettes produites pendant le micro-écaillage. De plus, les observations réalisées n'ont pu être faites qu'en surface. C'est pourquoi la matière des collecteurs a évolué vers des mousses de PVC moins denses limitant la recompaction des fragments, ce qui a permis une étude de dénombrement en 3 dimensions grâce à la tomographie (figure I-14)[35]. La résolution du tomographe a ainsi permis de détecter et de compter l'ensemble des fragments collectés dont la taille est supérieure à 8 μm.

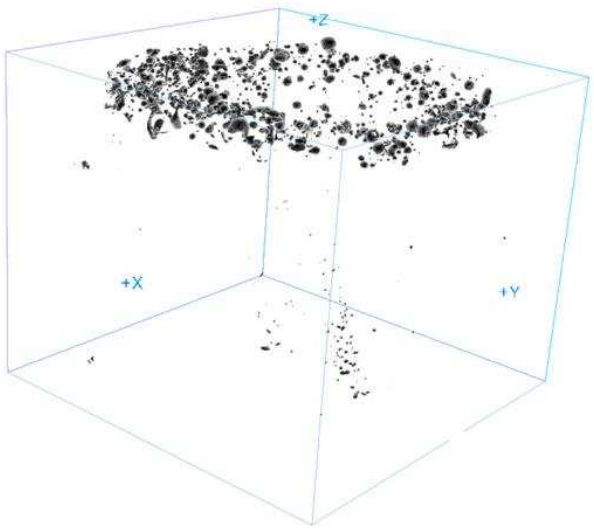


Figure I-14: Reconstruction en trois dimensions par tomographie des fragments d'étain éjectés par micro-écaillage et collectés dans une mousse [35].

2.5. Apports et limites de la simulation

Certains paramètres restant inaccessibles par l'expérience, la simulation numérique du phénomène de micro-écaillage permet de compléter les informations obtenues par les essais. Une modélisation de la fusion sous choc et de la fragmentation dynamique de l'étain a été entreprise par L. Signor au cours de sa thèse [16]. Ce modèle a été implanté au sein du code hydrodynamique *Hésione* développé par le CEA. Ce code permet de simuler la réponse dynamique des matériaux en représentation lagrangienne ou eulérienne. Dans ce code, la simulation de la propagation d'un choc conduisant au micro écaillage de la cible est unidirectionnelle. L'évolution de l'état thermodynamique de la matière au cours de la propagation des ondes dans la cible est simulée grâce à des équations tabulées basées sur une représentation multiphasique de l'étain proposée par C. Mabire [36] sans prendre en compte la cinétique des transformations de phases. Le processus de fragmentation est modélisé par une approche énergétique globale proposée par Grady [37] qui définit un critère à partir duquel la ruine du matériau est considérée, et qui prédit également la taille des fragments générés. Cette approche sera décrite en détail dans le chapitre III.

La figure I-15 montre la simulation d'un cas de micro-écaillage de cible d'étain fondue intégralement sous choc en compression. Ce modèle fournit une distribution de taille de fragments qui peut être confrontée à la distribution obtenue par l'expérience [35].

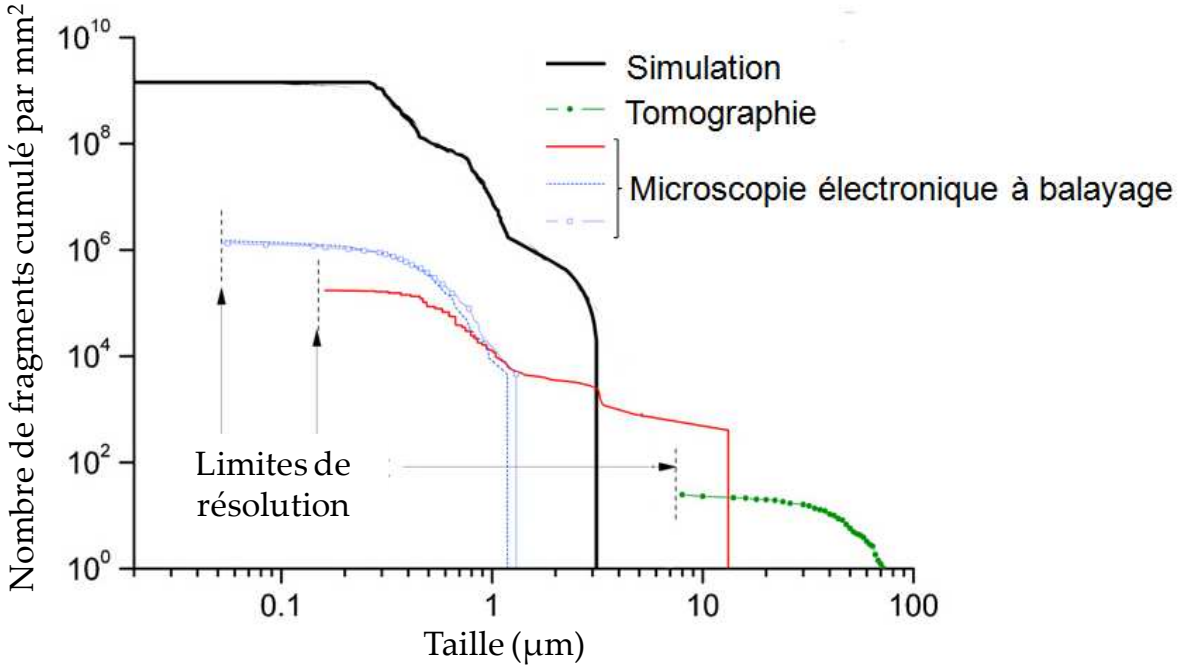


Figure I-15: Distributions de tailles de fragments produits par micro-écaillage d'une cible d'étain fondue en compression sous choc laser. Ces distributions ont été obtenues par étude en microscopie électronique à balayage, tomographie et simulation [35].

La distribution de tailles de fragments obtenue par simulation ne recouvre pas la plage de tailles détectées par la tomographie, fortement limitée en résolution spatiale. En revanche, l'observation par microscopie électronique permet de détecter des fragments submicroniques, mais elle est limitée à la surface du bouclier de polycarbonate, ce qui ne permet pas de prendre en compte l'ensemble des fragments ayant pénétré le bouclier. Il en résulte un écart de nombre (décalage vertical) entre les distributions observées et le résultat de la simulation. Afin de valider les tailles et le nombre de fragments prédits par cette simulation, il est nécessaire de réaliser une étude de dénombrement sur l'ensemble du collecteur avec une meilleure résolution pour que les plages de distribution se recoupent.

Le désaccord des résultats de la simulation et de l'expérience peut aussi provenir du modèle de fragmentation. En effet, ce critère étant global, plusieurs aspects du modèle peuvent sembler discutables tels que la sous-estimation de la dissipation d'énergie liée aux mécanismes de fragmentation ou l'utilisation de la tension de surface déterminée par une étude statique pour caractériser un phénomène clairement dynamique. En parallèle, une étude micromécanique basée sur un modèle de sphère creuse a été réalisée par L. Signor [16] afin de modéliser la fragmentation du liquide par le phénomène de cavitation. Les résultats de cette étude ont montré la pertinence du critère de Grady grâce à la cohérence des prédictions des tailles de fragment et de leur état thermodynamique à la fin de la fragmentation.

2.6. Bilan des études antérieures et axes de l'étude proposée

Les études antérieures sur le micro-écaillage ont bien mis en évidence les différents mécanismes intervenant dans la fragmentation ainsi que leurs conditions d'apparition dans les métaux fondus sous choc. Pourtant certaines caractéristiques importantes comme les propriétés balistiques des fragments générés étaient, jusqu'à présent, inaccessibles. Afin de compléter les données expérimentales concernant les propriétés balistiques du milieu micro-écaillé (distribution de tailles et de vitesses), de nouvelles campagnes d'essais ont été réalisées dans le cadre de cette thèse utilisant de nouveaux systèmes de diagnostics, capables de réaliser des mesures de vitesse résolues en temps du nuage de débris et de rendre plus fine l'analyse tri-dimensionnelle des tailles de fragments collectés. **Ainsi, les travaux expérimentaux de cette thèse se sont orientés vers la caractérisation des propriétés balistiques des billes produites par le micro-écaillage de cibles d'étain et pour la première fois de cibles d'aluminium, grâce à l'utilisation de moyens expérimentaux plus adaptés**, présentés au chapitre II.

Les expériences de chocs laser étant fortement dynamique, il semble nécessaire de prendre en compte la cinétique des changements de phase dans le code utilisé pour simuler nos expériences. C'est pourquoi nous reprenons les modèles utilisés dans le code Hésione pour les implanter dans un autre code de calcul permettant l'ajout de la cinétique de changement de phase. **Les différents outils numériques, construits pour certains et adaptés pour d'autres, permettant la simulation des**

différents processus intervenant dans nos expériences depuis l'interaction laser-matière à l'envol du nuage micro-écaillé en passant par les changements de phase sous choc et par la fragmentation sont présentés dans le chapitre III.

Enfin, le chapitre IV présente **la synthèse de tous les résultats expérimentaux et numériques classés par ordre d'apparition des processus intervenant dans le phénomène de micro-écaillage sous choc laser. Ils permettent de compléter les données expérimentales sur le micro-écaillage de l'étain et de commencer les études sur l'aluminium**. La confrontation des résultats expérimentaux et numériques permettra de valider chaque étape de la simulation.

Références bibliographiques du chapitre I

[1] T. Antoun, L. Seaman, D.R. Curran, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.V. Utkin, *Spall Fracture*, Springer, 2002.

[2] G.I. Kanel, *Spall fracture : methodological aspects, mechanisms and governing factors*, Int. J. Fracture 163, 173-191, 2010.

[3] J.S. Rinehart, *Scabbing of metals under explosive attack: multiple scabbing*, J. Appl. Phys. **23**, 1229-1233, 1952.

[4] P. Andriot, P. Chapron, V. Lambert, F. Olive, *Influence of melting on shocked free surface behaviour using Doppler laser interferometry and X-ray densitometry.* Shock Waves in condensed matter, 277-280, 1983.

[5] C.L. Mader, *LASL Phermex Data*, University of California press, 1980.

[6] J.R. Asay, L.P. Mix, F.C. Perry, *Ejection of material from shocked surfaces*, Appl. Phys. Lett. **29**, 284, 1976.

[7] J.R. Asay, *Thick-plate technique for measuring ejecta from shocked surfaces*, J. Appl. Phys. **49**, 6173, 1978.

[8] J.R. Asay, L.D. Bertholf, *A model for estimating the effects of surface roughness on mass ejection from shocked materials*, Report sand, Sandia Laboratories, 1978.

[9] P. Chapron, P. Gandeboeuf, B. Laurent, *Ejection de matière à la surface d'un matériau sous choc*, Chocs **23**, 29-37, 2000.

[10] M. B. Zellner, M. Grover, J. E. Hammerberg, R. S. Hixson, A. J. Iverson, G. S. Macrum, K. B. Morley, A. W. Obst, R. T. Olson, J. R. Payton, P. A. Rigg, N. Routley, G. D. Stevens, W. D. Turley, L. Veeser, and W. T. Buttler, *Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces*, J. Appl. Phys. **102**, 013522, 2007.

[11] M. B. Zellner, W. Vogan McNeil, G. T. Gray III, D. C. Huerta, N. S. P. King, G. E. Neal, S. J. Valentine, J. R. Payton, J. Rubin, G. D. Stevens, W. D. Turley, and W. T. Buttler, *Surface preparation methods to enhance dynamic surface property measurements of shocked metal surfaces*, J. Appl. Phys. **103**, 083521, 2008.

[12] M. B. Zellner, G. Dimonte, T. C. Germann, J. E. Hammerberg, P. A. Rigg, G. D. Stevens,W. D. Turley, and W. T. Buttler, *Influence of shockwave profile on ejecta*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, 1047-1050, 2009.

[13] M. B. Zellner, M. Byers, G. Dimonte, J. E. Hammerberg, T. C. Germann, P. A. Rigg, W. T. Buttler, *Influence of shockwave profile on ejection of micron-scale material from shocked Sn surfaces : An experimental study*, Dymat, 89–94, 2009.

[14] E. Lescoute, T. de Rességuier, J.M. Chevalier, M. Boustie, L. Berthe, J.P. Cuq-Lelandais, *Spallation and microjetting in laser-shock-loaded aluminium and gold*, Dymat, 163–169, 2009

[15] D.B. Holtkamp, D.A Clark, M.D. Crain, M.D. Furnish, C.H. Gallegos, I.A. Garcia, D.L Hammon, W.F Hemsing, M.A. Shinas, K.A. Thomas, *Development of a non-radiographic spall and damage diagnostic*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 706, 473-476, 2003.

[16] L. Signor, *Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc*, Thèse de doctorat de l'université de Poitiers – ENSMA, 2008

[17] L. Signor, G. Roy, P.Y. Chanal, P.L. Héreil, F. Buy, C. Voltz, F. Llorca, T. de Rességuier, A. Dragon, *Debris cloud ejection from shock loaded tin melted on release or on compression*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, 1065-1068, 2009.

[18] L. Signor, E. Lescoute, D. Loison, T. de Rességuier, A. Dragon, G. Roy, *Experimental study of dynamic fragmentation of shock-loaded metals below and above melting*, EPJ Web of Conference 6, 39012, 2010.

[19] C. Remiot, P. Chapron, B. Demay, *A flash X-ray radiography diagnostic for studying surface phenomena under shock loading*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 309, 1763-1766, 1993.

[20] A.P. Rybakov, *Spall in non-one-dimensional shock waves*, Int. J. of Impact Engineering **24**, 1041-1082, 2000.

[21] D.B. Holtkamp, D.A Clark, E.N. Ferm, R.A. Gallegos, D. Hammon, W.F. Hemsing, G.E. Hogan, V.H. Holmes, N.S.P. King, R. Liljestrand, R.P. Lopez, F.E. Merrill, C.L. Morris, K.B. Morley, M.M. Murray, P.D. Pazuchanics, K.P. Prestridge, J.P. Quintana, A. Saunders, T. Schafer, M.A. Shinas, H.L. Stacy, *A survey of high explosive-induced damage and spall in selected metals using proton radiography*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 706, 477-482, 2003.

[22] T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, M. Boustie, L. Berthe, *On the dynamic fragmentation of laser shock-melted tin*, Appl. Phys. Lett. **92**, 131910, 2008.

[23] T. de Rességuier, E. Lescoute, G. Morard, F. Guyot, *Dynamic fragmentation as a possible diagnostic for high pressure melting in laser shock-loaded iron*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, 1007-1010, 2009.

[24] J.R. Asay, L.M. Barker, *Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity*, J. Appl. Phys. **45** (6), 2540, *1974.*

[25] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A. Bogatch, A.V. Utkin, V.E. Fortov, *Spall fracture properties of aluminum and magnesium at high temperatures*, J. Appl. Phys. **79** (11), 8310, 1996.

[26] D. Grady, *The spall strength of condensed matter*, J. Mech. Phys. Solids **36** (3), 353-384, 1988.

[27] L. Tollier, R. Fabbro, *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.

[28] T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, M. Boustie, G. Roy, F. Llorca, *Experimental investigation of liquid spall in laser shock-loaded tin*, J. Appl. Phys. **101**, 013508, 2007.

[29]T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, P. Severin, M. Boustie, *Spallation in laser shock-loaded tin below and just above melting on release*, J. Appl. Phys. **102** (7), 073535, 2007.

[30] E. Moshe, S. Eliezer, E. Deckel, Z. Henis, A. Ludmisky, *Measurements of laser driven spallation in tin and zinc using optical recording velocity interferometer system*, J. Appl. Phys. **86** (8), 4242-4248, 1999.

[31] T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, G. Roy, *Dynamic fragmentation of laser shock-melted tin : experiment and modelling*, Int. J. Fracture 163, 109-119, 2010.

[32] A.K. Zhiembetov, A.L. Mikhaylov, G.S. Smirnov, *Experimental study of explosive fragmentation of metal melts*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 620, 547-550, 2001.

[33] S.V. Stebnovskii, *Experimental investigation of pulsed stretching of cavitating media*, J. Appl. Mech. Tech. Phys. **39** (5), 758-761, 1998.

[34] D.E Grady, *Spall and fragmentation in high-temperature metals*, High-Pressure Shock Compression of Solids vol 2 Springer Ch 9, 219-236, 1996.

[35] L. Signor, T. de Rességuier, A. Dragon, G. Roy, Z. Fanget, M. Faessel, *Investigation of fragments size resulting from dynamic fragmentation in melted state of laser shock-loaded tin*, Int. J. of Impact Engineering **37**, 887-900, 2010.

[36] C. Mabire, *Transformation polymorphique et fusion de l'étain sous choc dans la gamme 0-100 GPa. Etude expérimentale et modélisation*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers – ENSMA, 1999.

[37] D. Grady, *The spall strength of condensed matter*, J. of the Mechanics and Physics of Solids **36** (3), 353–384, 1988.

Chapitre II

Moyens expérimentaux pour l'étude du micro-écaillage ; Apports de ce travail

Sommaire

1. Les chocs laser 40
1.1. Production d'un choc avec un laser 40
1.2. Les chaînes LULI 2000 41
2. Les diagnostics 44
2.1. La mesure de vitesse : du VISAR à la VH 44
2.2. La visualisation transverse 58
2.3. La récupération des fragments 63
Références bibliographiques du chapitre II 68

Ce chapitre présente les moyens d'essais utilisés pendant les campagnes expérimentales effectuées au cours de cette thèse. La première partie présente le générateur de choc utilisé, le laser, et son principe de fonctionnement. Dans la deuxième partie, on présente les diagnostics utilisés, nouveaux par rapport aux études antérieures présentées au chapitre I. Ce chapitre présente également les post-traitements, ainsi que quelques résultats à titre d'illustration. La présentation plus exhaustive de ces résultats et leur analyse seront développées dans le chapitre IV.

1. *Les chocs laser*

Comme nous l'avons vu dans l'état de l'art, les premières études expérimentales du micro-écaillage ont été réalisées grâce à l'utilisation de générateurs de choc conventionnels : impacts de plaques ou explosifs. Ces dispositifs permettent de générer des pressions de plusieurs dizaines de GPa. La vitesse de déformation des matériaux ainsi sollicités est de l'ordre de 10^5 à 10^6 s^{-1}. Ces techniques ont permis d'atteindre la fusion partielle de l'étain pendant la phase de détente succédant au choc. Afin d'étudier la fusion sous choc en compression, il est nécessaire d'augmenter la pression de choc. Pour cela, d'autres dispositifs tels que les lasers de puissance sont utilisés depuis quelques années. La multiplication des installations laser de plus en plus puissantes permet de solliciter la matière à des niveaux d'intensité et de vitesse de déformation toujours plus élevés. Les pressions induites dans la matière peuvent ainsi atteindre plusieurs centaines de GPa pour des vitesses de déformation de 10^8 s^{-1}. Ces niveaux de pression permettent non seulement d'accéder à la fusion en compression de l'étain mais aussi d'ouvrir l'étude du micro-écaillage à d'autres métaux tels que l'aluminium.

1.1. Production d'un choc avec un laser

On considère une impulsion laser, de durée τ_L et de longueur d'onde λ, qui impacte une cible métallique. Dans un premier temps, les électrons libres des atomes proches de la surface irradiée absorbent l'énergie laser. Les collisions entre les espèces chargées permettent ensuite le transfert de l'énergie des électrons aux ions. La durée de cet échange est de l'ordre de 20 ps. Comme les impulsions lasers utilisées ici durent plusieurs nanosecondes, on peut considérer que l'énergie est directement transférée aux ions, et que le rayonnement interagit directement avec le plasma. Trois processus régissent cette interaction (Figure I-1):

- L'absorption de l'énergie laser dans le plasma sous dense. L'énergie laser est déposée dans la zone d'absorption. Cette énergie est convertie en énergie thermique par les électrons.
- Le gradient de température dans le plasma entraîne le transport de l'énergie absorbée par diffusion thermique au-delà du domaine de plasma de densité dans la zone de conduction allant jusqu'à la matière solide.

- La matière chauffée est ablatée, ce qui soutient le plasma en expansion

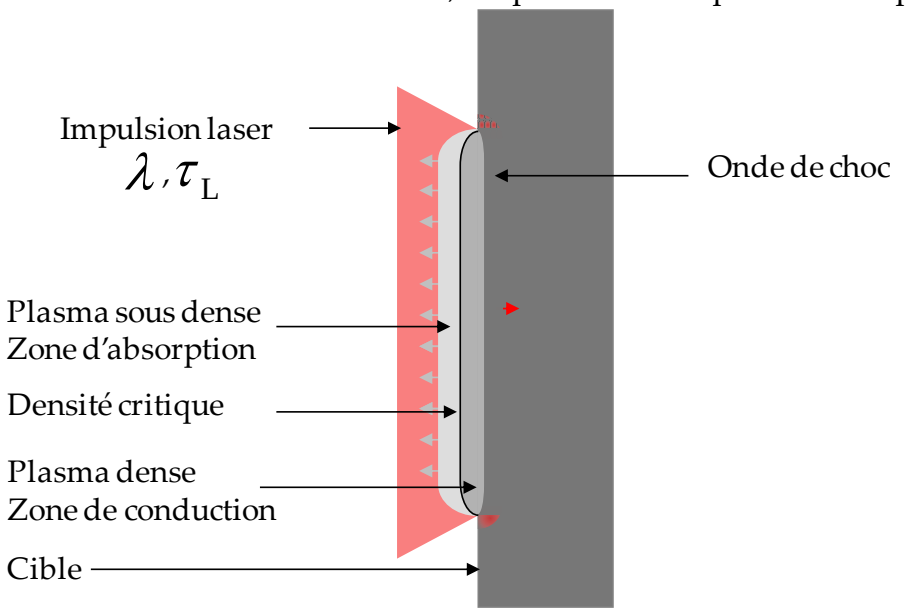


Figure II-1: Illustration de l'interaction d'une impulsion laser longue avec une cible solide

La matière ablatée est éjectée et produit par réaction une poussée sur le reste de la cible solide. Pour caractériser cette poussée, on a recours à la simulation numérique de l'interaction laser matière (cf. chapitre III), qui permet d'obtenir la pression maximale induite dans la cible solide ainsi que le profil temporel complet de l'impulsion de pression induite par l'expansion du plasma.

1.2. Les chaînes LULI 2000

Afin d'atteindre les régimes de fusion en compression des métaux, nous avons besoin d'un générateur de choc pouvant induire des pressions supérieures à 60 GPa dans l'étain et 120 GPa dans l'aluminium. En régime nanoseconde, les installations du LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses UMR 7605, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France), en particulier l'installation LULI2000, offrent la puissance nécessaire pour atteindre ces pressions extrêmes.

Le fonctionnement d'une chaîne laser LULI2000 repose sur la technologie Néodyme/Verre. L'organisation de cette chaîne est schématisée sur la figure II-2.

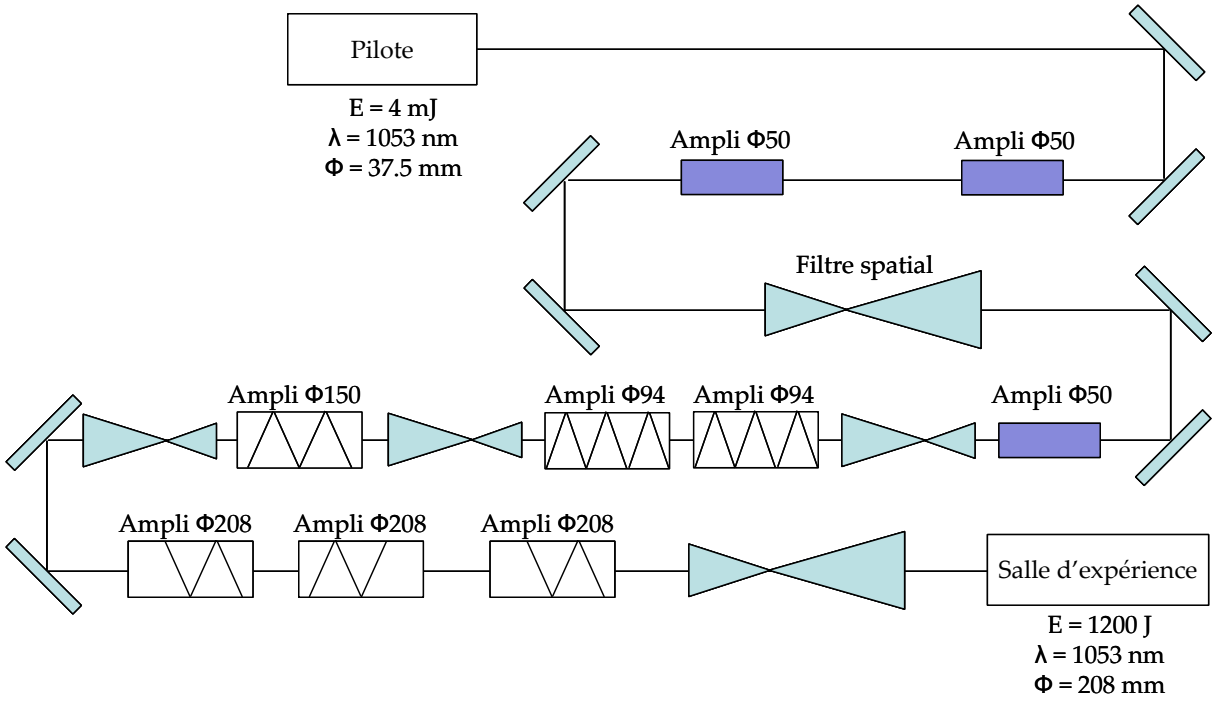
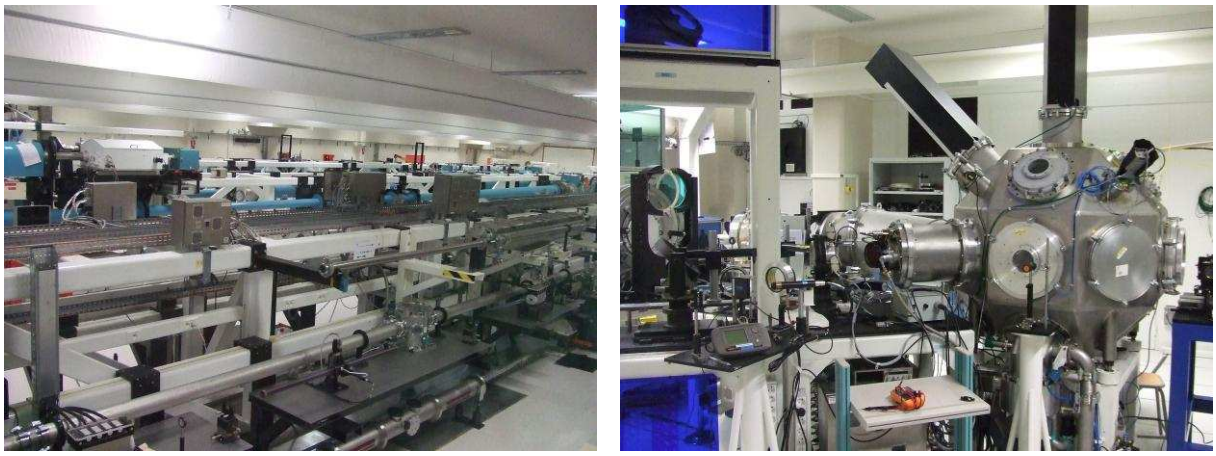


Figure II-2: Schéma d'une chaîne d'amplification LULI2000

Un pilote génère une impulsion de 4 mJ à la pulsation ω de longueur d'onde fondamentale λ=1053 nm, de diamètre 37,5 mm envoyée dans une chaîne d'amplification (Figure II-3 (a)). Cette impulsion est alors amplifiée dans une succession de trois amplificateurs à barreau de diamètre 50 mm, deux amplificateurs à disques de diamètre 94 mm, un amplificateur à disques de diamètre 150 mm et trois amplificateurs à disques de diamètre 208 mm. Six filtres spatiaux placés sur le trajet optique permettent d'éliminer les fréquences spatiales indésirables en focalisant le faisceau dans un tube sous vide à l'aide d'une lentille convergente. Au point de focalisation, la transformée de Fourier laisse apparaître les fréquences spatiales élevées loin du centre de focalisation. Celles-ci sont supprimées grâce à un diaphragme positionné au point focal ne laissant passer que les plus basses fréquences spatiales souhaitées. Le faisceau est ensuite recollimaté en sortie du filtre par une seconde lentille convergente. Plusieurs prélèvements du faisceau sont effectués sur le trajet d'amplification pour vérifier l'homogénéité spatiale du laser. Différents systèmes de sécurité anti-retour sont également introduits dans la chaîne tels que des cellules de Pockels et rotateurs de Faraday. Ils permettent d'éviter que la réflexion d'une impulsion amplifiée ne se propage dans la chaîne et endommage les optiques. A la sortie de cette chaîne, on obtient alors une impulsion d'énergie avoisinant les 1200 Joules à la pulsation ω envoyée dans une salle d'expérience (Figure II-3 (b)).



(a) (b)

Figure II-3: Photographies des installations LULI 2000: (a) hall d'amplification d'une chaîne, (b) salle d'expérience disposant d'une chambre à vide de 1,5 m de diamètre.

Les impulsions peuvent être converties en fréquence (à 2 et 3ω) grâce à des cristaux de KDP (Dihydrogéno Phosphate de Potassium). Cette conversion de fréquence améliore le rendement de l'interaction laser – matière (c'est-à-dire la part d'énergie laser utile pour générer une impulsion mécanique), mais elle entraîne une perte d'énergie dans les cristaux. Nous avons donc utilisé l'installation fonctionnant avec la pulsation ω pour disposer de l'énergie maximale.

L'installation LULI2000 comporte deux de ces chaînes d'amplification laser. Elles peuvent être utilisées en simultané et ainsi délivrer 2400 J toutes les 90 minutes ou en alternance et délivrer 1200 J toutes les 45 minutes.

La durée de l'impulsion laser est ajustable entre 0,5 et 5 ns. Le faisceau à l'entrée de la salle a un diamètre d'environ 208 mm. Il est focalisé sur la surface de la cible, sur une tache dont le diamètre est contrôlé par la position de la lentille de focalisation. Pour nos expériences, la durée d'impulsion est fixée à 3 ns et la surface irradiée sur les cibles a un diamètre de quelques millimètres ajusté selon les cas.

A la fin de chaque tir, nous disposons du profil temporel de l'intensité laser, mesurée par une photodiode rapide et de l'énergie totale déposée mesurée par un calorimètre placé en fin de chaîne amplificatrice. En assimilant en première approximation le profil temporel à une gaussienne, on peut alors estimer l'intensité maximale déposée grâce à la formule :

$$I_l = \frac{E_l}{\tau_l S_l} \qquad \text{II-1}$$

où I_l est l'intensité laser en GW.cm^{-2}, E_l est l'énergie déposée en Joule, τ_l est la durée d'impulsion à mi-hauteur en nanoseconde et S_l est la surface irradiée par le laser en centimètre carré. Dans nos expériences, cette intensité est typiquement de l'ordre de 1,7 à 17,5 TW.cm^{-2}, ce qui conduit à des pressions de choc de l'ordre de 61 à 221 GPa.

2. *Les diagnostics*

Afin de caractériser le nuage de particules éjectées suite au micro-écaillage de cibles métalliques, différents diagnostics complémentaires ont été utilisés :

- un système de vélocimétrie hétérodyne pour réaliser des mesures de vitesse résolues en temps des particules composant le nuage
- un dispositif de visualisation transverse pour observer le nuage en expansion à différents instants
- un collecteur en gel de faible densité pour récupérer les particules composant le nuage dans le but de les observer et les compter.

L'implantation de ces dispositifs est représentée dans la figure II-4.

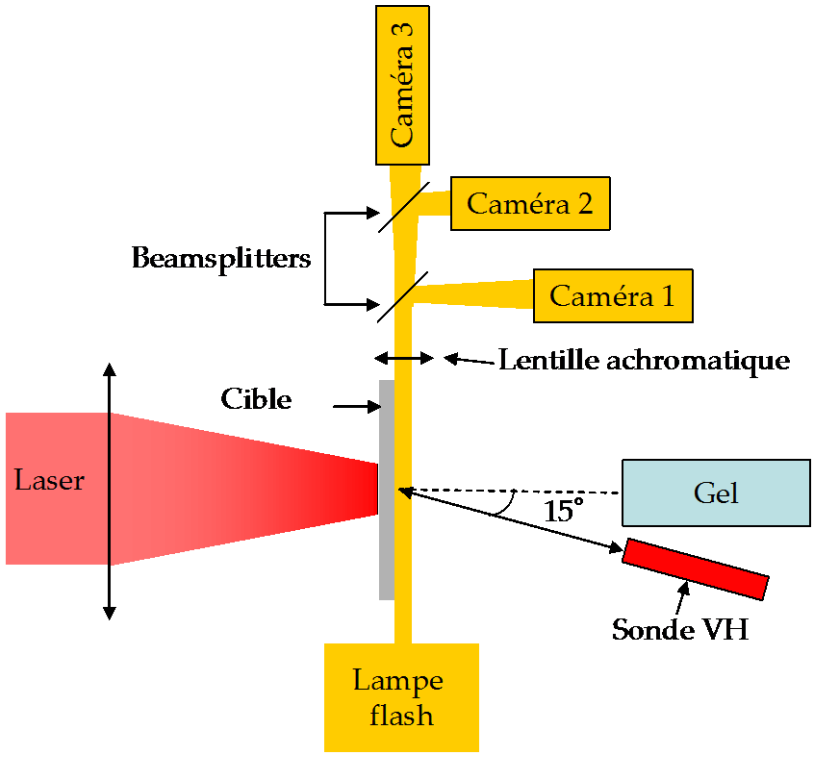


Figure II-4 : Dispositif expérimental utilisé lors des campagnes d'essai visant à étudier le micro-écaillage de cibles d'étain et d'aluminium.

2.1. La mesure de vitesse : du VISAR à la VH

2.1.1. Principe de fonctionnement du VISAR

La technique VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) [1] repose sur le principe de fonctionnement d'un interféromètre de type Michelson. Un

laser monomode éclaire la surface libre de la cible. Si la surface bouge à une vitesse u(t), la lumière réfléchie par cette surface est affectée par l'effet Doppler ce qui entraîne une variation de sa longueur d'onde. Cette lumière réfléchie est séparée une première fois par une lame séparatrice en un faisceau appelé BIM (Beam Intensity Monitor), qui sert à mesurer la variation de l'intensité lumineuse réfléchie par la cible, et un faisceau permettant de réaliser la mesure de vitesse. Ce second faisceau est à nouveau séparé en deux par une autre lame séparatrice. Ces deux faisceaux empruntent chacun l'un des deux bras constituant le système VISAR. L'un des deux bras (« bras à retard ») comporte un élément étalon en verre de longueur L_e, qui retarde le train d'onde d'une durée τ_e par rapport à un milieu vide. Les deux bras ayant la même longueur, le retard s'exprime sous la forme :

$$\tau_e = \frac{2L_e}{c}\left(n_e - \frac{1}{n_e}\right) \qquad \textbf{II-2}$$

où L_e est la longueur de l'étalon et n_e son indice de réfraction. La constante c est la célérité de la lumière dans le vide. Quand les deux faisceaux se rejoignent, la modification de la longueur d'onde par l'effet Doppler et le retard induit par le dispositif entrainent un déphasage entre les deux signaux. Celui-ci est lié à la vitesse de la surface libre par la relation II-3.

$$\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} u(t) 2\tau_e (1+\delta) + \varphi(t_0) \qquad \textbf{II-3}$$

Où $\varphi(t_0)$ est le déphasage entre les deux faisceaux quand la surface est immobile et δ est le facteur de correction de l'indice de réfraction de l'étalon suite au changement de longueur d'onde de la lumière par effet Doppler. Ce déphasage entre les deux signaux se manifeste par la formation d'une figure d'interférences.

L'étude de cette figure permet de déterminer l'évolution de la vitesse de la surface libre en fonction du temps. Pour cela des photomultiplicateurs (PM) ayant une sensibilité de quelques milliwatts, recueillent les signaux lumineux résultant du défilement des franges d'interférence au cours du temps et convertissent les photons incidents en courant électrique. La réussite de mesure de vitesse dépend donc de l'intensité lumineuse de la figure d'interférence. Le post traitement de ce signal électrique permet de reconstituer le signal de vitesse de la surface en fonction du temps. On obtient alors une expression de la vitesse de surface libre en fonction du déphasage :

$$u(t) = \frac{\varphi(t) - \varphi(t_0)}{2\pi} \frac{\lambda_0}{2\tau_e(1+\delta)} = F(t).K \qquad \textbf{II-4}$$

Où $F(t) = \frac{\varphi(t) - \varphi(t_0)}{2\pi}$ est le nombre de franges ayant défilé depuis t_0 et $K = \frac{\lambda_0}{2\tau_e(1+\delta)}$ est le facteur de frange. Il dépend essentiellement du choix de l'étalon. Lorsqu'une frange a défilé, la phase a varié de 2π, la vitesse a augmenté de K.

Le VISAR est donc capable de fournir une mesure de vitesse avec une incertitude de l'ordre de quelques pourcents, une résolution temporelle de quelques

nanosecondes dans la configuration utilisant des photomultiplicateurs, et une indétermination de n fois le facteur de frange K, où n est un entier.

Comme cela a été présenté au chapitre I, le VISAR a été utilisé dans des expériences de choc menées pour étudier l'écaillage de cibles d'étain soumises à des chocs de plus en plus intenses. Pour des pressions entraînant la fusion complète de la cible en compression ou en détente, la pulvérisation de la surface libre de la cible en fines gouttelettes dès le débouché du choc entraîne une chute brutale de l'intensité du signal BIM. La mesure est alors impossible car le signal devient inférieur au seuil de détection des photomultiplicateurs.

Nous avons donc besoin d'un autre dispositif plus sensible que le VISAR pour effectuer des mesures de vitesse des fragments éjectés par micro-écaillage. On se tourne alors vers une autre technologie appelée VH (Vélocimétrie Hétérodyne) ou Photonic Doppler Velocimetry (PDV) dont les détecteurs plus sensibles fonctionnent dès que l'intensité du signal de retour atteint quelques microwatts.

2.1.2. Principe de la VH

La mesure de vitesse par interférométrie Laser peut être décrite par deux formalismes. Celui de l'effet Doppler, utilisé pour le VISAR, pour lequel les modulations de fréquences des interférences sont reliées aux variations de vitesse, et celui de l'interférométrie de déplacement, utilisé pour la VH, où les modulations de fréquences des interférences sont reliées aux variations de position de la cible mobile.

Comme représenté sur la figure II-5, on considère une source laser initialement située à une distance $2L_0$ de la surface mobile. Le détecteur est équidistant du laser et de la surface mobile il est donc situé à une distance L_0. Pour expliquer le principe de la VH, on se place dans le référentiel de l'onde émise vers la surface. La détermination du déplacement de la surface mobile à un instant t_1 est réalisée grâce à l'étude du signal reçu par le détecteur à un instant $t_2>t_1$. A l'instant t_0, le laser de mesure émet un faisceau de pulsation ω_0 vers la surface mobile. Ce faisceau atteint la surface mobile à l'instant $t_1 = \frac{2L_0 - x}{c}$ et se réfléchit en une onde de même pulsation qui atteint le détecteur à l'instant $t_2 = \frac{3L_0 - 2x}{c}$. Le détecteur reçoit également le signal de référence à la pulsation ω_0 émis avant t_2 à l'instant $t_{ref} = t_2 - \frac{L_0}{c} = \frac{2(L_0 - x)}{c}$. Ces deux faisceaux correspondent donc à deux ondes de pulsations ω_0 déphasées par le délai séparant leurs émissions.

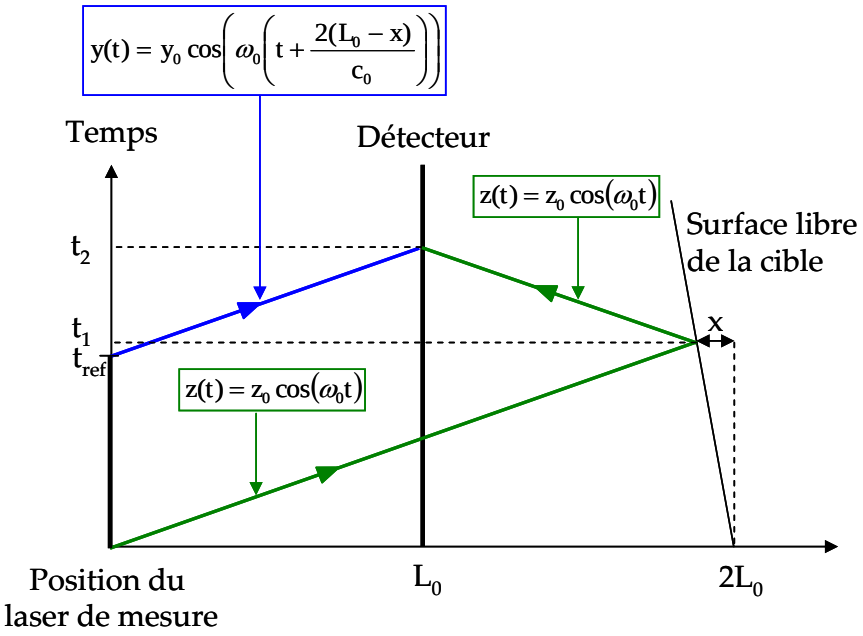


Figure II-5: Principe de la mesure VH

La pulsation ω, la fréquence f et la longueur d'onde λ sont reliées par l'expression $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi c}{\lambda}$ où c est la vitesse de la lumière. L'onde réfléchie est décrite par l'équation (II-5) et l'onde de référence émise à t_{ref} décrite par l'équation (II-6).

$$z(t) = z_0 \cos(\omega_0 t) \qquad \textbf{II-5}$$

$$y(t) = y_0 \cos\left(\omega_0\left(t + \frac{2(L_0 - x)}{c}\right)\right) \qquad \textbf{II-6}$$

Si on suppose que la vitesse de la surface est constante, égale à u_0, on retrouve le formalisme de l'effet Doppler en remplaçant x par $u_0 t$ d'où $y(t) = y_0 \cos\left(\omega_d t + \omega_0 \frac{2L_0}{c}\right)$

avec $\omega_d = \omega_0\left(1 - 2\frac{u_0}{c}\right)$.

Le détecteur est sensible à l'intensité lumineuse $I(t)$ qui est égale au carré de la somme des deux ondes soit:

$$I(t) = (z(t) + y(t))^2 \qquad \textbf{II-7}$$

Le détecteur ne permet pas l'acquisition instantanée de l'intensité, celle-ci est intégrée sur un intervalle de temps, que l'on note T, de l'ordre de grandeur de quelques dizaines de picosecondes. On a alors:

$$I(t)=\left(z_0^2\frac{1}{T}\int_t^{t+T}\cos^2(\omega_0 t)dt + y_0^2\frac{1}{T}\int_t^{t+T}\cos^2\left(\omega_0 t+\omega_0\frac{2(L_0-x)}{c}\right)dt\right) + z_0 y_0\frac{1}{T}\int_t^{t+T}\cos\left(\omega_0\frac{2(L_0-x)}{c}\right)dt + z_0 y_0\frac{1}{T}\int_t^{t+T}\cos\left(2\omega_0 t+\omega_0\frac{2(L_0-x)}{c}\right)dt \quad \text{II-8}$$

La période d'intégration (T~10^{-12} s) étant bien supérieure à la période des oscillations correspondantes aux pulsations ω_0 et $2\omega_0$ (~10^{-14} s), on peut réaliser les approximations suivantes:

$$\frac{1}{T}\int_\phi^{\phi+T}\cos^2(\Psi)d\Psi=\frac{1}{2} \quad ; \quad \frac{1}{T}\int_\phi^{\phi+T}\cos(\Psi)d\Psi=0$$

On obtient finalement:

$$I(t)=\left(\frac{z_0^2}{2}+\frac{y_0^2}{2}+y_0 z_0\cos\left(\frac{4\pi(L_0-x)}{\lambda_0}\right)\right) \quad \text{II-9}$$

On peut choisir $\frac{4\pi}{\lambda_0}L_0$ comme multiple de 2π d'où :

$$I(t)=\frac{(y_0)^2}{2}+\frac{(z_0)^2}{2}+y_0 z_0\cos\left(\frac{4\pi}{\lambda_0}x\right) \quad \text{II-10}$$

La modulation de phase due au déplacement x(t) entraîne donc une variation de la fréquence mesurée, que l'on peut attribuer à l'effet Doppler, même si le formalisme de dépouillement ne repose pas explicitement sur cet effet. Les variations temporelles de l'intensité permettent ainsi de déterminer l'évolution de la position de la surface. Cette position étant reliée à la vitesse par la relation (II-11) ci-dessous, on peut déterminer l'évolution de la vitesse au cours du temps.

$$u(t)=\frac{dx}{dt}(t) \quad \text{II-11}$$

Dans le cas où la vitesse de la surface est constante, égale à u_0, on a $I(t)=\frac{z_0^2}{2}+\frac{y_0^2}{2}+z_0 y_0\cos\left(\frac{4\pi u_0}{\lambda_0}t\right)$. Ainsi l'extraction de la fréquence f_0 du signal d'intensité permet de déterminer la vitesse u_0 par la relation II-12 :

$$2\pi f_0=\frac{4\pi u_0}{\lambda_0} \text{ soit } u_0=\frac{\lambda_0}{2}f_0 \quad \text{II-12}$$

où λ_0 est la longueur d'onde du laser sonde.

Dans le cas où N particules sont éjectées depuis la surface libre, plusieurs réflexions ont lieu et renvoient vers le détecteur plusieurs faisceaux. A chaque faisceau réfléchi correspond une onde de référence y_n dont le déphasage par rapport à l'onde réfléchie est lié au déplacement des particules. L'onde de référence s'écrit alors :

$$y_n(t)=y_0\cos\left(\omega_0\left(t+\frac{2(L_0-x_n)}{c}\right)\right) \quad \text{II-13}$$

Les interférences générées par l'interaction de ces signaux font varier l'intensité I(t) de l'éclairage sur les détecteurs. L'intensité s'écrit alors :

$$I(t) = \left(z_n(t) + y_n(t)\right)^2 \qquad \text{II-14}$$

En extrayant les fréquences modulant l'intensité, on peut alors déterminer les déplacements des objets éclairés par le dispositif et donc calculer leurs vitesses. La VH est donc capable d'effectuer plusieurs mesures de vitesses simultanément, ce qui, dans le cas du micro-écaillage, est un avantage considérable puisqu'il permet en principe d'obtenir une distribution de vitesses des différents fragments éjectés volant dans la zone sondée.

Afin d'augmenter la gamme de vitesse mesurable par le dispositif on peut utiliser un deuxième laser servant de référence à la place du prélèvement du laser de mesure. Ce second laser, de fréquence f_r est légèrement décalé en fréquence par rapport au laser de mesure de fréquence f_m de telle façon que l'écart fréquentiel soit inférieur à la bande passante de l'oscilloscope. Cette modification permet d'augmenter la gamme de vitesse réelle mesurable. L'écart de fréquence entre les deux lasers fait apparaître une vitesse constante appelé *pivot*, sans qu'il y ait un déplacement matériel. La vitesse mesurée par le dispositif résulte de l'analyse du signal donnant les écarts entre la fréquence du faisceau affectée par l'effet Doppler (f_d) suite à la réflexion sur la cible et la fréquence du laser de référence (f_r). La vitesse réelle de la surface mobile est obtenue en ajoutant la vitesse pivot à la vitesse mesurée (Figure II-6).

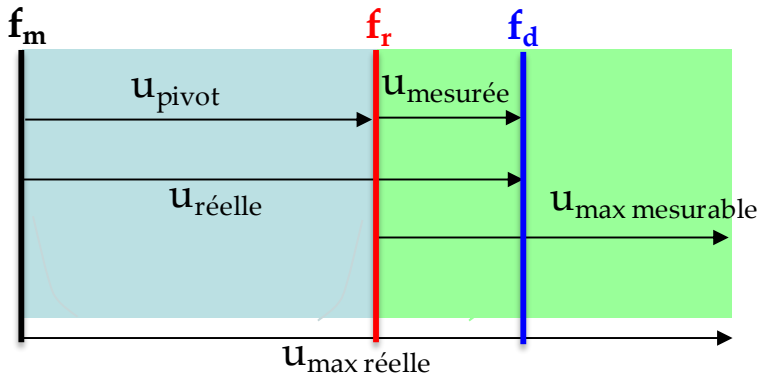


Figure II-6: Mesure VH avec deux lasers : Mesure d'une fréquence f_d avec un laser sonde f_m et un laser de référence f_r.

Du fait que les fréquences extraites du signal sont positives la vitesse mesurée liée à la différence de fréquence f_r-f_d est toujours positive, sans savoir si $f_r<f_d$ comme c'est le cas dans la figure II-6, ou $f_r>f_d$. La vitesse réelle peut alors être $u_{réelle} = u_{pivot} + u_{mesurée}$ si $f_r<f_d$ ou $u_{réelle} = u_{pivot} - u_{mesurée}$ si $f_r>f_d$. Il faut donc une connaissance a priori du comportement de la cible pour départager les deux réponses dont une seule est physique.

2.1.3. Mise en œuvre de la VH

Grâce au développement des technologies de télécommunication dont les systèmes optiques sont optimisés pour la longueur d'onde $\lambda_0 = 1550\text{nm}$, le coût des composants fonctionnant pour cette longueur d'onde est devenu intéressant. Pour cette raison la vélocimétrie hétérodyne a été développée autour de ces technologies et en particulier le laser de mesure à pour longueur d'onde $\lambda_0 = 1550\text{nm}$ [2, 3, 4, 5]. La lumière du laser monomode de fréquence f_0 est acheminée par une fibre optique jusqu'à son extrémité constituée d'une sonde contenant une lentille permettant de collimater ou focaliser la lumière laser sur la cible et de collecter une partie de la lumière réfléchie. Cette lumière réfléchie, dont la fréquence f_d est décalée suivant l'effet Doppler par le déplacement de la cible, est transportée par la fibre jusqu'à des détecteurs. D'autre part une partie de la lumière émise par le laser, non affectée par l'effet Doppler est prélevée et envoyée également vers les détecteurs. Les avancées technologiques ont permis de faire évoluer le dispositif en vue de le simplifier et de le sécuriser en réduisant notamment le nombre de fibres optiques du montage grâce à l'utilisation d'un circulateur 3 voies relié au laser par la voie 1, à la sonde par la voie 2 et au détecteur par la voie 3. Il permet le transport de la lumière de la source laser à la sonde et de la lumière réfléchie de la sonde au détecteur (Fig. II-7).

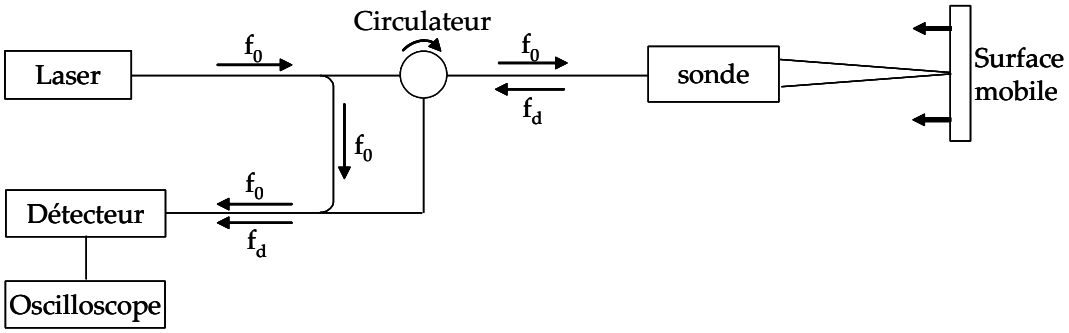


Figure II-7: Montage de la vélocimétrie hétérodyne

En pratique, la configuration que nous avons utilisée est développée par le CEA/DCRE en partenariat avec la société IDIL. Elle comprend deux lasers : un laser de mesure de longueur d'onde 1550 nm et de puissance 2 W ainsi qu'un laser de référence de longueur d'onde 1550 nm ajustable à ± 80 pm et de puissance 50 mW. Une fibre optique monomode amène le faisceau laser de mesure jusqu'à son extrémité composée d'une sonde Lightpath de diamètre 1,7 mm générant un faisceau collimaté de 0,5 mm de diamètre ou une sonde OZ de diamètre 4 mm générant un faisceau collimaté de 1 mm de diamètre. Le signal de mesure est acheminé par la fibre jusqu'à un circulateur qui l'envoie vers un détecteur de bande passante comprise entre 50 kHz et 12 Ghz où il est couplé au signal du second laser ce qui crée des interférences sur l'intensité de la lumière. La mesure de l'intensité lumineuse par

les détecteurs est acquise sur un oscilloscope Tektronix de bande passante 12 GHz et de fréquence d'échantillonnage de 50 GS/s.

La détermination de la vitesse étant liée à la fréquence du signal mesuré par l'oscilloscope, la gamme de vitesses mesurables est donc conditionnée par sa bande passante. Pour une mesure réalisée avec un laser de longueur d'onde 1550 nm et un oscilloscope de bande passante 12 GHz, la vitesse maximale mesurable est estimée par la relation II-13 à 9300 $m.s^{-1}$. Grâce au deuxième laser, on peut en théorie mesurer des vitesses comprises entre 0 et 18,6 $km.s^{-1}$ (Figure II-6).

La taille réduite des composants rend cette technologie compacte et facilement transportable (Figure II-8).

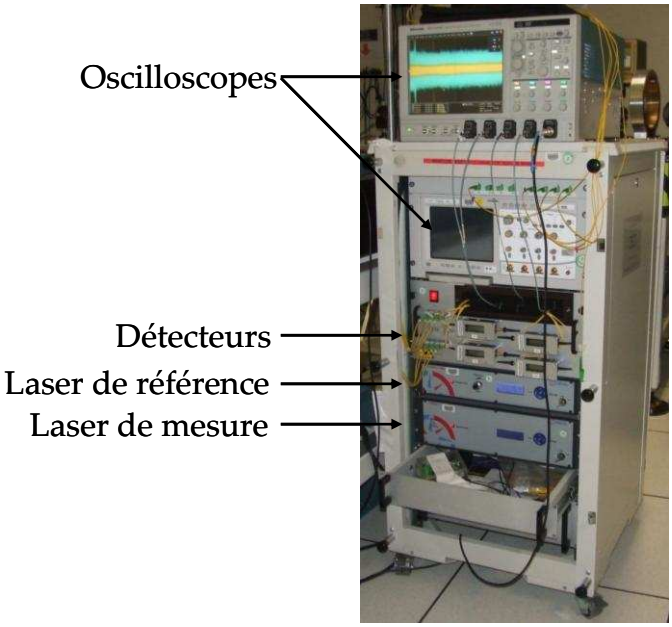


Figure II-8: Baie de vélocimétrie hétérodyne du CEA/DAM/DIF

2.1.4. Post-traitement du signal

Expérimentalement, la vitesse mesurée n'est pas constante pendant toute la durée d'acquisition. La vitesse d'une écaille varie en fonction des allers et retours des ondes dans son épaisseur. Dans le cas du micro-écaillage, les particules peuvent impacter une surface transparente protégeant la sonde auquel cas la vitesse chute pendant la durée de l'acquisition. Ainsi, l'extraction des fréquences modulant l'intensité mesurée doit être résolue en temps. Pour cela le post traitement du signal mesuré consiste à faire glisser sur le signal d'intensité $I(t)$, avec un pas de glissement τ, une fenêtre de largeur temporelle h dans laquelle on effectue une transformée de Fourier afin d'extraire les fréquences caractéristiques du signal desquelles on déduit les vitesses vues pendant la durée de la fenêtre. La fenêtre glissante utilisée est de type Hamming, elle consiste à pondérer le signal sélectionné par une fonction

dépendante du temps à l'intérieur de l'intervalle étudié. La fonction de pondération utilisée correspond à la relation II-15

$$P_H(t) = 0{,}54 - 0{,}46\cos\left(2\pi\frac{t}{h}\right) \qquad \textbf{II-15}$$

D'autre part, la technique de zero-padding est utilisée. Elle consiste à augmenter la longueur du signal à analyser par la transformée de Fourier en complétant la sélection de la fenêtre par des zéros tout en conservant la même fréquence d'échantillonnage. Ce traitement est caractérisé par le coefficient z_p correspondant au rapport entre la durée du signal analysée par la transformée de Fourier et la taille de la fenêtre glissante initiale. Par exemple, pour z_p=5, le signal analysé est composé de la sélection par la fenêtre de largeur h et de 4 fois cette période remplie de zéros (Figure II-9).

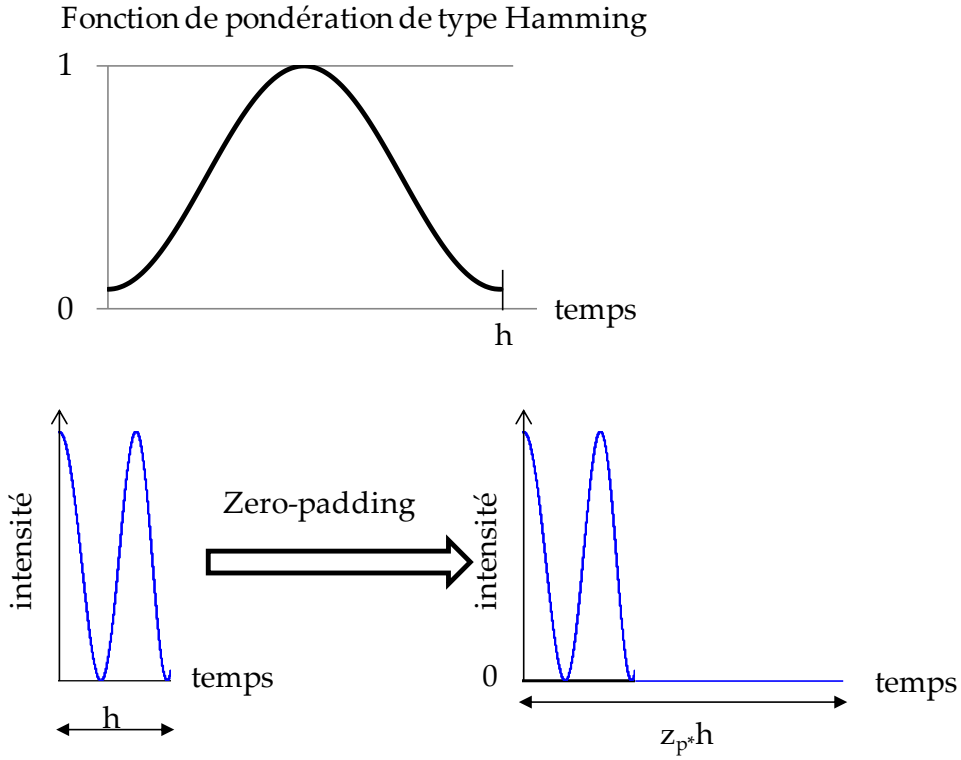


Figure II-9: Fonction de pondération de type Hamming et principe du zero-padding (de rapport z_p=3 sur le schéma) utilisés avant l'application de la transformée de Fourrier sur le signal d'intensité.

Ce traitement a pour effet de réduire le pas d'échantillonnage en vitesse et donc d'augmenter la précision. Ce dépouillement est réalisé grâce au logiciel VaHine développé par le Département de Conception et de Réalisation des Expérimentations (DCRE) au CEA/DAM.

Théoriquement, la résolution temporelle de la mesure est limitée à 20 ps par la fréquence d'échantillonnage de l'oscilloscope de 50 GS/s. En pratique, elle est diminuée par le post-traitement et dépend des paramètres *h* et *τ*. Pour illustrer cette

dépendance sur un cas école simple et pour expliquer les effets respectifs de ces deux paramètres, on se propose d'utiliser le post-traitement VaHine sur le signal d'intensité de la figure II-10 (a), correspondant au signal de vitesse représenté sur la figure II-10 (b).

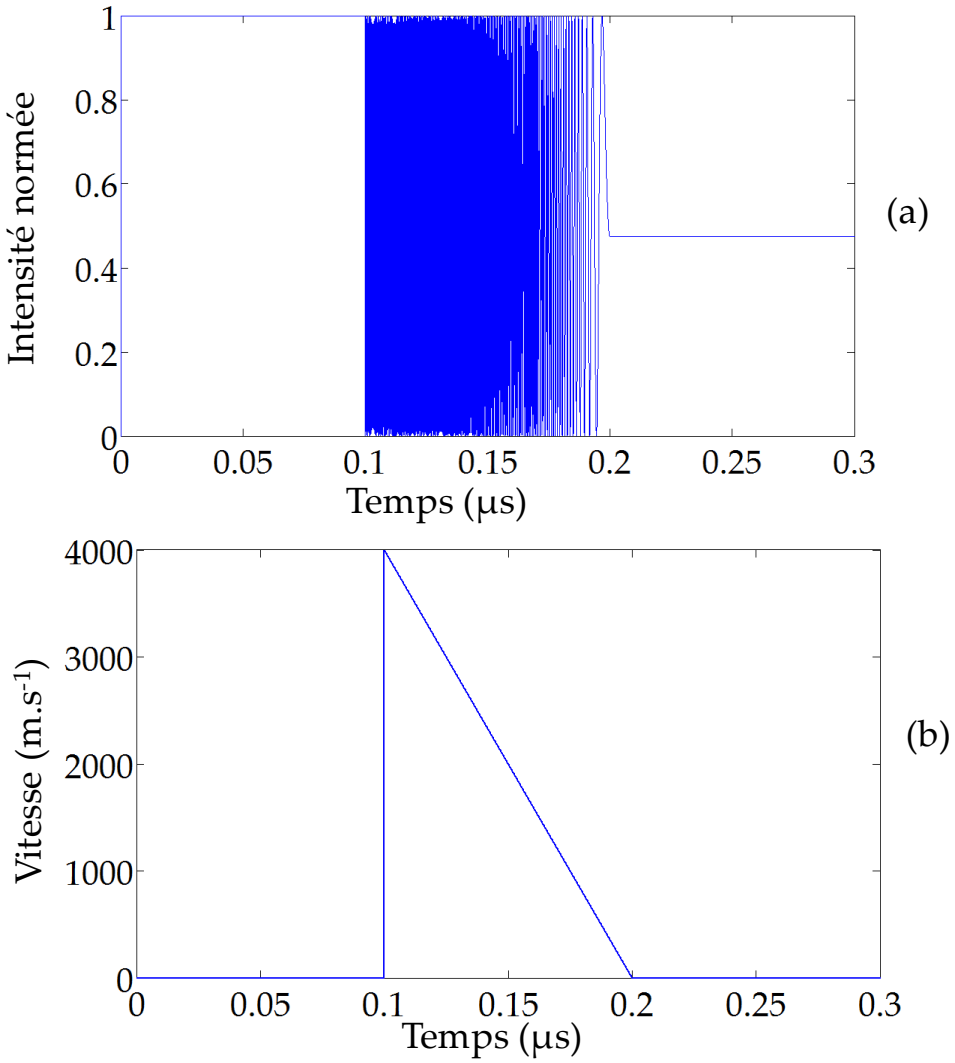


Figure II-10: Profil d'intensité (a) correspondant au signal de vitesse (b) caractéristique de la mise en vitesse brutale d'une surface suivie d'un ralentissement.

Il est évident que le pas de glissement τ doit être inférieur à la taille de la fenêtre afin que l'intégralité du signal soit balayée par celle-ci. De plus ce pas de glissement représente l'échantillonnage du tracé de sortie, il doit donc être le plus petit possible si on veut rendre compte de la brièveté de certains phénomènes. Pour étudier son effet, on effectue deux traitements avec une largeur de fenêtre de 10 ns pour deux pas de glissement : 20 ps (Figure II-11 (a)) correspondant à l'échantillonnage du signal d'entrée et 10 ns (Figure II-11 (b)).

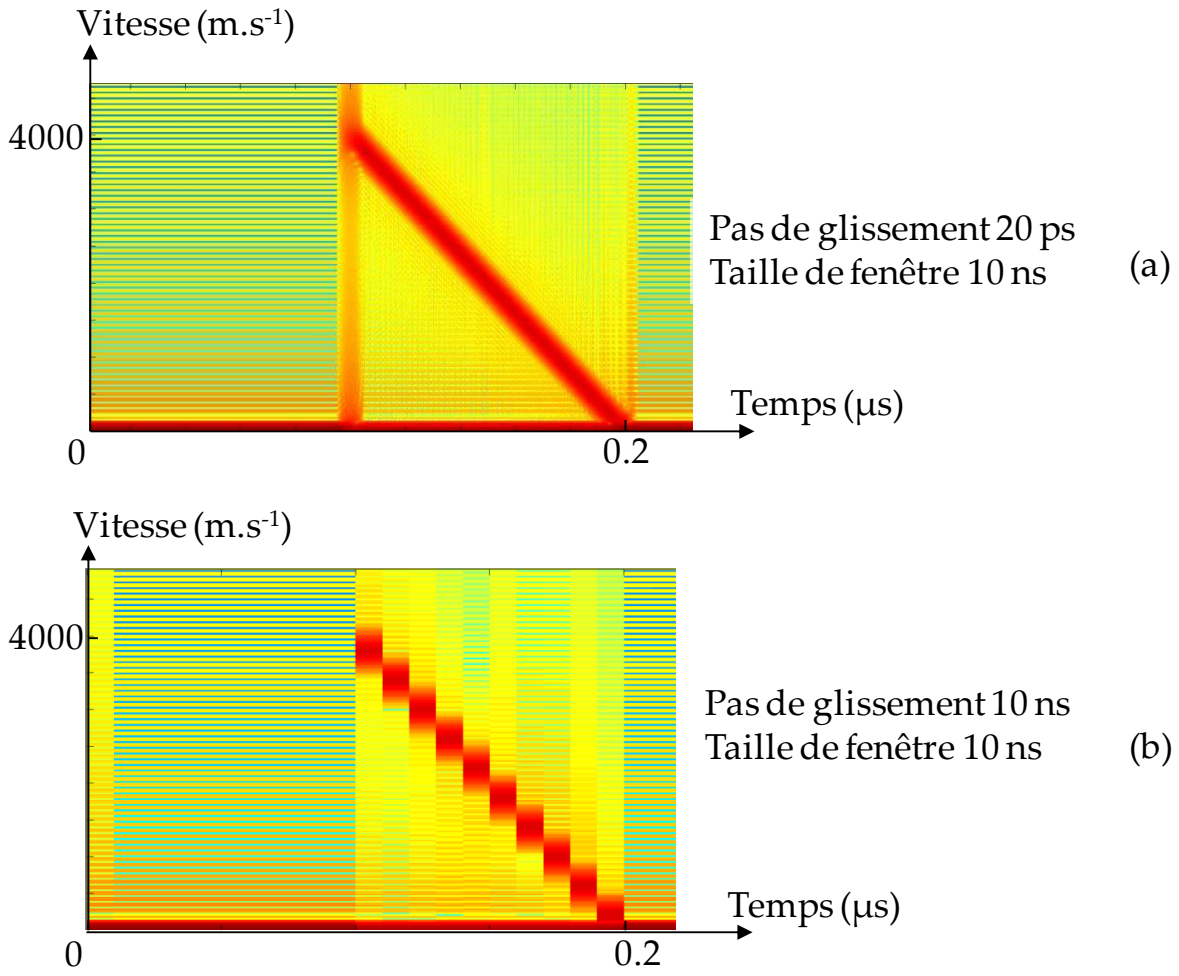


Figure II-11: Effet du pas de glissement sur le Post-traitement du signal d'intensité pour une taille de fenêtre fixe de 10 ns. Les deux graphiques ont été obtenus avec un pas de glissement de 20 ps (a) et 10 ns (b).

Comme attendu, un faible pas de glissement améliore la résolution temporelle du signal, alors qu'un pas de glissement trop important conduit à une décroissance en escalier. Le pic de vitesse est détecté à 0,1 µs pour le plus grand pas de glissement alors qu'il s'étale entre 0,098 et 0,102 pour le pas de glissement de 20 ps. Le front de montée étant brutal, il n'est pas résolu dans les deux cas. Dans le premier cas, on note la présence d'une dispersion autour des vitesses initiale (0) et finale (4000) lors de la mise en vitesse ce qui empêche de déterminer la vitesse attendue avec précision.

Pour étudier l'effet de la largeur de la fenêtre, on effectue trois traitements avec un pas de glissement constant de 20 ps pour trois largeurs de fenêtre différentes de 1 ns (Figure II-12 (a)), 10 ns (Figure II-12 (b)) et 20 ns (Figure II-11 (c)).

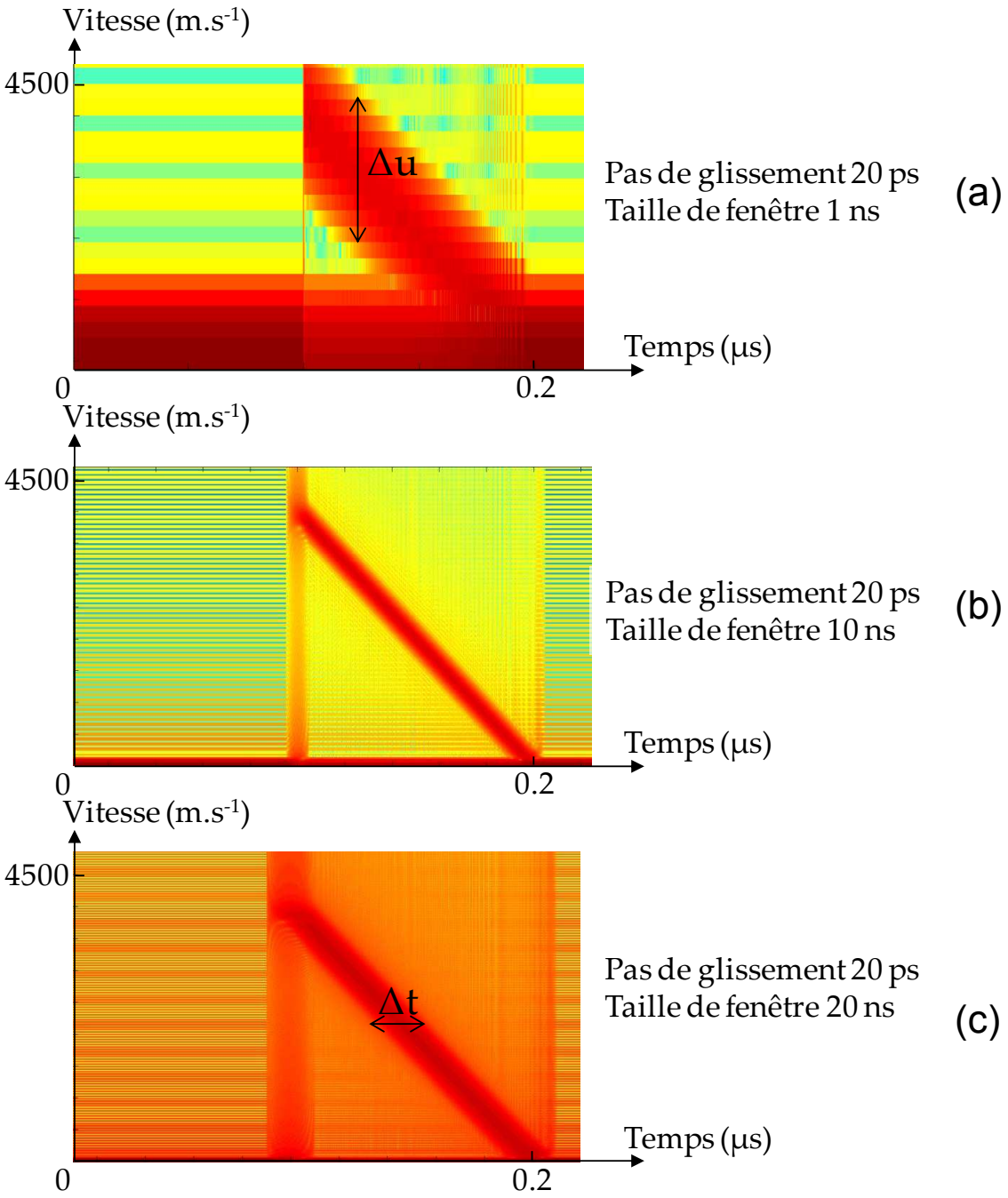


Figure II-12: Effet de la largeur de fenêtre glissant sur le Post-traitement du signal d'intensité pour un pas de glissement de 20 ps. Les trois graphiques ont été obtenus avec une largeur de fenêtre de 1 ns (a), 10 ns (b) et 20 ns (c).

Pour la plus petite taille de fenêtre (Figure II-12 (a)), l'incertitude sur la vitesse est importante car la fenêtre ne contient pas assez de périodes pour déterminer correctement les fréquences modulant le signal. Par exemple, dans le cas de la plus petite fenêtre, à 0,12 µs, la vitesse mesurée est indéterminée entre 2000 et 4200 $m.s^{-1}$. Lorsque la largeur de la fenêtre augmente, les fréquences modulant le signal sont mieux détectées ce qui diminue l'incertitude sur la vitesse (Figure II-12 (b)). Enfin, une fenêtre trop large peut contenir des fréquences censées apparaître plus

tardivement dans la chronologie du signal ce qui a pour effet d'augmenter l'incertitude sur le temps. En théorie, les incertitudes sur la vitesse et sur le temps sont liées par l'indétermination de Gabor-Heisenberg stipulant que le produit des deux incertitudes est supérieur à une fonction dépendante de la longueur d'onde λ du laser:

$$\Delta t \Delta u \geq \frac{\lambda}{8\pi} \qquad \textbf{II-16}$$

Cette limite théorique n'est pas encore atteinte en pratique par le post-traitement. Elle s'en approche grâce à l'utilisation d'une fenêtre glissante de Hamming qui permet d'atteindre une incertitude temporelle, noté σ_t , équivalente au quart de la taille de la fenêtre.

$$\sigma_t = \frac{h}{4} \qquad \textbf{II-17}$$

Les temps déterminés par la mesure VH sont donc précis à $\pm\sigma_t$.

De plus, l'utilisation de la technique de zero-padding de rapport z_p permet de réduire l'incertitude sur la vitesse notée σ_u . Celle-ci est obtenue par la relation II-18.

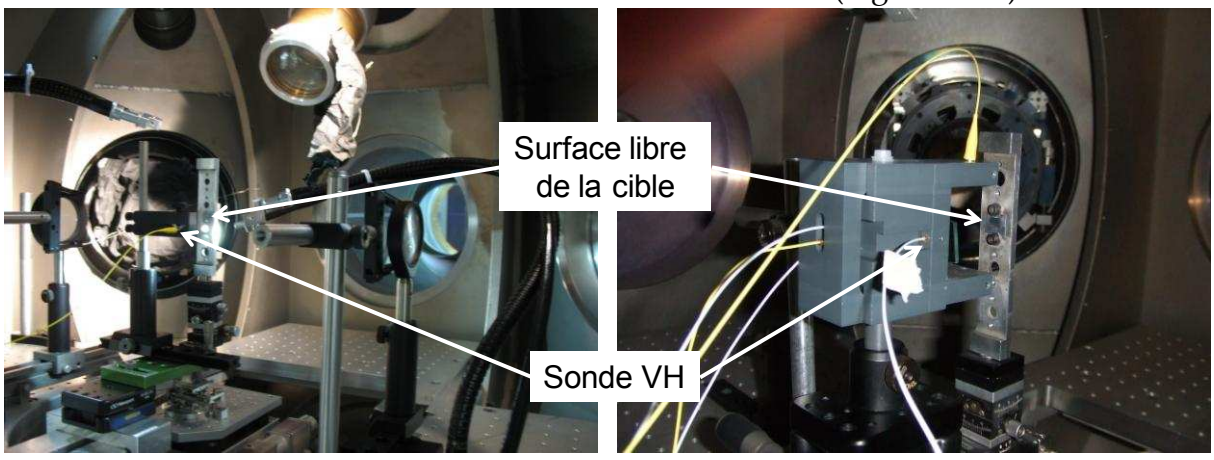
$$\sigma_u = \frac{\lambda}{4}\frac{1}{z_p h} \qquad \textbf{II-18}$$

Les vitesses mesurées par la VH sont donc précises à $\pm\sigma_u$.

Si on désire étudier une portion précise du signal, par exemple le débouché du choc, on pourra sacrifier la précision de la vitesse en diminuant la taille de la fenêtre pour diminuer l'incertitude temporelle afin de déterminer l'instant du débouché du choc.

2.1.5. Orientation de la sonde VH

Au cours des campagnes d'essais réalisées pour étudier le micro-écaillage, la sonde VH a été utilisée selon deux orientations différentes (Figure II-13).



(a) (b)

Figure II-13: Montage expérimentale du porte-cible et de la sonde VH dans la configuration normale (a) et inclinée (b) par rapport à la surface libre de l'échantillon.

La première est normale à la surface libre de l'échantillon (Figure II-13 (a)). La mesure ainsi réalisée permet de suivre au cours du temps la vitesse des particules éjectées jusqu'à leur impact sur une lame de verre protégeant la sonde VH (Figure II-14).

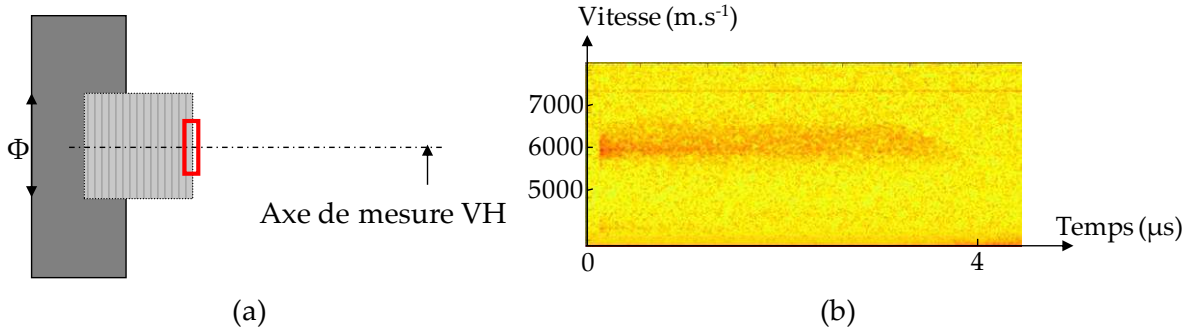


Figure II-14: (a) Illustration de la zone du nuage en expansion sondée par la sonde VH en configuration normale à la cible. (b) Mesure de vitesse, dans cette configuration, dans un nuage de gouttelettes produites par micro-écaillage suite à un choc laser.

On mesure une vitesse constante, voisine de 6 km.s^{-1}, correspondant aux toutes premières couches de gouttelettes constituant le front du nuage micro-écaillé. Quand ce front impacte le bouclier, celui-ci est endommagé et métallisé ce qui interrompt la mesure. Etant donnée la distribution de vitesse dans le nuage, on aurait pu s'attendre à mesurer simultanément des vitesses plus faibles correspondant aux fragments éjectés plus tardivement, situés à l'intérieur du nuage. De fait, ce dernier est donc trop dense pour que la VH puisse le sonder en profondeur.

Dans la deuxième configuration, la sonde VH a été inclinée d'un angle de 15° par rapport à la normale à la surface libre de la cible (Figure II-13 (b)). La figure II-15 (a) schématise la disposition de la sonde et la zone dans laquelle la mesure est effectuée à deux instants.

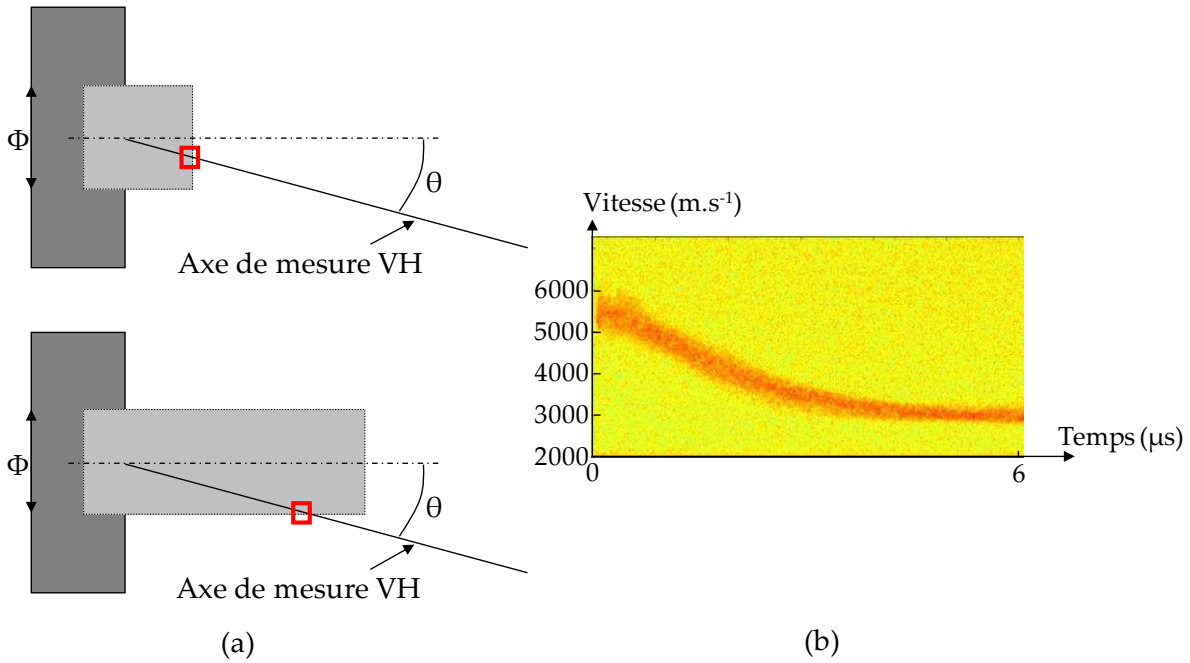


Figure II-15: (a) Zone du nuage sondée par la mesure VH en configuration inclinée d'un angle de 15° à deux instants différents. (b) Mesure de vitesse obtenue dans cette configuration (micro-écaillage de l'étain sous choc laser).

La figure II-15(b) montre un exemple de mesure de vitesse obtenue dans cette dernière configuration lors d'un tir laser sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur. La mesure de vitesse dure plus longtemps et ne se limite pas au front du nuage. La mesure renseigne sur les vitesses de tous les fragments constituant l'enveloppe du nuage. Les premiers instants concernent les fragments situés au niveau du front du nuage. On mesure alors un palier de vitesse similaire aux mesures précédentes pour lesquelles l'inclinaison de la sonde VH était nulle. Ensuite, la mesure de vitesse des fragments volant derrière ce front est réalisée sur le bord du nuage. Conformément à la théorie, la vitesse de ces fragments décroît au fur qu'ils proviennent d'une zone plus profonde sous la surface libre de la cible ; le signal de vitesse décroît donc au cours du temps. Cette caractérisation de l'intégralité du nuage en expansion est une avancée majeure par rapport aux travaux antérieurs.

2.2. La visualisation transverse

La visualisation transverse permet en principe de mettre en évidence tout déplacement dans la direction d'application du choc : surface arrière de la cible, fragments éjectés à très grande vitesse dus au micro-jetting, écailles arrachées de la cible ou nuage de gouttelettes dû au micro-écaillage. Contrairement à la mesure de vitesse par VH ou VISAR qui est locale, la visualisation transverse permet d'avoir une vision plus globale des déplacements qui se produisent derrière la cible.

Le dispositif a été mis au point pendant la thèse de E. Lescoute [6, 7, 8]. Un flash de lumière blanche incohérente illumine l'espace situé derrière la cible sur un axe

perpendiculaire à la normale de la cible. Sur cet axe, en face de cette source de lumière, on place une caméra qui fait l'acquisition de l'ombre produite par la cible et par tout fragment qui s'en détache (Figure II-16). Le dispositif peut être utilisé en complément avec d'autres systèmes tels que le VISAR ou la VH. Plusieurs systèmes permettent d'améliorer l'image : on peut utiliser une lentille achromatique couplée à un diaphragme. L'achromat positionné après la lampe permet de collimater la lumière vers la caméra tout en évitant les aberrations chromatiques. Le diaphragme placé devant la caméra permet d'éliminer les multiples réflexions de la lumière dans la chambre ce qui permet d'améliorer le contraste de l'image obtenue.

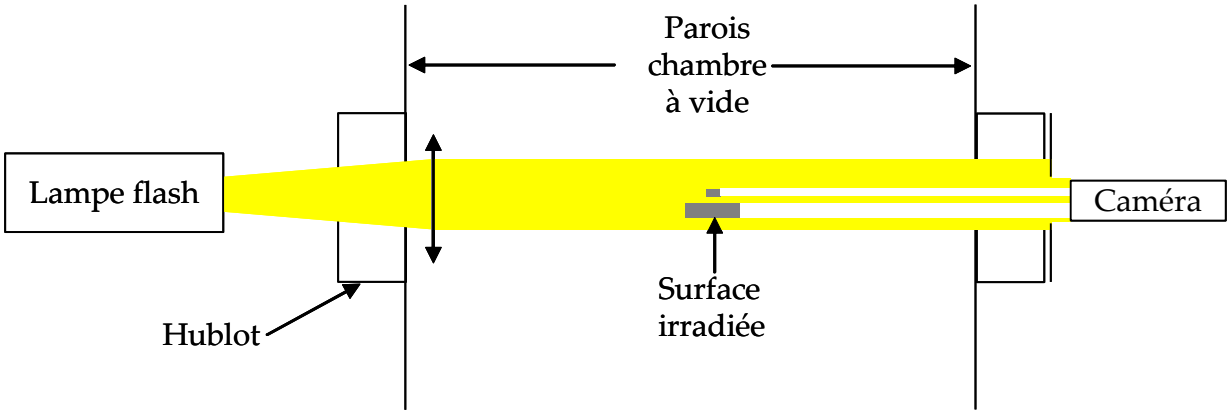


Figure II-16: Principe de la visualisation transverse

Etant donnée la brièveté du phénomène à observer, très peu de caméras ont la cadence suffisante pour réaliser plusieurs acquisitions pendant le tir. C'est pourquoi on utilise des lames semi transparentes qui permettent de multiplier les projections d'image de l'objet sur plusieurs caméras qui n'acquièrent qu'une image chacune (figure II-4). Dans chacune de nos campagnes expérimentales, le chemin optique se divise en trois grâce à deux lames semi transparentes de rapport de (Réflexion : Transmission) de (45 : 55) pour les longueurs d'onde comprises entre 400 nm et 700 nm. Au bout de chaque chemin optique se trouve une caméra rapide. De plus, la visualisation de fragments à haute vitesse impose un faible temps d'ouverture de l'obturateur des caméras afin d'éviter un effet de flou (« motion blur »). Au cours des différentes campagnes d'essais, nous avons pu utiliser trois types de caméras, fournies par le LULI ou le CEA :

- Une caméra CCD intensifiée Andor Istar ayant une durée d'acquisition de 5 ns, fournie par le LULI en 2010 et 2011
- Deux caméras CCD intensifiées Andor moins performantes que l'Andor Istar mais munies d'un obturateur rapide appelé *Gate Optical Imager* (GOI) permettant de réduire la durée d'acquisition à 6 ns.
- Deux caméras Dicam Pro ayant une durée d'acquisition de 3 ns.

Afin de réaliser un grandissement de l'image, on peut utiliser une lentille achromatique ou un système afocal de deux lentilles placées sur le trajet optique. La

configuration du système afocal est telle que l'objet se trouve au foyer objet (F_1) du premier achromat, le foyer image (F'_1) du premier achromat et le foyer objet (F_2) du second sont confondus, l'image est ainsi formée au foyer image (F'_2) du second achromat (Figure II-17).

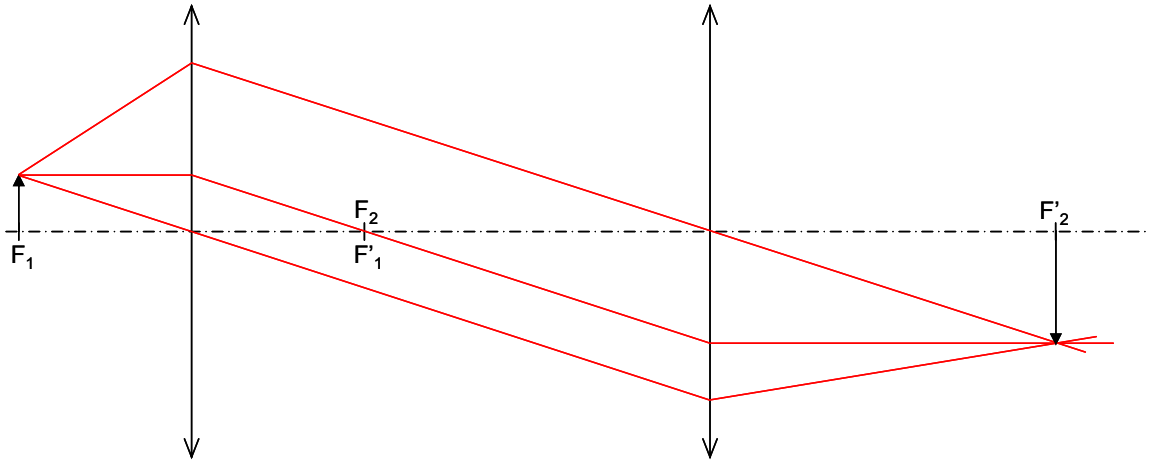


Figure II-17: Principe du système afocal

On définit le grandissement par le rapport entre la taille de l'image obtenue et la taille de l'image réelle. Dans cette configuration, c'est aussi le rapport entre les distances focales soit $\gamma = -\frac{f_2}{f_1}$. Lors de notre première campagne (Figure II-18 (a)), nous avons utilisé deux achromats de distances focales 200 mm pour le premier et 650 mm pour le second. Le grandissement des images obtenues est donc 3,25. Afin d'alléger le montage, on peut utiliser un unique achromat. Il faut alors prêter attention à l'équidistance des caméras avec la lentille afin que chacune d'elle ait le même grossissement. Lors de la campagne 2011 (Figure II-18 (b)), nous avons utilisé un unique achromat de distance focale 200 mm pour réaliser le grossissement.

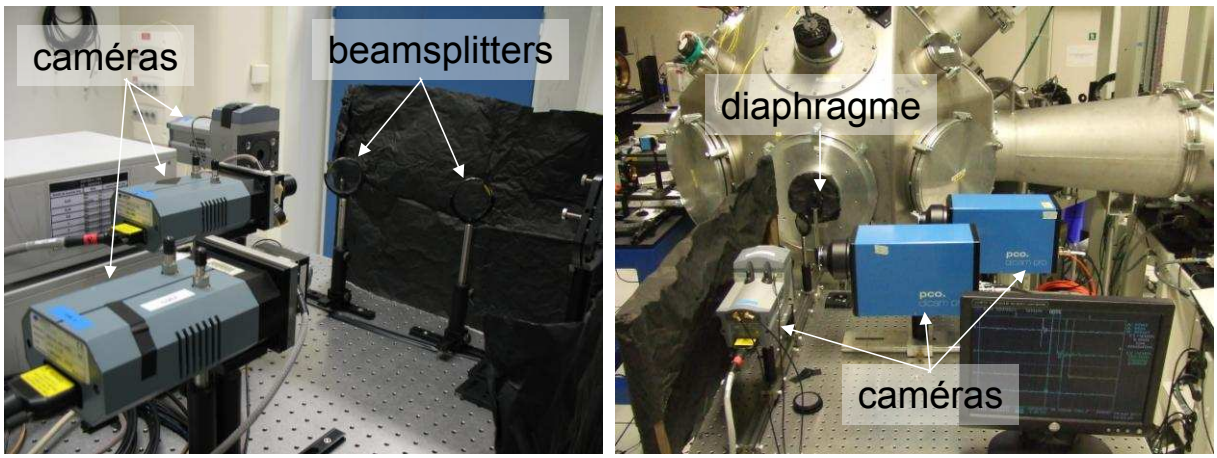


Figure II-18: Photographies du dispositif de visualisation transverse utilisé lors des campagnes LULI2000 en 2010 (a) et en 2011 (b)

On réalise ainsi plusieurs clichés pris à des instants successifs contrôlés par le biais de retards électroniques depuis l'instant t_0 correspondant à l'arrivée du laser impulsionnel au centre de la chambre. Ainsi pour chaque cliché présenté dans ce manuscrit, le temps indiqué sur le cliché correspond au délai entre le début de l'irradiation de la cible et l'instant où l'obturateur s'ouvre.

Pour chaque tir effectué, nous disposons de trois clichés pris avant le tir pour localiser la position initiale de la cible sur chaque caméra ainsi que de trois clichés du nuage de particules en expansion pris à des instants différents. Cet ensemble de clichés nous permet de déterminer le déplacement du front du nuage aux différents instants et donc de déterminer sa vitesse maximale. Cette vitesse d'expansion dans le vide est a priori constante au cours du temps. La figure II-19 montre un exemple de cliché obtenu par visualisation transverse lors d'un tir laser produisant le micro-écaillage d'une cible d'aluminium.

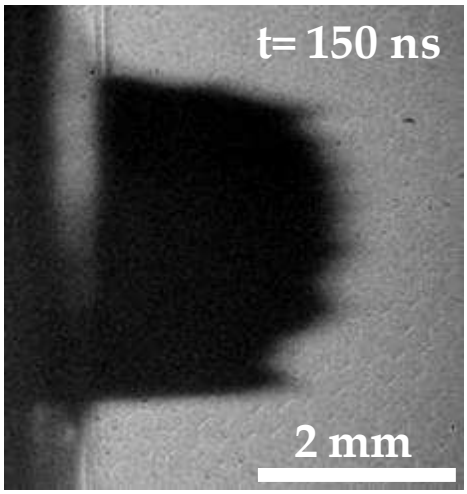


Figure II-19: Cliché de visualisation transverse montrant l'expansion d'un nuage de fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur soumis à un choc laser.

A partir de deux clichés de visualisation transverse pris à des instants successifs notés t_1 et t_2, on peut déterminer la vitesse maximale des premiers fragments éjectés en mesurant le déplacement du front du nuage (L_2-L_1) (figure II-20).

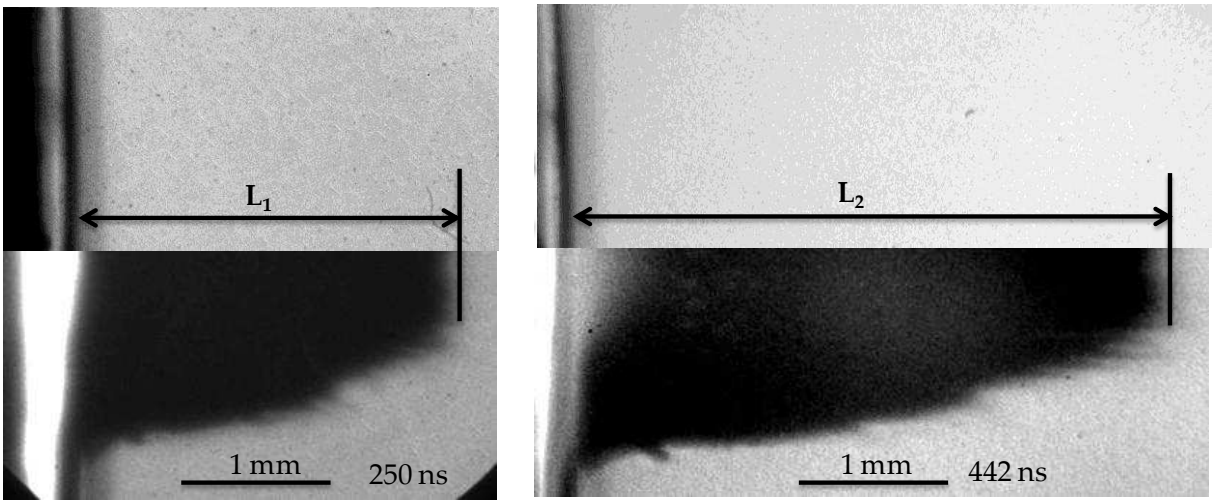


Figure II-20: Clichés de visualisation transverse obtenus avec deux caméras avant (en haut) et pendant (en bas) un tir laser sur cible d'aluminium. La partie inférieure permet de visualiser l'expansion du nuage à l'instant indiqué en nanosecondes sur chaque cliché après le début de l'irradiation laser connaissant l'emplacement initial (vues supérieures) ; on en déduit la vitesse d'expansion.

La mesure de la vitesse est alors obtenue par l'équation II-19.

$$u = \left(\frac{L_2 - L_1}{t_2 - t_1} \right) \qquad \textbf{II-19}$$

On s'affranchit ainsi de l'incertitude sur le temps de traversée de la cible par le choc entre t=0 et la mise en vitesse de la surface libre.
L'incertitude de cette mesure est calculée par la relation II-20.

$$\sigma_u^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial L_1} \right)^2 \sigma_{L_1}^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial L_2} \right)^2 \sigma_{L_2}^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t_1} \right)^2 \sigma_{t_1}^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial t_2} \right)^2 \sigma_{t_2}^2 \qquad \textbf{II-20}$$

Les longueurs L_i sont calculées en multipliant la distance parcourue par le nuage exprimée en pixels n_i par la résolution de l'image r_i liée à la caméra et au système grossissant. Cette résolution est déterminée en réalisant un cliché d'un objet calibré de taille réelle l et de taille n', exprimée en pixels, sur l'image. L'incertitude sur la longueur L_i est alors calculée par la relation II-21.

$$\sigma_{L_i}^2 = \left(\frac{\partial L_i}{\partial n_i} \right)^2 \sigma_{n_i}^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial l} \right)^2 \sigma_l^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial n'} \right)^2 \sigma_{n'}^2 \qquad \textbf{II-21}$$

L'incertitude principale provient du terme $\left(\frac{\partial L_i}{\partial n_i} \right)^2 \sigma_{n_i}^2$ dû au phénomène de « motion blur ». Dans la configuration de 2010 utilisant une caméra dont le délai d'ouverture est de 6 ns, un objet se déplaçant à la vitesse de 10 $km.s^{-1}$ parcourt 9 pixels sur le cliché. L'incertitude relative sur la mesure de vitesse peut alors atteindre 15% la vitesse calculée.

2.3. La récupération des fragments

2.3.1. Les systèmes de récupération

Aucun des diagnostics présentés précédemment ne renseigne sur la taille, le nombre et la forme des fragments. Pourtant ces paramètres sont tout aussi importants que la vitesse pour compléter les informations sur les propriétés balistiques des fragments. C'est pourquoi un nouveau système de récupération a été mis en œuvre pour collecter les fragments.

Suite aux limitations concernant les boucliers de polycarbonate et les mousses présentées au chapitre I, un nouveau dispositif composé de gel, dénommé varagel 6527, de faible densité (0.9 g.cm^{-3}) a été utilisé. Conçu pour la confection de bougie, ce gel n'est pas poreux comme la mousse et est hautement transparent aux longueurs d'ondes visibles. Il associe ainsi les avantages des deux dispositifs utilisés jusqu'à présent. La préparation des collecteurs commence par le chauffage d'un grand volume de gel à 90°C dans une étuve. Puis, le gel liquéfié est coulé dans des récipients en plastique transparent qui servent à maintenir le gel lorsqu'il est placé dans la chambre d'expérience et à le conserver après tir. Une fois que le gel a refroidi et s'est solidifié il contient un certain nombre de micro bulles d'air, il est alors placé sous vide primaire afin de le dégazer. Cette opération produit un grand nombre de micro fractures au niveau des bulles d'air permettant la libération du gaz. Ensuite, il est remis sous air et laissé au repos afin que les propriétés viscoélastiques du gel permettent la fermeture de toutes ces fractures. On obtient alors un collecteur de gel parfaitement homogène et transparent (Figure II-21).

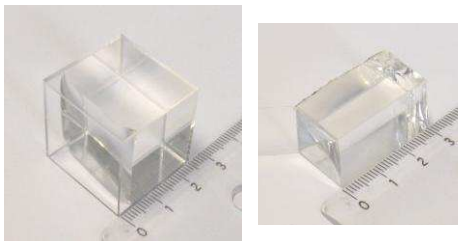


Figure II-21: Photographies de gels prêts à l'emploi

Ce collecteur est positionné derrière la cible sur la trajectoire des fragments. Des tests de mesure VH à travers le gel ont été entrepris sans succès, le signal de retour n'étant pas assez puissant pour traverser le gel ; de plus, il subit aussi une dégradation de son imagerie suite aux inhomogénéités d'indice du gel. L'augmentation de la puissance du signal sonde pour amplifier ce signal de retour n'est pas souhaitable car elle entraîne un préchauffage du gel traversé et de la cible. On ne peut donc pas concilier sur un même tir la présence d'un gel et la mesure VH selon la normale à la cible. En revanche, la mesure VH dans la configuration oblique

décrite précédemment peut être combinée avec la récupération des éjectas dans un gel placé dans l'axe de tir (Figure II-22).

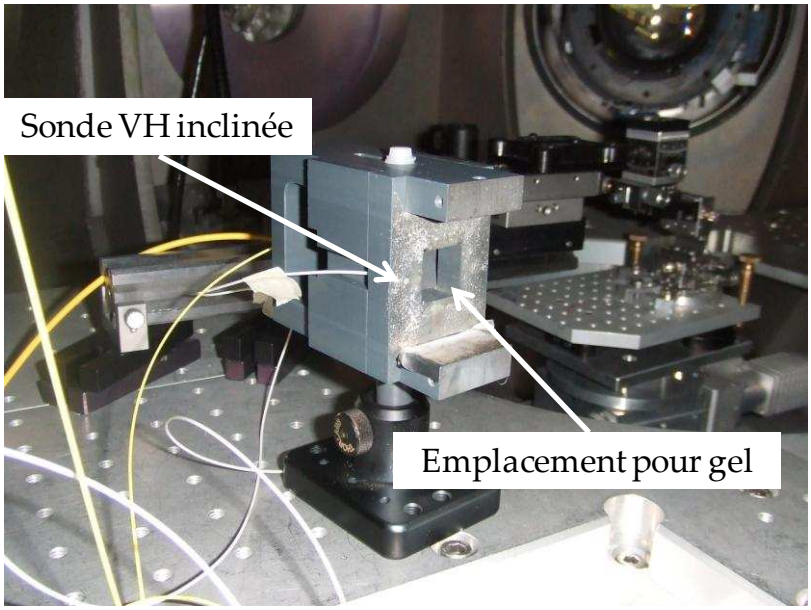


Figure II-22: Porte gel et sonde VH dans la configuration inclinée

L'observation de ces collecteurs au microscope optique permet d'identifier rapidement la forme des fragments. En particulier la présence de nombreux fragments sphériques indique la fusion du matériau au cours du processus ayant conduit à l'éjection des gouttelettes suite au micro-écaillage de la cible (Figure II-23).

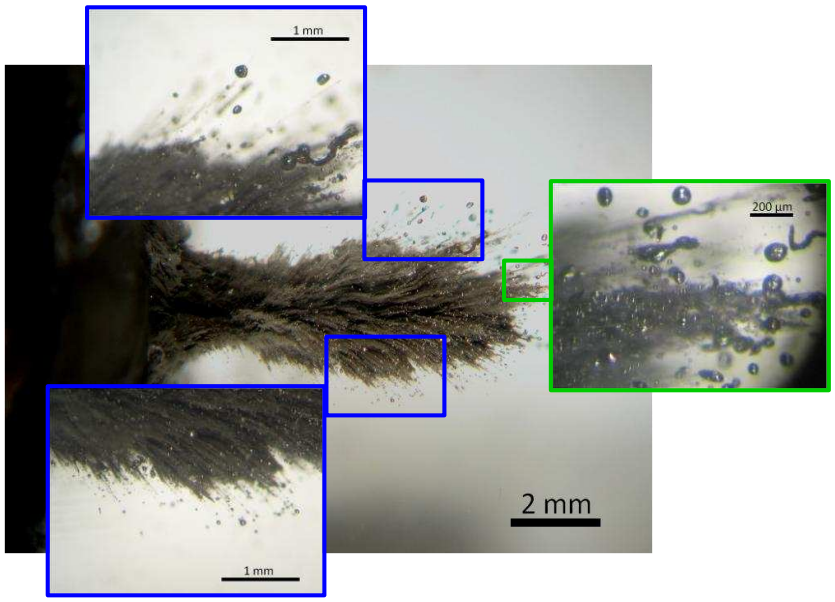


Figure II-23: Photographies au microscope optique d'un gel contenant des fragments d'étain sous forme de gouttelettes solidifiées, caractéristiques du processus de micro-écaillage en phase liquide.

Cette observation optique est toutefois limitée car la plupart des fragments sont masqués par les plus proches de l'objectif ce qui empêche toute opération de dénombrement. Afin de visualiser l'intérieur du nuage et de détecter l'ensemble des fragments, il est alors nécessaire d'utiliser une autre technique d'imagerie permettant la reconstruction en trois dimensions de l'échantillon grâce aux rayons X.

2.3.2. La tomographie par rayons X

Le principe de la tomographie, ou micro-tomographie pour l'observation à l'échelle microscopique, repose sur l'empilement d'images en coupe d'un échantillon obtenues à partir de radiographies. Pour obtenir les radiographies de l'échantillon, on le soumet à un rayonnement X qui le traverse. Les différents matériaux atténuent le rayonnement en fonction de leurs caractéristiques atomiques. Le rayonnement plus ou moins atténué arrive sur un capteur. Cette opération s'effectue sur une révolution de 360° de l'échantillon autour d'un axe vertical. On obtient alors un ensemble de cartographies de l'échantillon représentant la répartition des propriétés absorbantes de l'échantillon intégrées sur toute son épaisseur traversée par le rayonnement X. Des algorithmes permettent de convertir ces radiographies en coupe de l'échantillon. L'empilement des coupes permet alors de reconstituer, en trois dimensions, le volume de l'échantillon constitué de volumes élémentaires appelés voxels correspondant à un volume réel dont la taille définit la résolution du tomographe.

Etant donnée la taille des fragments annoncée au chapitre I, nous avons besoin d'une bonne résolution spatiale. Pour cela, la source doit pouvoir fournir des rayons X dits « durs » c'est-à-dire très énergétiques. Les synchrotrons permettent de fournir ce type de rayonnement. Nous avons donc mené des campagnes de micro-tomographie par rayons X sur la ligne ID19 de l'ESRF (European Synchrotron Radiation Facility) situé sur le polygone scientifique de Grenoble (Figure II-24). L'ESRF est l'un des trois synchrotrons au monde de troisième génération avec APS (Advanced Photon Source) aux Etats-Unis et SPring-8 (Super Photon Ring - 8 GeV) au Japon. Il s'agit d'un synchrotron de très haute brillance dans la gamme des rayons X « durs » (typiquement 25 keV, maximum 300 keV). La longue ligne de lumière ID19 est dédiée aux techniques d'imagerie.



Figure II-24: ESRF, photo aérienne

Le rayonnement synchrotron résulte de l'accélération de paquets d'électrons d'abord dans un accélérateur linéaire puis dans un accélérateur circulaire (booster synchrotron) jusqu'à atteindre une énergie de 6 GeV. Ils sont alors transférés dans l'anneau de stockage où ils circulent à énergie constante. Des aimants de courbure permettent de dévier les électrons pour rendre leur trajectoire circulaire. A chaque déviation, les électrons produisent des rayons X (rayonnement synchrotron). Entre les aimants de courbure, des éléments d'insertion accélèrent successivement les électrons ce qui crée un rayonnement synchrotron angulairement très cohérent bien plus intense qui est envoyé dans une des 40 lignes de lumières de l'installation. Le spectre énergétique des photons envoyés dans la ligne de lumière est large, le rayonnement synchrotron passe alors par différents filtres pour sélectionner la gamme désirée pour l'utilisation recherchée.

Au cours de la première campagne de micro-tomographie dont la résolution était de $(3.5\ \mu m)^3$ par voxel, la configuration du dispositif monochromatique a permis de sélectionner des photons dans une gamme d'énergie très restreinte. Le choix de cette gamme est lié aux propriétés absorbantes du matériau qu'on cherche à observer. Ainsi, l'énergie nécessaire pour visualiser les fragments d'étain dans le gel avoisine les 70 keV, alors qu'elle est de 30 keV pour l'aluminium.

Lors de la seconde campagne de micro-tomographie, nous avons voulu améliorer la résolution du dispositif à $(0.7\ \mu m)^3$ par voxel afin de pouvoir observer des fragments plus petits. Pour cela, la configuration du dispositif a dû être modifiée. Le faisceau synchrotron envoyé dans la ligne de lumière est polychromatique, c'est-à-dire que la gamme d'énergie des photons n'est plus aussi restreinte. Ce faisceau est néanmoins filtré en traversant une succession d'étalons composés de diamant et de divers métaux pour éliminer les photons de basse énergie. Malheureusement, à cette résolution, l'énergie concentrée entraîne un ramollissement du gel et des

déplacements des fragments pendant la phase d'acquisition des radiographies ce qui rend la reconstruction très bruitée. De ce fait nous avons dû, par la suite, dégrader la résolution à une valeur de $(1.4\ \mu m)^3$ par voxels.

La reconstruction en trois dimensions des gels à partir des images de coupes est réalisée par le logiciel Avizo® Fire commercialisé par le groupe VSG (Visualization Sciences Group). Après un filtrage gaussien dans les trois dimensions appliqué aux images empilées pour améliorer le contraste, on réalise un seuillage qui permet d'éliminer les voxels sombres correspondant au volume contenant du gel. Il reste alors l'empilement des fragments ou gouttelettes répartis dans le volume reconstruit permettant de visualiser la distribution des fragments (Figure II-25).

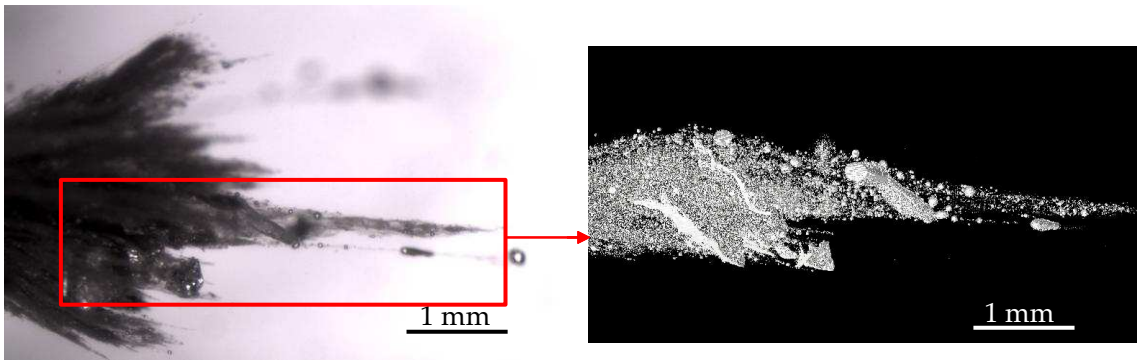


Figure II-25: Photographie au microscope optique et reconstruction micro tomographique de résolution 1.4x1.4x1.4 μm^3/voxel d'un gel contenant des fragments d'étain.

L'empilement des images de coupes filtrées est exporté pour un post traitement à l'aide du plug-in *3D object counter* [9] disponible dans le logiciel *Fiji* [10]. Ce post traitement identifie chaque fragment et détermine son volume correspondant au nombre de voxels qui le composent. Son emplacement dans l'empilement est également déterminé. On obtient alors une liste de fragments avec les renseignements nécessaires pour déterminer les distributions de taille et de profondeur de pénétration dans le gel.

Tous ces diagnostics complémentaires ont permis d'obtenir une quantité importante de résultats dont la synthèse et l'analyse sont présentées au chapitre IV.

Références bibliographiques du chapitre II

[1] L.M. Barker, R.E. Hollenbach, *Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface,* J. Appl. Phys. **43** (11), 4669, 1972.

[2] P. Mercier, J. Benier, A. Azzolina, J. M. Lagrange, and D. Partouche. *Photonic Doppler velocimetry in shock physics experiments*. J. Phys. IV France, **134**, 805–812, 2006

[3] O.T. Strand, D.R. Goosman, C. Martinez, and T.L. Whitworth, *Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques*, Rev. Sci. Instrum. **77**, 083108, 2006.

[4] P. Mercier, J. Bénier, P.A. Frugier, A. Sollier, M. Rabec Le Gloahec, E. Lescoute, J.P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, T. de Rességuier, A. Claverie, Elise Gay, L. Berthe, M. Nivard, *PDV measurements of ns and fs laser driven shock experiments on solid targets*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, pp 581–584, 2009

[5] D.H. Dolan, *Accuracy and precision in photonic Doppler velocimetry*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 53905, 2010.

[6] E. Lescoute, T. De Rességuier, J.-M. Chevalier, M. Boustie, J.-P. Cuq-Lelandais, L. Berthe, *Transverse shadowgraphy and new recovery techniques to investigate dynamic fragmentation of laser shock-loaded metals*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, pp 1043-1046, 2009

[7] E. Lescoute, T. de Rességuier, J. M. Chevalier, D. Loison, J. P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, P. H. Maire, J. Breil, and G. Schurtz, *Ejection of spalled layers from laser shock-loaded metals,* J. Appl. Phys. **108**, 093510, 2010.

[8] E. Lescoute, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique – Université de Poitiers, France, 2010.

[9] S. Bolte, F. P. Cordelières, *A guided tour into subcellular colocalization analysis in light microscopy*, Journal of Microscopy, Volume 224, Issue 3: 213-232, 2006.

[10] http://fiji.sc/wiki/index.php/3D_Objects_Counter

Chapitre III

Modélisation du micro-écaillage sous choc laser

Sommaire

1. L'interaction laser matière avec le code ESTHER 70
2. Changement de phases des matériaux 71
2.1. Relation d'état de chaque phase 71
2.2. Diagramme de phase 72
2.3. Application à l'étain et à l'aluminium 73
2.4. Etat de la matière après le passage d'un choc 78
2.5. Modélisation des changements de phase 80
3. Fragmentation 91
3.1. Critère de Grady 91
3.2. Implémentation dans SHYLAC 92
3.3. Traitement de la ruine 94
Références bibliographiques du chapitre III 97

Pour simuler nos expériences, nous avons besoin de modèles pouvant décrire les différents processus intervenant dans le micro-écaillage de cibles métalliques soumises à un choc laser : interaction laser matière et conversion de l'impulsion laser en sollicitation mécanique ; propagation des ondes dans le matériau et changements de phase en compression et en détente ; réflexion en traction depuis la surface libre et fragmentation de la cible. L'ensemble de la simulation doit aboutir à la prédiction des propriétés balistiques des fragments (taille et vitesse) générés par micro-écaillage.

1. *L'interaction laser matière avec le code ESTHER*

Le code ESTHER (EffetS Thermomécaniques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement), développé par la division Ile de France du CEA – DAM, est dédié à la modélisation de l'interaction entre un rayonnement et la matière [1]. Ce rayonnement peut provenir d'un laser, d'une source de rayons X, de faisceaux d'électrons ou d'ions.

Pour réaliser un calcul d'interaction laser-matière, ce code lagrangien et monodimensionnel utilise d'importantes bases de données (équations d'état multi phases tabulées, indices optiques, conductivités thermiques, coefficients de transport en plasma dense, opacités et émissivités, paramètres mécaniques). Le calcul est découpé en plusieurs modules distincts grâce aux découplages des différents processus intervenant dans l'interaction. Ainsi, à chaque pas de temps, on commence par traiter les aspects hydrodynamiques en résolvant les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ensuite, les transferts radiatifs régissant les échanges de chaleur sont pris en compte. Puis, le calcul du dépôt d'énergie laser est réalisé en résolvant l'équation d'Helmoltz issue des équations de Maxwell appliquées aux champs électrique et magnétique produit par le laser interagissant avec le plasma. Ensuite, le calcul de conduction thermique permet de prendre en compte les échanges thermiques au sein du matériau et on finit par le calcul de la relaxation de l'énergie des électrons vers les ions.

Afin de lancer un calcul d'interaction, plusieurs données d'entrée sont nécessaires. On renseigne d'abord les caractéristiques de la cible à savoir l'épaisseur et le matériau. Pour chaque matériau, plusieurs équations d'état peuvent être disponibles. Pour caractériser le choc laser, on fournit le profil temporel d'intensité laser normalisé, la longueur d'onde du laser utilisé ainsi que l'intensité et la durée du dépôt laser. Le calcul terminé, on obtient entre autres résultats le profil temporel de la pression induite dans la cible. Les toutes premières mailles étant transformées en plasma, on choisit le profil de pression calculé dans la première maille de la cible restée dense. Ce profil sera appliqué comme condition à la limite pour modéliser le chargement mécanique imposé au voisinage de la surface irradiée.

2. *Changement de phases des matériaux*

Afin de simuler les transitions de phases d'un matériau (changement d'état ou transformations polymorphiques), on modélise chaque phase en utilisant un potentiel thermodynamique dont le choix dépend des variables d'état utilisées pour décrire la matière. On construit ensuite le diagramme de phase dans le cadre des équilibres thermodynamiques. Finalement, on prend en compte les effets hors équilibre en introduisant une loi de cinétique pour décrire l'évolution des fractions massiques de chaque phase.

2.1. Relation d'état de chaque phase

En description hydrodynamique, on utilise la température T et le volume spécifique v comme variable d'état. Le potentiel associé est par conséquent l'énergie libre (ou énergie libre de Helmholtz) $F(T,v)$. L'énergie libre du système peut avoir deux sources que l'on décompose en deux contributions. La contribution froide $F_f(v)$ traduisant le comportement élastique non linéaire isotherme calculé par rapport à un état de référence (p_0, v_0, T_0) choisi pour chaque phase. Dans le cadre de la modélisation retenue, cette contribution est donné par l'isotherme de Birch [2] exprimant la pression froide en fonction du volume spécifique (Equation III-1) dans laquelle K_0 est le module de compressibilité isotherme et N_0 sa dérivée première par rapport à la pression à volume constant.

$$p_f(v) = p_0 + \frac{3}{2}K_0\left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{-7}{3}} - \left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{-5}{3}}\right]\left[1 - \frac{3}{4}(4 - N_0)\left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{-2}{3}} - 1\right]\right] \qquad \text{III-1}$$

La contribution thermique $F_{th}(T,v)$ est définie par la relation de Mie-Grüneisen référencée par rapport à l'isotherme 0 K correspondant à l'équation III-2 dans laquelle p désigne la pression, E est l'énergie interne et Γ est le coefficient de Grüneisen.

$$p - p_{0K} = \frac{\Gamma(v)}{v}(E - E_{0K}) \qquad \text{III-2}$$

On différencie l'indice « 0K » correspondant à l'état de la matière à température absolue nulle de l'indice « 0 » correspondant à l'état de référence, choisi pour l'isotherme de Birch, pour lequel T_0 peut être différent de zéro.

En supposant que le rapport $\frac{\Gamma}{v} = \frac{\Gamma_0}{v_0}$ est constant, on peut appliquer la relation III-2 entre l'état de référence (p_0, E_0) choisi pour l'isotherme de Birch et l'état de référence à 0K de la relation de Mie-Grüneisen ce qui permet, ensuite, en soustrayant membre à membre, de réécrire l'équation de Mie-Grüneisen par rapport au même état de référence que l'isotherme de Birch (Equation III-3).

$$p - p_0 = \frac{\Gamma_0}{v_0}(E - E_0) \qquad \text{III-3}$$

En réalisant une autre approximation selon laquelle la capacité calorifique à volume constant C_v est constante, on obtient, pour la phase considérée, le potentiel thermodynamique $F(T,v)$ représenté par l'équation III-4. Les étapes de calcul sont détaillées dans l'annexe 1.

$$F(v,T) = F_0 - \int_{v_0}^{v} p_f(v)dv - S_0(T - T_0) - C_{v_0}\left[T\ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + \left(\frac{\Gamma_0}{v_0}(v - v_0) - 1\right)(T - T_0)\right] \qquad \text{III-4}$$

La pression est alors liée au volume spécifique et à la température par la relation III-5.

$$p(v,T) = p_f(v) + \frac{\Gamma_0}{v_0}C_{v_0}(T - T_0) \qquad \text{III-5}$$

L'ensemble des points (p, v, T) vérifiant cette relation définit une nappe dans un espace à trois dimensions. Celle-ci s'étend au delà du domaine de stabilité de la phase qui est défini par la suite.

Pour modéliser entièrement chaque phase, il est nécessaire de définir un état de référence (F_0, S_0, T_0, p_0, v_0), propre à chacune d'elle. Pour la phase stable aux conditions ambiantes ($p=p_{atm}$, $T=T_{amb}$), celles-ci définissent l'état de référence adopté pour cette phase. D'autre part, les paramètres (Cv_0, K_0, N_0, Γ_0) valables pour une phase permettent de calculer toutes les grandeurs thermodynamiques en un point de la nappe autre que l'état de référence.

2.2. Diagramme de phase

L'ensemble des nappes, restreintes aux domaines de stabilité des différentes phases qu'elles représentent, constitue la surface d'état du matériau. Leurs projections dans des plans particuliers (pression-température, pression-entropie, …) permettent d'obtenir les diagrammes de phase du matériau.

Dans le cadre de l'équilibre thermodynamique, les changements d'état (solidification, fusion…) et les transitions allotropiques (changements de phase cristalline) ont lieu à pression et température constantes dans le sens où toutes les phases coexistantes sont à la même pression et à la même température. La pression et la température du volume subissant une transition de phase peuvent bien entendu évoluer mais l'équilibre thermodynamique impose que ces variations affectent toutes les phases coexistantes. L'utilisation des variables p et T comme variables d'état nécessite l'utilisation d'un autre potentiel thermodynamique appelé enthalpie libre de Gibbs, noté G. Dans ces conditions, l'équilibre thermodynamique est stable si l'enthalpie libre de Gibbs du système $G(T,p)$ est minimale. Par conséquent, le domaine d'existence d'une phase i est l'ensemble des points (T,p,v), sur la surface d'état, pour lesquels l'enthalpie libre de cette phase $G_i(T,p)$ est inférieure à l'enthalpie libre des autres phases aux mêmes conditions de pression et température. Les lieux des équilibres entre plusieurs phases sont les points pour lesquels ces phases ont la

même enthalpie libre. Le domaine de coexistence de deux phases dans le plan pression – température est représenté par une courbe correspondant à l'intersection de deux nappes. La coexistence de trois phases se réduit à un seul point appelé point triple dans le plan pression – température.

Lors d'un changement de phase du premier ordre tel qu'un changement d'état ou un changement de phase cristallographique, l'enthalpie libre du système passe d'une surface d'état à une autre. Ce changement entraîne une discontinuité de la dérivée première de l'enthalpie libre correspondant au saut de volume Δv et au saut d'entropie ΔS associés au changement de phase. Etant donnée l'hypothèse définissant l'équilibre thermodynamique stable entre deux phases *i* et *j*, on peut appliquer la relation de Clapeyron à tout point (p_t,T_t) de la ligne de transition (équation III-6).

$$\frac{dp}{dT}(p_t,T_t)=\frac{\Delta S(p_t,T_t)}{\Delta v(p_t,T_t)}=\frac{S_j(p_t,T_t)-S_i(p_t,T_t)}{v_j(p_t,T_t)-v_i(p_t,T_t)} \qquad \text{III-6}$$

Grâce à cette relation, on peut déterminer tous les paramètres thermodynamiques en un point de la courbe de transition. En effet, on peut mesurer expérimentalement la pression p_t et la température T_t d'un point de la courbe de transition de phase. On peut déterminer la variation de volume Δv, le rapport $\frac{dp}{dT}(p_t,T_t)$ et le saut d'entropie pendant cette transition. De fait, les états de références servant à la description de chaque phase (autre que celle stable aux conditions ambiantes) sont choisis sur ces courbes.

2.3. Application à l'étain et à l'aluminium

2.3.1. L'étain

Dans la gamme de pression explorée dans cette thèse, l'étain peut apparaître sous trois phases différentes. La phase solide β, aussi appelée étain blanc, possède une structure cristalline quadratique. C'est la phase de l'étain stable à pression et température ambiante, qui correspond donc à l'état initial du matériau que nous utilisons lors des essais. La phase solide γ (ou bct) a une structure cristalline tétragonale centrée. Cette phase apparaît à température ambiante à une pression de l'ordre de 10 GPa. Enfin, la phase liquide apparaît à pression ambiante pour une température de 505 K. Il existe d'autres phases allotropiques de l'étain mais elles ne sont pas prises en compte dans la modélisation car leur domaine de stabilité est en dehors du domaine d'étude (la phase solide α apparaît à des températures inférieures à la température ambiante et la phase solide bcc, qui apparaît au delà de la courbe d'Hugoniot, n'est pas accessible sous choc).

Le modèle de représentation de l'étain et de ses différentes phases est celui proposé par C. Mabire [3] puis introduit dans le code Hésione [4] et utilisé dans le cadre du micro-écaillage [5, 6]. Le tableau suivant présente l'ensemble des valeurs

des paramètres utilisés dans la modélisation des différentes phases de l'étain pour définir chacun des potentiels thermodynamiques.

Tableau III-1: Paramètres utilisés dans la construction des potentiels thermodynamiques de chacune des phases de l'étain

Paramètre	unité	Phase β	transition 1->2	Phase γ	transition 1->3	liquide
P_0	GPa	0	9.4	9.4	0	0
T_0	K	300	300	300	505	505
ρ_0	$g.cm^{-3}$	7,287		8,447		6,988
Δv	$cm^3.g^{-1}$		-0,0031		-0,004	
$\frac{dp}{dT}$	$GPa.K^{-1}$		-0,017		-0,03125	
S_0	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	0		-1,757		240,855
F_0	$J.kg^{-1}$	0		93505		-12834
K_0	GPa	54,73		94		42
N_0		5,75		4,88		5
Γ_0		2,27		1,96		2,25
Cv_0	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	210		210		200

Le potentiel de chacune des phases étant complètement défini, on peut tracer le diagramme de phase de l'étain dans différents plans, en particulier le plan pression – température et le plan pression – entropie (Figure III-1).

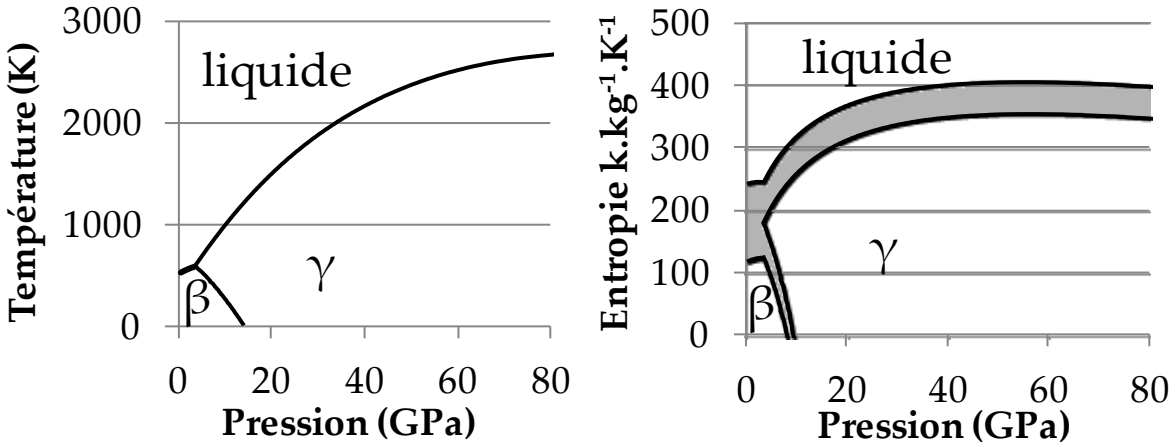


Figure III-1: Diagramme de phase de l'étain dans les plans pression - température et pression - entropie. La zone grisée du diagramme dans le plan p-S correspond à une zone de mélange où coexistent plusieurs phases.

2.3.2. L'aluminium

Du fait de son abondance et de ses propriétés mécaniques intéressantes, l'aluminium est l'un des métaux les plus étudiés depuis des décennies. De nombreuses études ont été menées pour déterminer ses caractéristiques mécaniques et thermodynamiques et en particulier pour définir l'évolution de sa température de fusion en fonction de la pression [7, 8, 9]. De même, on trouve dans la littérature de nombreuses publications sur des modèles d'équation d'état pour chaque phase de l'aluminium [10, 11, 12, 13]. Des équations d'état de l'aluminium sous forme de tables sont également disponibles pour réaliser des simulations numériques, principalement la table SESAME développée par le laboratoire de Los Alamos aux États-Unis (LANL) [14] et la table BLF développée par Bushman, Lomonosov et Fortov [15, 16]. Pour la phase solide, ces deux tables donnent des surfaces d'état similaires. On trouve dans la littérature tous les paramètres intervenant dans la formulation de Birch et ceux liés à l'équation de Clapeyron pour la transition de l'état solide à l'état liquide (tableau III-2).

En ce qui concerne la phase liquide, l'état de référence à partir duquel on décrit la phase liquide est le point de fusion à pression nulle correspondant à une température de 933 K. Dans la littérature, aucun modèle trouvé ne met en jeu la formulation de Birch. De plus, les tables SESAME et BLF proposent des évolutions isothermes de la pression en fonction du volume spécifique différentes ce qui influence fortement la position de la courbe de fusion. De fait, dans notre étude, les paramètres définissant le potentiel thermodynamique de la phase liquide sont ajustés afin de reproduire l'évolution de la pression en fonction du volume spécifique suivant une isotherme disponible dans la table BLF. Cette table a été choisie car elle propose une meilleure discrétisation de la pression en fonction du volume spécifique sur toutes ses isothermes. A 933 K, la phase liquide n'est pas stable en compression, c'est pourquoi les paramètres permettant de décrire la formulation de Birch ont été adaptés sur une autre isotherme pour laquelle la phase liquide existe à des pressions positives. Le choix de l'isotherme sur laquelle nous avons ajusté le modèle est celle à 3981 K proche de la température de fusion sous choc estimée par la table BLF. Les paramètres K_0 et N_0 reproduisent la courbure tandis que le facteur $C_{v0}\frac{\Gamma_0}{v_0}$, toujours considéré constant, prend en compte l'effet de la température. Dans ce facteur, le volume spécifique est calculé à l'état de référence grâce au saut de volume lié au changement de phase, et la capacité calorifique à volume constant est déterminée par la relation de Grover [17]. De ce fait, le coefficient de Grüneisen est le seul paramètre modulable permettant d'ajuster la courbe. Il a été fixé à 1,7.

On obtient ainsi l'évolution isotherme à 3981 K de la pression en fonction du volume spécifique (Figure III-2).

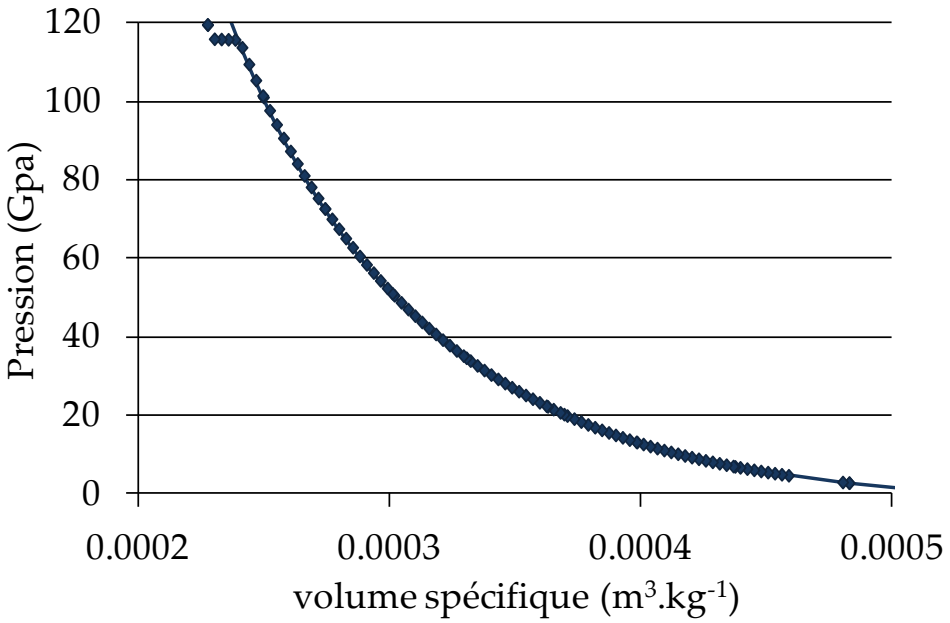


Figure III-2: Evolution isotherme à 3981 K de la pression en fonction du volume spécifique. La courbe en trait plein représente l'évolution de la pression calculée par notre approche alors que les marqueurs représentent les points de la table BLF.

Notre approche reproduit fidèlement l'évolution de la pression en fonction du volume spécifique sur l'isotherme à 3981 K pour des pressions comprises entre 0 et 116 GPa. Au delà de cette gamme l'aluminium est stable sous forme solide d'où le palier visible à 116 GPa.

L'entropie à l'état de référence de la phase liquide est déterminée en ajoutant le saut d'entropie fourni par la littérature [18] à l'entropie de la phase solide calculée à la pression et à la température de cet état de référence. Le calcul de l'énergie libre F_0 de la phase liquide à l'état de référence est effectué à l'aide de l'équation III-7. Elle fait intervenir l'énergie de la phase solide F^{sol} calculée à l'état (p_t, T_t) de changement de phase et le saut de volume spécifique Δv engendré par cette transition.

$$F_0^{liq} = F^{sol}(p_t, T_t) - p_t \Delta v(p_t, T_t) \qquad \textbf{III-7}$$

Le tableau suivant récapitule l'ensemble des valeurs des paramètres utilisés dans la modélisation des différentes phases de l'aluminium.

Tableau III-2 : Paramètres utilisés dans la construction des potentiels thermodynamiques de chacune des phases de l'aluminium.

Paramètre	*unité*	*solide*	*transition 1->2*	*liquide*
P_0	GPa	0	0	0
T_0	K	300	934	933
ρ_0	$g.cm^{-3}$	2,709		2,438
ΔS	$J.kg^{-1}.K^{-1}$		425,1 [18]	
$\frac{dp}{dT}$	$GPa.K^{-1}$		0,020 [17]	
S_0	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	0		1579.8
F_0	$J.kg^{-1}$	0		-425812
K_0	GPa	72,7 [9]		72
N_0		4,14 [9]		3,75
Γ_0		2,14 [9]		1,7
Cv_0	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	924,4 [19]		878,2 [16]

On peut ensuite tracer la courbe de fusion et la comparer à des courbes disponibles dans la littérature afin de vérifier la validité de notre modèle. L'une d'entre elle est proposée par Simon [20] pour laquelle la température de fusion est exprimée en fonction de la pression (équation III-8) où A, B et T_{m0} sont des paramètres à adapter à chaque matériau.

$$T = T_{m0}\left(\frac{p}{A}+1\right)^{B} \qquad \textbf{III-8}$$

L'ensemble de ces courbes sont représentées dans la figure III-3.

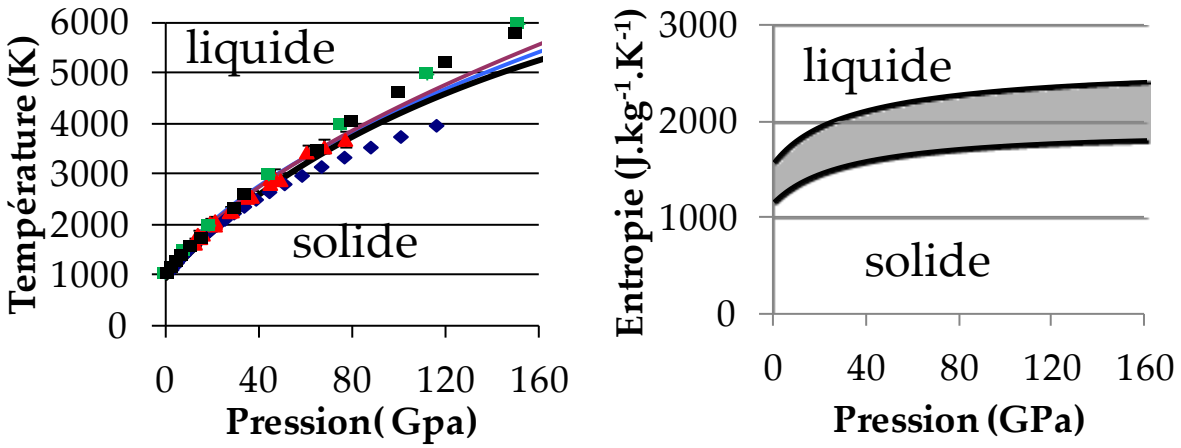


Figure III-3: Diagramme de phase de l'aluminium dans les plans pression – température et pression – entropie avec plusieurs courbes de fusion. (▬) Modèle présenté ; (▬) équation de Simon selon Hänström et Lazor [10]; (▬) équation de Simon selon Boelher et Ross [9]; (▲) Points expérimentaux Hänström et Lazor [10]; (■) Points théoriques selon la théorie de Moriarty et al [21] ; (◆) table BLF ; (■) table SESAME. La zone grisée du diagramme dans le plan p-S correspond à une zone de mélange où coexistent les deux phases.

Du fait de la diversité et des divergences des modèles de la phase liquide, il existe plusieurs courbes théoriques de fusion. La courbe de fusion de notre approche est située entre les deux courbes de fusion issues des tables (BLF et SESAME) les plus couramment utilisées dans les codes de calcul. De plus, notre courbe de fusion passe par les points expérimentaux publiés en 2000 par Hänström et Lazor [10]. Notre approche est construite, en partie, grâce à la table BLF. Toutefois, les paramètres d'entropie et d'énergie calculés au point de référence, intervenant dans la construction du potentiel, proviennent d'autres sources ce qui explique le fait que la courbe de fusion de notre approche ne se superpose pas à celle de la table BLF. La validité de notre représentation sera testée dans une certaine mesure sur la base de nos résultats expérimentaux.

2.4. Etat de la matière après le passage d'un choc

L'ajout de la courbe d'Hugoniot issue de l'équation de conservation de l'énergie (chapitre I – Equation I-5) sur les diagrammes de phase permet d'identifier les gammes de pression liées à chacun des changements de phase pouvant se produire sous choc. En considérant classiquement que la détente qui suit le choc est isentropique (cf chapitre I), on peut également prédire les changements de phase qui peuvent se produire en détente. Les diagrammes de phase des deux matériaux dans les plans pression – température et pression – entropie avec les courbes d'Hugoniot et des détentes sont représentés dans les figures III-4 et III-5.

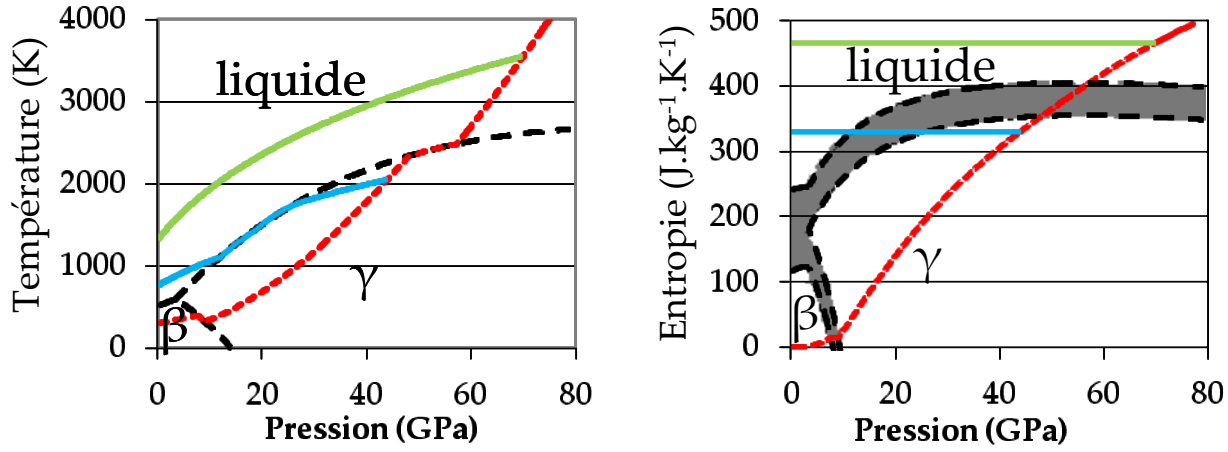


Figure III-4: Diagramme de phase de l'étain (courbe noires) dans les plans pression - température et pression - entropie avec les zones de mélange (zone grisée), la courbe d'Hugoniot (courbes rouges) et plusieurs détentes isentropiques depuis différents états choqués (courbes vertes et bleues).

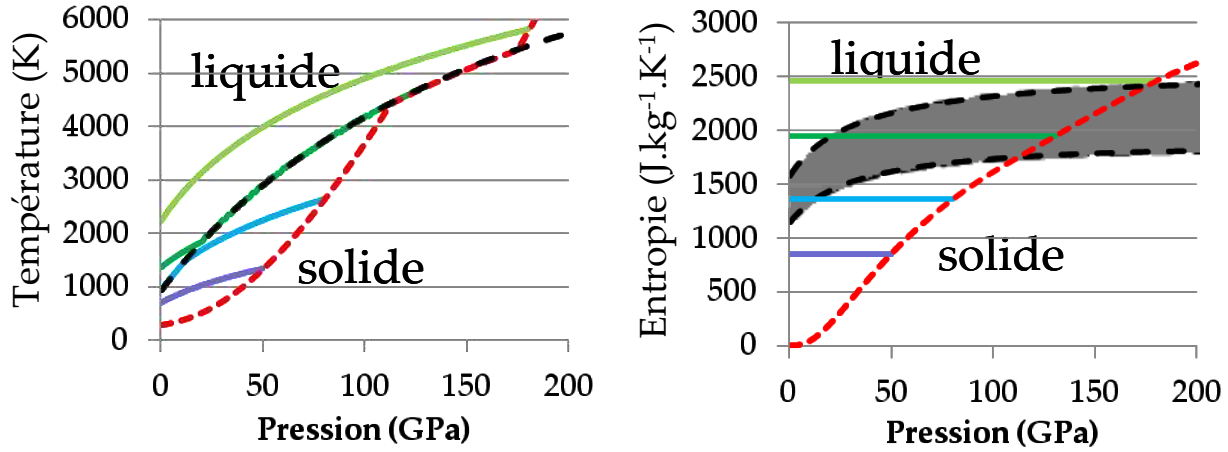


Figure III-5: Diagramme de phase de l'aluminium (courbes noires) dans les plans pression - température et pression - entropie avec la zone de mélange (zone grisée), la courbe d'Hugoniot (courbes rouges) et plusieurs détentes isentropiques depuis différents états choqués (courbes vertes et bleues).

Dans le cas ou plusieurs phases coexistent, on utilise des lois de mélange sur le volume spécifique et sur l'énergie pour assurer la continuité de ces grandeurs. Ainsi, on définit les proportions massiques α_i de chacune des phases telles que $\sum_i \alpha_i = 1$, où l'indice i représente une phase. Si une phase est seule alors sa proportion massique est égale à 1, elle vaut 0 si la phase est absente. Dans le cas de mélange, le volume spécifique et l'énergie d'un volume élémentaire contenant un mélange de plusieurs phases s'expriment par des lois de mélange idéal (équations III-9 et III-10).

$$v = \sum_i \alpha_i v_i \qquad \text{III-9}$$

$$E = \sum_i \alpha_i E_i \qquad \text{III-10}$$

Dans le plan pression – entropie, la représentation de la courbe d'Hugoniot dans la zone de mélange est obtenue grâce à une loi de mélange appliquée à l'entropie. Cette formulation est utilisée en l'absence de modèle plus précis sur l'entropie d'un système composé de plusieurs phases.

Les gammes de pression induisant les différents changements de phase sous choc en compression ou en détente sont synthétisées dans le tableau III-3 pour l'étain et le tableau III-4 pour l'aluminium.

Tableau III-3: Etat de l'étain sous choc et après détente complète en fonction de la pression de choc.

Pression de choc (GPa)	*Etat sous choc*	*Etat après détente*
0-7,5	Solide β	Solide β
7,5-21	Solide bct	Solide β
21-32	Solide bct	Solide β + Liquide
32-48	Solide bct	Liquide
48-58	Solide bct + liquide	Liquide
>58	Liquide	Liquide

Tableau III-4: Etat de l'aluminium sous choc et après détente complète en fonction de la pression de choc.

Pression de choc (GPa)	*Etat sous choc*	*Etat après détente*
0-66	solide	solide
66-100	solide	Solide + Liquide
100-112	solide	Liquide
112-175	Solide + Liquide	Liquide
>175	Liquide	Liquide

Ces résultats permettent de prévoir l'état de la matière pendant et après le passage d'un choc connaissant son amplitude. Toutefois, dans le cas d'un choc laser (temps d'application court) appliqué sur une cible épaisse (plusieurs dizaines de µm), l'amortissement hydrodynamique entraîne une décroissance progressive de la pression de choc avec la distance de propagation depuis la surface irradiée (cf. Figure I.4). Pour prédire les états induits sur toute l'épaisseur de l'échantillon, on doit recourir à la simulation numérique.

2.5. Modélisation des changements de phase

2.5.1. Prise en compte de la cinétique

L'utilisation des lasers comme générateurs de choc augmente considérablement la vitesse de déformation de la matière et réduit les temps d'application des

contraintes thermodynamiques. De fait, les temps caractéristiques de ces sollicitations dynamiques peuvent se rapprocher des temps caractéristiques de la cinétique de changement de phase. Ainsi, l'hypothèse selon laquelle ces changements de phase sont instantanés peut être remise en cause. Cette hypothèse est d'autant plus critique pour l'aluminium où la célérité de propagation des ondes est plus élevée que celle de l'étain. Il parait donc nécessaire de prendre en compte la cinétique de changement de phase dans la simulation que nous mettons en œuvre.

2.5.2. Le code SHYLAC

L'équipe « chocs » de l'institut P' développe depuis de nombreuses années le code SHYLAC (Simulation Hydrodynamique Lagrangienne des Chocs), explicite, monodimensionnel, aux différences finies qui permet de simuler les phénomènes associés à la propagation des ondes de chocs [22].
Dans les codes aux différences finies, la méthode de résolution utilisée de type Von Neumann – Richtmyer [23] nécessite que les grandeurs thermodynamiques locales que sont le volume et l'énergie interne soient des variables indépendantes dans le calcul de l'équation d'état. A partir de ces deux variables, on calcule toutes les autres variables en utilisant les relations de conservation, l'équation d'état du matériau et les équations de thermodynamique. Le code SHYLAC obéit à ce mode de fonctionnement. Plusieurs modèles de rupture y sont intégrés ce qui permet de modéliser en particulier l'écaillage simple ou multiple de divers matériaux ductiles ou fragiles. Comme c'est le cas de la plupart des codes de dynamique, il fait intervenir une viscosité numérique pour assurer la stabilité du calcul pendant la propagation de l'onde de choc. Ce terme dissipatif étale numériquement le front de choc sur plusieurs mailles. Il est calculé grâce à l'expression de Richtmyer – Von Neumann (Equation III-11).

$$Q = f_{art}\rho\left(\frac{dl}{dt}\right)^2\left(\frac{dv}{v}\right)^2 \qquad \textbf{III-11}$$

Où $\frac{dv}{v}$ est la variation relative de volume de la maille sur un pas de temps dt, dl est la dimension de la maille à l'instant t, le coefficient f_{art} est déterminé empiriquement de manière à réduire les oscillations numériques tout en conservant des fronts de choc suffisamment raides.

Supposons qu'à l'instant t, on connaisse toutes les variables dans toutes les mailles. Pour obtenir les valeurs de ces variables à l'instant suivant, le code applique l'algorithme de résolution détaillé ci après :

- Calcul du pas de temps

Il est déterminé par la plus sévère des trois conditions suivantes :

- La condition de Courant – Friedriech – Levy (CFL) qui détermine le pas de temps maximal garantissant la stabilité du schéma numérique explicite de Von Neumann – Richtmyer. Celle-ci exprime le fait qu'une onde ne doit pas traverser la totalité d'une maille pendant l'intervalle de temps dt.

- L'expansion d'une maille exprimée par le rapport $\frac{\Delta v}{v}$ doit être inférieure à 20%
- La croissance du pas de temps par rapport au pas de temps précédent est limitée à 20%.

- Calcul du volume spécifique de la maille

On détermine d'abord les déplacements de tous les nœuds délimitant les mailles, puis on calcule la vitesse matérielle u des nœuds délimitant chaque maille grâce à un bilan de quantité de mouvement (Equation III-12).

$$\frac{\partial u}{\partial t} + v\left(\frac{\partial p}{\partial X} + \frac{\partial Q}{\partial X}\right) = 0 \qquad \textbf{III-12}$$

Cette relation fait intervenir le gradient de pression hydrodynamique $\frac{\partial p}{\partial X}$ et le gradient des contraintes visqueuses $\frac{\partial Q}{\partial X}$ lié à la pseudo viscosité ajoutée dans le calcul pour réduire les oscillations numériques derrière le choc dues au fort gradient de pression.

Grâce à la vitesse des interfaces entre les mailles, on peut calculer leurs positions $X(x,t)$ à l'aide de la relation III-13. En représentation lagrangienne, la position *X* d'un point à l'instant *t* dépend de sa position initiale *x* et du temps *t*.

$$u = \frac{\partial X}{\partial t} \qquad \textbf{III-13}$$

Quand toutes les positions des mailles sont connues, l'application de la conservation de la masse (Equation III-14) permet de déterminer le volume spécifique de chaque maille.

$$\frac{\partial X}{\partial x} = \frac{v}{v_0} \qquad \textbf{III-14}$$

Ces premières étapes de calcul sont indépendantes de l'équation d'état choisie pour représenter le matériau et n'ont pas à être modifiées pour prendre en compte la modélisation des changements de phase. L'équation d'état utilisé par la suite peut être l'une des formulations présentées au chapitre I.

Dans le code SHYLAC, il existe déjà une formulation permettant de prendre en compte le changement de phase entre les phases α et ε du fer [24, 25]. Dans cette approche, chacune des deux phases du fer est modélisée par une relation d'état, liant la pression, le volume spécifique et la température (Equation III-15).

$$p(T,v) = B\left(\left(\frac{v}{v_0}\right)^{-n} - 1\right) + \frac{\Gamma_0}{v_0} C_{v0}(T - T_0) \qquad \textbf{III-15}$$

Cette relation est basée sur l'isotherme de Murnaghan [26] couplée à l'équation de Mie-Grüneisen qui permet un calcul rapide des paramètres thermodynamiques grâce à la simplicité de sa formulation qui est inversible sur le domaine étudié. Une loi de cinétique proposée par Hayes [27, 28] y est adjointe pour piloter le changement de phase (Equation III-16).

$$d\alpha = \frac{M}{RT}\frac{G_\varepsilon - G_\alpha}{\tau}dt \qquad \text{III-16}$$

où G_ε et G_α sont les enthalpies libres de Gibbs des phases ε et α, M est la masse atomique du corps, R est la constante des gaz parfaits, T est la température et τ est un temps caractéristique de la transformation de la phase ε en phase α.

A la vue des outils déjà présents dans le code SHYLAC et de son accessibilité, nous avons choisi d'y implanter une nouvelle formulation d'équation d'état. Elle utilise des modèles multiphasiques (tri phasique pour l'étain et bi phasique pour l'aluminium) basés sur les représentations de Birch (cf. §2.1) munies de lois de cinétique de type Hayes afin de réaliser des simulations de chocs induisant des changements de phase non-instantanés dans les matériaux étudiés.

2.5.3. Nouveau traitement des changements de phase dans SHYLAC

Le code SHYLAC, initialement écrit en FORTRAN, a été converti en intégralité pour fonctionner sous MATLAB. L'utilisation du langage MATLAB a permis notamment de multiplier les formes de résultats issus de la simulation (tables, graphiques montrant l'évolution spatiale ou temporelle de certains paramètres, diagrammes x-t, …).

La prise en compte de la cinétique nécessite l'ajout d'une nouvelle condition pour limiter le pas de temps :

- La variation de proportion massique de chaque phase ne doit pas dépasser 10% au cours d'un pas de temps afin de discrétiser correctement le changement de phase.

En dehors de cette modification au cœur du code, la nouvelle équation d'état est une subroutine distincte des autres. Elle est appelée lorsque le volume spécifique de toutes les mailles a été calculé.

Cette subroutine commence par rechercher la composition des mailles. On calcule les variations de proportion de chacune des phases $d\alpha_i$ grâce à la relation de Hayes adaptée à des mélanges triphasiques (Equation III-17).

$$d\alpha_i = \frac{M}{RT}\sum_j \frac{G_j - G_i}{\tau_{ji}}dt \qquad \text{III-17}$$

où G_j et G_i sont les enthalpies libres de Gibbs des phases *j* et *i*, M est la masse atomique du corps, R est la constante du gaz idéal, T est la température et τ_{ji} est le temps caractéristique de la transformation de la phase *j* en phase *i*.

La difficulté principale de ce calcul provient des limites des proportions de phases, $\alpha_i \in [0\ 1]$. De nombreux tests doivent être effectués pour déterminer quels changements de phase peuvent se produire en fonction de la composition de la maille et des enthalpies des différentes phases qui composent le volume élémentaire.

- Pour l'étain, il existe trois phases (β, γ, liquide) correspondant aux indices (1, 2, 3), six configurations des enthalpies sont possibles ($G_1 \le G_2 \le G_3$, $G_1 \le G_3 \le G_2$, $G_2 \le G_1 \le G_3$, $G_3 \le G_2 \le G_1$, $G_2 \le G_3 \le G_1$, $G_3 \le G_1 \le G_2$) et six compositions du volume (β, γ, liquide, $\beta+\gamma$, β+liquide, γ+liquide, $\beta+\gamma$+liquide) ce qui représente 36 tests.

- Pour l'aluminium, il existe deux phases (solide et liquide) correspondant aux indices (1, 2), donc deux configurations possibles des enthalpies ($G_1 \le G_2$, $G_2 \le G_1$) et trois compositions possibles du volume (solide, liquide, solide + liquide) ce qui représente 6 tests.

L'ensemble des tests et des changements de phase réalisables pour l'étain et l'aluminium sont répertoriés dans les tables de l'annexe 2. Lors du calcul des variations de proportions massiques, on considère qu'une phase est absente dans la composition initiale d'une maille si sa proportion massique est inférieure à 0.1%. On affecte alors la valeur zéro à sa proportion massique, la faible masse correspondante est alors réaffectée à la phase majoritaire pour conserver la masse.

La suite de l'algorithme est sensiblement identique pour toutes les compositions envisageables. Les équations utilisées sont ajustées afin de prendre en compte le type de composition (phase unique, mélange de deux phases, mélange de trois phases). L'application de cet algorithme aux différentes compositions des mailles est présentée en annexe 3.

Pour calculer l'énergie, on réalise un bilan d'énergie sur chaque maille.

$$\frac{\partial E}{\partial t} + (p+Q)\frac{\partial v}{\partial t} = 0 \qquad \textbf{III-18}$$

La pression au nouveau pas de temps n'étant pas encore déterminée, on utilise une formulation issue de l'extrapolation de la pression depuis l'instant précédent sur un demi pas de temps.

$$p^* = p + \frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)dv + \left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)dE + \sum_i \left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_i}\right)d\alpha_i\right] \qquad \textbf{III-19}$$

Cette formulation fait intervenir les dérivées partielles de la pression par rapport au volume spécifique $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)$, à l'énergie $\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)$ et aux proportions massiques des phases $\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_i}\right)$ en cas de présence d'un mélange dans la maille.

Dans le cas où la maille est composée d'une seule phase, on calcule les dérivées partielles de la pression et de la température par rapport au volume spécifique $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)$, $\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)$ et à l'énergie $\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)$, $\left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)$ de la maille. Les dérivées partielles de la pression seront également utilisées dans le bilan d'énergie au pas de temps suivant. Grâce aux

différentielles de la pression (équation III-20) et de la température (équation III-21) on obtient les variations de pression et de température au cours du pas de temps.

$$dp = \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)dv + \left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)dE \qquad \textbf{III-20}$$

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)dv + \left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)dE \qquad \textbf{III-21}$$

On en déduit la pression et la température au nouveau pas de temps en ajoutant la variation au terme calculé au pas de temps précédent.

Dans le cas où la maille contient un mélange, on calcule d'abord les dérivées partielles de la pression et de la température par rapport aux volumes spécifiques $\left(\frac{\partial p}{\partial v_i}\right)$, $\left(\frac{\partial T}{\partial v_i}\right)$ et aux énergies $\left(\frac{\partial p}{\partial E_i}\right)$, $\left(\frac{\partial T}{\partial E_i}\right)$ des différentes phases. Lors de la co-existence de plusieurs phase dans la maille, leur pression et leur température sont identiques. Par conséquent les différentielles donnant le saut de pression et de température au cours d'un pas de temps sont égales. En combinant les différentielles de la pression et de la température avec les relations de mélange on obtient les volumes spécifiques v_i et les énergies E_i des différentes phases. La résolution du système de différentielles de pression, température et relations de mélange permet de déterminer les variations de pression et de température au cours du pas de temps. On obtient finalement la pression et la température.

On calcule ensuite les dérivées partielles de la pression par rapport au volume spécifique $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)$, à l'énergie $\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)$ de la maille et aux proportions massiques $\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_i}\right)$ des phases. Ces dérivées partielles serviront au calcul de l'énergie au prochain pas de temps.

Après avoir déterminé les volumes spécifiques de toutes les phases présentes dans la maille, la pression et la température, on calcule les volumes spécifiques des autres phases du matériau absentes de la maille. Pour cela on cherche le volume spécifique de chaque phase absente telle que la pression et température correspondent à celles de la maille.

Grâce au volume spécifique et à la température de chaque phase, on calcule l'entropie (Equation III-22) puis l'enthalpie libre de Gibbs (Equation III-23) de chacune d'elles.

$$S_i = S_{0_i} + C_{v0i}\ln\left(\frac{T}{T_{0i}}\right) + \frac{\Gamma_{0i}}{v_{0i}}C_{v0i}\left(v_i - v_{0i}\right) \qquad \textbf{III-22}$$

$$G_i = E_i - TS_i + pv_i \qquad \textbf{III-23}$$

Les enthalpies serviront à déterminer la composition de la maille au pas de temps suivant.

Le calcul se termine par la détermination de la vitesse du son (Equation III-24) qui sert à la condition CFL limitant le pas de temps de calcul.

$$c = v\sqrt{p\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_{v,\alpha_1,\alpha_2} - \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{E,\alpha_1,\alpha_2}} \qquad \textbf{III-24}$$

Cette étape met fin à la fonction utilisée pour la modélisation des changements de phase pour ce pas de temps. Dans le cadre de la modélisation du micro-écaillage une autre fonction prend le relais pour simuler la fragmentation.

2.5.4. Approche complémentaire par la dynamique moléculaire

Pour renseigner la loi de cinétique utilisée, il est nécessaire d'obtenir les temps caractéristiques de chaque changement de phase. Ces temps étant très courts, il est difficile de les mesurer par l'expérience. Dans certains cas, un changement de phase induit une perturbation dans la propagation de l'onde de choc détectable par la mesure de la vitesse de surface libre. Cette perturbation consiste en un dédoublement de l'onde de choc qui permet de remonter au temps caractéristique. Dans le cas de la fusion de l'étain et de l'aluminium, la propagation de l'onde de choc est stable, il n'y a pas de dédoublement. On doit donc avoir recours à la simulation à petite échelle. Les codes de Dynamique Moléculaire (DM) permettent d'étudier les propriétés physiques de la matière à partir de son comportement à l'échelle atomique en utilisant des modèles particulaires Newtoniens ayant pour éléments de base les atomes [29].

La dynamique moléculaire classique est basée sur la définition d'un potentiel d'interaction atomique continu semi-empirique, dérivant d'une forme qui s'inspire de la structure quantique de la matière ajusté à l'aide de données expérimentales. A l'heure actuelle, ce genre de calcul permet de simuler des phénomènes à l'échelle du micron pendant des temps allant jusqu'à la nanoseconde.

Des études sur la cinétique de solidification de l'étain ont été menée au Sandia National Laboratories aux Etats-Unis à l'aide de la dynamique moléculaire [30]. D'autres recherches ont été réalisées au CEA (centre de Valduc) en lien avec cette thèse, afin de caractériser la cinétique de fusion de l'étain.

Il existe plusieurs types de potentiel se différenciant notamment par leur complexité et leur coût en temps de calcul. L'un des potentiels les plus simples est le potentiel de paire. Il permet de calculer l'énergie d'un ensemble d'atomes en prenant en compte l'énergie d'interaction entre les noyaux atomiques. La stabilité du réseau cristallin est alors définie par le minimum de l'énergie potentielle du système. Si on considère le potentiel de paire seul, le tracé de l'énergie en fonction de la distance interatomique permet de déterminer la distance interatomique du système stable (Figure III-6).

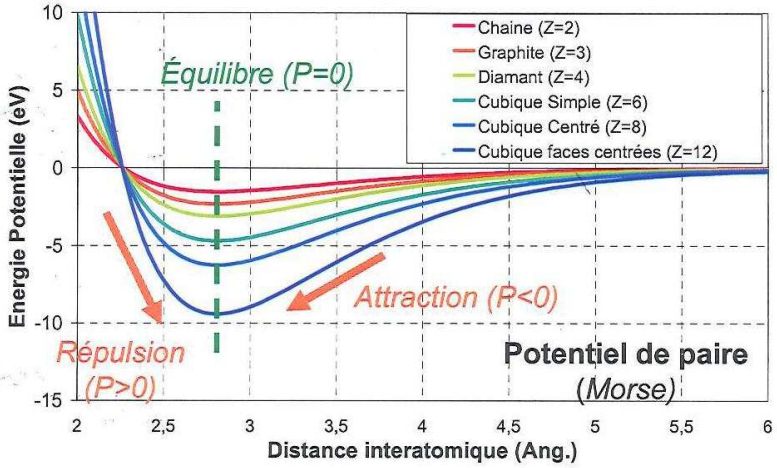


Figure III-6: Tracés de l'énergie potentielle en fonction de la distance interatomique obtenus par la modélisation de l'étain par un potentiel de paire pour différentes configurations cristallographiques.

On remarque que la distance interatomique permettant la stabilité du réseau ne dépend pas de sa structure cristallographique ce qui est contraire aux observations empiriques. De plus, ce potentiel ne prend pas en compte les interactions électroniques.

Un autre potentiel noté EAM (Embedded Atom Method), plus complexe, a été développé par Daw et Baskes et al [31] pour décrire une phase cristalline métallique. Il permet de calculer l'énergie d'un ensemble d'atomes en prenant en compte deux contributions : l'énergie d'interaction entre les noyaux atomiques calculée par le potentiel de paire et la contribution du nuage électronique entourant chaque atome. Cette dernière est calculée en considérant que ce nuage électronique est à symétrie sphérique. Le calcul de la contribution électronique est donc réalisé grâce à une densité de répartition des charges dépendante de la distance au noyau atomique. La prise en compte de la contribution électronique fait du potentiel EAM un modèle adapté aux métaux. Toutefois, il ne permet pas de calculer les variations de l'énergie potentielle lorsque le réseau cristallin est modifié par les changements de phase.

L'ajout du potentiel de Tersoff [32] est donc nécessaire. Celui-ci permet, en étudiant l'environnement proche de chaque atome, de prendre en compte les variations des forces attractives et répulsives engendrées par les effets stériques (Figure III-7).

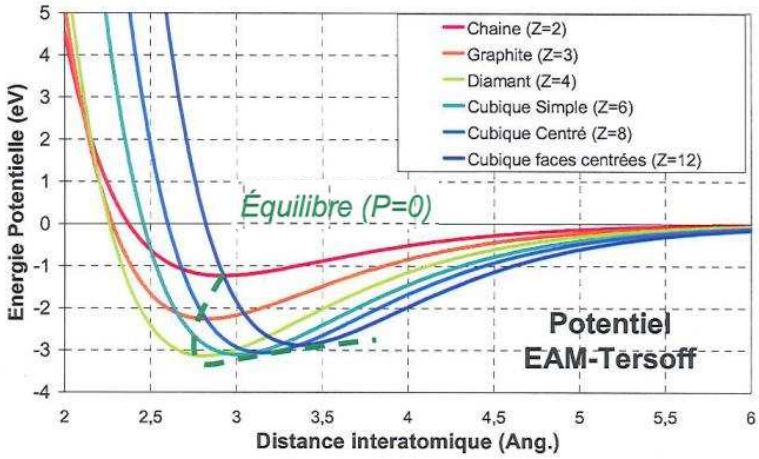


Figure III-7: Tracés de l'énergie potentielle en fonction de la distance interatomique obtenus par la modélisation de l'étain par le potentiel EAM+Tersoff pour différentes configurations cristallographiques.

Cette fois, la distance interatomique du système à l'équilibre dépend bien de la configuration cristallographique. La phase ayant l'énergie potentielle la plus basse est la plus stable. A 0 K, il s'agit de la phase diamant ce qui est cohérent avec l'expérience.

La formulation générale du potentiel utilisé pour modéliser l'étain correspond à l'équation III-25 dans laquelle i, j, k représentent trois atomes parmi N dans la configuration illustrée figure III-8.

$$\Phi = \sum_{i \in N} \left(V^{i}_{\text{environnement}} + \sum_{j>i} \left[V^{ij}_{\text{répulsif}} - b^{ij(k)}_{\text{angulaire}} V^{ij}_{\text{attractif}} \right] \right) \qquad \text{III-25}$$

Energie potentielle totale d'un système de N atomes

Influence de la densité électronique des proches voisins i (terme EAM)

Terme de répulsion entre i et j (sphérique)

Facteur d'écrantage sur l'attraction par les angles de liaison θ^{jik} (coordinence)

Terme d'attraction entre i et j (sphérique)

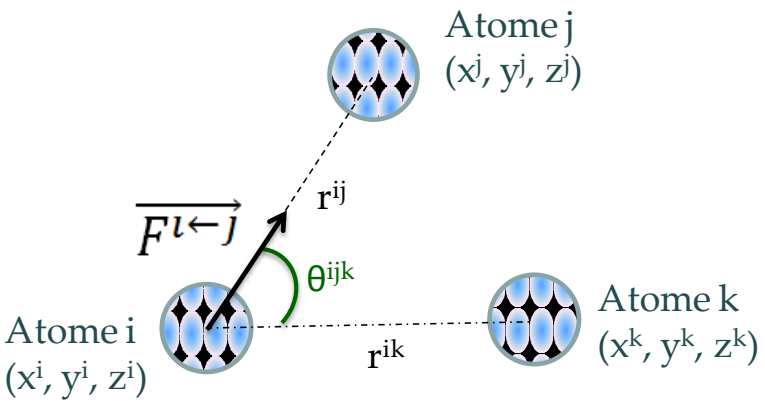


Figure III-8: Illustration des notations servant à décrire la configuration des atomes.

Grâce à ce potentiel, on peut obtenir une courbe de fusion de l'étain comparable à celle du modèle macroscopique présenté au paragraphe 2.3 (Figure III-9).

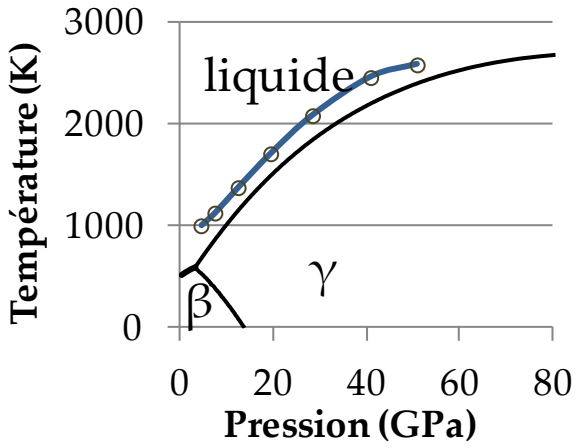


Figure III-9: Diagramme de phase de l'étain dans le plan pression-température obtenu par le modèle macroscopique (courbes noires) et courbe de fusion du modèle de dynamique moléculaire (courbe bleue).

L'allure de la courbe de fusion obtenue par le calcul de dynamique moléculaire est semblable à la courbe obtenue par le modèle macroscopique. L'écart en température observé entre les deux courbes de fusion peut provenir de la structure cristalline parfaite utilisée dans le modèle de dynamique moléculaire. En effet, les changements de phase se propagent depuis des sites préférentiels comme les joints de grains ou des défauts dans le réseau cristallin (impureté, lacune,…). Sans de tels sites, on observe un phénomène de surfusion pouvant expliquer l'écart de température entre la courbe de fusion du modèle macroscopique et celle du modèle moléculaire.

Afin de déterminer le temps caractéristique de la cinétique de changement de phase intervenant dans la loi de cinétique implantée dans le code SHYLAC, on modélise un paquet d'atomes dont les interactions sont prises en compte grâce au potentiel d'interaction décrit précédemment. Les conditions initiales sont telles que la

pression à l'intérieur de ce volume soit la pression entrainant la fusion sous choc et la température est la valeur à l'ambiante. On considère le système adiabatique.

On effectue alors une augmentation isobare et par palier de la température et on observe l'énergie potentielle du système. Son évolution est indiquée de façon schématique sur la figure III-10, car nous n'avons pas pu obtenir à temps la courbe issue du calcul, gardée au CEA de Valduc pour des raisons administratives.

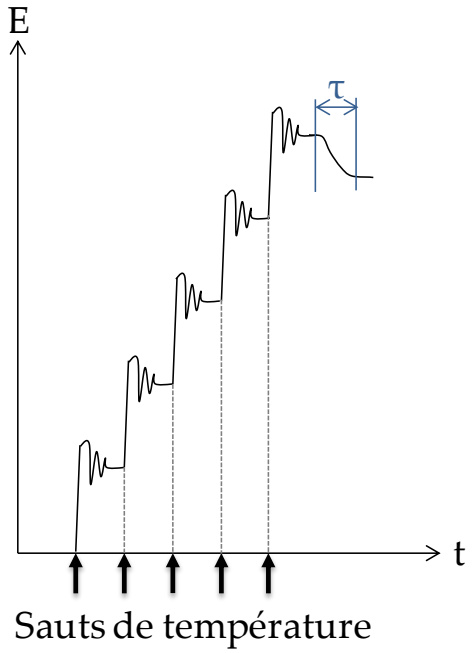


Figure III-10: Illustration schématique de la mesure de l'énergie potentielle obtenue lors du chauffage par palier d'un volume d'atomes.

A chaque saut de température, l'énergie cinétique du système augmente, après un certains temps elle se stabilise. Comme la transformation est adiabatique, il n'y a pas de phénomènes dissipatifs, l'énergie ne diminue pas. Quand la température atteint la température de fusion pour la pression imposée au système, l'augmentation de l'énergie cinétique, est suivie d'une décroissance due au changement de phase produisant une dissipation vers un état de plus faible énergie, assimilé à l'état liquide. La durée τ de la décroissance est alors caractéristique du temps nécessaire au changement de phase. La valeur obtenue pour le temps caractéristique de la fusion de l'étain depuis la phase γ est 20 ps.

Dans le cas de la solidification, il est difficile de déterminer l'instant où le volume d'atomes acquiert une structure cristalline correspondant à une phase solide du matériau. Pour l'étain, Davis et Foiles [30] utilisent deux temps caractéristiques de 52 ns et 66 ns qui leur ont permis de faire coïncider leur modèle numérique, utilisant la formulation de Hayes, aux expériences de compression isentropique visant à étudier la solidification de l'étain. Contrairement à la fusion, ces temps sont très longs, les réactions de solidification sont donc très lentes par rapport à la fusion.

Dans le cadre de notre modélisation, nous utiliserons le temps caractéristique de 50 ns.

En ce qui concerne l'aluminium, une étude similaire fournit des temps caractéristiques deux fois plus longs que ceux déterminés pour l'étain. Cette différence témoigne de la difficulté de passer d'une phase cristalline de type cubique à faces centrées (c.f.c) à une phase liquide, par rapport à la transformation d'une phase solide de type tétragonal à faces centrées (étain β) ou tetragonal centré (étain γ) en liquide. Ainsi, dans le cadre de la modélisation de la cinétique de changements de phase de l'aluminium, les temps caractéristiques utilisés sont de 40 ps pour la fusion et 100 ns pour la solidification.

3. *Fragmentation*

Le micro-écaillage étant un processus de ruine globale du matériau soumis à un choc, on ne peut pas utiliser les critères locaux habituellement employés pour modéliser la fragmentation due à l'écaillage simple ou multiple. Les travaux antérieurs sur le micro-écaillage sous choc intense [33] ont mis en évidence le manque de modèles pouvant représenter la mécanique de la fragmentation d'un tel phénomène. Toutefois, il est possible de modéliser le micro-écaillage par une approche énergétique globale formulée par Grady [34].

3.1. Critère de Grady

Ce critère stipule que dans un volume élémentaire contenant le matériau, la création de fragments de taille s est possible lorsque l'énergie totale du volume à savoir l'énergie de déformation élastique ajoutée à l'énergie cinétique locale est supérieure ou égale à l'énergie qui est dissipée par les mécanismes de natures visqueuse et surfacique mis en jeu lors de la création de fragments. Dans le cas d'une formulation volumique, ce critère énergétique s'exprime:

$$W + T_v' \geq \Phi_V^{\Gamma} + \Phi_V^{v} \qquad \textbf{III-26}$$

avec W la densité volumique d'énergie de déformation élastique, T_v' la densité volumique d'énergie cinétique locale, Φ_V^{Γ} la densité volumique d'énergie dissipée par les mécanismes de nature surfacique et Φ_V^{v} la densité volumique d'énergie dissipée par les mécanismes visqueux.

Le critère de Grady comprend une relation supplémentaire appelé condition d'horizon qui stipule que la taille d'un fragment ne peut pas dépasser la taille de la zone affectée par le processus élémentaire responsable de la fragmentation. La vitesse maximale de propagation de la sollicitation en traction responsable de la ruine étant la vitesse du son c_0, la condition d'horizon s'écrit :

$$s \leq 2c_0 t \qquad \textbf{III-27}$$

où s est le diamètre des fragments sphériques créés à l'instant t après le début du processus élémentaire responsable de la fragmentation.

La densité volumique d'énergie de déformation élastique s'écrit $W = \frac{1}{2}\sigma\varepsilon$. Si on se place dans un volume élémentaire dans lequel la vitesse de déformation est constante, la densité volumique d'énergie de déformation élastique s'écrit alors :

$$W = \frac{1}{2}\rho c_0^{\,2}(\dot{\varepsilon}t)^2 \qquad \textbf{III-28}$$

D'autre part, Grady [35] a montré que la densité volumique d'énergie cinétique s'écrit $T_v' = \frac{1}{120}\rho\dot{\varepsilon}^2 s^2$ pour un volume contenant un ensemble de fragments sphériques de diamètre s. En prenant en compte le critère d'horizon, on en déduit que l'énergie cinétique est négligeable devant l'énergie de déformation élastique ($T_v' < \frac{1}{15}W$).

Dans le cadre de la fragmentation de liquide peu visqueux, la densité volumique d'énergie dissipée par les mécanismes de nature visqueuse est négligeable devant la densité volumique d'énergie dissipée par les mécanismes de nature surfacique ($\Phi_V^v << \Phi_V^\Gamma$).

Le critère de fragmentation devient alors [33] :

$$W \geq \Phi_V^\Gamma \qquad \textbf{III-29}$$

C'est sous cette forme que le critère est implanté par nos soins dans le code SHYLAC.

3.2. Implémentation dans SHYLAC

L'implémentation du critère de Grady dans un code de calcul numérique passe par le calcul de l'énergie de déformation, de la taille de fragments via le critère d'horizon et de l'énergie nécessaire à la création de surface. Ces grandeurs sont calculées à chaque temps t_{i+1} en fonction des données calculées au temps précédent t_i :

$$\begin{aligned} W_{i+1} &= W_i + \Delta W \ \text{ si } \ p_{i+1} < 0 \\ W_{i+1} &= 0 \ \text{ si } \ p_{i+1} \geq 0 \end{aligned} \qquad \textbf{III-30}$$

avec $\Delta W = -p_{i+1}\frac{v_{i+1} - v_i}{v_{i+1}}$.

La taille de fragment est déterminée par la condition d'horizon.

$$\begin{aligned} s_{i+1} &= s_i + 2c_{i+1}(t_{i+1} - t_i) \ \text{ si } \ p_{i+1} < 0 \\ s_{i+1} &= 0 \ \text{ si } \ p_{i+1} \geq 0 \end{aligned} \qquad \textbf{III-31}$$

En cas de passage en compression le processus élémentaire de fragmentation lié à la traction prend fin, le critère d'horizon est réinitialisé en annulant l'énergie emmagasinée et la condition d'horizon.

L'énergie nécessaire pour créer de nouvelles surfaces dépend de la tension de surface du matériau, de la taille des surfaces à créer et de la température.

$$\Phi_{V,i+1}^{\Gamma} = \frac{6G(T_{i+1})}{s_{i+1}} \text{ avec } G(T_{i+1}) = G_{T_*} + G'(T_{i+1} - T_*) \qquad \text{III-32}$$

G_{T_*}, G' et T_* sont des paramètres définissant l'énergie de surface en fonction de la température. G_{T_*} et G' désignent la valeur de l'énergie de surface et sa dérivée par rapport à T à une température de référence T_*. Pour l'étain, nous avons utilisé les paramètres déterminés à partir de la linéarisation d'une loi proposée par Grady développée dans le contexte de la fragmentation dynamique des métaux liquide [36]. Pour l'aluminium, les paramètres sont extraits d'une étude de la tension superficielle d'alliages liquides à base d'aluminium [37]. Ces paramètres sont résumés dans le tableau III-5. Ils permettent de tracer l'évolution de l'énergie de surface en fonction de la température (Figure III-11).

Tableau III-5: Coefficients de l'énergie de surface

matériau	T_* *: Température de référence (K)*	G_{T_*} *: énergie de surface à* T_* *(J.m^{-2})*	G' *: Dérivée de l'énergie de surface à* T_* *(J.m^{-2}.K^{-1})*
Aluminium	1373	0.868	-0.00015
Etain	505	0.63	-0.00002

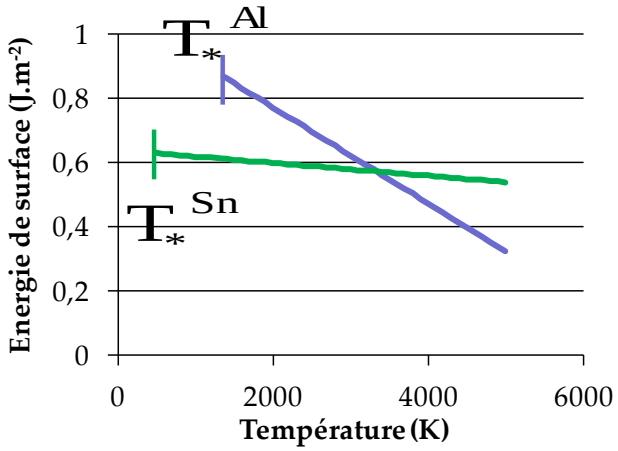


Figure III-11: Lois donnant l'énergie de surface de l'étain liquide (vert) et de l'aluminium liquide (bleu) en fonction de la température.

A la fin de chaque pas de temps, on effectue un test pour savoir si le critère énergétique est satisfait :

$$W_{i+1} \geq \Phi_{V,i+1}^{\Gamma} \Leftrightarrow s_{i+1} W_{i+1} \geq 6G(T_{i+1}) \qquad \text{III-33}$$

Si le test est satisfait, la fragmentation a lieu et entraîne le traitement de la ruine du matériau.

3.3. Traitement de la ruine

Dans le cas de l'écaillage, l'érosion est le traitement le plus couramment utilisé pour simuler l'apparition de vide (micro-pores, fissures, …). Il consiste à supprimer tout élément dans lequel le critère de rupture est atteint. Ce traitement entraîne une perte de masse qui n'est acceptable que si la ruine reste très localisée. Le micro-écaillage entraînant la ruine complète sur une large profondeur de la cible, ce critère n'est pas utilisable.

Au lieu de supprimer l'élément on peut lui imposer une pression nulle correspondant à la relaxation des contraintes due à la création de surfaces et le laisser évoluer librement. Il représente ainsi une partie du nuage de débris en expansion dont la masse volumique est représentative de la densité locale du nuage composé de gouttelettes sphériques de taille s donnée par la condition d'horizon entourées par du vide (Figure III-12). A partir des données thermodynamiques enregistrées caractérisant un volume d'étain liquide intact juste avant sa ruine (taille de futur fragment s, pression p_s, masse volumique ρ_s, et température T_s) et des données thermodynamiques du même élément après sa ruine et la relaxation des contraintes (p=0, ρ, T), on peut estimer le nombre de fragments sphériques, supposés identiques, de taille s présents dans l'élément. Ces gouttelettes sont caractérisées par leur état thermodynamique ($p^*=0$, $\rho^* > \rho_s$, T^*) obtenu par la relaxation des contraintes supposée isentropique depuis l'état intact de l'élément juste avant sa ruine (p_s, ρ_s, T_s).

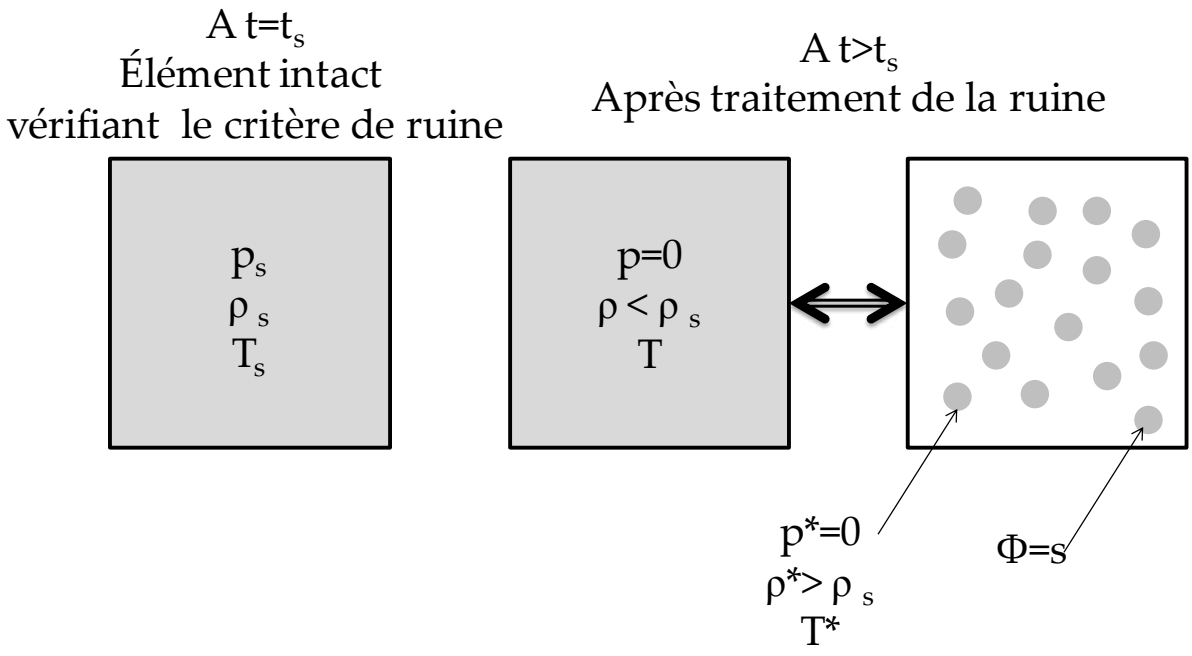


Figure III-12: Illustration schématique du traitement d'un élément vérifiant le critère de ruine.

Pour obtenir le nombre de fragments de taille s dans un sous-volume V appartenant au nuage réel associé à un élément de la simulation 1D, on applique la conservation de la masse dans ce volume élémentaire V calculé par le produit eA, où e est la taille de l'élément de la simulation 1D et A est l'aire de la surface choquée. Le nombre N_V, de fragments dans le sous-volume V est obtenu par la relation suivante :

$$\rho \mathrm{V} = \rho^* \mathrm{N_V} \frac{4}{3}\pi\left(\frac{\mathrm{s}}{2}\right)^3 \qquad \textbf{III-34}$$

avec ρ^* la masse volumique d'une gouttelette, ρ la masse volumique apparente du nuage, s le diamètre des gouttelettes supposées toutes identiques dans le volume élémentaire. Le calcul de la masse volumique et de la température des gouttelettes s'effectue grâce à la relation liant la masse volumique, la température et la pression de la phase liquide du matériau (équation III-5 avec $\mathrm{v} = \frac{1}{\rho}$) :

$$\mathrm{p}(\rho^*, \mathrm{T}^*) = \mathrm{p}^* = 0 \qquad \textbf{III-35}$$

De plus, la conservation de l'entropie pendant la relaxation depuis l'état ruiné (p_s, ρ_s, T_s) implique :

$$\mathrm{S}(\rho^*, \mathrm{T}^*) = \mathrm{S}(\rho_s, \mathrm{T_s}) \qquad \textbf{III-36}$$

On peut ainsi déterminer le nombre N_V de fragment de taille s dans le sous-volume V. Dans ce calcul, l'aire A est supposée constante, ce qui revient à négliger les détentes latérales issues des bords de la zone sollicitée. On surestime ainsi le volume micro-écaillé. Si nécessaire, on pourra faire varier l'aire A en fonction de l'abscisse d'où proviennent les fragments.

En réalisant le calcul du nombre de fragments sur tous les éléments ruinés du modèle, on obtient une liste de couple {s, N(s)} permettant de tracer l'histogramme de la distribution de tailles de fragments que l'on peut comparer aux données de micro-tomographie.

Au moment de la fragmentation, les caractéristiques cinématiques de la maille ruinée sont également enregistrées (vitesse u_s, position x_s, temps t_s) pour pouvoir tracer, sur les différents diagrammes x-t, l'apparition de la ruine des éléments.

Afin de comparer les vitesses des fragments obtenues par la simulation aux mesures expérimentales, on doit prendre en compte la phase de vol avant le passage des fragments au travers du faisceau laser servant à la mesure VH oblique (Figure III-13).

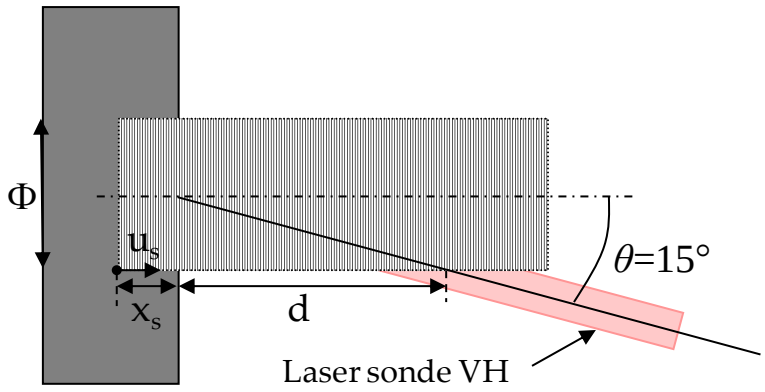


Figure III-13: Prise en compte de la configuration expérimentale pour comparer la vitesse obtenue par la simulation à la mesure expérimentale.

Pour une particule éjectée dans les conditions (u_s, x_s, t_s), la prise en compte de la distance d, depuis la surface libre de la cible où la mesure est effectivement réalisée par la sonde VH oblique, nécessite l'ajout du temps de vol jusqu'à cet emplacement. L'instant effectif de la mesure de vitesse est donc t_m obtenu par la relation :

$$t_m = t_s + \frac{(d + x_s)}{u_s} \qquad \textbf{III-37}$$

La distance d dépend du diamètre de la surface irradiée et de l'inclinaison de la sonde VH. Elle est déterminée par une relation de trigonométrie :

$$d = \frac{\Phi}{2\tan(\theta)} \qquad \textbf{III-38}$$

Le développement de ce code a permis de simuler l'ensemble des tirs réalisés au cours de nos campagnes d'essais. Les résultats ainsi obtenus sont synthétisés et analysés dans le chapitre suivant.

Références bibliographiques du chapitre III

[1] P. Combis, L. Videau, Notice d'utilisation du code ESTHER v4, 2010

[2] F. Birch, *elasticity and constitution of Earth's interior*, J. Geophys. Res. Vol.57, 227-286, 1952

[3] C. Mabire, *Transformation polymorphique et fusion de l'étain sous choc dans la gamme 0-100 GPa. Etude expérimentale et modélisation*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers – ENSMA, 1999.

[4] F. Buy, C. Voltz, F. Llorca, *Thermodynamically based equation of state for shock wave study: application to the design of experiments on tin*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 845, 41–44, 2005.

[5] L. Signor, G. Roy, P.Y. Chanal, P.L. Héreil, F. Buy, C. Voltz, F. Llorca, T. de Rességuier, A. Dragon, *Debris cloud ejection from shock-loaded tin melted on release or on compression*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, 1065–1068, 2009.

[6] D. Loison, T. de Resseguier, A. Dragon, E. Lescoute, M. Boustie, *Laser shock-induced melting and fragmentation metals*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1426, 1545–1548, 2011.

[7] A. Jayaraman, W. Klement Jr, R.C. Newton, G.C. Kennedy, *Fusion curves and polymorphic transitions of group III elements-aluminium, gallium indium and thallium- At high pressures*, J. Phys. Chem. Solids **24** (1), 7, 1963.

[8] R.G. McQueen, J.N. Fritz, C.E. Morris, *The velocity of sound behind strong shock waves in 2024 Al*, Shock Waves in condensed matter, 95-98, 1983.

[9] R. Boehler, M. Ross, *Melting curve of aluminium in a diamond cell to 0.8 Mbar: implications for iron*, Earth and Planetary Science Letters **153**, 223-227, 1997.

[10] A. Hänström, P. Lazor, *High pressure melting and equation of state of aluminium*, J. Alloys and compounds **305**, 209-215, 2000.

[11] I.V. Lomonosov, *Multiphase equation of state for aluminum*, Laser and Particle Beams **25**, 567-584, 2007

[12] I.V. Lomonosov, *Multi-phase equation of state for aluminum*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 955, 63-66, 2007.

[13] D. Grady, *Equation of state for solids*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1426, 800-803, 2011.

[14] SESAME. 1992, The LANL Equation of State Database, Rep. LA-UR-92-3407, Los Alamos National Laboratory

[15] A. V. Bushman, I. V. Lomonosov, and V. E. Fortov, *Equation of state of metals at high energy densities*, Russian academy of sciences, Institute of Chemical Physics, Chernogolovka, 1992.

[16] A. V. Bushman, I. V. Lomonosov, and V. E. Fortov, *Models of wide-range equations of state for matter under conditions of high energy density*, Sov. Tech. Rev. B **5** (1), 1993.

[17] R. Grover, *Liquid metal Equation of state based on scaling*, J. Chem. Phys. **55**, 3435,1971

[18] M.W. Chase Jr, C.A. Davies, J.R. Downey Jr, D.J. Frurip, R.A. McDonald, A.N. Syverud, *JANAF Thermochemical Tables Third Edition*, J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 14, Suppl. 1,1985

[19] A.T. Petit, P. L. Dulong, *Recherches sur quelques points importants de la théorie de la chaleur*, Annales de Chimie et de Physique vol. 10, 395–413, 1819

[20] F. Simon, G. Glatzel, *Bemerkungen zur Schmelzdruckkurve*, J. Inorganic and general Chem. vol. 178, 309-316, 1929.

[21] J.A. Moriarty, D.A. Young, M. Ross, Theoretical study of the aluminum melting curve to very high pressure, Phys. Rev. B 30 (2), 578-588, 1984.

[22] F. Cottet, M. Boustie, *Spallation studies in aluminium targets using shock-waves induced by laser irradiation at various pulse durations*, J. Appl. Phys. **66** (9), 4067-4073, 1989.

[23] J. von Neumann, R.D. Richtmyer, *A Method for the numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks*, J. Appl. Phys. 21 (3), 232, 1950.

[24] T. de Rességuier, M. Hallouin, *Phase transformation and spall fracture in laser shock-loaded iron*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 955, 163–166, 2007.

[25] T. de Rességuier, M. Hallouin, *Effects of the alpha-epsilon phase transition on wave propagation and spallation in laser shock-loaded iron*, Phys. Rev. B **77**, 174107, 2008.

[26] F.D. Murnaghan, *The compressibility of media under extreme pressures*, Proc. Natl Acad Sci USA, **30** (9), 244-247, 1944.

[27] D. Hayes, *Wave propagation in a condensed medium with N transforming phases : Application to solid I - solid II - liquid bismuth*, J. of Appl. Phys. **46** (8), 3438–3443, 1975.

[28] J.P. Davis, D.B. Hayes, *Isentropic compression experiments on dynamic solidification in tin*. Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 706, 163–166, 2003.

[29] D. Frenkel, B. Smit, *Understanding molecular simulation: from algorithms to applications*, edited by Academic Press, ISBN 0-12-26-267351-4, 1996.

[30] J.P. Davis, S. Foiles, *Experimental and computational study of the liquid-solid transition in tin*, Sandia report, SAND2005-6522, 2005.

[31] M.S. Daw, M.I. Baskes, *Embedded-atom method: Derivation and application to impurities, surfaces and other defects in metals*, Phys. Rev. B **29** (12), 6443-6453, 1984.

[32] J. Tersoff, *New empirical approach for the structure and energy of covalent systems*, Phys. Rev. B **37** (12), 6991-7000, 1988.

[33] L. Signor, *Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc*, Thèse de doctorat de l'université de Poitiers – ENSMA, 2008

[34] D. Grady, *The spall strength of condensed matter*, J. Mech. Phys. Solids **36** (3), 353-384, 1988.

[35] D. Grady, *Local inertial effects in dynamic fragmentation*, J. Appl. Phys. **53** (1), 322–325, 1982.

[36] D. Grady, *High-Pressure Shock Compression of Solids*, Vol. 2. Springer, Ch. 9 Spall and fragmentation in high-temperature metals, 219–236, 1996.

[37] P. Laty, J.C. Joud, P. Desré, G. Lang, *Tension superficielle d'alliages liquides aluminium – cuivre*, Surface Science 69, 508–520, 1977.

Chapitre IV

Synthèse des résultats

Sommaire

1. Interaction laser matière 102
2. Propagation et changements de phase sous choc 105
   2.1. Amortissement hydrodynamique 106
   2.2. Transformations de phase 109
   2.3. Confrontation avec l'expérience 113
3. Fragmentation en phase liquide 120
   3.1. Maillage et non-fragmentation numérique 120
   3.2. Tension de fragmentation 125
4. Vitesses des éjectas 127
   4.1. Vitesse maximale 127
   4.2. Distribution de vitesses dans le nuage 134
5. Propriétés balistiques des particules 142
   5.1. Observations générales des gels 143
   5.2. Distribution de tailles des fragments 149
   5.3. Profondeurs de pénétration 157
Références bibliographiques du chapitre IV 164

Ce chapitre expose la synthèse et l'analyse de l'ensemble des résultats obtenus par l'expérience et par la simulation. Ils sont présentés par ordre chronologique d'apparition des divers processus menant au micro-écaillage : l'interaction laser matière, la propagation des ondes et les changements de phase, la fragmentation, l'expansion du nuage, pour finir par l'étude des propriétés balistiques des fragments qui le composent. Sauf exception, les résultats numériques proviennent de simulations effectuées avec tous les ingrédients présentés au chapitre III, c'est-à-dire modèle multiphasique, loi de cinétique de changement de phase, et fragmentation par le critère de Grady.

1. *Interaction laser matière*

Grâce au code ESTHER (cf. §III.1), nous calculons pour chaque expérience le profil temporel du chargement en pression près de la surface irradiée, à partir duquel on extrait la pression de choc induite pour chaque tir laser sur des cibles d'étain et d'aluminium. La figure IV-1 donne un exemple de profil d'intensité laser mesuré pendant un tir sur cible d'aluminium ainsi que le profil de chargement en pression correspondant.

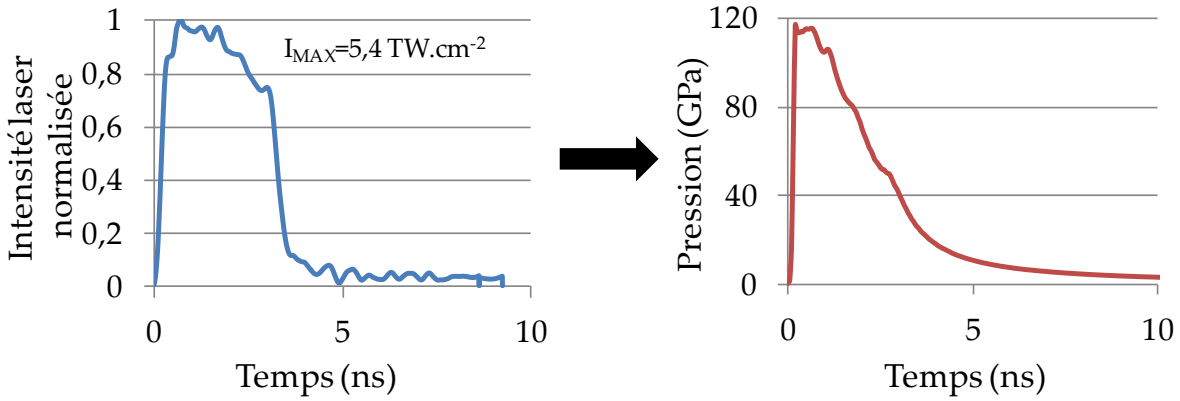


Figure IV-1: Profils temporels de l'intensité laser (λ=1,06 nm) normalisée et du chargement en pression correspondant obtenu par le code ESTHER après le calcul de l'interaction laser matière d'un tir de 5,4 TW.cm^{-2} sur une cible d'aluminium.

Le profil de pression extrait de la simulation correspond à l'évolution temporelle de la pression dans la première maille non vaporisée située pour ce tir à 18 µm de profondeur sous la surface irradiée. Cette épaisseur ablatée semble élevée. Les recherches bibliographiques n'ont pas permis de trouver de valeurs comparables pour cette gamme de flux, en revanche, pour des flux modérés de l'ordre de quelques GW.cm^{-2}, l'épaisseur ablatée est de quelques micromètres pour des tirs laser sur aluminium [1]. L'impulsion de pression est composée d'un front montant raide suivi d'un palier plus ou moins court en fonction de la durée de l'impulsion laser, puis d'une détente progressive.

Le tableau IV-1 établit la liste des tirs effectués en présentant les caractéristiques laser et l'amplitude de la pression appliquée près de la surface irradiée. En fonction de celle-ci, les prévisions de l'état de la matière sous choc et après détente sont indiquées dans le cadre des équilibres thermodynamiques (§ III.2.4). Dans ce tableau figurent également les diagnostics expérimentaux utilisés. Pour chaque matériau et épaisseur de cible, les expériences sont classées par ordre croissant d'intensité laser.

La figure IV-2 montre l'évolution de la pression de choc en fonction de l'intensité laser pour chacun des deux matériaux. La pression de chargement augmente avec l'intensité laser. Pour une même intensité laser, la pression induite dans une cible d'étain est supérieure à celle générée dans une cible d'aluminium. Cette différence provient des coefficients d'absorption des matériaux déterminés par les tables d'opacités disponibles dans le code. Ils définissent la part du rayonnement laser incident globalement absorbée par la cible.

Tableau IV-1: Conditions de tirs laser, pression de choc, état de la matière (S=solide et L=liquide) évalué en plaçant cette pression sur la courbe d'Hugoniot dans le diagramme d'équilibre (§III.2.4) et diagnostics mis en œuvre.

N°	Durée Impulsion (ns)	Intensité laser ($TW.cm^{-2}$)	Diamètre surface irradiée (mm)	Pression de chargement (GPa)	Etat sous choc	Etat après détente	Visualisation transverse	Gel	VH normale	VH oblique
Matériau: aluminium - épaisseur: 100 μm										
1	3,04	8,2	2,3	158	S	L	X	X		X
Matériau: aluminium - épaisseur: 50 μm										
2	2,84	2,8	3,7	71	S	S+L		X		X
3	2,59	3,6	2,0	90	S	S+L		X		
4	2,63	3,7	2,2	93	S	S+L	X		X	
5	3,05	5,4	2,9	117	S+L	L	X	X		X
6	3,07	6,3	2,9	134	S+L	L		X		X
7	3,01	7,1	2,3	144	S+L	L	X	X		X
8	2,45	13,8	2,0	210	L	L	X			
9	2,56	17,4	2,0	228	L	L	X		X	
10	2,55	17,5	2,0	226	L	L	X			
Matériau: étain - épaisseur: 100 μm										
11	3,06	5,5	2,9	153	L	L	X	X		X
Matériau: étain - épaisseur: 50 μm										
12	3,10	1,8	2,9	79	L	L	X	X		X
13	3,05	1,8	2,9	72	L	L	X			X
14	3,08	2,9	2,3	90	L	L	X	X		X
15	2,97	3,0	2,3	85	L	L	X	X		X
16	3,08	3,1	2,3	107	L	L	X	X		X
17	3,04	5,3	2,9	154	L	L				X
18	3,05	6,2	2,9	160	L	L		X		X
19	2,79	10,3	2,0	225	L	L		X		
20	2,41	12,4	2,0	222	L	L	X			
21	2,47	12,9	2,0	230	L	L	X		X	
22	1,77	20,1	2,0	300	L	L	X		X	
Matériau: étain - épaisseur: 25 μm										
23	2,92	1,7	2,9	61	L	L	X	X		
24	2,96	3,1	2,3	97	L	L	X	X		X
25	3,05	3,3	2,3	101	L	L	X			X
26	3,04	5,5	2,9	152	L	L	X			

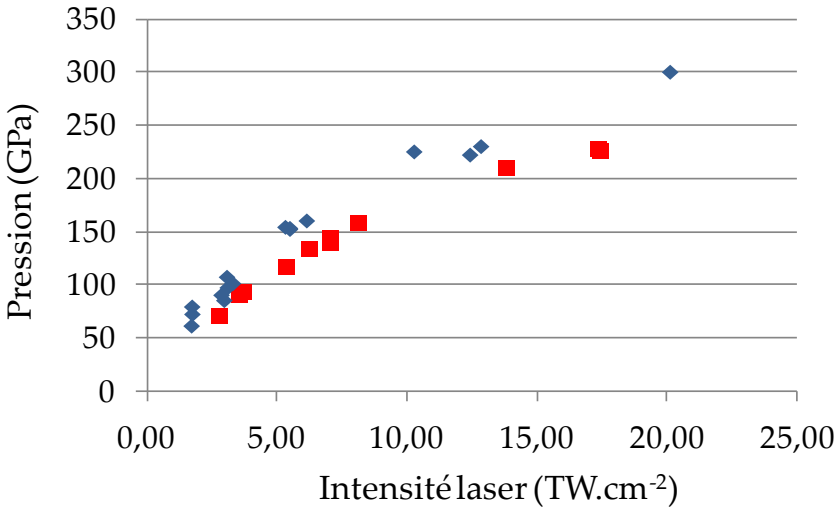


Figure IV-2: Evolution de la pression de chargement calculée par le code ESTHER en fonction de l'intensité laser pour l'aluminium (■) et l'étain (◆).

2. *Propagation et changements de phase sous choc*

Les estimations de l'état de la matière sous choc et après détente proposées dans le tableau IV-1 ne tiennent pas compte du phénomène d'amortissement qui entre en jeu au cours de la propagation des ondes dans la cible. Pour analyser le comportement des deux matériaux, en particulier leur fusion, au cours de cette propagation, nous avons recours à la simulation numérique avec le code SHYLAC. Celle-ci nous donne accès à l'état de la matière en tout point de la cible à n'importe quel instant, et elle permet en particulier de différencier les tirs conduisant à la fusion sous choc de ceux menant à la fusion en détente.

Une première estimation de la part fondue sous choc ou en détente peut être réalisée en fonction de la pression de choc calculée dans l'épaisseur de la cible. Pour aller plus loin, on prend en compte les effets hors équilibre dus à la cinétique de changement de phase, avec une analyse directe de la composition des mailles calculée en fin de compression et après la détente. La cohérence globale de ces résultats théoriques peut être testée dans une certaine mesure grâce à l'observation au microscope optique des fragments récupérés dans les gels qui témoignent du passage en fusion à travers la présence de gouttelettes.

L'ensemble de ces résultats concernant la propagation des ondes et les changements de phase est synthétisé dans le tableau IV-2 se trouvant à la fin de cette partie.

2.1. Amortissement hydrodynamique

La propagation de l'onde de choc et des détentes peut être représentée sur un diagramme x-t où l'échelle de couleur représente les différents niveaux de pression. La figure IV-3 présente de tels diagrammes pour deux tirs sur des cibles d'étain de 50 et 100 µm d'épaisseur. La figure IV-4 montre des résultats similaires pour deux tirs sur cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur.

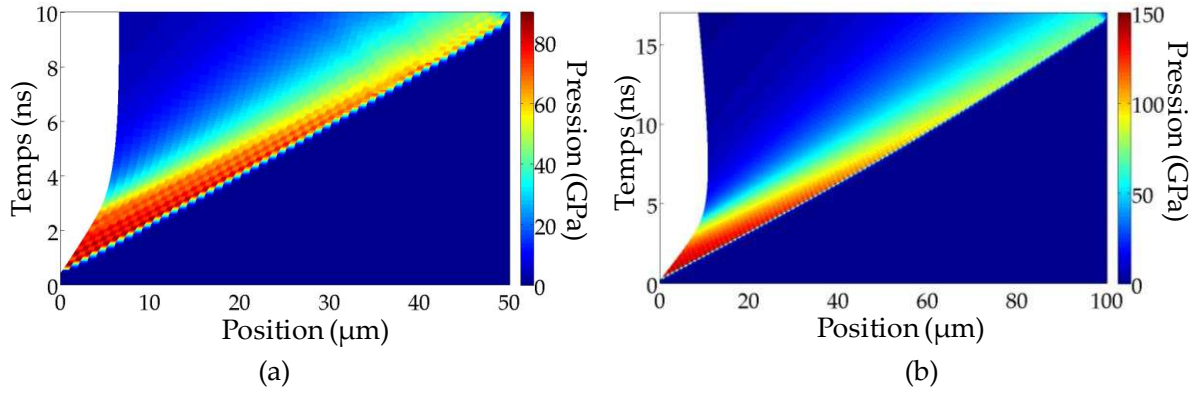


Figure IV-3: Diagrammes x-t représentant la propagation du choc jusqu'à son débouché en surface libre obtenus par simulation numérique de deux tirs laser de 3,0 TW.cm^{-2} (a) sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur et d'un tir laser de 5,5 TW.cm^{-2} (b) sur une cible d'étain de 100 µm d'épaisseur.

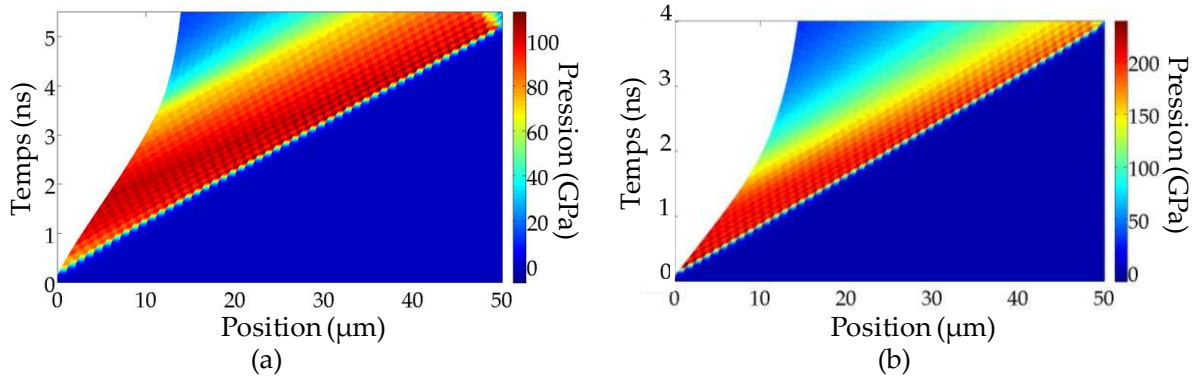


Figure IV-4 : Diagrammes x-t représentant la propagation du choc jusqu'à son débouché en surface libre obtenus par simulation numérique de deux tirs laser de 5,4 TW.cm^{-2} (a) et 17,4 TW.cm^{-2} (b) sur des cibles d'aluminium de 50 µm d'épaisseur.

Ces diagrammes illustrent bien le processus d'amortissement hydrodynamique (cf. §I.1.2), avec un faisceau de détente dont la tête rattrape le choc, entraînant ensuite une chute de la pression de choc avec la distance de propagation depuis la surface irradiée. Cet amortissement est également visible sur les figures IV-5 et IV-6 qui montrent des profils temporels de pression au voisinage de la surface irradiée et près de la surface libre.

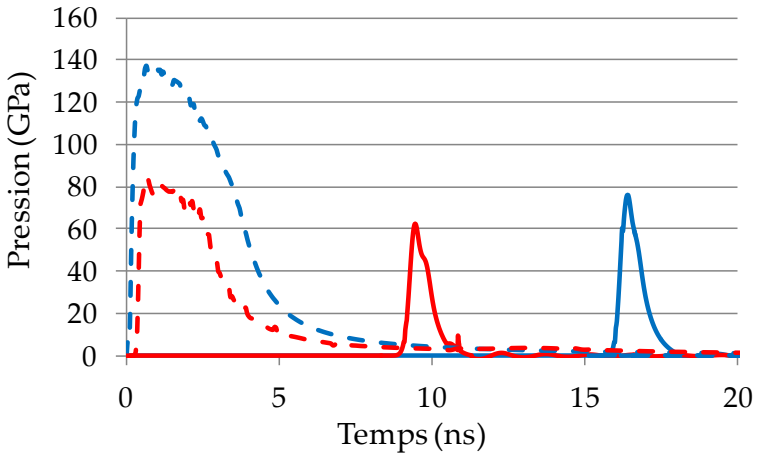


Figure IV-5: Profils temporels de pression de chargement (courbes pointillées) et près de la surface libre (courbes continues) pour deux tirs laser de 3,0 TW.cm^{-2} (courbe rouge) sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur et pour un tir laser de 5,5 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 100 µm (courbe bleue).

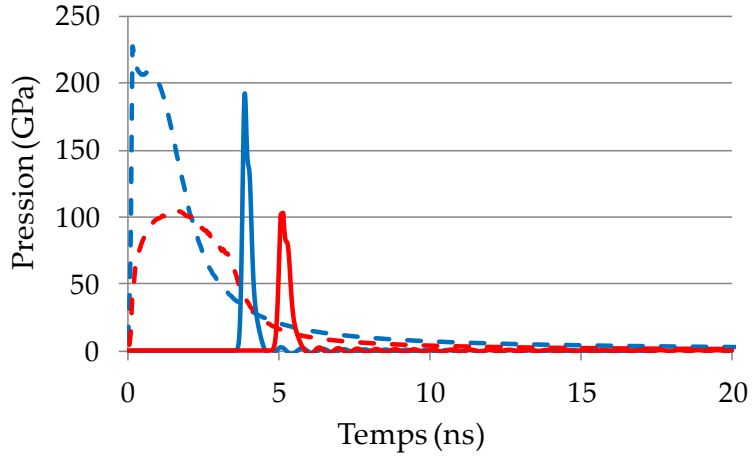


Figure IV-6:Profils temporels de pression de chargement (courbes pointillées) et près de la surface libre (courbes continues) pour deux tirs laser de 5,4 TW.cm^{-2} (courbe rouge) et 17,4 TW.cm^{-2} (courbe bleue) sur des cibles d'aluminium de 50 µm d'épaisseur.

On calcule donc pour chaque tir la pression au débouché du choc et la plage de pression appliquée sur l'épaisseur de la cible au cours de l'expérience (Tableau IV-2).

Les figures IV-7 et IV-8 représentent l'évolution de la pression au débouché du choc en fonction de la pression de chargement pour les tirs effectués sur l'étain et l'aluminium, respectivement. Les droites indiquent l'égalité des deux valeurs de pression, en l'absence d'amortissement.

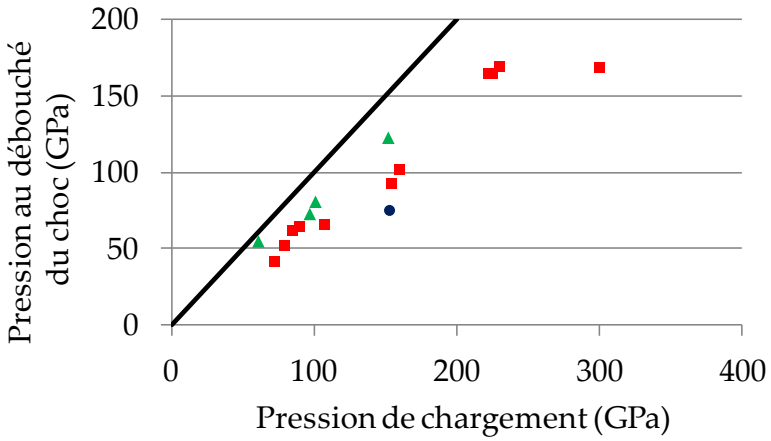


Figure IV-7: Evolution de la pression au débouché du choc en fonction de la pression de chargement pour l'ensemble des tirs laser effectués sur cible d'étain de 25 µm (▲), 50 µm (■) et 100 µm (●) d'épaisseur.

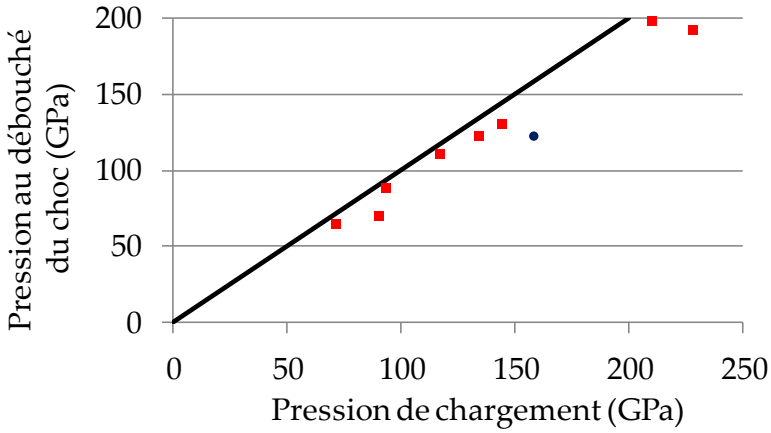


Figure IV-8: Evolution de la pression au débouché du choc en fonction de la pression de chargement pour l'ensemble des tirs laser effectués sur cible d'aluminium de 50 µm (■) et 100 µm (●) d'épaisseur.

On constate que sur les gammes de chargement explorées, l'amortissement est plus marqué dans l'étain que dans l'aluminium. Pour les deux matériaux, l'amortissement hydrodynamique est logiquement plus important pour les cibles épaisses. Par exemple, pour trois tirs sur cibles d'étain dont la pression de chargement avoisine les 150 GPa, les pressions au débouché du choc sont 123 GPa , 93 GPa et 75 GPa pour des cibles de 25 µm, 50 µm et 100 µm d'épaisseur, respectivement.

Pour les plus hautes pressions de chargement, l'amortissement est plus sévère. Cet effet a deux origines : la première résulte de la durée d'impulsion laser. Pour les tirs à hauts flux effectués en 2010, la durée de l'impulsion laser est plus faible que les tirs effectués à flux moyens en 2011. L'impulsion de pression est donc plus courte, et l'amortissement hydrodynamique apparaît plus rapidement. D'autre part, dans la gamme de pression explorée et pour les matériaux étudiés, quand la pression de choc

augmente, la vitesse du son augmente plus rapidement que la célérité de l'onde de choc. Les détentes incidentes rattrapent alors le choc plus vite, ce qui implique que l'amortissement hydrodynamique est plus important.

2.2. Transformations de phase

A partir des plages de pression de choc, on détermine les différents changements d'états de la matière pouvant se produire ainsi que leurs conditions d'apparition (en compression ou après détente) dans toute l'épaisseur de chaque cible (Tableau IV-2). Ces premières prévisions sont donc fondées sur le diagramme de phase dans le plan pression – température construit dans le cadre des équilibres thermodynamiques (cf. §III.2.3). Elles indiquent que l'ensemble des tirs sur l'étain ont conduit à la fusion des cibles. La fusion s'est produite en compression pour les tirs d'intensité supérieure à 1,8 $TW.cm^{-2}$ et en détente dans les cas contraires. Dans le cas de l'aluminium, les niveaux de pression simulés montrent que la plupart des tirs laser n'ont pas permis la fusion en compression mais seulement la fusion partielle en détente.

Pour les trois tirs laser dont la pression de choc est marquée d'une étoile (*) dans le tableau IV-2, le profil de pression, similaire à celui présenté dans la figure IV-9, montre que la compression a lieu en deux temps, avec un front raide correspondant à un choc puis une montée plus lente jusqu'à la valeur indiquée dans le tableau IV-2.

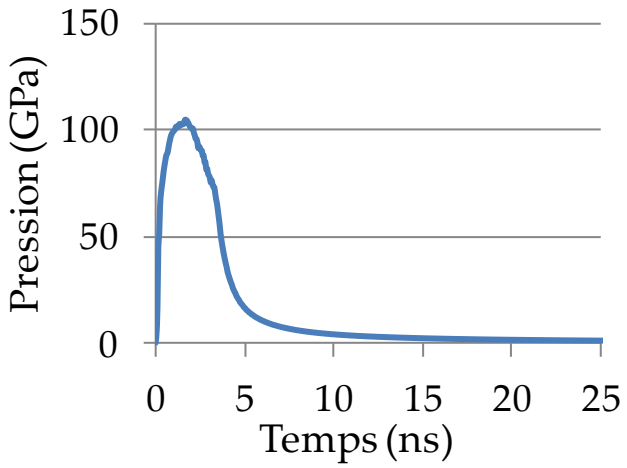


Figure IV-9: Profil de pression de chargement obtenu après le calcul d'interaction laser-matière d'un tir laser de 5,4 $TW.cm^{-2}$ sur cible d'aluminium

L'élévation de température qui accompagne cette seconde compression, quasi-isentropique, est modérée, de sorte que la température finale est inférieure à celle qu'on atteindrait à travers un front de choc.

Au cours de sa propagation dans la cible, ce profil de compression se raidit pour devenir une onde de choc. De ce fait, la température atteinte sous l'effet de la compression augmente. Pour le tir laser de 5,4 TW.cm^{-2} (Figure IV-9), le tracé des trajets thermodynamiques dans le diagramme de phase de l'aluminium avec la courbe d'Hugoniot permet d'illustrer cet effet (Figure IV-10).

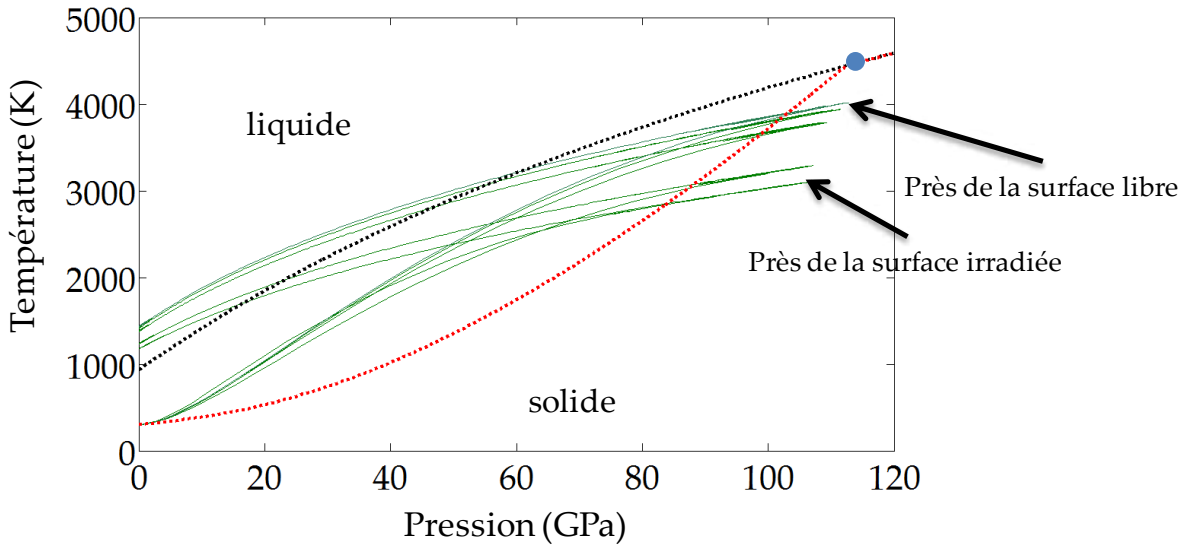


Figure IV-10: Diagramme de phase de l'aluminium avec la courbe d'Hugoniot (rouge) et des trajets thermodynamiques (vert) extraits à 5, 15, 25, 25 et 45 µm dans une cible d'aluminium de 50 µm soumise à un choc laser de 5,4 TW.cm^{-2}. Le point bleu représente l'état atteint sous choc pour une pression de 117 GPa.

On constate bien que l'état atteint en fin de compression se rapproche de l'Hugoniot (la température augmente pour une même pression maximale) au fur et à mesure que l'onde de compression se propage dans la cible. Dans le cadre des équilibres thermodynamiques, les états comprimés restent solides, puis la cible est intégralement fondue en détente. En revanche, si on ne prend pas en compte la forme du chargement mais qu'on suppose un choc unique portant à la pression maximale, l'état comprimé est partiellement fondu (point bleu sur la courbe d'Hugoniot, sur la frontière solide-liquide), d'où l'état S+L dans le tableau IV-2. Pour les autres cas étoilés, les niveaux de pression atteints sont plus importants et sont censés se trouver dans la zone de coexistence des deux phases, toutefois la température atteinte plus basse que la température de choc place l'état atteint en fin de compression dans la phase solide. Au cours de la détente isentropique depuis l'état chargé, le trajet thermodynamique traverse la courbe de fusion comme dans le cas précédent pour atteindre la phase liquide en fin de détente.

Cette première analyse, fondée sur l'histoire de la pression et sur le diagramme d'équilibre ignore les effets hors équilibre induits par la cinétique de changement de phase. Ces effets sont cependant pris en compte dans la simulation numérique, qui nous donne en particulier accès aux proportions massiques des différentes phases dans toute l'épaisseur de la cible et à leur évolution au cours du temps. La

figure IV-11 illustre ces résultats sous forme d'un diagramme x-t issu de la simulation d'un tir sur l'étain.

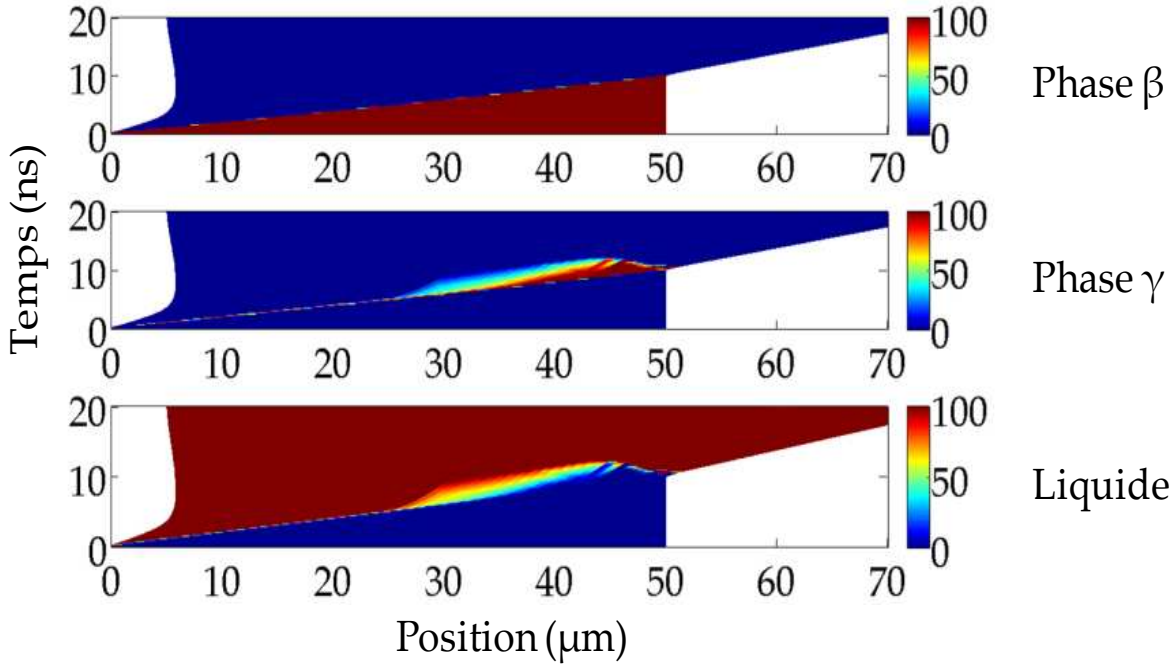


Figure IV-11: Diagrammes x-t représentant l'évolution des proportions massiques des différentes phases de l'étain au cours de la propagation du choc jusqu'à son débouché en surface libre, dans une cible de 50 μm d'épaisseur soumise à un choc laser de 1,8 TW.cm^{-2}.

Comme pour la pression, on peut extraire de ces diagrammes x-t, les évolutions temporelles des différentes proportions massiques des différentes phases présentes dans chaque maille. On peut alors les analyser en les confrontant aux évolutions de pression dans ces mêmes éléments.

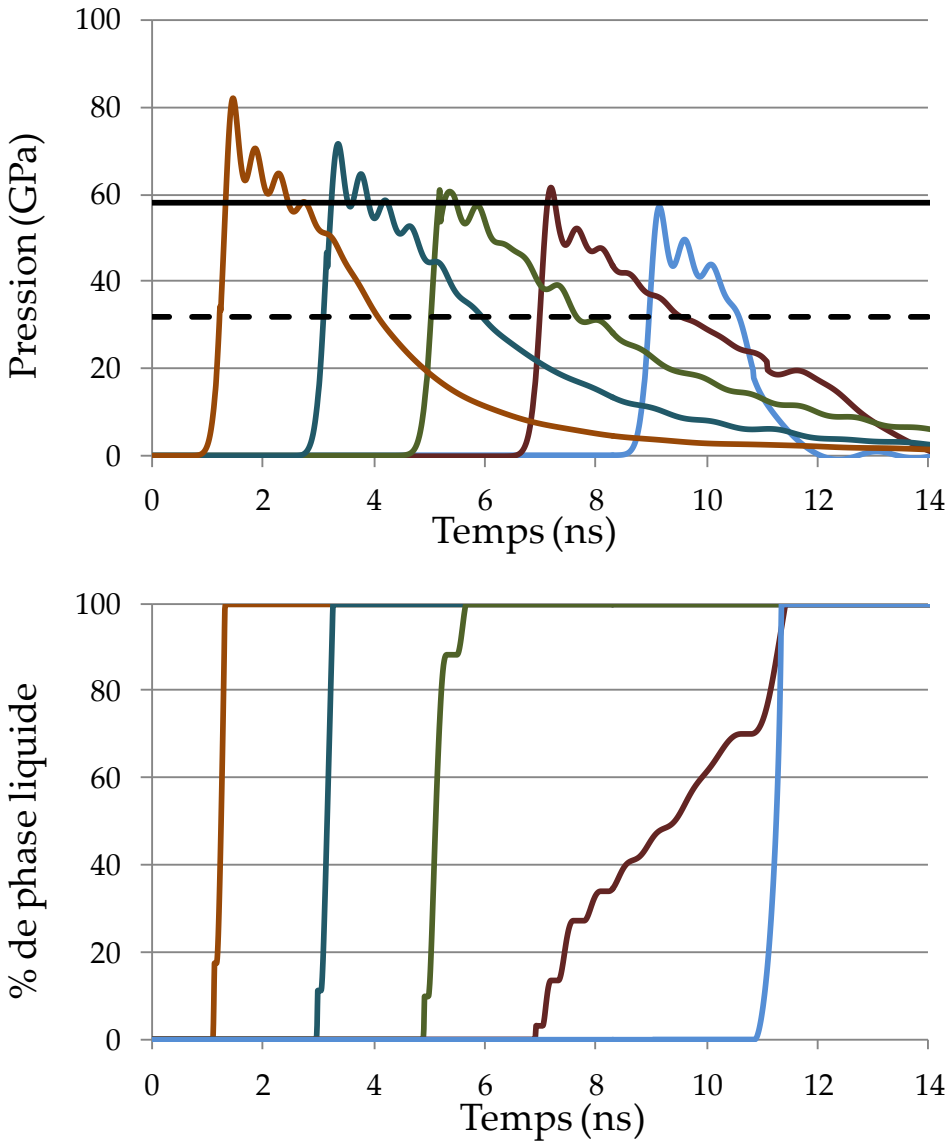


Figure IV-12: Profils temporels de pression (haut) et de proportion de phase liquide (bas) à 5, 15, 25, 35 et 45 µm depuis la face avant d'une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur irradiée par un choc laser de 1,8 TW.cm^{-2}. Les lignes noires en trait plein et en pointillées indiquent les pressions limites de fusion en compression et en détente, respectivement, d'après le diagramme d'équilibre.

Dans le cas correspondant à un tir laser de 1,8 TW.cm^{-2} sur cible d'étain de 50 µm d'épaisseur, le diagramme de la figure IV-11 ainsi que les courbes de la figure IV-12 montrent que la phase liquide apparaît rapidement dans une première partie de la cible près de la zone de chargement. Ce changement d'état correspond à une fusion totale en compression. Le changement de phase n'est pas instantané, signe que la cinétique ralentit la transformation. Du fait de la formulation de Hayes utilisée, le changement de phase commence dès que l'enthalpie libre de Gibbs de la phase liquide devient inférieure à celle de la phase solide.

A partir d'une profondeur de l'ordre de 27 µm jusqu'à 35 µm, les niveaux de pression sont, dans le cadre des équilibres thermodynamiques, encore suffisants pour entraîner la fusion totale en compression. Pourtant, du fait de la cinétique, celle-

ci est juste initiée sous l'effet de la compression et se termine pendant la détente. Au delà de 35 μm, le choc amorti ne suffit plus à faire fondre la matière en compression. Il produit la transformation polymorphique β→γ, puis la phase γ fond pendant la détente.

Dans ce cas la cible finit par fondre entièrement en détente avant l'apparition des contraintes de traction, ce qui conduira au processus de micro-écaillage. En revanche, dans d'autres cas, dans l'étain pour des tirs moins puissants ou dans l'aluminium, la cinétique peut suffisamment inhiber la fusion pour que la réflexion de l'impulsion au voisinage de la surface libre se fasse dans la matière solide, et changer le processus de fragmentation qui s'ensuit.

Ainsi, pour l'aluminium, lorsqu'on ajoute la cinétique de changement de phase, avec le temps caractéristique de la fusion de 40 ps donnée par les calculs de dynamique moléculaire, la proportion de matière liquide diminue et dans certains cas, elle reste nulle. Dans le cas du choc laser de 5,4 $TW.cm^{-2}$, dont la propagation du choc est représentée dans la figure IV-4 (a), pour lequel l'analyse dans le cadre des équilibres thermodynamiques prévoit la fusion de la matière, la simulation numérique avec la cinétique de changement de phase ne prédit aucune formation de phase liquide.

Grâce à ces diagrammes, il est possible de quantifier la part de cible fondue sous choc en compression de celle fondue en détente. D'autre part, contrairement à la simple étude des pressions de débouché du choc, ces résultats prennent en compte l'effet de la cinétique de changement de phase et permettent de quantifier des mélanges de différentes phases. L'ensemble de ces proportions massiques calculées est résumé dans le tableau IV-2.

2.3. Confrontation avec l'expérience

Contrairement à certaines transformations polymorphiques (comme la transition α-ε observée dans le fer à environ 13 GPa), la fusion n'a pas d'effet notable sur les fronts d'onde au cours de leur propagation parce que la différence des vitesses du son dans le solide et le liquide n'est pas suffisamment marquée. A pression ambiante, la vitesse du son est de 2,5 $km.s^{-1}$ pour l'étain liquide contre 2,6 $km.s^{-1}$ pour la phase solide [2]. L'observation des gels au microscope optique est donc le seul moyen expérimental de tester globalement les résultats des simulations grâce à une estimation qualitative du passage en fusion de la matière fondée sur la présence de gouttelettes sphériques. Ainsi, la colonne du tableau IV-2 concernant l'observation des fragments dans les gels propose un classement qualitatif en quatre niveaux en fonction de la présence de matière ayant passé par l'état fondu au cours de l'expérience.

- Les tirs classés dans la catégorie S sont ceux pour lesquels la cible est restée solide pendant la propagation de l'onde de choc. Les fragments observés ne sont pas de forme sphérique même si on peut éventuellement trouver dans les gels quelques traces infimes de fusion attribuée à l'interaction laser-matière près de la surface chargée. Un exemple d'illustration est proposé pour un tir laser de 2,8 TW.cm^{-2} sur une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur (Figure IV-13).

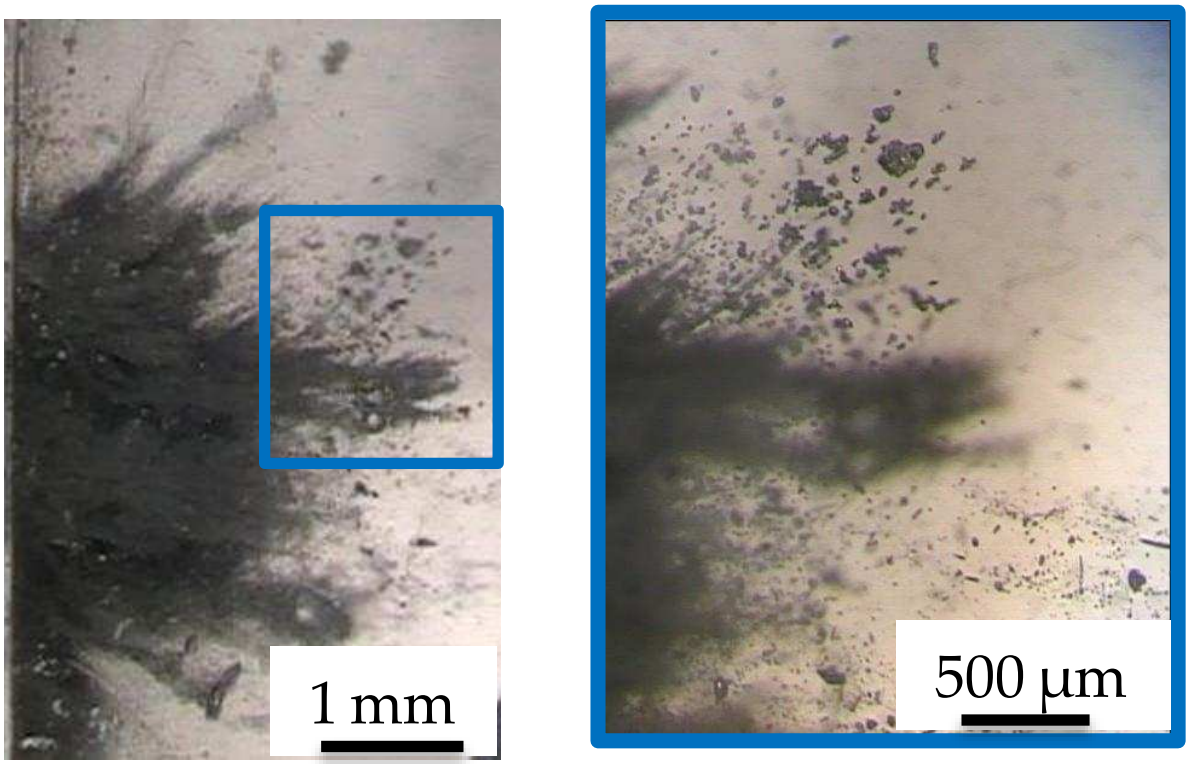


Figure IV-13: Microscopies optiques de gel contenant des fragments d'aluminium produits par micro-écaillage d'une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur irradiée par un choc laser de 2,8 TW.cm^{-2}.

- Les tirs classés dans la catégorie F_P, sont ceux pour lesquels on trouve dans les gels des traces de fusion partielle suggérées par la présence de surfaces très lisses sur des fragments non sphériques. La figure IV-14 illustre cette catégorie avec un tir laser de 5,4 TW.cm^{-2} sur une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur.

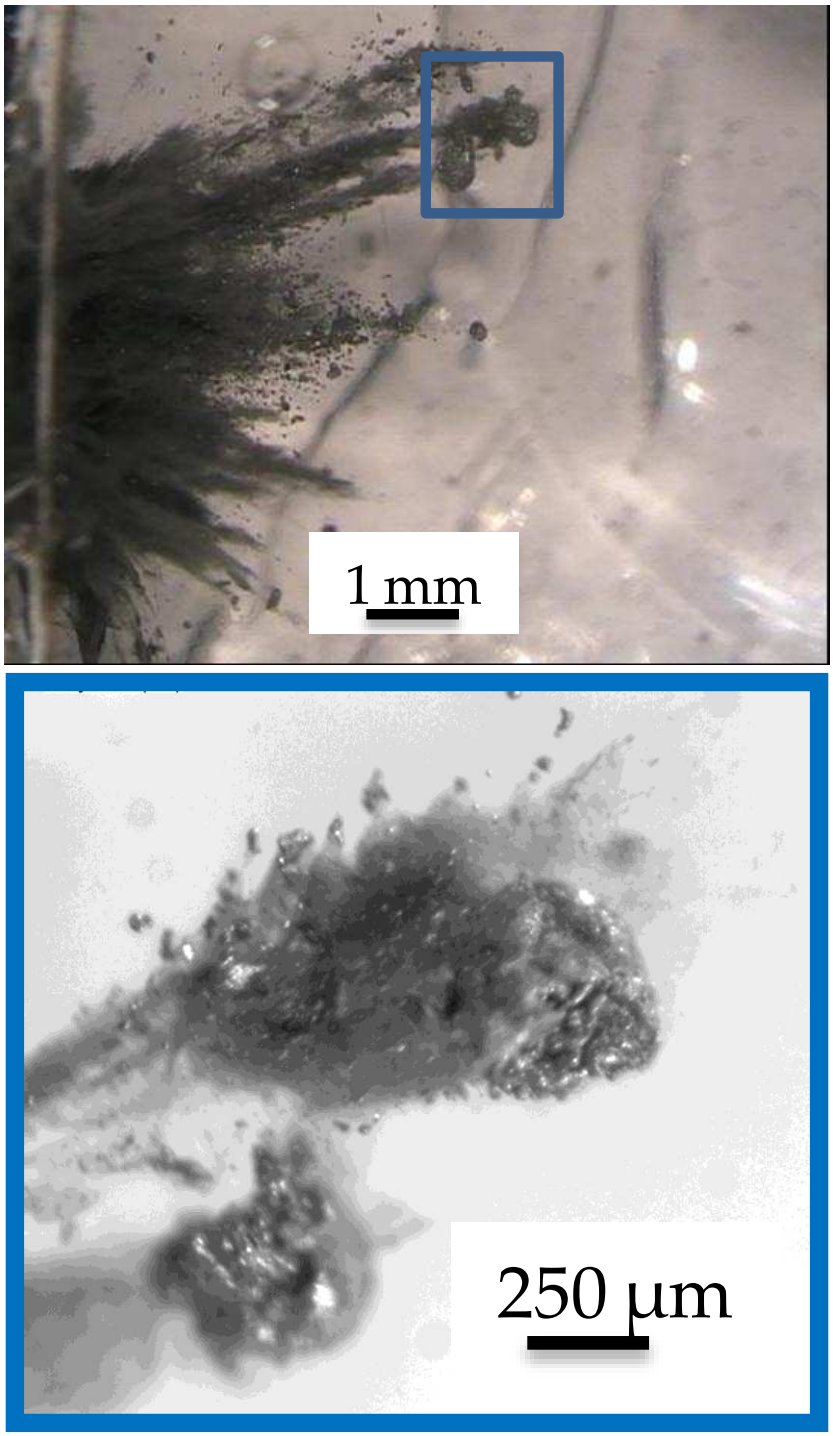


Figure IV-14: Microscopie optique de gel contenant des fragments d'aluminium produits par micro-écaillage d'une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur irradiée par un choc laser de 5,4 TW.cm^{-2} ayant entraîné la fusion partielle de la cible.

- Les tirs classés dans la catégorie $F_{p\text{-}s}$, sont ceux pour lesquels on trouve dans les gels un mélange de fragments sphériques et non-sphériques indiquant la fusion complète d'une partie de la cible au cours de l'expérience. La figure IV-15 illustre cette catégorie avec un tir laser de 7,1 TW.cm^{-2} sur une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur.

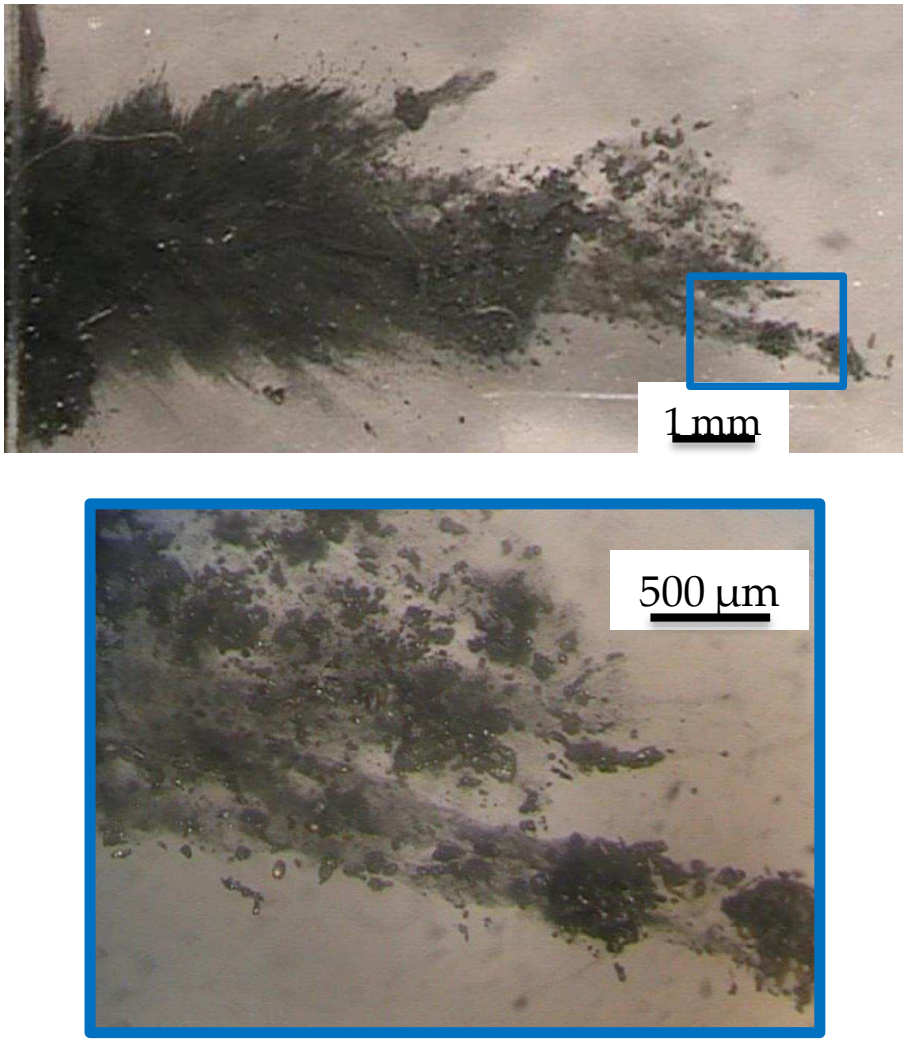


Figure IV-15: Microscopies optiques de gel contenant des fragments d'aluminium produits par micro-écaillage de cibles de 50 µm d'épaisseur irradiées par un choc laser de 7,1 TW.cm^{-2} ayant entraîné la production de fragments sphériques en grande quantité.

- La dernière catégorie, noté F_t, est celle qu'on retrouve pour les tirs sur cibles d'étain. Elle correspond aux tirs ayant entraîné le micro-écaillage après fusion complète de la cible, produisant essentiellement des fragments sphériques. La figure IV-16 illustre cette catégorie en présentant les fragments d'étain collectés dans un gel au cours d'une expérience de choc laser de 1,8 $TW.cm^{-2}$ sur une cible de 50 µm d'épaisseur.

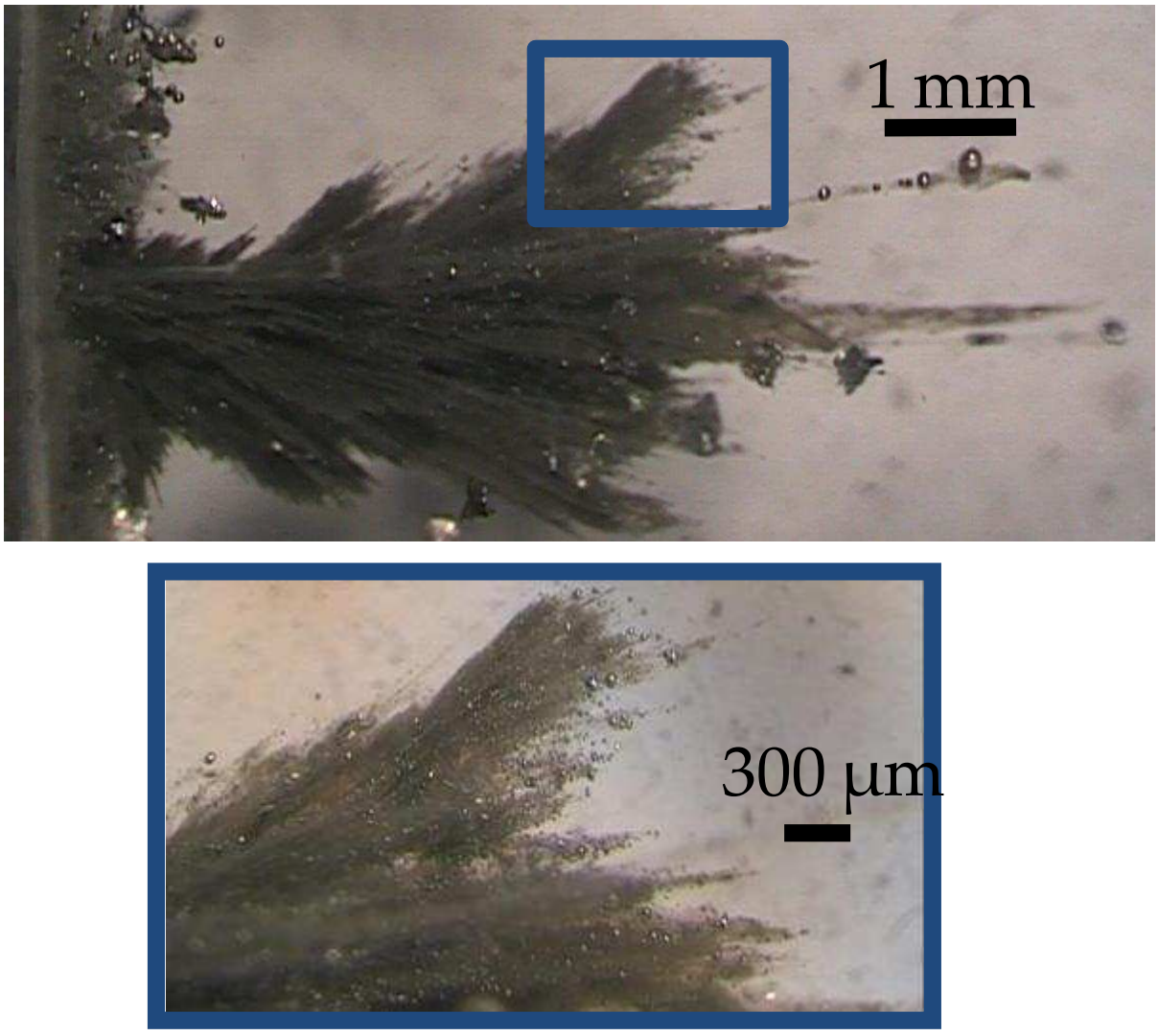


Figure IV-16: Microscopies optiques de gel contenant des gouttelettes d'étain produites par micro-écaillage de cibles de 50 µm d'épaisseur irradiées par un tir laser de 1.8 $TW.cm^{-2}$.

La grande majorité de ces fragments sont sphériques indiquant le passage à l'état liquide. On observe néanmoins quelques fragments solides de grande taille, typiquement plusieurs centaines de µm. Ils proviennent de la zone périphérique de la cible qui n'a pas été traversée par le choc incident mais qui a été arrachée du porte-cible au cours de l'essai.

Les résultats du tableau IV-2 permettent alors de discuter des différents changements d'état prédits par la théorie des équilibres thermodynamiques ou par la simulation prenant en compte la cinétique des changements de phase. Ces résultats peuvent ensuite être confrontés aux observations des fragments dans les gels. Dans de nombreux cas, la fusion prédite par la théorie des équilibres thermodynamiques est plus importante que celle fournie par le calcul avec cinétique de changement de phase. Cet écart est plus important pour l'aluminium, où le temps caractéristique de fusion de l'aluminium, déterminé par la dynamique moléculaire est supérieur à celui de l'étain.

La confrontation des résultats simulés avec les observations des fragments collectés montre une bonne correspondance pour l'étain puisque, pour tous les tirs, la majorité des fragments observés sont sphériques et les calculs prédisent la fusion complète des cibles. En revanche, pour l'aluminium, l'inhibition de la fusion due à la cinétique de changement de phase semble trop sévère. En effet, l'absence de fusion prédite pour le tir laser de 5,4 $TW.cm^{-2}$ sur une cible de 50 μm d'aluminium est contredite par l'observation du gel correspondant (Figure IV-14). Il est possible que le temps caractéristique prédit par l'approche de dynamique moléculaire soit surestimé, du fait de la nature parfaite du cristal d'aluminium utilisé dans cette modélisation, déjà invoquée pour expliquer l'écart entre la courbe de fusion calculée et les points expérimentaux (cf § III.2.5.4).

Pour l'étain, tous les tirs effectués au cours de nos campagnes expérimentales entraînent la fusion totale des cibles en compression ou en détente. Pour l'aluminium, les tirs réalisés ont entraîné la fusion partielle ou complète des cibles d'aluminium en compression ou en détente. L'analyse des différents résultats liés à la fragmentation recouvrira ainsi une large gamme de conditions d'apparition du micro-écaillage dans ces deux matériaux.

Tableau IV-2: Résultats relatifs à la propagation des ondes et aux changements de phases dans les cibles au cours de chaque tir.

Matériau: aluminium - épaisseur: 100 μm

N°	Durée Impulsion (ns)	Intensité laser ($TW.cm^{-2}$)	Pression de chargement (GPa)	Pression de débouché (GPa)	Etat basé sur la pression		% de matière liquide simulée avec cinétique		Observation qualitative des traces de la fusion du matériau dans le gel
					Après le choc	Après la détente	Après le choc	Après la détente	
1	3,04	8,2	158*	123	S+L	L	0	61	F_p
Matériau: aluminium - épaisseur: 50 μm									
2	2,84	2,8	71	65	S	S+L	0	0	S
3	2,59	3,6	90	70,5	S	S+L	0	0	S
4	2,63	3,7	93	89	S	S+L	0	0	Pas de gel
5	3,05	5,4	117*	111	S+L	L	0	0	F_p
6	3,07	6,3	134	123	S+L	L	0	100	$F_{p\text{-}s}$
7	3,01	7,1	144*	131	S+L	L	0	50	$F_{p\text{-}s}$
8	2,45	13,8	210	199	L	L	100	100	Pas de gel
9	2,56	17,4	228	193	L	L	100	100	Pas de gel
10	2,55	17,5	226	222	L	L	100	100	Pas de gel
Matériau: étain - épaisseur: 100 μm									
11	3,06	5,5	153	75	L	L	100	100	F_t
Matériau: étain - épaisseur: 50 μm									
12	3,10	1,8	79	52	γ+L	L	87,4	100	F_t
13	3,05	1,8	72	42	γ+L	L	87,6	100	Pas de gel
14	3,08	2,9	90	65	L	L	96	100	F_t
15	2,97	3,0	85	62	L	L	98	100	F_t
16	3,08	3,1	107	66	L	L	98,8	100	F_t
17	3,04	5,3	154	93	L	L	99,4	100	Pas de gel
18	3,05	6,2	160	102	L	L	100	100	F_t
19	2,79	10,3	225	165	L	L	100	100	F_t
20	2,41	12,4	222	165	L	L	100	100	Pas de gel
21	2,47	12,9	230	170	L	L	100	100	Pas de gel
22	1,77	20,1	300	169	L	L	100	100	Pas de gel
Matériau: étain - épaisseur: 25 μm									
23	2,92	1,7	61	55	γ+L	L	85,2	100	F_t
24	2,96	3,1	97	73	L	L	99,6	100	F_t
25	3,05	3,3	101	81	L	L	100	100	Pas de gel
26	3,04	5,5	152	123	L	L	100	100	Pas de gel

* Pour ces tirs, le profil de chargement utilisé comme condition limite présente un front raide constituant le choc suivi d'une compression progressive amenant la matière à la pression indiquée dans le tableau. Leur analyse est détaillée dans le paragraphe IV.2.2.

3. *Fragmentation en phase liquide*

Comme indiqué dans le chapitre III, la simulation numérique donne accès à un ensemble de données caractérisant l'état thermodynamique et cinématique de chaque maille au moment de sa ruine. Ainsi elle permet de déterminer les caractéristiques de la fragmentation par micro-écaillage impossibles à obtenir par l'expérience telles que la tension limite de fragmentation et la vitesse de déformation. En préambule, cette partie commence par une étude de l'effet de la densité de maillage sur les résultats de la simulation liés à la fragmentation.

3.1. **Maillage et non-fragmentation numérique**

On réalise un ensemble de simulation de tirs laser à différents flux avec des densités de maillage différentes. Pour favoriser l'apparition du micro-écaillage, les simulations sont réalisées sans cinétique de changement de phase pour ne pas inhiber la fusion du matériau. Après avoir choisi une discrétisation adaptée, on quantifie les paramètres liés à la fragmentation.

La première des données liée à la fragmentation est la liste des mailles fragmentées triée par ordre chronologique d'apparition de la ruine. Pour chaque tir, cette liste comprend la plupart des mailles depuis la surface libre jusqu'à une faible profondeur sous la surface choquée ce qui est cohérent avec la théorie selon laquelle le micro-écaillage entraîne la ruine intégrale de la cible. Toutes les mailles ne sont pas pour autant fragmentées. La source de la non-fragmentation des mailles est liée à la discrétisation spatiale de la cible. Cet artefact de non-fragmentation numérique conduit à trouver une maille non-fragmentée entre deux mailles fragmentées. Il est dû à l'incapacité d'une maille trop fine à atteindre le critère de ruine quand elle est située à proximité d'une maille ruinée imposant une relaxation des contraintes du fait de la création d'une nouvelle surface libre.

Supposons que le critère de rupture d'une maille soit une tension seuil notée p_s. A un instant donné, on considère que l'élément d'indice *i* atteint ce critère et se fragmente. La relaxation des contraintes transmise dans l'élément *i-1* combinée à la détente incidente peut alors entraîner sa ruine si la contrainte de traction, régnant dans l'élément, atteint la valeur critique. La vitesse de propagation des ondes étant indépendante de la discrétisation spatiale, le gradient de pression p_x suivant la direction *x* est identique quelle que soit la discrétisation spatiale (Figure IV-17). Pour que la tension de rupture soit atteinte, il faut donc que la longueur de la maille soit supérieure à une taille critique $x_s = \frac{p_s}{p_x}$.

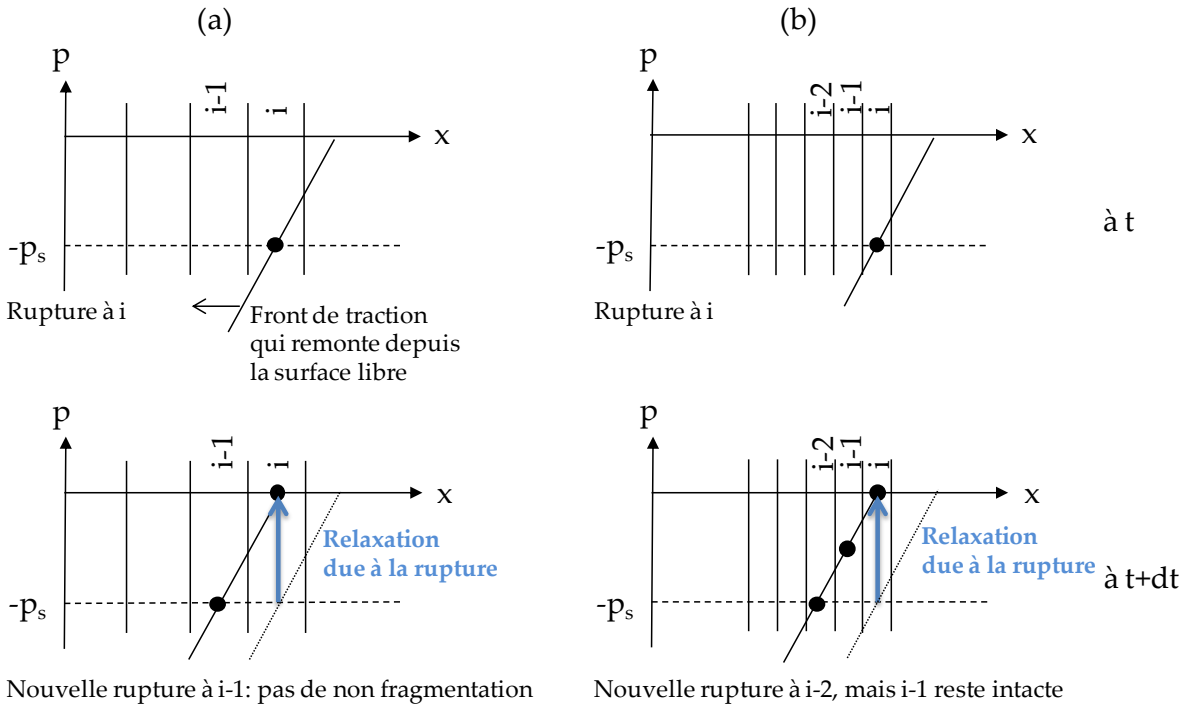


Figure IV-17: Fragmentation continue dans le cas d'un maillage adapté (a) et apparition de la non-fragmentation numérique dans le cas d'un maillage plus dense (b)

La figure IV-17 illustre la répartition de pression dans la cible après la fragmentation de l'élément i à l'instant t dans la cible discrétisée avec deux densités de maillage différentes. A l'instant t+dt, cette répartition est modifiée par la relaxation imposant une pression nulle dans la maille i. Dans le premier cas (a), la maille *i-1* atteint la limite à la rupture et sera donc fragmentée. Dans le second cas (b), la maille *i-1* n'atteint pas la limite à la rupture contrairement à la maille i-2. Par conséquent la maille *i-1* reste intacte alors que la maille *i-2* se fragmente ; on observe alors le phénomène de non-fragmentation numérique.

Pour observer l'influence de la densité de maillage, on réalise plusieurs séries de simulations numériques de plusieurs tirs laser sur des cibles d'étain et d'aluminium de 50 µm d'épaisseur. Dans ces simulations, la cinétique de changement de phase a été désactivée pour favoriser la fusion de la matière et par conséquent l'apparition du micro-écaillage. Pour chaque tir on réalise trois simulations avec des densités de maillage différentes. On peut alors tracer le pourcentage de mailles non-fragmentées en fonction de la pression de débouché du choc (Figure IV-18).

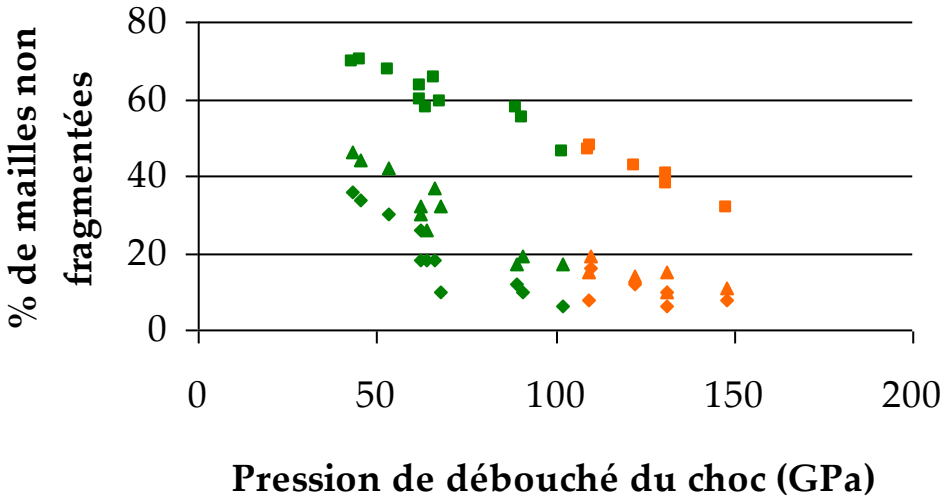


Figure IV-18: Evolution du pourcentage de mailles non fragmentées en fonction de la pression de débouché du choc après simulation de tirs laser sur des cibles d'étain de 50 µm d'épaisseur (marqueurs vert) et sur des cibles d'aluminium de 50 µm d'épaisseur (marqueurs orange). La géométrie est discrétisée par des densités de maillage différentes de 1 élément par micromètre (◆), 2 éléments par micromètre (▲) et 4 éléments par micromètre (■).

Le pourcentage de mailles non-fragmentées est dépendant de la densité de maillage utilisée pour la simulation. Quand la densité de maillage diminue, on constate une convergence du pourcentage de mailles non fragmentées. On choisit alors la densité la plus faible pour réaliser les calculs tant que celle-ci permet la stabilité du calcul et la capture des pics dans les impulsions de pression. Enfin, la pression de choc a également un effet sur le pourcentage de mailles non fragmentées. La durée du chargement étant similaire dans tous les cas considérés, une amplitude de pression importante implique alors un gradient de pression d'autant plus fort ce qui diminue le risque de non-fragmentation. Dans le critère de Grady utilisé dans la simulation (cf § III.3.1), on considère qu'une maille se fragmente quand l'énergie de déformation dépasse l'énergie nécessaire à la création de surface. Or, cette énergie de déformation augmente avec l'amplitude du choc (Equation III-30). De plus, comme l'élévation de température du matériau augmente avec l'amplitude du choc, (cf. courbe d'Hugoniot chapitre III et figure IV-19), l'énergie seuil à partir de laquelle le critère de ruine est validé diminue avec la température (Figure III-11). L'augmentation de cette dernière favorise la fragmentation.

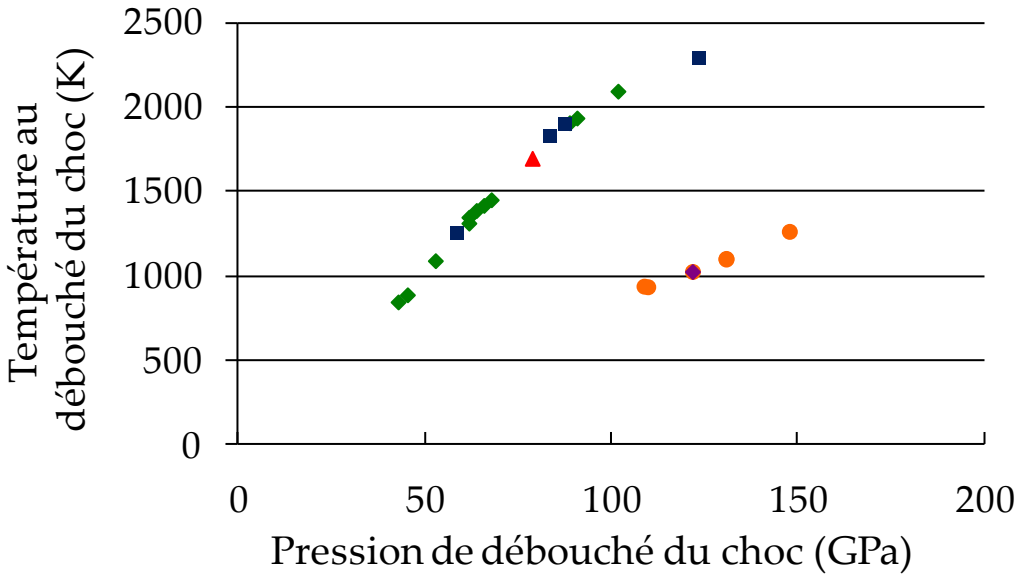


Figure IV-19: Evolution de la température de la première maille fragmentée en fonction de la pression de débouché du choc après simulation de tir laser sur des cibles d'étain de 25 µm (■), 50 µm (◆) et 100 µm (▲) ainsi que sur des cibles d'aluminium de 50 µm (●) et 100 µm (◆). La géométrie de chaque cible est discrétisée avec une densité de maillage d'un élément par µm.

D'autre part, la figure IV-20 montre que la non-fragmentation numérique apparaît plus fréquemment quand on s'éloigne de la surface libre.

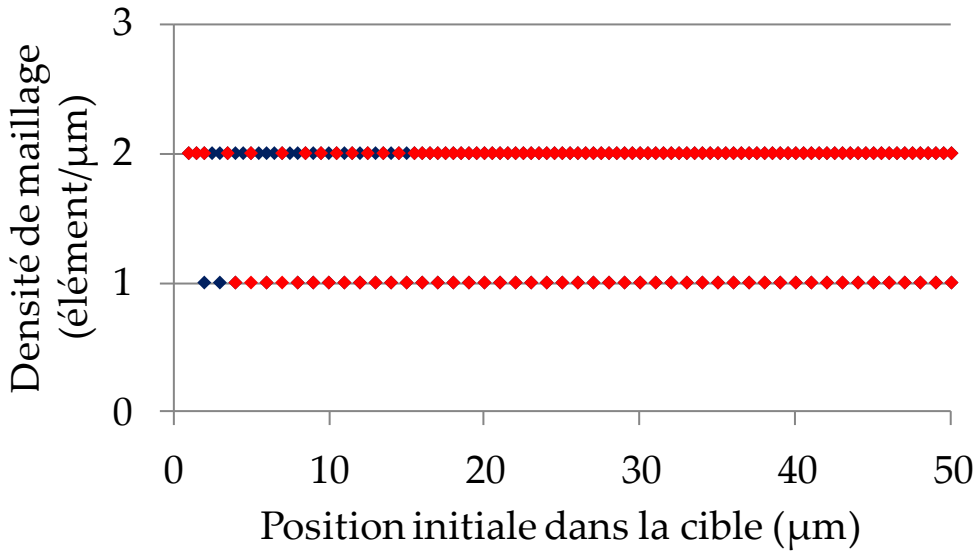


Figure IV-20: Répartitions des mailles fragmentées (◆) et non fragmentées (◆) dans la cible pour deux densités de maillage différentes obtenues après simulation numérique d'un tir laser de 6,2 TW.cm^{-2} sur cible d'étain de 50 µm d'épaisseur entraînant la fusion en compression de l'échantillon.

En effet, comme une détente s'étale au cours de la propagation (§ I.1.1), le gradient de traction générant la fragmentation diminue au fur et à mesure que la zone de ruine remonte dans la cible depuis la surface libre.

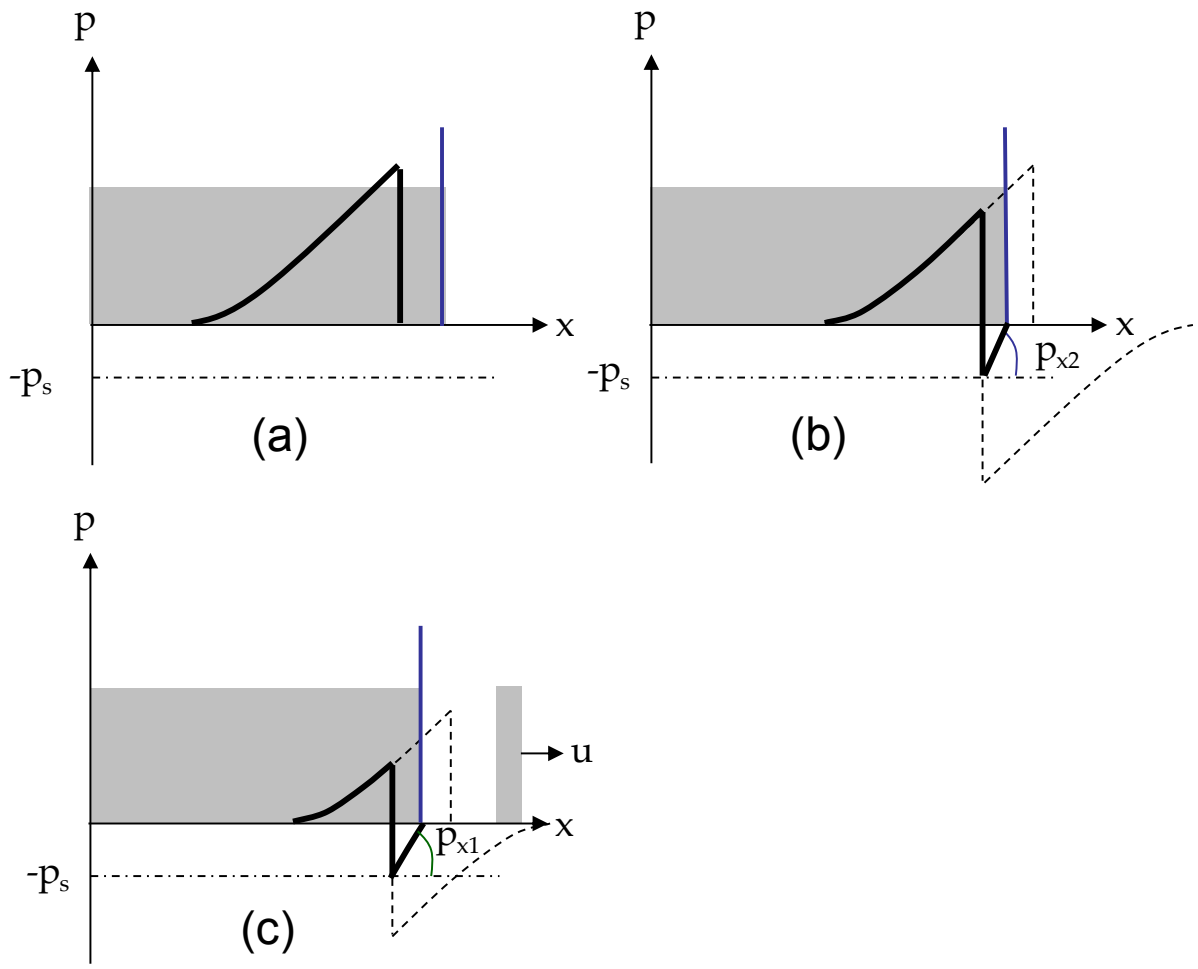


Figure IV-21: Illustration de la diminution du gradient de pression générant la fragmentation en fonction de la position dans la cible.

La Figure IV-21 illustre schématiquement cette diminution du gradient de traction pour le cas du multi écaillage, produit par la réflexion d'une impulsion de pression triangulaire constituée d'un choc suivi d'une détente progressive (Figure IV-21 (a)). Entre la formation de la première écaille (Figure IV-21 (b)), et la formation de la seconde (Figure IV-21 (c)), le profil de pression s'est propagé dans la cible, la détente s'est étalée et le gradient de traction a diminué : $p_{x2} < p_{x1}$. Il en résulte que la taille critique d'apparition de la non-fragmentation numérique augmente avec la distance à la surface libre.

Pour les mêmes raisons (étalement de l'impulsion avec la distance de propagation), on observe une augmentation du pourcentage de mailles non-fragmentées quand l'épaisseur de cible augmente (Figure IV-22).

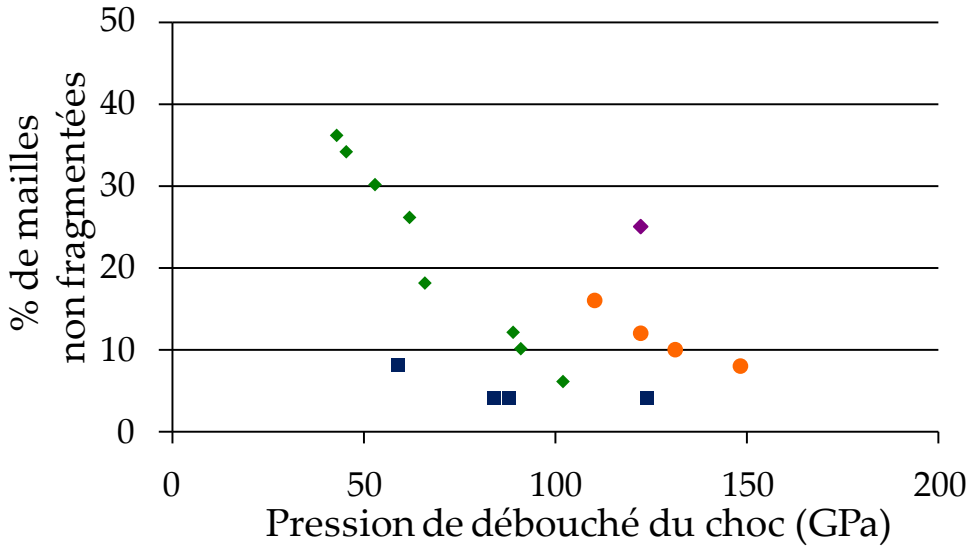


Figure IV-22: Evolution du pourcentage de mailles non fragmentées en fonction de la pression de débouché du choc après simulation de tir laser sur des cibles d'étain de 25 µm d'épaisseur (■), 50 µm d'épaisseur (◆) ainsi que sur des cibles d'aluminium de 50 µm d épaisseur (●) et 100 µm d'épaisseur (◆). L'ensemble des géométries est discrétisé avec une densité de maillage de 1 élément par micromètre.

Les résultats de cette partie montrent qu'une densité de maillage d'un élément par micromètre permet de réduire l'artefact de non fragmentation numérique. Par conséquent, tous les calculs suivants sont effectués avec cette densité de maillage.

3.2. Tension de fragmentation

Le paramètre principal qui détermine la fragmentation est la contrainte de traction entraînant la rupture du matériau. L'étude bibliographique a montré la difficulté d'obtenir des valeurs précises de la tension de fragmentation par l'expérience (§ I.2.3). De plus, celle-ci dépend fortement de la vitesse de dilatation du matériau.

Nos simulations numériques basées sur le modèle de Grady fournissent la traction p_s dans chaque maille au moment de sa ruine, c'est-à-dire la tension limite de fragmentation. Elles permettent notamment de tracer cette tension limite en fonction de la vitesse de dilatation calculée au même instant grâce à la variation du volume de la maille au cours du dernier pas de temps avant sa ruine (Figure IV-23).

Le critère de Grady, tel qu'il est implanté dans le code, est valable uniquement pour la phase liquide. Il n'est donc utilisé que pour les mailles entièrement fondues.

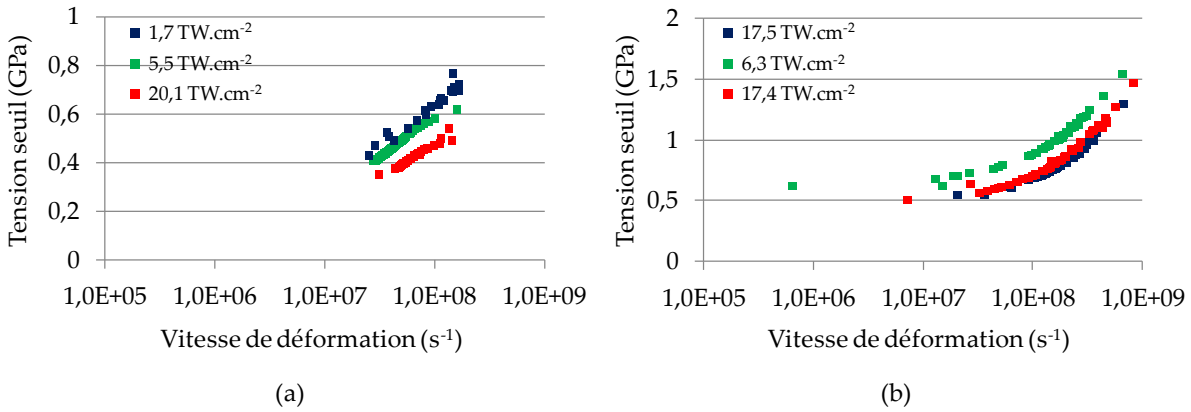


Figure IV-23: Evolution de la tension seuil de fragmentation en fonction de la vitesse de déformation obtenue par la simulation numérique de six tirs sur cibles d'étain (a) et d'aluminium (b) ayant conduit au micro-écaillage après fusion complète.

Pour des vitesses de déformation comprises entre 2.10^7 s^{-1} et 2.10^8 s^{-1}, la tension seuil calculée pour l'étain liquide est comprise entre 0,4 GPa et 0,8 GPa. Ces paramètres sont issus des simulations numériques dans lesquels on néglige les effets visqueux. D'autre part, l'énergie seuil nécessaire à la création de surface utilisée dans le critère de fragmentation de Grady ne dépend que de la température et a été déterminée par des sollicitations quasi-statiques (Equation III-32) ; elle ne prend pas en compte la vitesse de déformation. Cette dernière agit directement dans le calcul de l'énergie de déformation (Equation III-30) qui doit dépasser la tension seuil pour entrainer la ruine de la maille.

Les valeurs ainsi obtenues sont cohérentes avec celles déterminées expérimentalement sous choc laser entraînant la fusion partielle de l'étain (cf. §I.2.3) où la tension limite est comprise entre 0,7 GPa et 0,9 GPa pour une vitesse de déformation de $10^8 s^{-1}$.

Pour l'aluminium liquide, (Figure IV-23 (b)), la tension limite de micro-écaillage est comprise entre 0,5 GPa et 1,5 GPa pour des vitesses de déformation comprise entre 1.10^7 s^{-1} et 1.10^9 s^{-1}. Aucune donnée concernant la résistance dynamique de l'aluminium liquide sollicité dans cette gamme de vitesse de déformation n'a été trouvée au cours des recherches bibliographiques. On trouve en revanche des études sur l'écaillage de l'aluminium solide à ces vitesses de déformation pour lesquelles la tension d'écaillage est comprise entre 1 GPa et 9 GPa [3]. D'autres études ont été menées afin de déterminer la tension d'écaillage de cibles d'aluminium chauffées à une température proche de la fusion pour des vitesses de déformation plus faibles comprises entre 4.10^5 s^{-1} et 3.10^6 s^{-1}. Dans ces conditions, la tension d'écaillage est comprise entre 1 GPa et 3 GPa [4].

La dispersion observée d'un tir à l'autre peut être expliquée par la pression de choc ayant entrainé la fusion de la cible. En effet, dans le cas de l'étain, hormis l'épaisseur de la cible qui change entre les tirs, l'amplitude du choc change également. Ainsi, sur une même plage de vitesse de déformation, plus l'amplitude

du choc est élevée, plus la température en fin de détente est importante ce qui implique une chute de l'énergie nécessaire à la création de surface (cf §III.3.2). La tension à appliquer pour entraîner la ruine du matériau est donc plus faible. Cette explication est également valable pour l'aluminium.

Afin de simuler la fragmentation d'une cible partiellement fondue sous choc, on utilise dans les mailles solides un critère de rupture instantanée avec des tensions seuils en traction de 1,4 GPa pour l'étain (§ I.2.3) et 2 GPa pour l'aluminium [3]. L'application de ce critère permet alors de fragmenter la partie solide de la cible et fournit les vitesses des éjectas mais entraîne la perte de la prédiction de taille de fragments car le maillage n'est pas assez fin pour discrétiser les différentes écailles produites. Enfin, dans une maille contenant un mélange solide-liquide, on traite la fragmentation comme dans le solide mais avec une tension seuil équivalente à celle déterminée pour la phase liquide (en supposant en première approximation que la résistance à la traction chute dès l'apparition d'une proportion même faible de liquide).

4. *Vitesses des éjectas*

La fragmentation du milieu s'accompagne de l'expansion d'un nuage de débris dont la caractérisation est l'enjeu principal de cette thèse. Dans cette partie, on se concentre sur la distribution des vitesses des particules dans ce nuage.

4.1. Vitesse maximale

Dans nos expériences, les vitesses maximales atteintes sont celles des premières particules éjectées. Pour les mesurer, on peut utiliser les clichés de visualisation transverse ou la vélocimétrie hétérodyne.

La visualisation transverse (cf. §II.2.2) permet de déterminer la vitesse maximale des premiers fragments éjectés en déterminant le déplacement du front du nuage (L_2-L_1) entre deux clichés réalisés à des instants successifs notés t_1 et t_2. La figure IV-24 illustre cette technique pour un tir de 12,4 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur (a) et pour un tir de 8,2 TW.cm^{-2} sur une cible d'aluminium de 100 µm d'épaisseur (b). La vitesse du front du nuage déterminée sur ces visualisations est de 7,1±0,5 km.s^{-1} pour l'étain et 8,7 ±0,6 km.s^{-1} pour l'aluminium. Les résultats obtenus ainsi pour l'ensemble des tirs sont fournis dans le tableau IV-3.

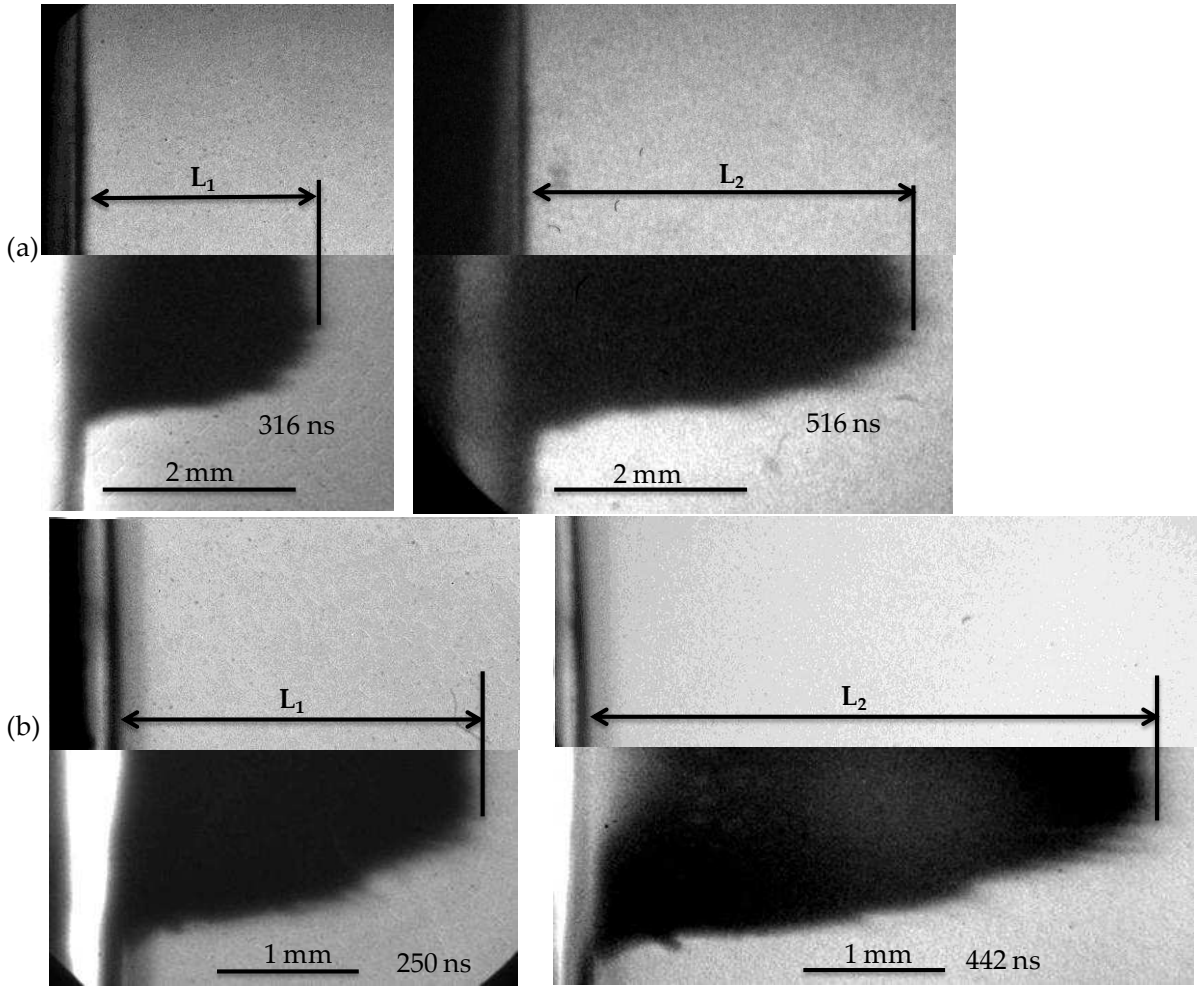


Figure IV-24: Vues partielles de l'expansion du nuage de débris derrière une cible de d'étain de 50 µm soumise à un choc laser de 12,4 TW.cm^{-2} (a) et une cible d'aluminium de 100 µm soumise à un choc laser de 8,2 TW.cm^{-2} (b). Sur chaque cliché, la valeur exprimée en ns correspond à l'instant de la prise du cliché après le début de l'irradiation laser.

Afin de réaliser une mesure résolue en temps de la vitesse de ce front, on utilise la vélocimétrie hétérodyne. La figure IV-25 présente quelques unes des mesures de vitesses effectuées sur des cibles d'étain (Figure IV-25 (a)) et d'aluminium (Figure IV-25 (b)) dans la configuration où la sonde est placée perpendiculairement à la cible (cf. §II.2.1). Les signaux bruts ont été traités avec le programme VaHine puis l'effet du pivot introduit par l'utilisation d'un second laser de référence a été pris en compte (cf § II.1.2) de sorte que les mesures correspondent aux vitesses réelles des fragments éjectés.

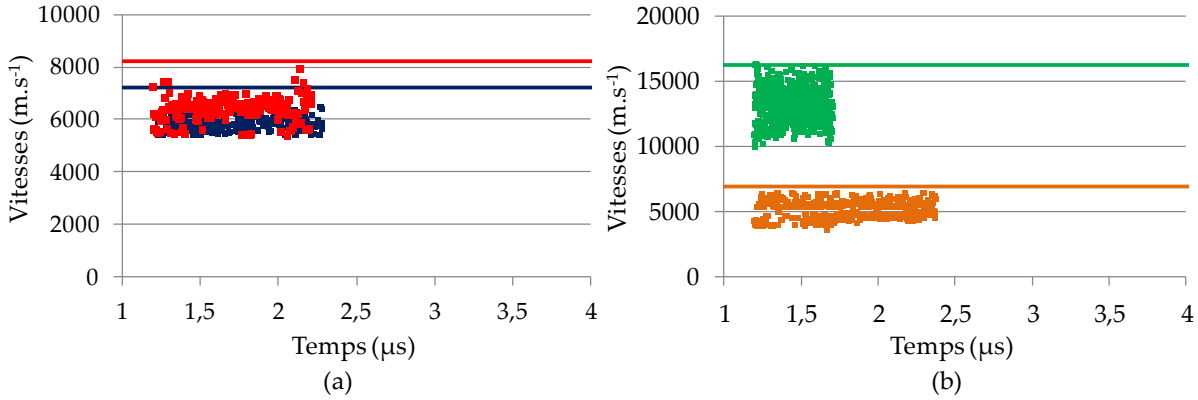


Figure IV-25: Mesures par vélocimétrie hétérodyne normale (■) et par visualisation transverse (traits horizontaux) des vitesses maximales des particules éjectées par micro-écaillage de cibles de 50 µm d'épaisseur d'étain (a) soumises à des tirs laser de 12,9 TW.cm^{-2} (bleu) et de 20,1 TW.cm^{-2} (rouge) et de cibles d'aluminium (b) soumises à des tirs laser de 3,7 TW.cm^{-2} (orange) et de 17,4 TW.cm^{-2} (vert).

Dans cette configuration, la mesure VH se limite (à cause de l'opacité du nuage) aux vitesses des premières couches de particules éjectées depuis la surface libre jusqu'à leur impact sur un bouclier en verre, placé à 6,7 mm de la cible pour protéger la sonde de mesure. Sur l'ensemble de ces résultats, la mesure VH est systématiquement située en dessous de la mesure obtenue par la visualisation transverse. Comme celle-ci fournit la vitesse des fragments les plus rapides composant le front du nuage, elle doit donc correspondre à la vitesse maximale mesurée par la VH. C'est le cas pour l'aluminium (Figure IV-25 (b)). En revanche, on constate un écart significatif pour l'étain (Figure IV-25 (a)). Cet écart peut être dû à la faiblesse du signal de retour de la VH pour ce tir, insuffisant pour résoudre les fines particules éjectées à hautes vitesses en tête du nuage.

Les mesures VH sur cibles d'aluminium présentent une plus grande dispersion que celles sur cible d'étain. L'observation par visualisation transverse (figure IV-26) des tirs correspondants confirme cette dispersion.

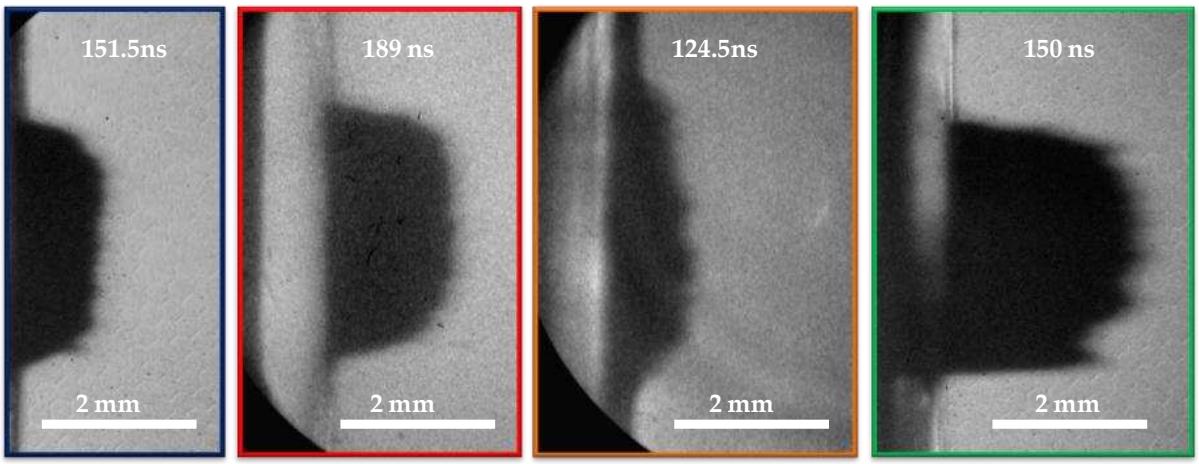


Figure IV-26: Visualisations transverses derrière des cibles d'étain soumises à des impulsions de 12,9 TW.cm^{-2} (bleu) et 20,1 TW.cm^{-2} (rouge) et derrière des cibles d'aluminium soumises à des impulsions de 3,7 TW.cm^{-2} (orange) et de 17,4 TW.cm^{-2} (vert). Sur chaque cliché, la valeur exprimée en ns correspond à l'instant de la prise du cliché après le début de l'irradiation laser.

En effet, les fronts des nuages de particules d'aluminium présentent de nombreuses irrégularités qui traduisent des vitesses d'éjection différentes selon la position dans la zone choquée. Le faisceau sonde de la VH détecte les fragments éjectés depuis une zone éclairée de 1 mm de diamètre centrée sur la tache impactée. Comme la vitesse de ces fragments n'est pas homogène dans cette zone, on mesure plusieurs vitesses à chaque instant.

Ces irrégularités du front du nuage peuvent avoir deux origines. La première est liée à l'inhomogénéité de la répartition d'énergie laser en face avant de la cible. Cet éclairement non-uniforme entraîne localement des surpressions sur la surface chargée qui conduisent à une dispersion des vitesses mesurées par la sonde VH. La seconde origine est liée à l'hétérogénéité microstructurale des cibles polycristallines.

De plus, le processus de microjetting (cf I.1.4) lié à la rugosité de la surface libre peut contribuer à la production d'éjectas à hautes vitesses. La rugosité de nos échantillons étant de taille micrométrique, le nuage de débris dus au microjetting est a priori peu dense. Le rayonnement de la VH peut probablement le traverser en partie, ce qui conduit à mesurer simultanément la vitesse de ces débris et celle plus faible de la surface libre. De fait, le rapport de 1,5 entre les vitesses maximale et minimale mesurées dans l'aluminium est conforme aux données de la littérature sur le microjetting [5].

Dans la configuration de la sonde VH inclinée, on doit effectuer une correction minime pour prendre en compte l'angle d'inclinaison de la sonde. En effet, la vitesse déterminée après correction par le pivot correspond à la composante de la vitesse réelle projetée sur l'axe de la sonde. Par conséquent, il faut diviser cette vitesse par le cosinus de l'angle d'inclinaison de la sonde (cos(15°)=0,966) pour obtenir la vitesse réelle suivant l'axe de propagation du choc. La figure IV-27 présente quelques mesures obtenues dans cette configuration après correction pour des tirs sur cible d'étain et d'aluminium.

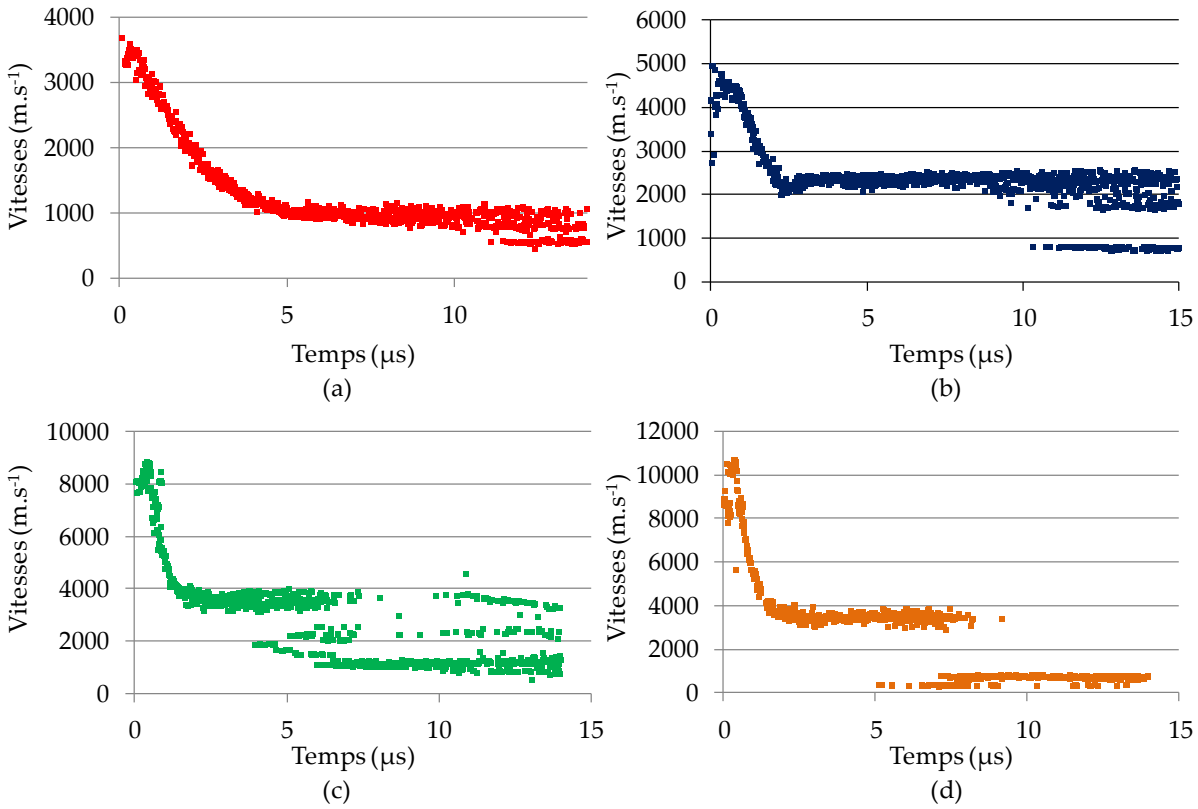


Figure IV-27: Mesures de vitesse par vélocimétrie hétérodyne inclinée pour des chocs de 3,0 TW.cm^{-2} (a) et de 6,2 TW.cm^{-2} (b) sur cibles d'étain de 50 µm d'épaisseur et pour des chocs laser de 5,4 TW.cm^{-2} (c) et de 7,1 TW.cm^{-2} (d) sur des cibles d'aluminium de 50 µm.

Comme indiqué au chapitre II, cette configuration inclinée permet une mesure plus longue et donne accès aux vitesses des débris éjectés tardivement (voir paragraphe suivant). Cependant, le palier initial sur chaque mesure correspond aux vitesses des fragments constituant le front du nuage caractérisé par les vitesses les plus élevées.

Comme dans la configuration précédente, les mesures de vitesses sur cibles d'aluminium présentent plus de dispersion que les mesures sur cible d'étain. Du fait de l'inclinaison de la sonde de mesure, une partie des micro-jets sort rapidement du faisceau sonde, ce qui peut expliquer une dispersion moins marquée.

L'ensemble des vitesses maximales d'éjection déterminées expérimentalement par visualisation transverse et/ou mesures VH en configuration normale ou inclinée est fourni dans le tableau IV-3. Ces vitesses sont confrontées aux valeurs prédites par la simulation, où le front du nuage est assimilé à la première maille éjectée. La comparaison de toutes ces vitesses est synthétisée dans la figure IV-28.

Tableau IV-3: Résultats relatifs aux vitesses maximales d'éjection obtenues par les différents diagnostics et par simulation des tirs laser effectués sur cible d'étain et d'aluminium.

N°	Durée Impulsion (ns)	Intensité laser ($TW.cm^{-2}$)	Pression de chargement (GPa)	Pression de débouché (GPa)	Vitesse calculée par visualisation transverse ($km.s^{-1}$)	Vitesse maximale mesurée par VH ($km.s^{-1}$)	Vitesse maximale obtenue par simulation ($km.s^{-1}$)
	Matériau: aluminium - épaisseur: 100 µm						
1	3,04	8,2	158	123	8,7	9,6	8,30
	Matériau: aluminium - épaisseur: 50 µm						
2	2,84	2,8	71	65		7,5	5,10
3	2,59	3,6	90	70,5			5,20
4	2,63	3,7	93	89	6,9	6,4	6,50
5	3,05	5,4	117	111	9,5	9,9	7,70
6	3,07	6,3	134	123		11,1	8,40
7	3,01	7,1	144	131	11,4	11,9	8,80
8	2,45	13,8	210	199	15,6		11,60
9	2,56	17,4	228	193	15,2	16,2	11,00
10	2,55	17,5	226	222	16,7		12,70
	Matériau: étain - épaisseur: 100 µm						
11	3,06	5,5	153	75	3,8	4,2	3,71
	Matériau: étain - épaisseur: 50 µm						
12	3,10	1,8	79	52	3	3,1	2,62
13	3,05	1,8	72	42	3,4	3,2	2,41
14	3,08	2,9	90	65	3,6	3,4	2,92
15	2,97	3,0	85	62	3,6	3,7	2,91
16	3,08	3,1	107	66	2,9	4,4	3,00
17	3,04	5,3	154	93		5,3	4,01
18	3,05	6,2	160	102		4,9	4,38
19	2,79	10,3	225	165			6,40
20	2,41	12,4	222	165	7,1		6,50
21	2,47	12,9	230	170	7,2	6,5	6,50
22	1,77	20,1	300	169	8,2	7,9	6,60
	Matériau: étain - épaisseur: 25 µm						
23	2,92	1,7	61	55	4		2,83
24	2,96	3,1	97	73	4,6	5,5	3,88
25	3,05	3,3	101	81	5,1	4,7	3,66
26	3,04	5,5	152	123	6,9		5,01

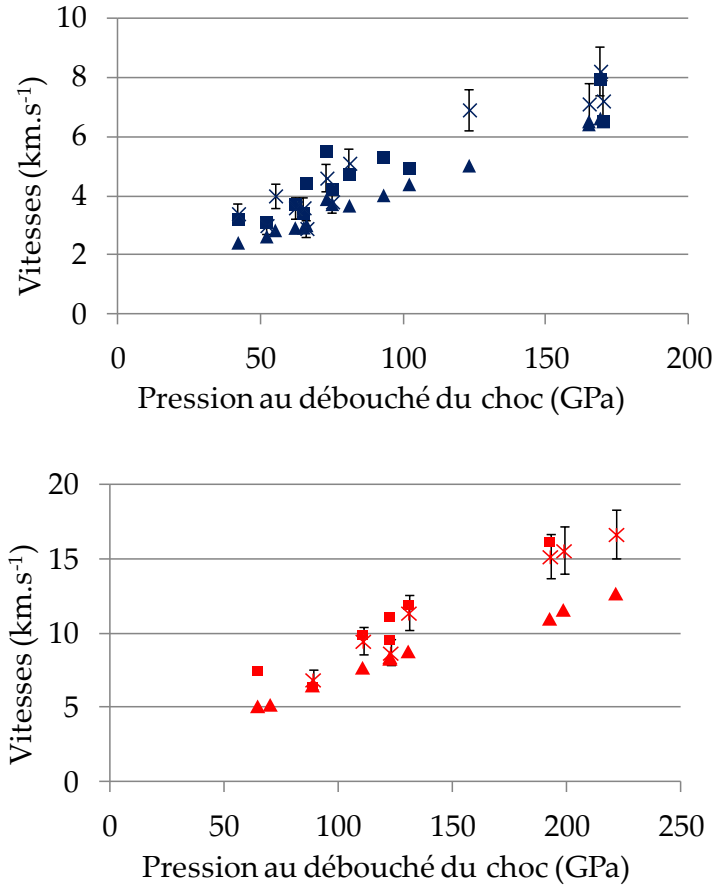


Figure IV-28: Vitesse maximale des éjectas en fonction de la pression au débouché du choc, mesurée par vélocimétrie hétérodyne (■), par visualisation transverse (x) et obtenus après simulation numérique (▲) pour des tirs réalisés sur cible d'étain (bleu) et d'aluminium (rouge).

Les mesures sont globalement cohérentes entre elles et avec la théorie. La vitesse des éjectas augmente logiquement avec la pression de choc. De plus, à pression équivalente, la vitesse des débris d'aluminium est supérieure à celle des fragments d'étain. Dans le cadre de la simulation 1D du phénomène de micro-écaillage, les calculs effectués ne prennent pas en compte les phénomènes à l'origine des survitesses mesurées qu'elles soient dues aux irrégularités de répartition de l'énergie laser sur la cible ou au microjetting des cibles d'aluminium. Dans ces conditions il est logique que la vitesse obtenue par simulation soit systématiquement inférieure aux vitesses mesurées.

Cependant, certaines limites des simulations peuvent accentuer ce décalage. Ainsi, le découplage entre l'interaction laser-matière et la réponse de la cible solide, conduit à négliger l'épaisseur ablatée et à surestimer l'amortissement hydrodynamique, donc à sous-estimer la vitesse matérielle au débouché du choc. En revanche, l'influence du modèle de fragmentation et en particulier de la tension de micro-écaillage du liquide sur la vitesse d'éjection est très minime.

4.2. Distribution de vitesses dans le nuage

Comme indiqué au chapitre II, les mesures VH avec un angle d'inclinaison permettent d'accéder aux vitesses des fragments situés derrière le front du nuage. En supposant que l'expansion du nuage est uniaxiale, en considérant que le choc laser est parfaitement homogène et en négligeant les effets de bords, la partie décroissante des mesures présentées dans la figure IV-27 correspond aux vitesses des fragments éjectés par micro-écaillage à des vitesses de plus en plus faibles depuis des plans de plus en plus profonds sous la surface libre de la cible (Figure IV-29). Le post traitement des vitesses des fragments obtenues par la simulation 1D (cf. III.3.3) fournit un profil directement comparable à ces mesures de vitesses expérimentales. La figure IV-30 présente trois mesures VH obtenues dans la configuration inclinée sur lesquels on a ajouté les résultats issus de la simulation.

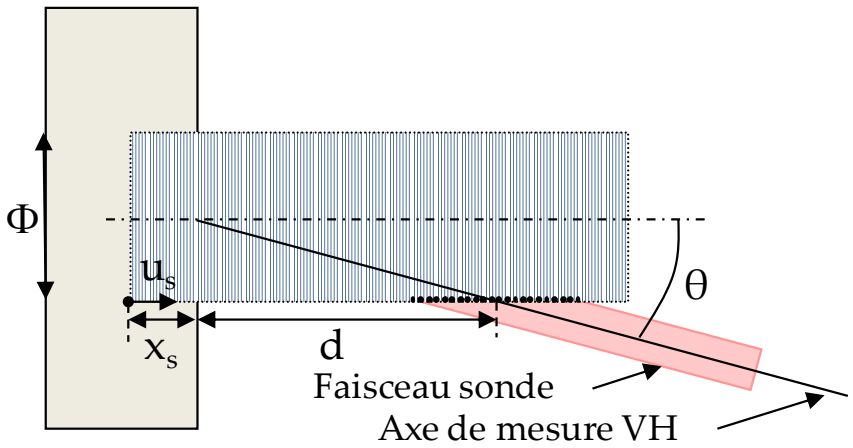


Figure IV-29: Prise en compte du diamètre du faisceau sonde VH pour comparer la vitesse obtenue par la simulation à la mesure expérimentale.

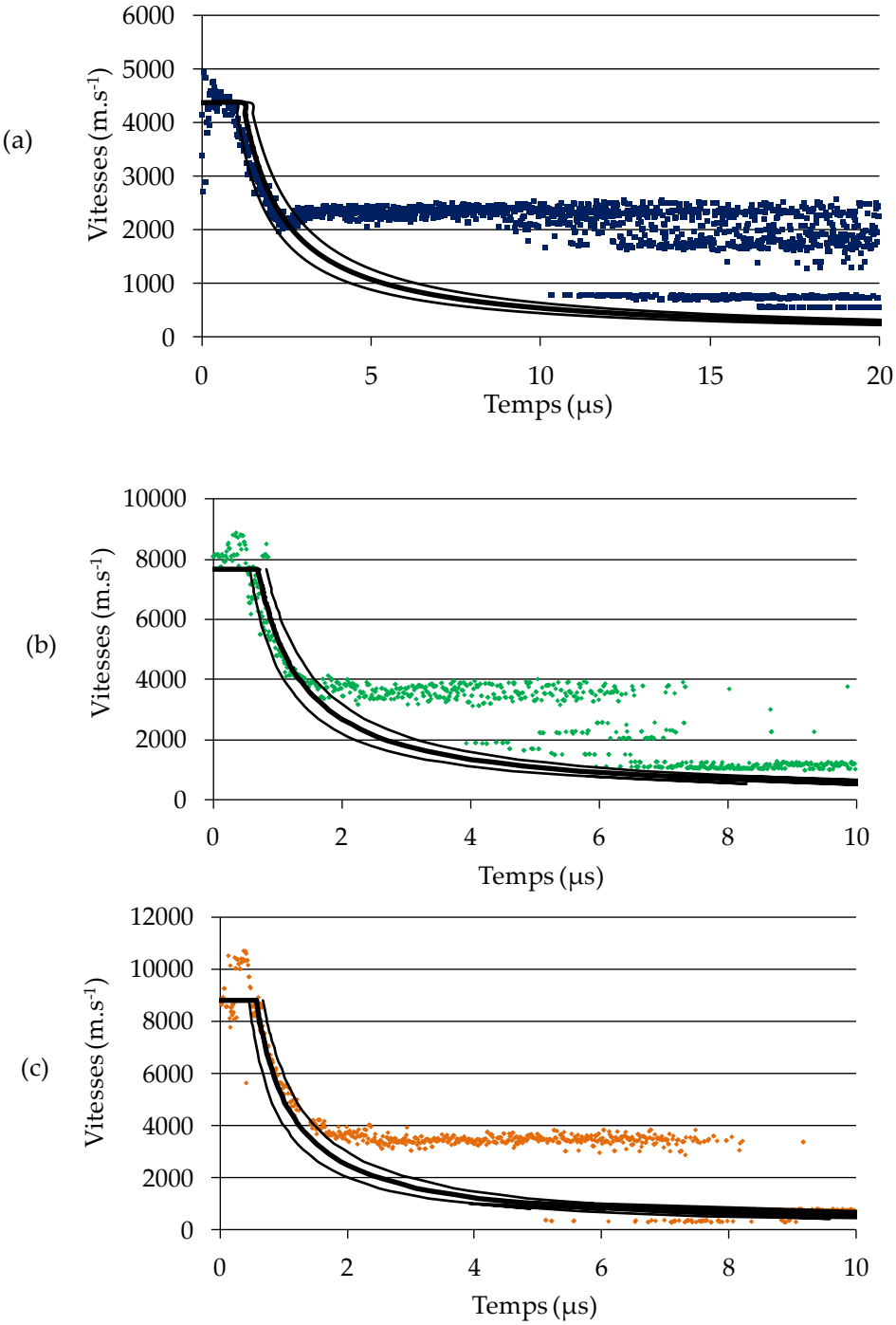


Figure IV-30: Mesures de vitesse par vélocimétrie hétérodyne dans la configuration où la sonde est inclinée pour les tirs laser de 6,2 TW.cm^{-2} (a) sur une cible d'étain et de 5,4 TW.cm^{-2} (b) et 7,4 TW.cm^{-2} (c) sur cibles d'aluminium avec les résultats des simulations correspondantes.

Les résultats numériques sont composés de trois courbes : une centrale correspondant à l'adaptation de la vitesse telle qu'elle est présentée dans le paragraphe III.3.3 afin de prendre en compte la position de l'axe de mesure de la sonde VH. Les deux autres courbes plus fines permettent de représenter la dispersion de vitesse due au diamètre du faisceau sonde de 0,5 mm éclairant ainsi les

fragments pendant une distance de vol de 2mm, comme représenté dans la figure IV-29.

Le profil de vitesse décroît de façon convexe. Cette forme de décroissance de la vitesse d'éjection résulte de l'évolution de la vitesse absolue de remontée de la zone de traction au sein de la cible ainsi que de l'évolution de la vitesse d'éjection. Supposons dans un premier temps que la vitesse d'éjection décroisse de façon linéaire avec la profondeur de la fragmentation dans la cible. Si la vitesse absolue de la zone de traction est décroissante alors l'intervalle de temps entre la fragmentation de deux éléments augmente (Figure IV-31 (a)). Dans le cas contraire, il diminue (Figure IV-31 (b)).

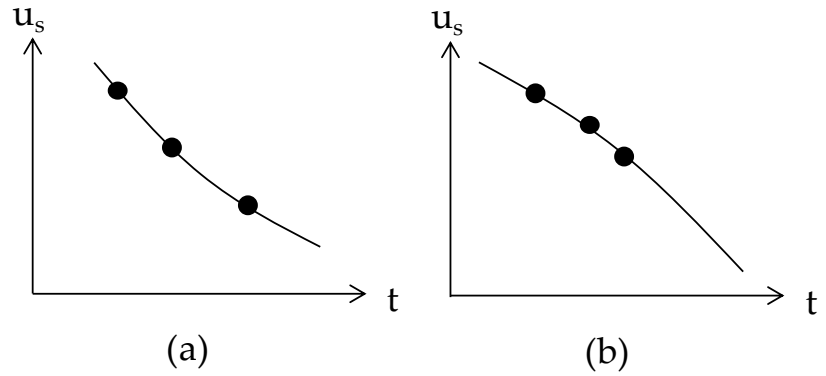


Figure IV-31: Illustration de l'effet de l'évolution de la vitesse de la zone de traction sur le profil de vitesse d'éjection. Ces points noirs représentent les ruptures successives.

En réalité la diminution de la vitesse d'éjection d'une maille à l'autre n'est pas linéaire.

La figure IV-32 montre la vitesse de la maille en fonction de sa position au moment de sa fragmentation, dans une simulation de micro-écaillage.

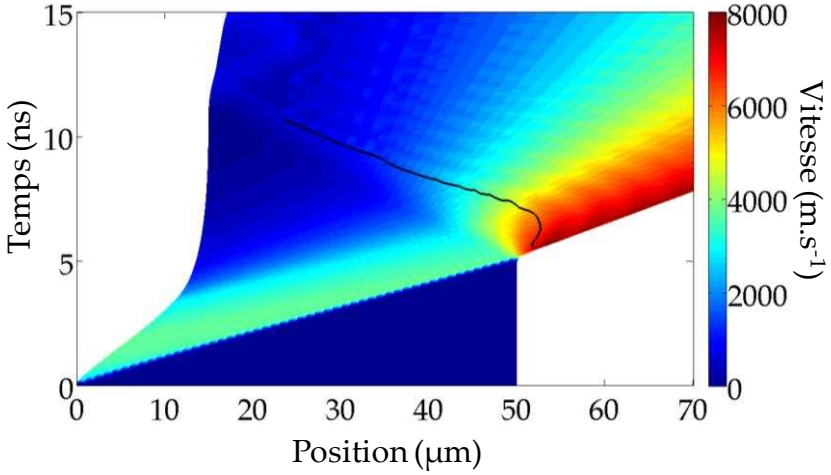


Figure IV-32: Evolution de la vitesse matérielle représenté dans un diagramme x-t obtenue par la simulation d'un tir laser de 5,4 TW.cm^{-2} sur une cible de 50 μm d'aluminium. La courbe noire représente l'évolution de la fragmentation dans la cible au cours du temps.

Dans un premier temps, les premières mailles éjectées à hautes vitesses près des 50 µm sont fragmentées à une distance croissante, ce qui indique que la vitesse matérielle (vers la droite) est supérieure à la vitesse de déplacement de la zone de traction (vers la gauche). Dans un second temps, cette tendance s'inverse, la vitesse matérielle devient alors inférieure à la vitesse de déplacement de la zone de traction. La vitesse matérielle décroit donc plus rapidement que la vitesse de déplacement de la zone de traction. La conjugaison de la décroissance rapide de la vitesse matérielle et de l'augmentation du délai entre deux ruptures successives entraîne la convexité de la courbe liant la vitesse matérielle à l'instant de la ruine des éléments. Pour finir, la prise en compte du temps de vol des fragments depuis leur zone de ruine jusqu'à la zone de mesure accentue la convexité de la courbe puisqu'un fragment met plus de temps à traverser cet espace s'il est lent.

Pendant les premières microsecondes l'accord entre le profil de vitesse obtenu par la simulation et la mesure est très bon, ce qui valide dans une certaine mesure l'approche 1D de la fragmentation par micro-écaillage.

Au bout de quelques microsecondes, on voit apparaître sur les mesures plusieurs traces à vitesses constantes, situées au dessus de la courbe de vitesse obtenue par la simulation. Ces traces sont attribuées à des effets de bords. En effet, sur ces temps longs, la perforation de la cible produit des débris solides arrachés de la périphérie de la zone choquée. Ces débris s'envolent alors avec une composante de vitesse centrifuge, comme l'indiquent les visualisations transverses réalisées après quelques microsecondes (Figure IV-33). Comme certains débris restent longtemps dans l'axe de la sonde VH, leur vitesse est détectée sur des temps très longs. Cependant, au fur et à mesure de la dispersion de ce nuage parasite, la VH détecte à nouveau les particules plus lentes éjectées depuis le cœur de la cible, d'où l'apparition tardive de nouvelles traces plus lentes, en bon accord avec la fin du profil théorique.

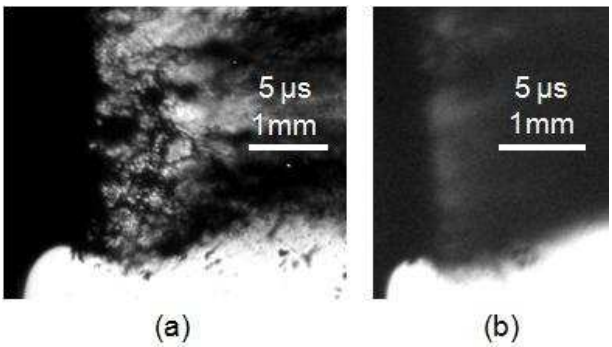


Figure IV-33: Visualisations transverses tardives derrière une cible de 50 µm d'épaisseur d'aluminium soumise à un tir de 1,6 TW.cm^{-2} et derrière un cible de 50 µm d'épaisseur d'étain soumise à un tir de 1,8 TW.cm^{-2} montrant la perforation de la cible et l'éjection de matière 5 µs après le début du tir.

La simulation numérique permet donc de distinguer dans les différentes vitesses mesurées celles liées aux fragments produits par le micro-écaillage du centre de la cible et celles des débris produits par la perforation de la cible, qui n'est pas prise en compte dans le calcul 1D.

Dans certains tirs, le nuage a une forme parabolique (Figure IV-34), qui résulte probablement d'une répartition inhomogène de l'énergie laser plus concentrée dans le centre de la tache focale.

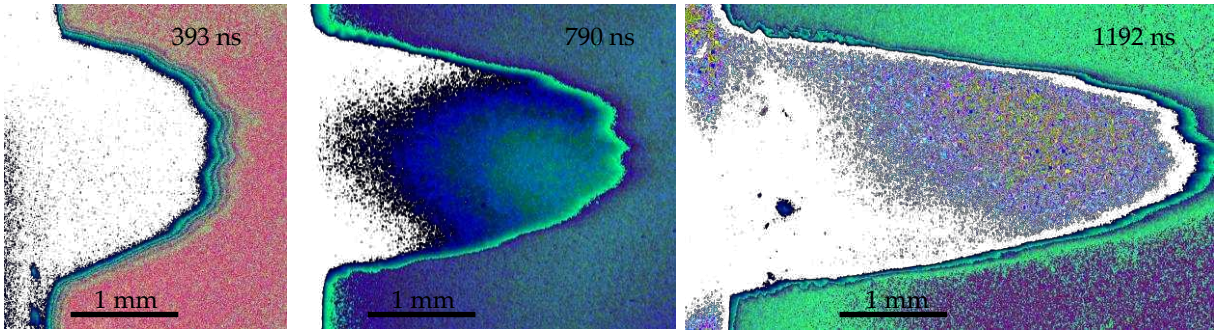


Figure IV-34: Visualisation transverse de l'expansion du nuage produit par un tir laser de 3,00 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur. Les clichés ont été réalisés à 393, 790 et 1192 ns après le début du dépôt laser sur la cible.

Avec ce type de chargement, bidimensionnel, la mesure VH inclinée (Figure IV-35) ne commence pas par un palier, mais par un pic mal défini correspondant aux vitesses des premières particules éjectées autour de l'axe central, depuis une zone de 1 mm de diamètre (diamètre du faisceau sonde), d'où une dispersion importante. La décroissance qui suit est due au passage de particules plus lentes éjectées depuis les bords.

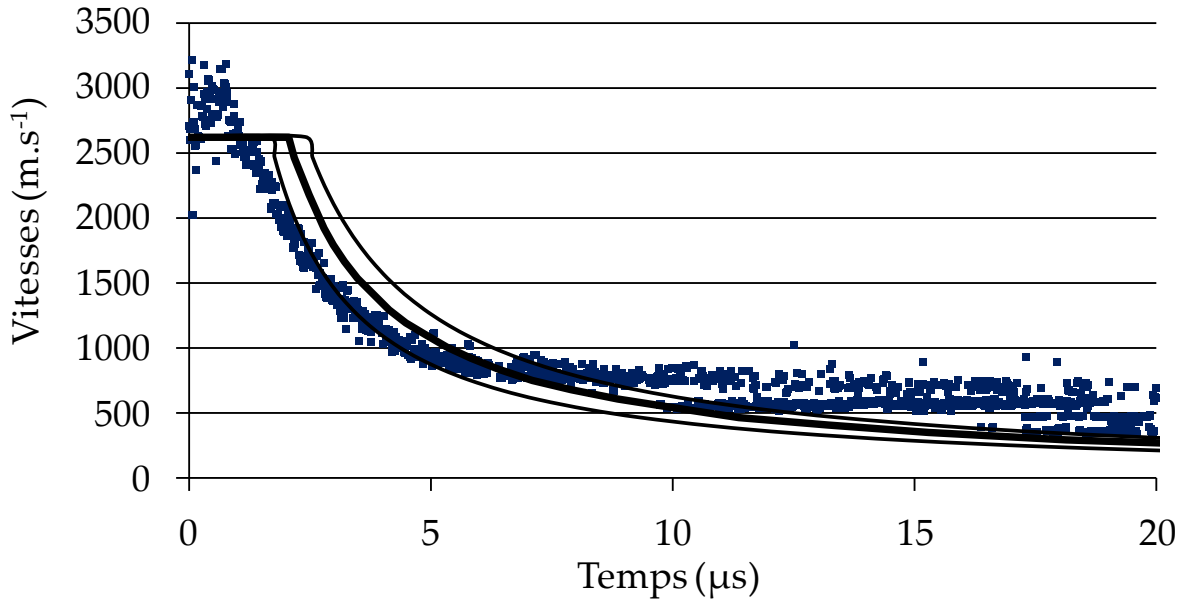


Figure IV-35: Mesures de vitesse par vélocimétrie hétérodyne dans la configuration où la sonde est inclinée pour un tir laser de 1,8 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur avec les résultats de la simulation 1D correspondante.

Dans de tels cas, la simulation 1D, basée sur l'hypothèse d'une succession de couches planes, n'est pas en bon accord avec la mesure. En revanche, l'analyse de la forme du nuage observé permet d'interpréter le profil mesuré par la VH.

Ainsi, on peut analyser les clichés obtenus sur la figure IV-34 pour déterminer la vitesse des particules traversant la zone éclairée par la sonde VH. Comme la tache laser est quasi-circulaire et que le matériau est isotrope, on considère l'expansion du nuage axisymétrique. Sur les trois clichés, le profil du nuage est approximativement parabolique. Les particules éjectées du nuage se propagent dans la direction normale à la cible, le nuage ne s'évase pas. On peut alors modéliser le contour du nuage par un polynôme de degré 4 dont les coefficients dépendent du temps :

$$z(x,t) = a_4(t)x^4 + a_2(t)x^2 + a_0(t) \qquad \textbf{IV-1}$$

où z est la coordonnée indiquant la distance d'une particule par rapport à la surface libre et x est la distance de cette même particule par rapport à l'axe de symétrie du nuage.

Pour le tir considéré, nous avons trois clichés du nuage en expansion pris à des instants différents, nous avons donc trois jeux de coefficients a_i. La représentation de ces paraboles est schématisée par les courbes bleues sur la figure IV-36.

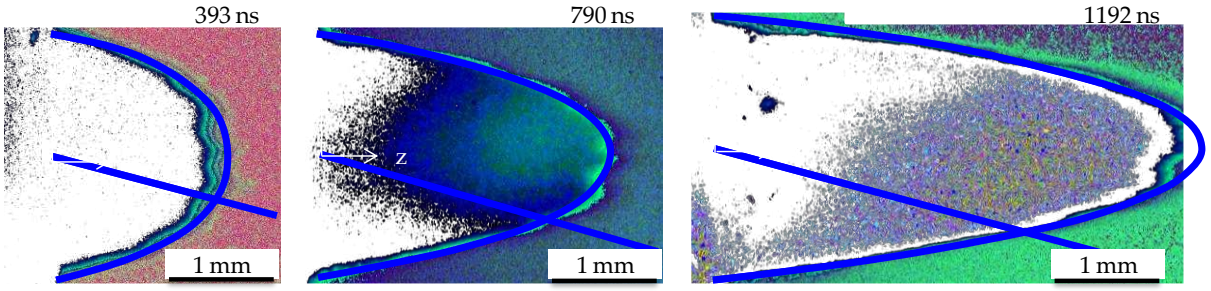


Figure IV-36: Interpolation par un polynôme de degré 4 à différents instants du front du nuage observé sur les clichés de visualisation transverse obtenues lors du micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur soumise à un tir laser de 3,00 TW.cm^{-2}.

En traçant sur un graphique ces coefficients en fonction du temps auquel à été pris le cliché correspondant, on obtient une dépendance linéaire de ces coefficients en fonction du temps (Figure IV-37).

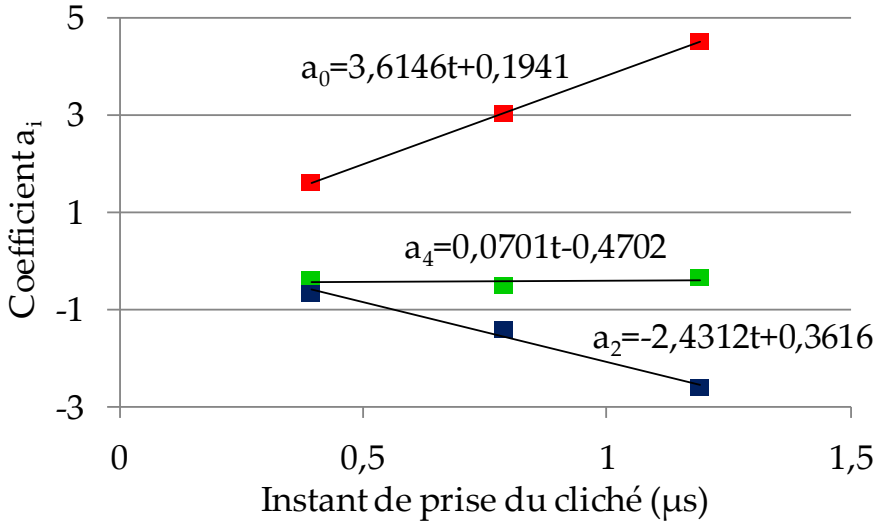


Figure IV-37: Coefficients a_4 (■), a_2 (■), a_0 (■) des paraboles modélisant le contour du nuage aux différents instants de prise des clichés de visualisation transverse obtenues lors du micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur soumise à un tir laser de 3,00 TW.cm^{-2}.

On a donc $a_i(t) = b_{i1}t + b_{i0}$ avec trois couples (b_{i1}, b_{i0}) constant.

Dériver l'équation IV-1 en fonction du temps, revient à dériver les fonctions $a_i(t)$ en conservant x indépendant de t. On obtient ainsi la vitesse d'un point du contour du nuage situé à une distance x de l'axe de symétrie :

$$V(x,t) = \frac{\partial z}{\partial t}(x,t) = \frac{da_4}{dt}(t)x^4 + \frac{da_2}{dt}(t)x^2 + \frac{da_0}{dt}(t) \qquad \textbf{IV-2}$$

La mesure VH étant réalisé avec un angle $\alpha = 15°$, les particules dont on mesure la vitesse par vélocimétrie hétérodyne à l'instant t doivent vérifier l'équation suivante :

$$z(x,t) = \frac{x}{\tan(\alpha)} \qquad \textbf{IV-3}$$

La résolution du système d'équations {(IV-1) ;(IV-3)} donne une nouvelle équation de x en fonction du temps t noté $x_M(t)$. Le point de coordonnées $[x_M(t),z(x_M(t),t)]$ correspond donc au point du contour du nuage éclairé par la sonde VH à l'instant t. De ce fait, le tracé de $V(x_M(t),t)$ montre l'évolution de la vitesse du contour du nuage à l'emplacement correspondant au point expérimentalement éclairé par la sonde VH. Ce tracé peut directement être comparé à la mesure VH (figure IV-38).

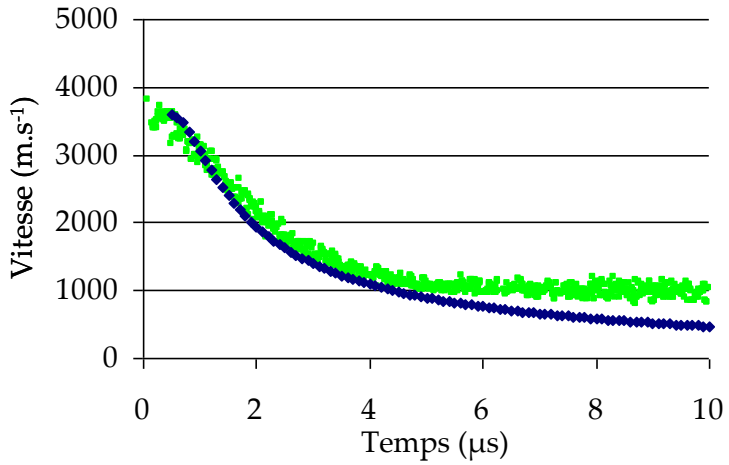


Figure IV-38: Comparaison des vitesses obtenues par la vélocimétrie hétérodyne (■) et par post traitement des clichés de visualisation transverse (◆) obtenues lors du micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur soumise à un tir laser de 3,00 TW.cm^{-2}.

Les profils de vitesse sont cohérents, en particulier sur l'intervalle des clichés de visualisation transverse entre 0 et 1,2 µs. La forme du nuage observée est donc conforme à la mesure VH. Les différences observées sont liées aux hypothèses que nous avons utilisées pour obtenir la courbe de vitesse liée aux clichés de visualisation transverse. En effet, les irrégularités du contour réel du nuage ainsi que le fait de réduire la zone de mesure de la VH à un seul point pour l'exploitation des clichés de visualisation transverse expliquent les dispersions du signal VH par rapport à l'autre courbe.

Les diagnostics complémentaires mis en place au cours de nos expériences ont permis de réaliser différentes mesures de vitesses grâce auxquelles nous avons pu déterminer la distribution de vitesses des fragments produits par micro-écaillage. L'accord globalement correct des résultats expérimentaux avec la simulation numérique valide dans une certaine mesure la capacité prédictive des modèles utilisés.

5. *Propriétés balistiques des particules*

Afin de compléter les données relatives aux propriétés balistiques des fragments produits par micro-écaillage, il est nécessaire de définir leur taille. Ces renseignements couplés aux vitesses déterminées dans le paragraphe précédent pourront alors servir à évaluer les risques d'endommagement des équipements et de la chambre d'expérience que ces fragments issus du micro-écaillage vont impacter.

5.1. Observations générales des gels

Au cours des campagnes de micro-tomographie réalisées à l'ESRF (cf. §II.2.3.2), nous avons pu réaliser des reconstructions 3D, complètes ou partielles à différentes résolutions, des fragments collectés dans les gels produits par les tirs laser sur cibles d'étain et d'aluminium. Les principaux résultats figurent dans le tableau IV-4 situé à la fin de cette partie.

Le volume reconstruit dépend de la résolution utilisée. Avec une résolution de 3,5 µm et un empilement de 1024 coupes reconstruites après une révolution de l'échantillon, on peut reconstruire un échantillon de 3,5x1024=3584 µm de hauteur. De fait, seulement quelques révolutions (moins de 6) autour de l'axe vertical à des profondeurs différentes suffisent à reconstruire le volume du gel contenant des fragments. Pour les résolutions de 1,4 µm et 0,7 µm, le nombre de révolutions pour tomographier l'intégralité de ce volume augmente : en effet, à ces résolutions la largeur du gel observé dépasse la largeur du champ du détecteur ce qui ajoute une discrétisation horizontale en plus de la discrétisation verticale. De plus, à ces résolutions, le temps pour réaliser une rotation de 360° est plus important. Nous nous sommes alors limités à la micro-tomographie des fragments localisés en profondeur dans certains gels dont les principaux résultats figurent dans le tableau IV-4. Le choix de la zone observée repose sur le fait que les particules les plus profondes sont à priori celles éjectées aux vitesses les plus élevées donc par micro-écaillage près de la surface libre de la cible alors que les fragments peu profonds éjectés plus lentement peuvent provenir des différents phénomènes tardifs évoqués dans le paragraphe précédent. De plus, leur agglutination dans cette zone proche de l'entrée du gel, a pu modifier leur taille et ne rend pas forcément compte de leur véritable taille au moment de l'éjection.

La figure IV-39 présente des observations d'un gel contenant des fragments d'étain produits par le micro-écaillage d'une cible de 50 µm d'épaisseur soumise à un choc laser de 1,8 $TW.cm^{-2}$. Elle comporte une vue d'ensemble du gel obtenue en microscopie optique ainsi que sa reconstruction 3D vue sous différents angles avec une résolution pour laquelle un voxel représente un volume de $(3,5\ \mu m)^3$.

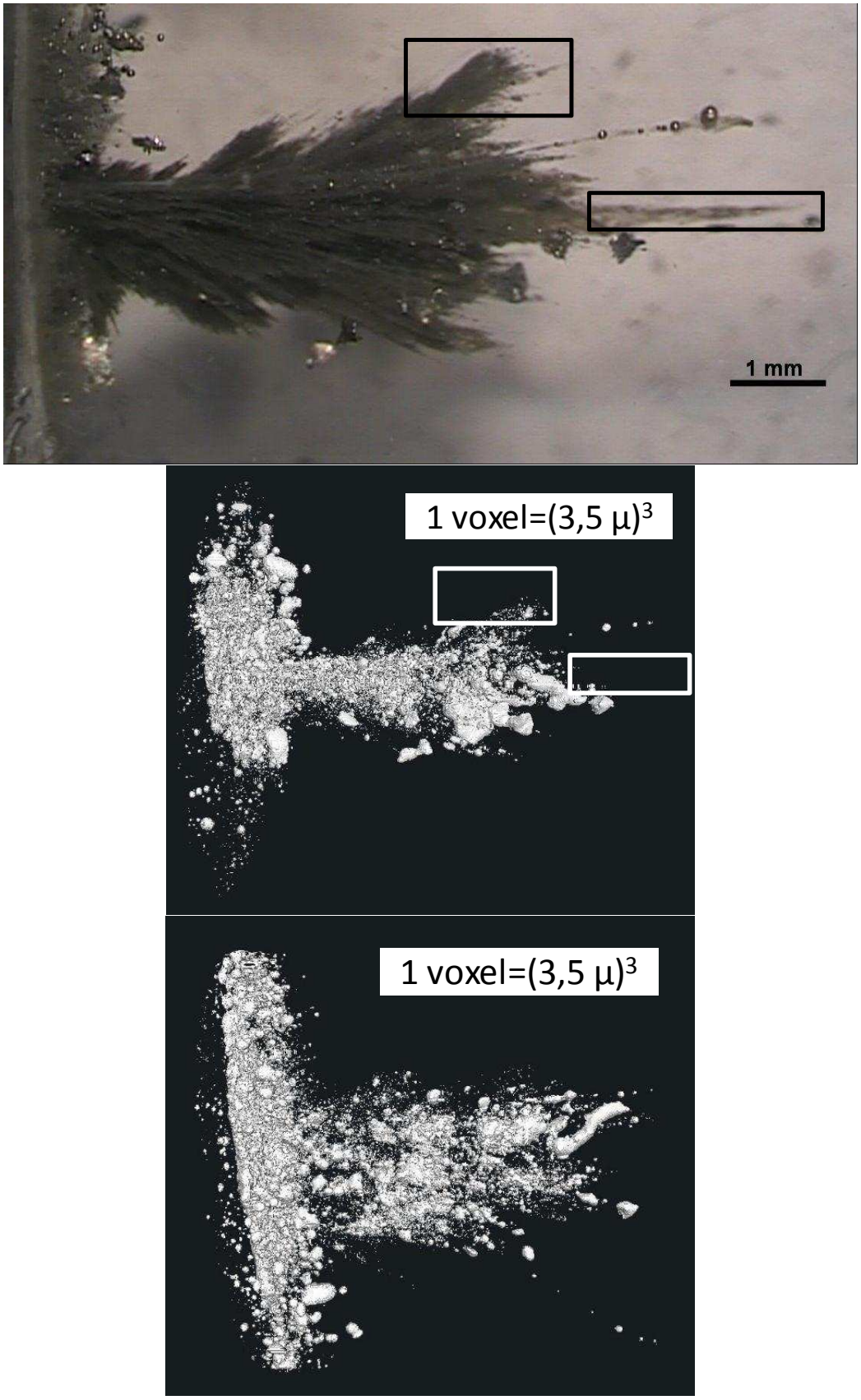


Figure IV-39: Observations par microscopie optique et après reconstruction par micro-tomographie d'un gel contenant des fragments d'étain produits par le micro-écaillage d'une cible de 50 µm d'épaisseur soumise à un choc laser de 1,8 TW.cm^{-2}. Les fragments ont pénétré de gauche à droite.

A cette résolution, le gel reconstruit présente des zones complètes dans lesquelles on constate l'absence de fragments pourtant visibles en microscopie optique. Deux d'entre elles sont représentées par un carré noir sur la photographie obtenue en microscopie optique. Les mêmes zones sont matérialisées par un carré blanc sur la vue correspondante obtenue après reconstruction par tomographie. Dans ces zones, l'absence de fragments reconstruits implique que les fragments ont une taille inférieure à la résolution du dispositif. De même, d'une façon générale, le nuage reconstruit semble moins dense au niveau de l'axe centrale sur toute la profondeur de pénétration, signe que beaucoup de fragments ne sont pas détectés. Ces constatations sont vérifiées par l'observation de ces zones avec une meilleure résolution (1 voxel=(1,4 μm)^3) permettant alors leur détection (Figure IV-40).

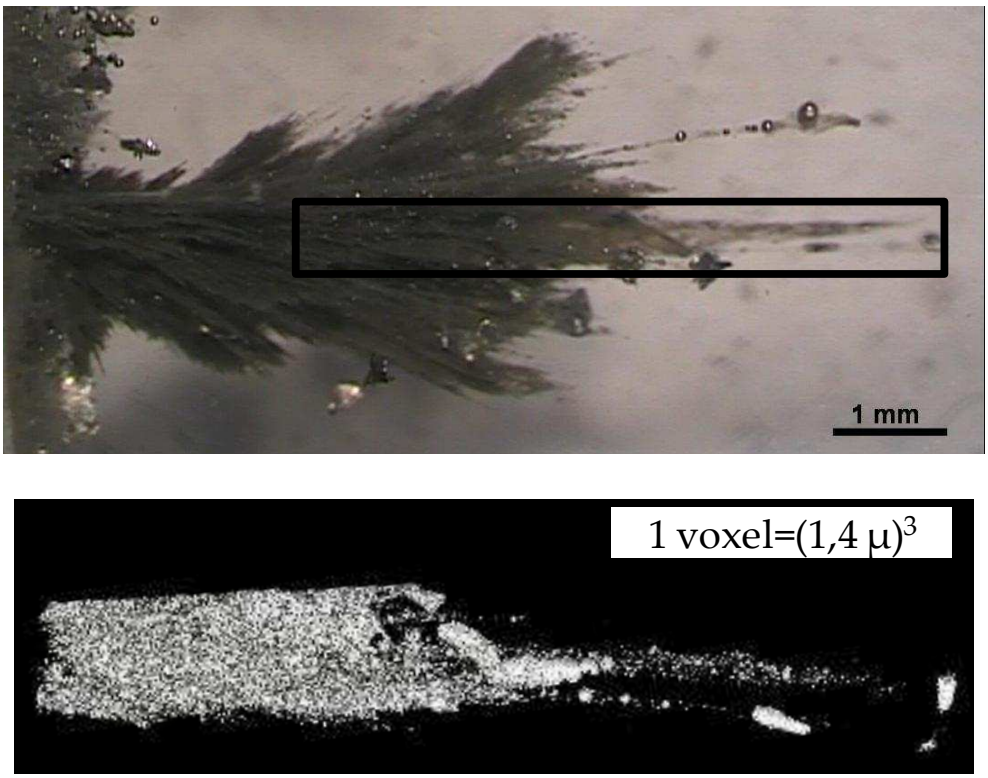


Figure IV-40: Observations par microscopie optique et après reconstruction par micro-tomographie de résolution 1,4 μm d'une partie d'un gel contenant des fragments d'étain produits par le micro-écaillage d'une cible de 50 μm d'épaisseur soumise à un choc laser de 1,8 TW.cm^{-2}.

Dans le cas du gel contenant les fragments collectés après un tir de 3,00 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 μm, la reconstruction 3D par la micro-tomographie avec une résolution de 3,5 μm montre également des zones vides dans lesquelles la présence de matière semble plus dense en microscopie optique (Figure IV-41).

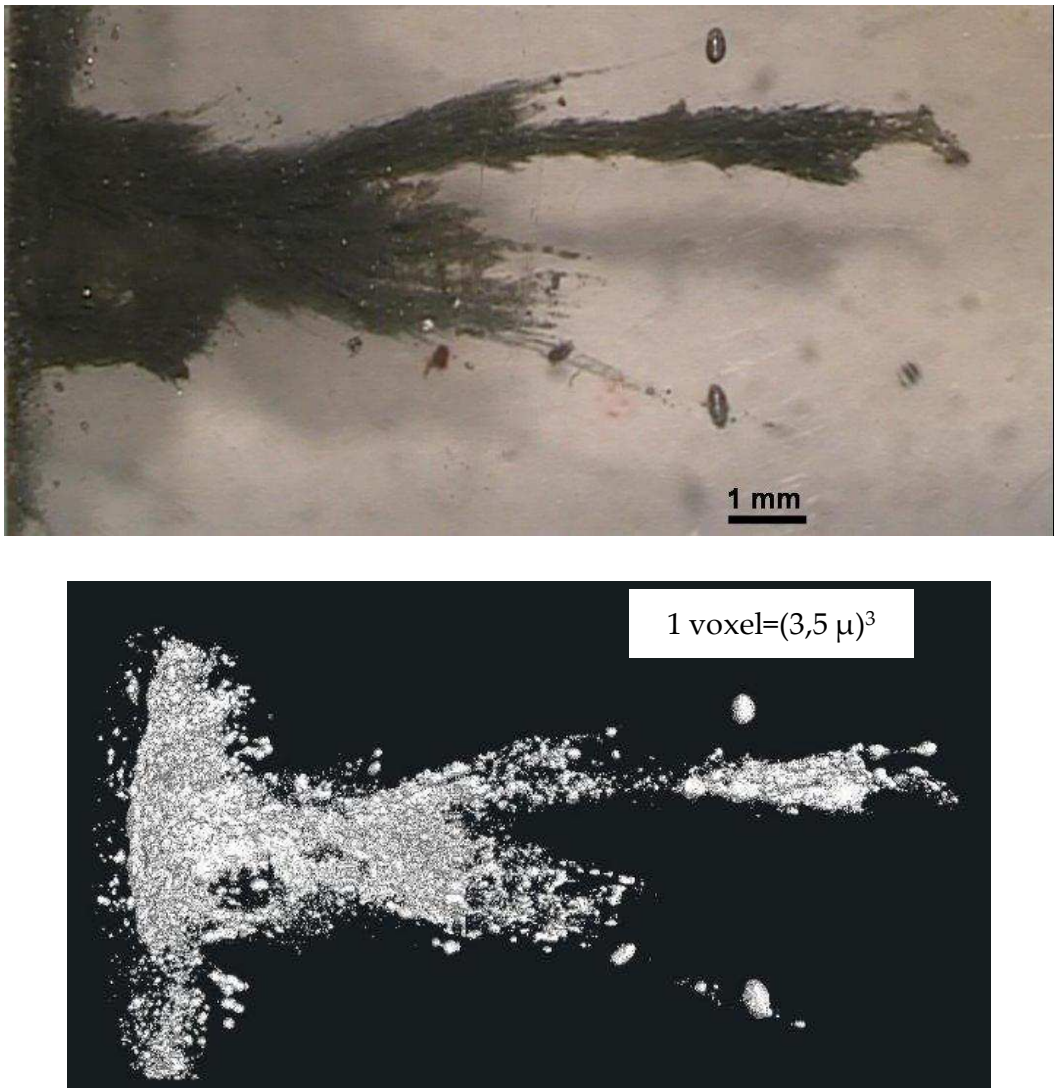


Figure IV-41: Observations par microscopie optique et après reconstruction par micro-tomographie d'un gel contenant des fragments d'étain produits par le micro-écaillage d'une cible de 50 μm d'épaisseur soumise à un choc laser de 3,0 TW.cm^{-2}.

Pour ce gel, nous avons pu expérimenter la micro-tomographie submicronique avec une résolution correspondant à une taille de voxel de 0,7 μm. La zone étudiée, très restreinte, est illustrée figure IV-42.

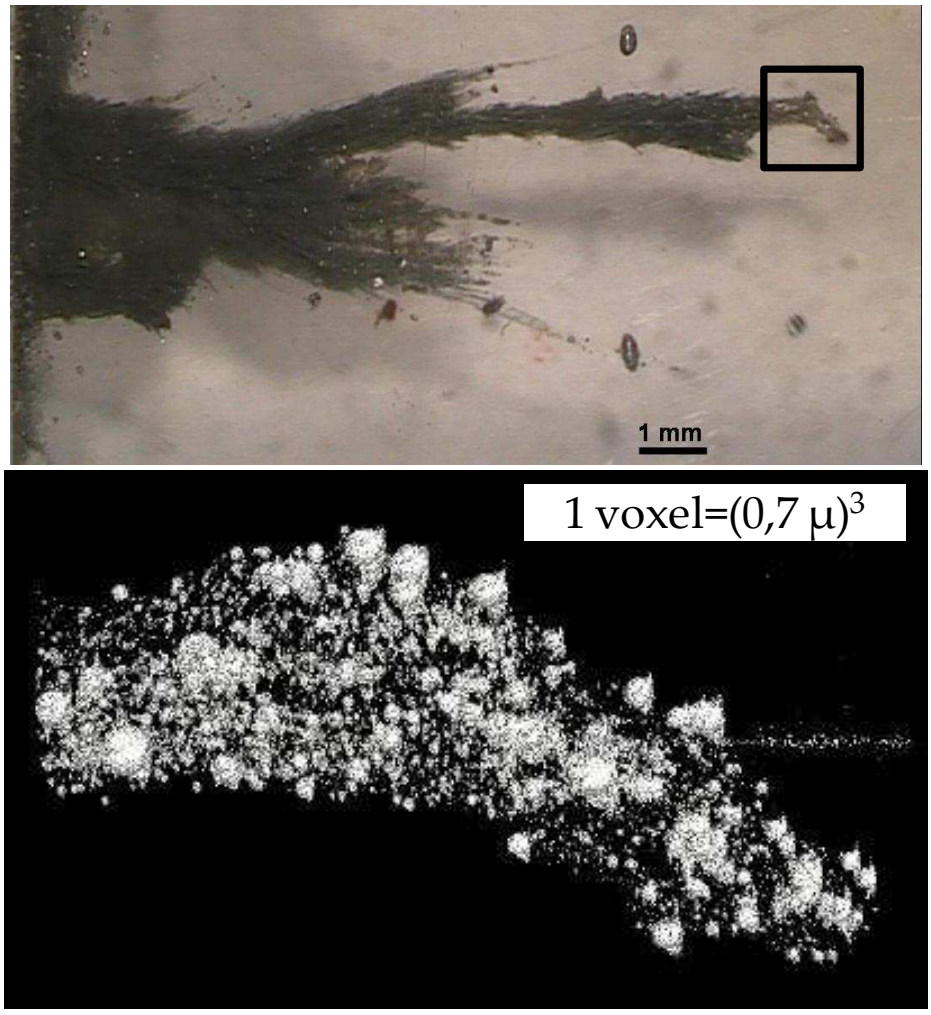


Figure IV-42 : Observations par microscopie optique et après reconstruction par micro-tomographie de résolution 0,7 μm d'une partie d'un gel contenant des fragments d'étain produits par le micro-écaillage d'une cible de 50 μm d'épaisseur soumise à un choc laser de 3,0 TW.cm^{-2}.

Avec cette résolution, on détecte de nombreux fragments sphériques submicroniques. Du fait de leur présence au fond du gel, on les identifie aux premiers fragments éjectés à haute vitesse depuis la surface libre de la cible. De plus, ils n'ont pas subi de modification suite à l'arrivée des fragments éjectés après leur départ. Ils sont donc représentatifs des fragments produits par micro-écaillage. A cette résolution, à cause du chauffage lié au flux intense de rayonnement X (cf § II.2.3), les reconstructions sont légèrement bruitées ce qui implique la présence de voxels blancs dans la reconstruction 3D qui ne sont pas associés à la présence de matière. Lors des opérations de comptage, un voxel isolé sera considéré comme du

bruit, de sorte que le volume minimal d'un fragment sera fixé à 2 voxels, soit un volume de matière de 2x0,7 μm^3 donc une bille de 1,1 μm de diamètre.

Sur ces observations, on peut définir un axe principal de pénétration colinéaire à l'axe du tir laser, c'est-à-dire l'axe principal d'éjection de la matière visible sur les clichés de visualisation transverse. Même si la majorité des fragments semble concentrée autour de cet axe, on observe une dispersion centrifuge des fragments suivant des axes inclinés par rapport à l'axe principal. Comme les composantes radiales des vitesses de fragments semblent très faibles sur les visualisations transverses, ces déviations sont attribuées aux interactions entre les débris pendant leur pénétration dans le gel. Ce phénomène semble plus marqué pour les gels contenant des fragments d'aluminium (Figure IV-43).

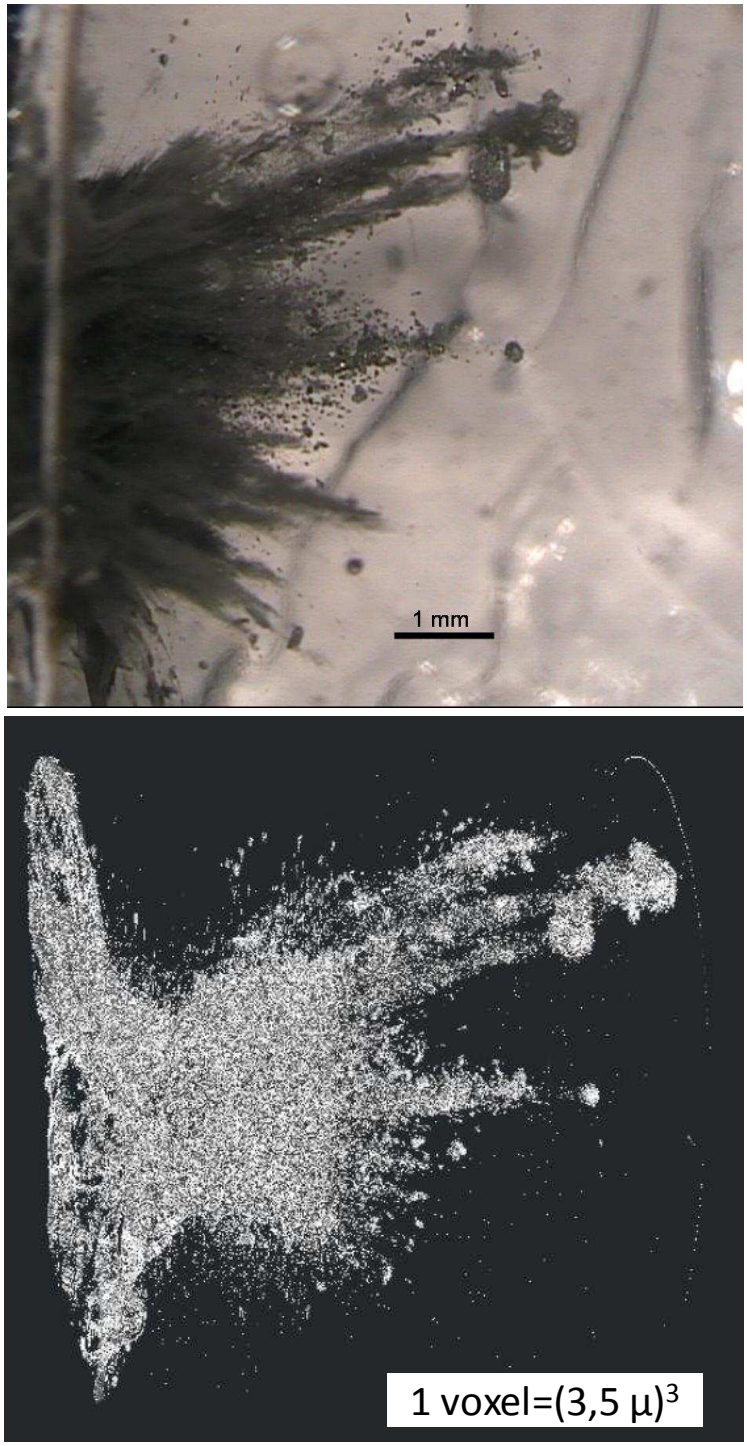


Figure IV-43: Observations par microscopie optique et après reconstruction par micro-tomographie d'un gel contenant des fragments d'aluminium produits par le micro-écaillage d'une cible de 50 µm d'épaisseur soumise à un choc laser de 5,4 TW.cm^{-2}.

Dans le cas du tir laser de 5,4 TW.cm^{-2} sur cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur (Figure IV-43), l'observation des fragments dans le gel en microscopie optique montre un grand nombre de fragments qui ne sont pas sphériques indiquant que le tir n'a pas conduit à la fusion totale de l'aluminium contrairement au tir sur cible d'étain présentant un grand nombre de billes sphériques de taille variable.

Comme le niveau d'énergie utilisé pour réaliser la micro-tomographie de gels contenant des fragments d'aluminium est plus faible, le contraste permettant de différencier les fragments d'aluminium du gel est plus faible. De fait, les coupes reconstruites sont plus bruitées ce qui implique la présence de voxels blancs dans la reconstruction 3D. Ceux-ci ne représentant pas nécessairement un volume matériel d'aluminium, le nombre de voxels isolés n'est pas représentatif du nombre réel de fragments de cette taille. Ils ne sont donc pas pris en compte dans les opérations de comptage.

5.2. Distribution de tailles des fragments

Les micro-tomographies complètes des gels, réalisées avec une résolution de 3,5 µm, permettent de reconstruire des volumes de matière supérieurs à $3,5^3$=42,9 μm^3. En considérant que le fragment est une bille, le diamètre correspondant à ce volume est donc de 4,3 µm. Grâce aux micro-tomographies partielles à plus haute résolution permettant de diminuer la taille du voxel à 1,4 µm ou 0,7 µm, on peut détecter des billes de diamètre encore plus petit de l'ordre de 1,7 µm ou 0,9 µm.

Pour les fragments d'étain produits par le micro-écaillage de cible fondue sous choc, la plupart des fragments sont sphériques. La taille des fragments est donc leur diamètre. Pour le gel ayant collecté les fragments produits par un tir de 1,8 $TW.cm^{-2}$ sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur, on dénombre 25438 fragments dont la taille est comprise entre 4,3 µm et 840 µm, alors que la micro-tomographie locale à 1,4 µm détecte 349311 fragments de 1,7 µm à 50 µm. Cet écart de nombre, alors que la micro-tomographie à 1,4 µm de résolution est locale, montre que la grande majorité des fragments ont une taille inférieure à 4,3 µm. Le nombre de fragments varie entre quelques unités pour les plus gros à 2.10^4 pour les plus petites tailles. Pour une taille de fragment donnée, la micro-tomographie de résolution 3,5 dénombre un plus grand nombre de fragments que la micro-tomographie de résolution 1,4 µm. Ce résultat est cohérent avec le fait que le volume étudié est plus important pour la première résolution. L'écart relatif obtenu ne correspond pourtant pas toujours au rapport de volume analysé. Cette différence est liée à la difficulté de résoudre correctement différents fragments très proches les uns des autres pour la résolution de 3,5 µm. Les gros fragments détectés (> 20 µm) proviennent pour la plupart du pourtour de la zone choquée. Ils ont été éjectés suite à la perforation de la cible et ils ne relèvent pas du processus de micro-écaillage. D'autres « gros » fragments sont en fait un amas de plus petits fragments non différenciés car l'espace qui les sépare est trop petit pour être résolu par le dispositif. Ils sont localisés près de la surface de pénétration du gel là où les fragments se sont accumulés. Par la suite, l'étude des fragments est restreinte aux fragments dont la taille est inférieure à 20 µm.

Lorsqu'on peut améliorer la résolution, on accède à des tailles de fragments plus petits et encore plus nombreux. Ainsi, pour le tir de 3,0 $TW.cm^{-2}$ sur cible d'étain

de 50 μm d'épaisseur, on dénombre 25271 fragments de taille supérieure à 4,3 μm dans l'ensemble du gel et 55585 billes d'au moins 1,1 μm de diamètre dans la zone étudiée. Là encore, la majorité des billes produites par micro-écaillage ont un diamètre inférieur à 4,3 μm c'est pourquoi les développements de la technique de micro-tomographie doivent être poursuivis afin d'améliorer les capacités de résolution du dispositif. D'autre part, il est nécessaire de renforcer la stabilité du gel au rayonnement synchrotron pour éviter les déplacements des fragments au sein du gel pendant la phase d'acquisition. Une solution envisagée qui n'a pas pu être mise en œuvre consisterait à refroidir le gel au cours de la tomographie afin de le durcir.

Pour les fragments d'aluminium, la plupart des débris n'étant pas sphériques, les tailles des fragments détectés par la micro-tomographie correspondent aux diamètres de billes ayant le même volume que les débris. Cette approche est valable pour les petits fragments ayant des proportions équivalentes dans les trois directions de l'espace. A plus grande échelle les fragments solides ont une de leurs dimensions limitée par l'épaisseur de cible dans laquelle ils ont été produits, mais ce ne sont clairement pas des fragments issus du micro-écaillage. Ainsi, dans le gel ayant collecté les fragments d'aluminium produits par un tir de 5,4 $TW.cm^{-2}$ sur une cible de 50 μm d'épaisseur, on dénombre 38657 fragments d'aluminium.

Grâce à la condition d'horizon du critère de Grady, utilisé dans le code SHYLAC, la simulation numérique 1D fournit une estimation par unité de surface du nombre de fragments et de leurs tailles produits dans chaque maille par micro-écaillage (§ III.3.3). Dans l'état actuel, ce critère ne s'applique que dans l'état liquide, donc pour les tirs laser ayant conduit à la fusion complète de la cible. En multipliant ce nombre surfacique par l'aire de la surface choquée (assimilée à la tâche irradiée par le laser), on peut estimer le nombre total de fragments produits pour chaque tir (Tableau IV-4).

Le post-traitement des données de micro-tomographie permet de tracer des histogrammes donnant le nombre de fragments détectés en fonction de leur taille. Pour confronter les résultats numériques et expérimentaux, on doit convertir les données de la simulation 1D en les multipliant par une surface de référence. Pour cette surface, on peut choisir la section du cylindre où on dénombre les fragments par micro-tomographie (Figure IV-44).

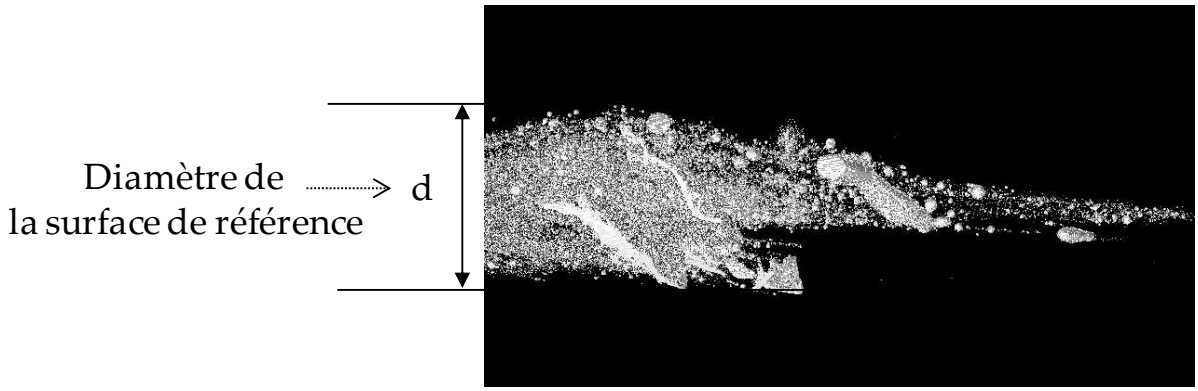


Figure IV-44: Illustration de la surface de référence utilisable pour adapter le volume micro-écaillé par la simulation au volume étudié par la tomographie.

S'il apparaît que ce cylindre contient de gros fragments provenant de la perforation de la cible, on peut réduire le volume d'étude à un cylindre plus fin afin d'exclure la majorité des fragments qui n'ont pas été produits par micro-écaillage.

Les figures suivantes montrent un exemple de comparaison pour le tir laser de 1,8 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 μm d'épaisseur. Les fragments sont comptés dans les zones représentées figure IV-45 pour les deux résolutions de 3,5 μm et 1,4 μm utilisées. Dans les deux cas, cette zone d'étude représente un cylindre dont la base a un diamètre de 0,7 mm soit la moitié du diamètre du cylindre reconstruit par la tomographie à 1,4 μm de résolution.

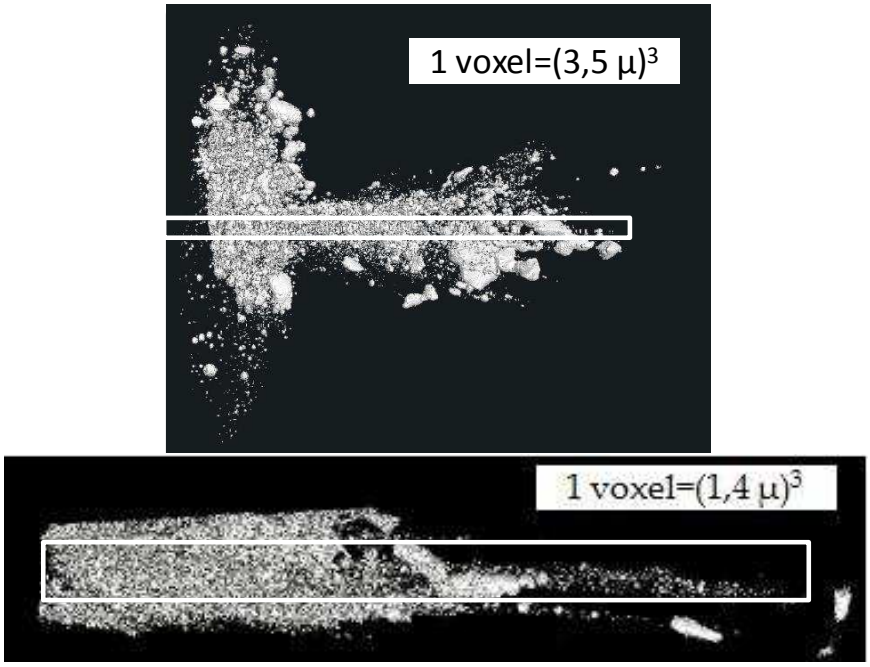


Figure IV-45: Représentation de la zone sélectionnée dans les deux résolutions pour l'étude de la distribution de tailles de fragments produits par micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 μm soumise à un tir laser de 1,8 TW.cm^{-2}.

On obtient ainsi l'histogramme de la figure IV-46 représentant le nombre de fragments en fonction de leurs tailles.

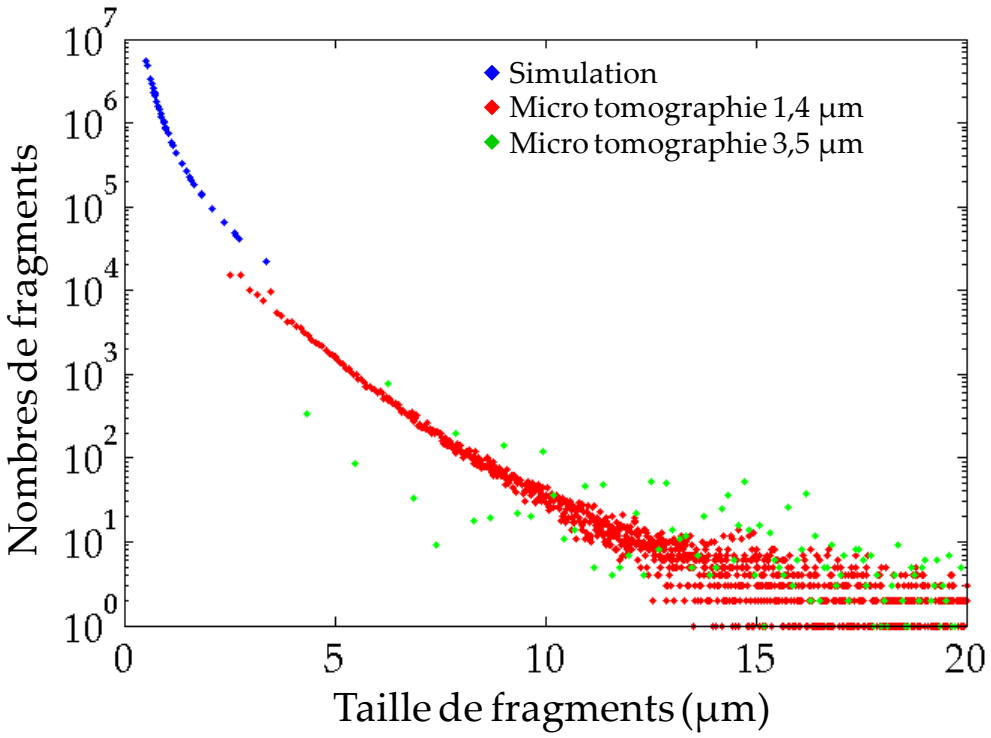


Figure IV-46: Histogrammes donnant le nombre de fragments produits par micro-tomographie en fonction de leurs tailles. Ces fragments proviennent du micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur soumise à un choc laser de 1,8 TW.cm^{-2}. Les données sont issues de micro-tomographies de résolution 3,5 µm (vert) et 1,4 µm (rouge) ainsi que des prédictions de la simulation numérique du tir correspondant (bleu).

Les résultats des deux tomographies sont cohérents sur les plages de tailles communes. On dénombre plus de fragments de taille importante pour la tomographie de résolution 3,5 µm. Cet écart a deux origines : la première vient du fait que la micro-tomographie de résolution 3,5 µm est réalisée sur toute la profondeur de pénétration du gel (9 mm) contrairement à la micro-tomographie de résolution 1,4 µm dont la zone d'étude est comprise entre 3 et 9 mm . La seconde origine provient de la difficulté à détecter les espaces trop petits entre deux billes très proches. Ce phénomène est d'autant plus important que la taille minimale de détection est grande. Ainsi on dénombre plus de « gros » fragments avec une résolution de 3,5 µm.

Les résultats numériques prédisent des tailles de fragments comprise entre 0,26 µm et 3,6 µm, cohérentes avec les résultats de L.Signor [2]. La résolution de 3,5 µm ne permet pas de détecter les faibles tailles. En revanche, la micro-tomographie locale avec une résolution de 1,4 µm permet de retrouver certaines tailles de fragments prédites par la simulation. Pour le tir considéré, l'écart entre les nombres de fragments sur cette plage de tailles communes est d'un facteur 2. Les nombres de fragments déterminés expérimentalement résultent d'une étude locale ne prenant pas en compte l'ensemble des fragments proche de la surface de pénétration du gel, il est donc logique de trouver un nombre de fragments inférieur à la simulation qui fournit le nombre de fragments produits sur toute l'épaisseur de la cible micro-

écaillée. De plus la tomographie détecte des billes de tailles supérieures aux tailles prédites. Celles-ci peuvent provenir de la coalescence de billes plus petites au cours de la pénétration dans le gel. En effet une première bille liquide peut ouvrir un canal dans le gel et ralentir au cours de sa pénétration, une seconde bille moins rapide mais moins freinée du fait de la voie déjà ouverte peut la rattraper, les deux billes encore liquides peuvent alors fusionner pour en former une plus grosse. Dans d'autres cas, on retrouve le phénomène déjà évoqué plus haut lié à l'incapacité de détecter des espaces trop petits séparant les billes.

Pour le gel contenant les fragments du tir de 3,0 $TW.cm^{-2}$ sur une cible d'étain de 50 μm d'épaisseur, on étudie la distribution de taille dans les zones représentées figure IV-47 pour les deux résolutions utilisées. Ces zones représentent des cylindres dont la base a un diamètre de 0,18 mm soit la moitié du diamètre du cylindre reconstruit par la tomographie à 0,7 μm de résolution. Dans ce cylindre, avec la résolution de 3,5 μm, la tomographie permet d'étudier tous les fragments compris entre la surface de pénétration jusqu'à 13 mm sous cette surface. Pour la résolution de 0,7 μm la zone se limite aux profondeurs de pénétration comprise entre 11,6 mm et 13 mm.

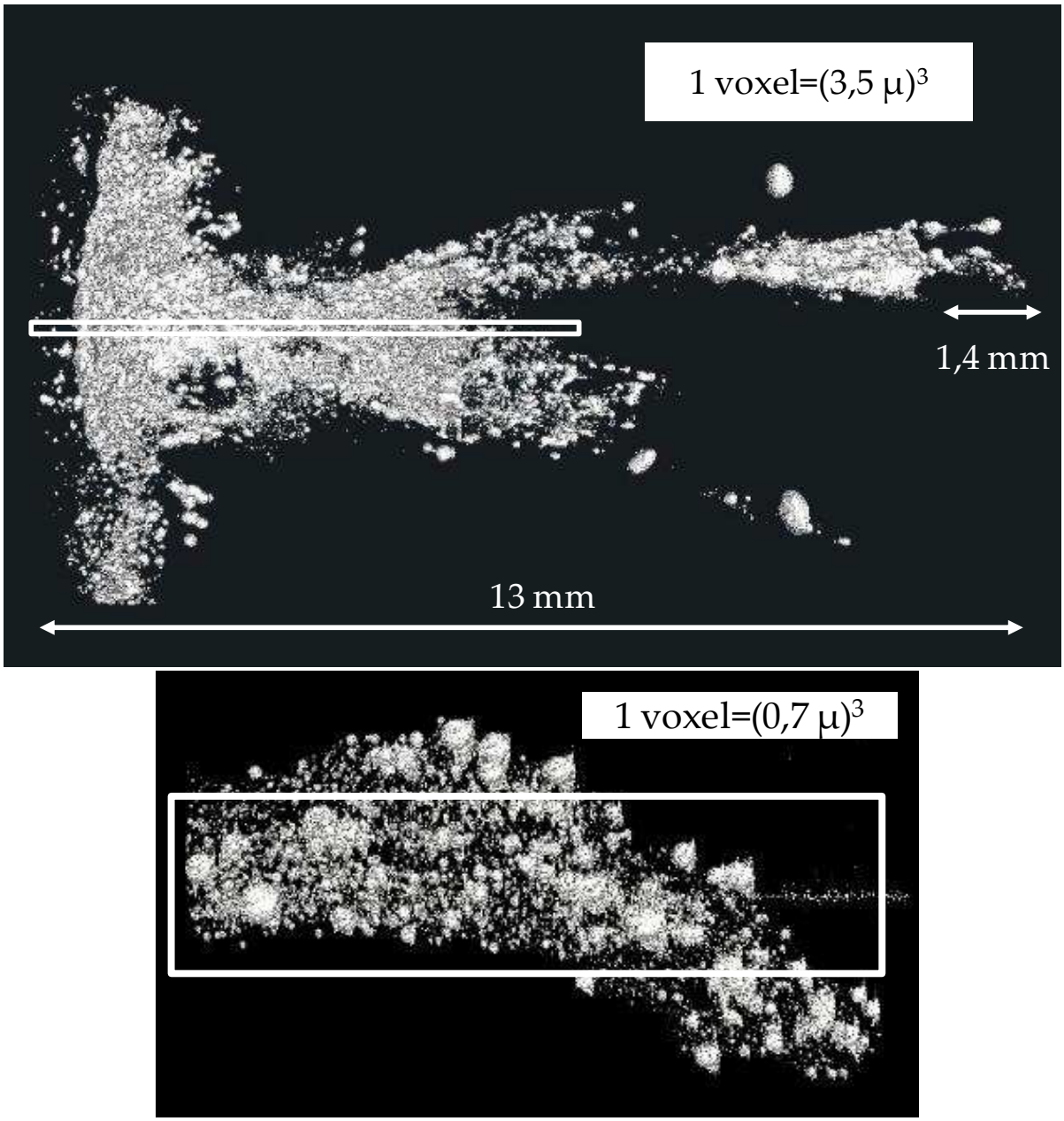


Figure IV-47: Représentation de la zone sélectionnée pour l'étude de la distribution de tailles de fragments produits par micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 μm soumise à un tir laser de 3,0 TW.cm^{-2}.

On obtient ainsi l'histogramme de la figure IV-48 représentant le nombre de fragments produit en fonction de leurs tailles.

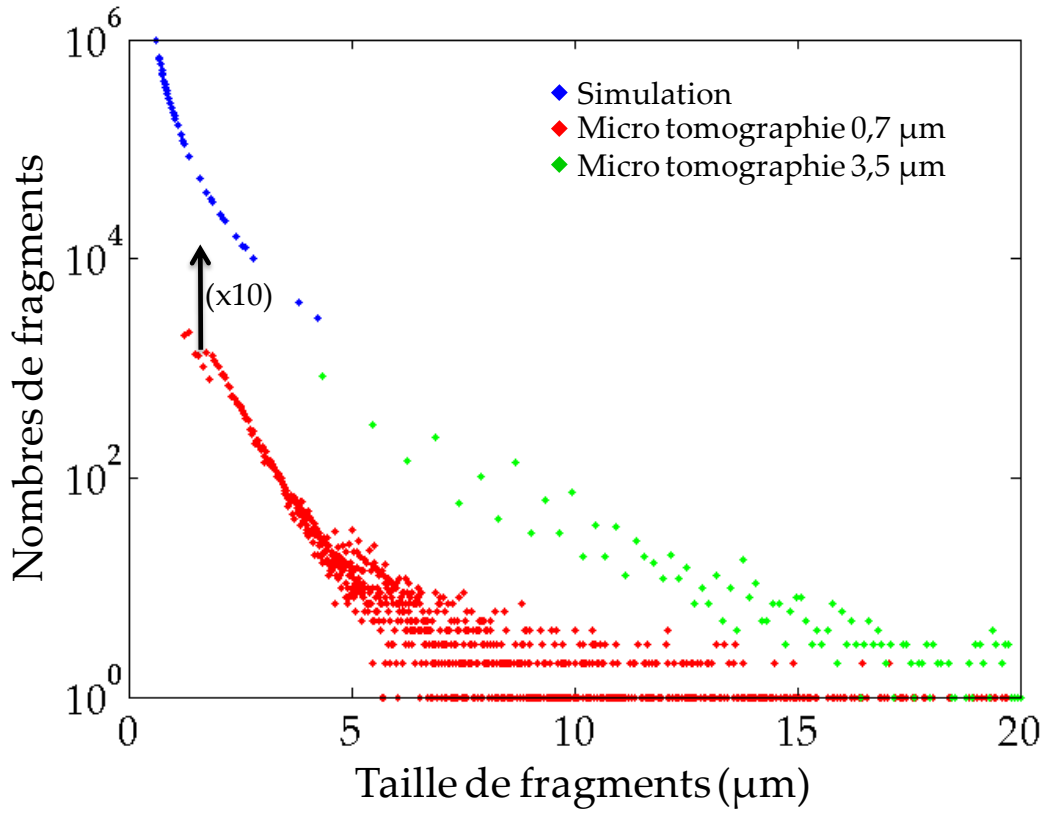


Figure IV-48: Histogrammes donnant le nombre de fragments produits par micro-tomographie en fonction de leurs tailles. Ces fragments proviennent du micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur soumise à un choc laser de 3,0 TW.cm^{-2}. Les données sont issues de micro-tomographie de résolution 3,5 µm (vert) et 0,7 µm (rouge) ainsi que des prédictions de la simulation numérique du tir correspondant (bleu).

Là encore, le domaine de tailles détecté par la tomographie de résolution 3,5 µm ne permet pas de recouvrir la plage de dimensions des fragments obtenue par la simulation numérique. Pour le gel correspondant à ce tir la résolution du tomographe de 0,7 µm permet en théorie de détecter des fragments de diamètre supérieur à 0,9 µm. En éliminant les voxels isolés, on dénombre les fragments de taille supérieure à 1,1 µm. Avec cette résolution, on recouvre les résultats de la simulation sur une large plage de taille. L'écart observé est plus important que pour le cas précédent, car la longueur de la zone tomographiée (1,4 mm) ne représente qu'approximativement 10% de la zone dans laquelle on trouve des fragments (Figure IV-42). En faisant l'approximation d'une répartition homogène des fragments le long de cette profondeur, on peut multiplier le nombre de fragments détectés par un facteur 10 ce qui revient à décaler les données tracées en rouge sur la figure IV-48 au sommet de la flèche. On obtient alors une certaine cohérence entre les nombres de fragments de petites tailles prédits par la simulation et ceux obtenus par l'expérience. L'écart restant est probablement dû au fait que l'hypothèse de répartition homogène sous estime le nombre de fragments présents puisque les observations au microscope optique montrent que les zones les plus profondes sont les moins densément peuplées.

Ne disposant pas de gel contenant des fragments d'aluminium fondus entièrement sous choc, la confrontation des résultats de simulation avec les résultats de tomographie n'a pas pu être mise en œuvre. On peut tout de même étudier la distribution de taille de fragments partiellement fondus lors du tir de 5,4 TW.cm^{-2} sur une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur (Figure IV-49).

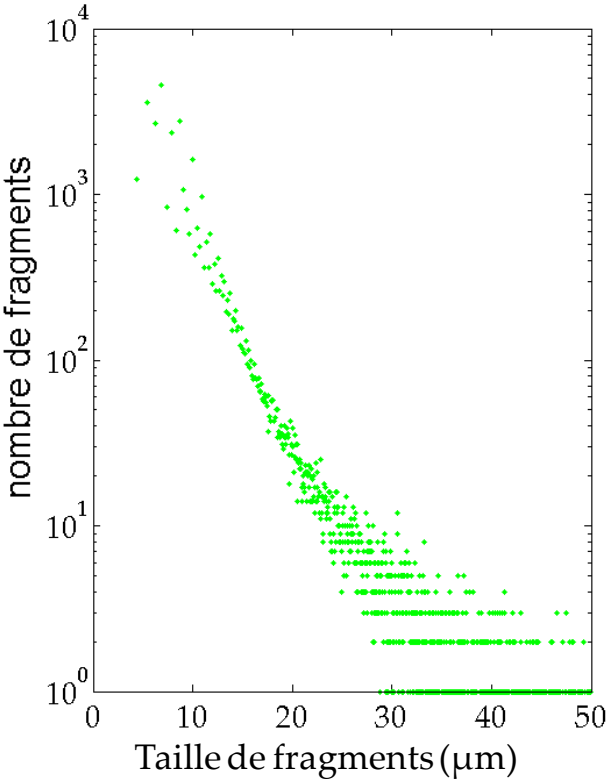


Figure IV-49: Histogramme donnant le nombre de fragments produits par micro-tomographie en fonction de leurs tailles. Ces fragments proviennent du micro-écaillage d'une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur soumise à un choc laser de 5,4 TW.cm^{-2}. Les données sont issues de micro-tomographie de résolution 3,5 µm.

Les résultats proviennent de la micro-tomographie complète du gel avec une résolution de 3,5 µm. La distribution de tailles obtenue par la micro-tomographie est continue ce qui est cohérent avec la nature globale de la ruine induite par micro-écaillage.

En résumé, les simulations fournissent une estimation de la distribution de tailles des fragments produite lors du micro-écaillage de cibles d'étain complètement fondues. La confrontation de cette distribution théorique avec les résultats issus de micro-tomographies réalisées avec différentes résolutions n'est pas aisée, et elle reste essentiellement qualitative. Elle montre cependant une cohérence, qui suggère que le modèle de micro-écaillage de l'étain sous choc fournit des ordres de grandeur réalistes. Malheureusement, une telle confrontation n'a pas pu être effectuée pour l'aluminium.

5.3. Profondeurs de pénétration

L'analyse des fragments collectés par la micro-tomographie ne se limite pas à la détermination de distribution de taille, elle nous donne aussi accès à la profondeur de pénétration des fragments à l'intérieur des gels. Ainsi, on peut tracer l'évolution de la profondeur de pénétration en fonction de la taille des fragments.

Comme on peut le voir directement en microscopie optique, on trouve des fragments de quelques dizaines de microns à toutes les profondeurs dans le gel. Cette observation peut être reliée aux mesures de vitesse décroissantes et continues du paragraphe précédent. En effet la profondeur de pénétration des fragments dans le gel peut être reliée à leur énergie cinétique, elle-même liée à leur masse donc à leur taille et leur vitesse ; la simulation numérique permet de tracer l'évolution de la taille et de la vitesse des fragments produits dans chaque maille discrétisant la cible (Figure IV-50, IV-51).

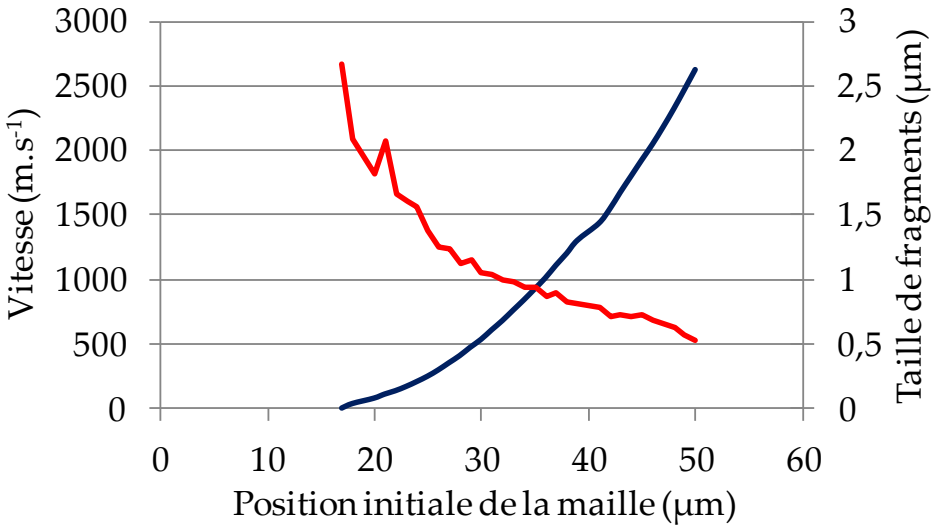


Figure IV-50: Evolutions de la taille (rouge) et de la vitesse (bleu) des fragments, en fonction de la position initiale de la maille dans laquelle ils ont été produits, obtenues par simulation d'un tir laser de 1,8 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur.

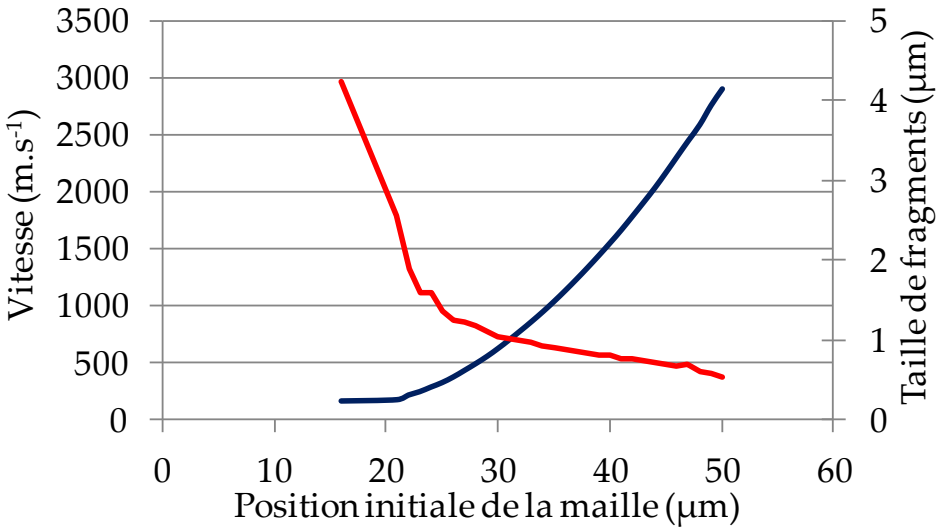


Figure IV-51 : Evolutions de la taille (rouge) et de la vitesse (bleu) des fragments, en fonction de la position initiale de la maille dans laquelle ils ont été produits, obtenues par simulation d'un tir laser de 3,0 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur.

Les fragments produits pendant le processus de micro-écaillage sont ainsi de plus en plus volumineux et éjectés à une vitesse de moins en moins élevée au fur et à mesure qu'on s'éloigne de la surface libre de la cible.

A partir de ces données et de la masse volumique des fragments calculée après relaxation des contraintes (§ III.3.3), on peut déterminer l'énergie cinétique des fragments en fonction de leur taille (Figure IV-52, IV-53).

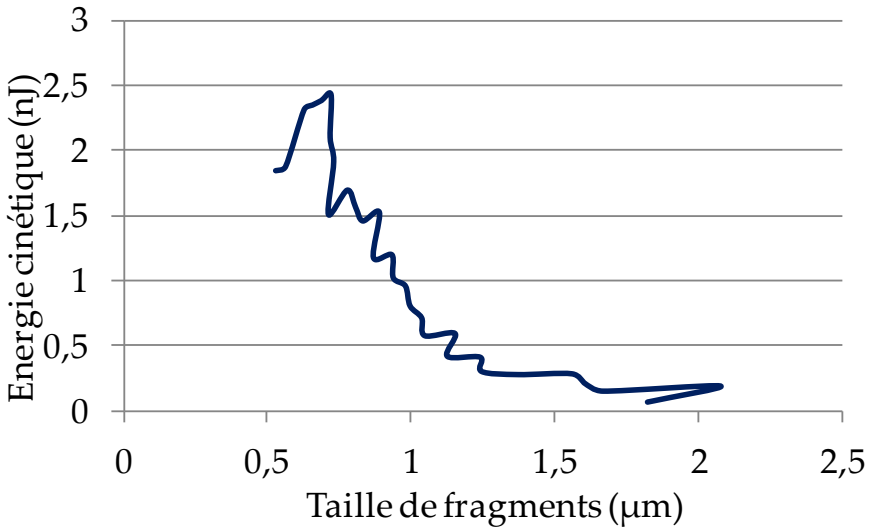


Figure IV-52: Evolution de l'énergie cinétique en fonction de la taille des fragments obtenue par simulation numérique d'un tir laser de 1,8 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur.

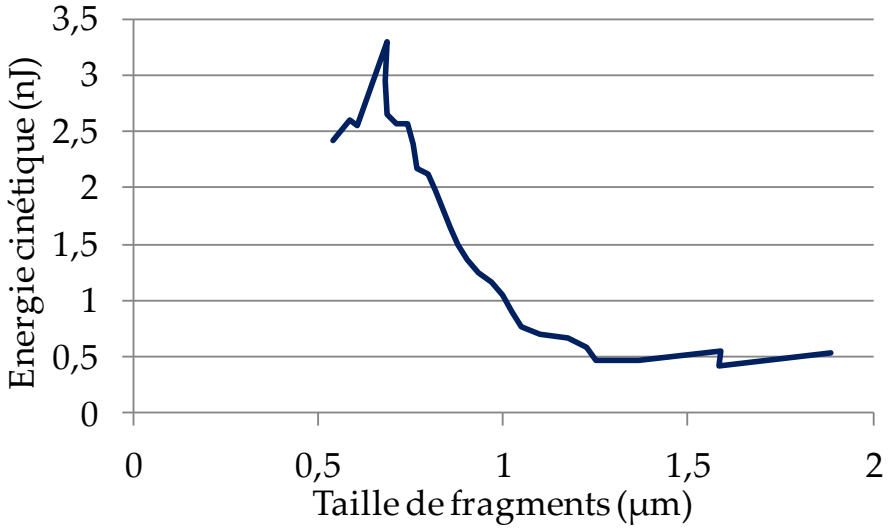


Figure IV-53: Evolution de l'énergie cinétique en fonction de la taille des fragments obtenue par simulation numérique d'un tir laser de 3,0 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur.

Du fait de la petite taille des fragments de l'ordre du micromètre, leur masse est très faible ce qui implique des énergies cinétiques de l'ordre de quelques nanojoules. L'énergie cinétique des fragments diminue rapidement quand leur taille augmente. Comme la pénétration des fragments dans le gel dépend a priori principalement de leur énergie cinétique, la large variation de cette énergie pour des tailles comprises entre 0,5 et 1 µm explique la présence de ces fragments à des profondeurs très variables. Dans cette gamme de tailles, les plus petits fragments devraient alors être retrouvés au plus profond du gel. Au contraire, les plus gros fragments, de taille supérieure à 1 µm, ont une énergie a peu près constante et faible, indépendante de leur taille. De plus, du fait de leur taille, ces derniers subissent plus de frottement lors de leur pénétration. On s'attend alors à trouver un ensemble de gros fragments de tailles variables près de la surface de pénétration.

Le tracé de la profondeur de pénétration des fragments en fonction de leur taille obtenu par l'analyse de la tomographie des gels étudiés précédemment n'indique pas de tendance claire, outre cette plus faible pénétration des gros fragments (Figures IV-54, IV-55).

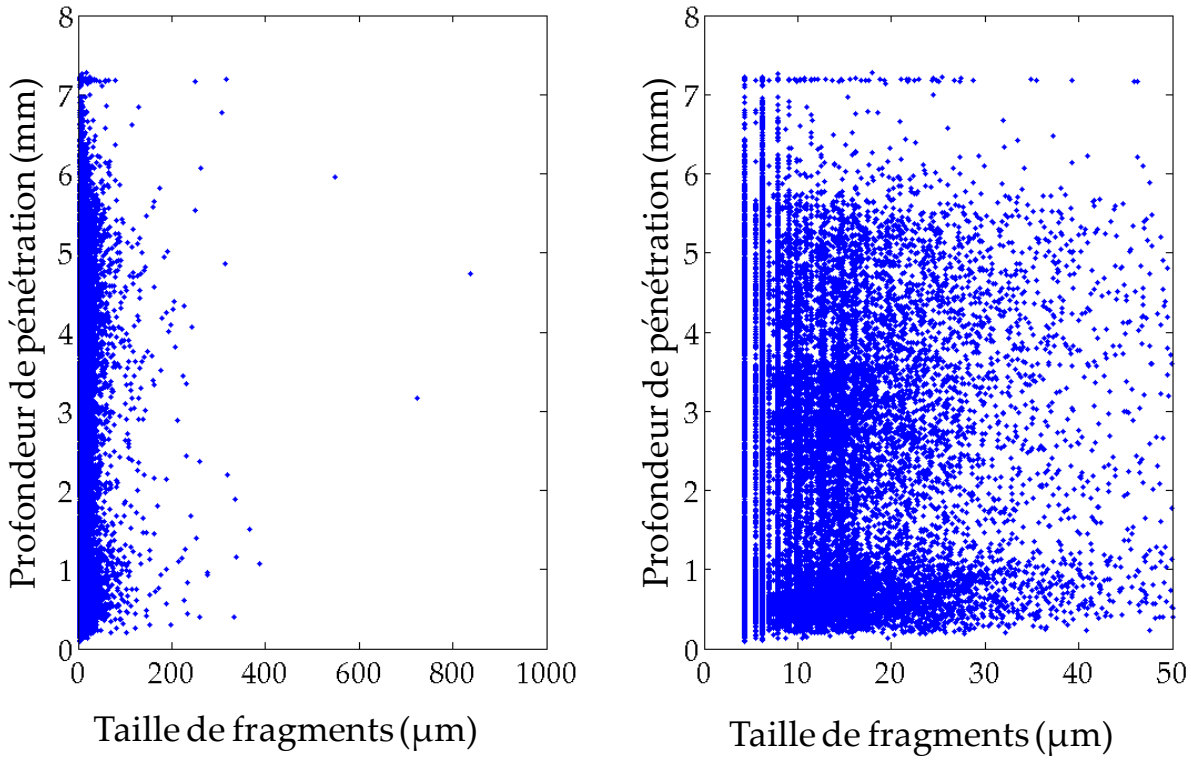


Figure IV-54: Profondeur de pénétration des fragments produits par micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur soumise à un tir laser de 1,76 TW.cm^{-2} en fonction de leur taille.

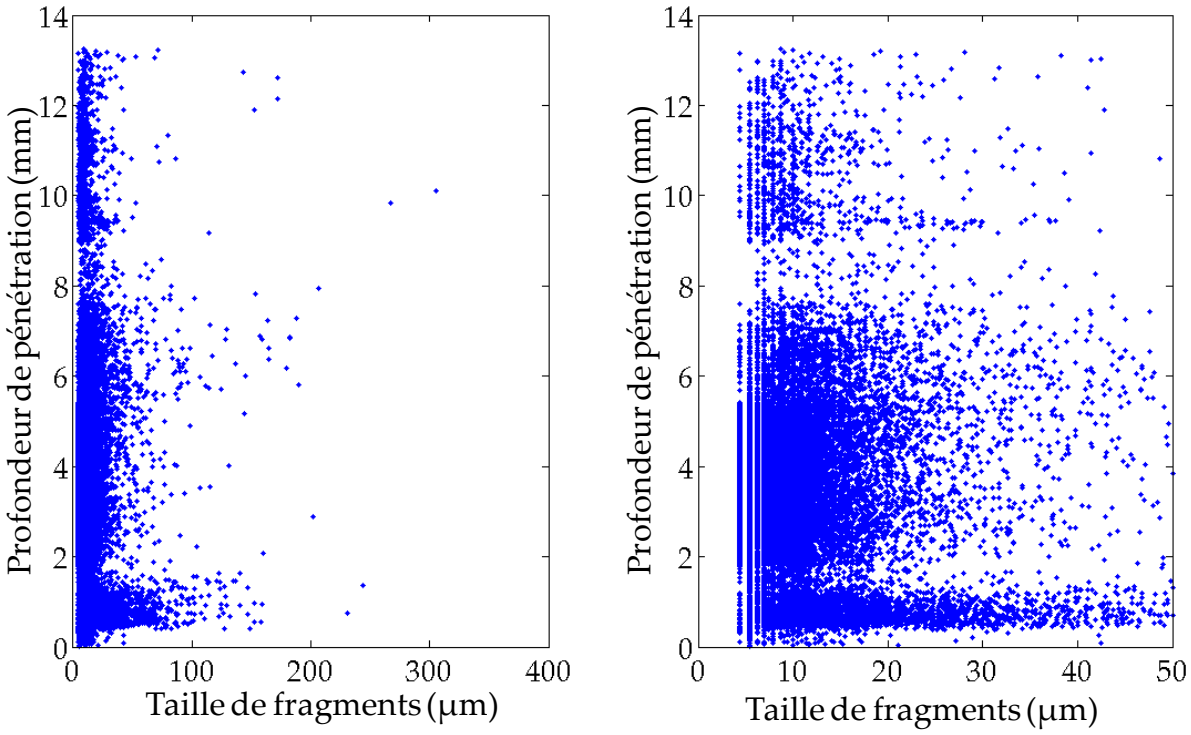


Figure IV-55: Profondeur de pénétration des fragments produits par micro-écaillage d'une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur soumise à un tir laser de 3,00 TW.cm^{-2} en fonction de leur taille.

Pour les deux tirs sur cible d'étain, la profondeur de pénétration des fragments, obtenue par la tomographie de résolution 3,5 µm, est plus importante pour le tir laser de 3,00 TW.cm^{-2} puisqu'elle atteint environ 13 mm contre 7,3 mm pour le tir de 1,76 TW.cm^{-2}. La profondeur de pénétration étant liée à l'énergie cinétique des fragments, ce résultat est cohérent.

L'analyse du gel tomographié (Figure IV-56) contenant des fragments d'aluminium produit par le micro-écaillage d'une cible de 50 µm d'épaisseur soumise à un tir de 5,4 TW.cm^{-2} permet de comparer les propriétés balistiques des fragments d'aluminium avec ceux de l'étain

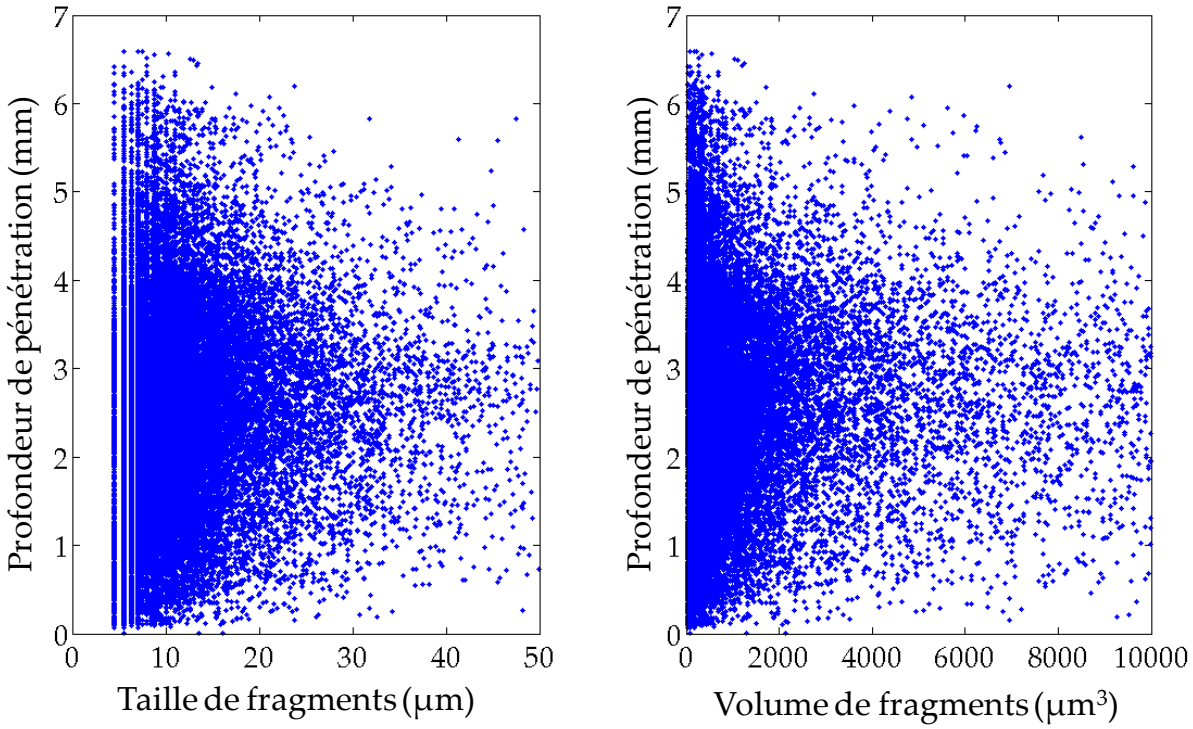


Figure IV-56: Profondeur de pénétration des fragments produits par micro-écaillage d'une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur soumise à un tir laser de 5,4 TW.cm^{-2} en fonction de leur taille pour les plus petits fragments et en fonction de leur volume.

Malgré les hautes vitesses atteintes par les fragments d'aluminium, supérieures à celles atteintes par les débris d'étain, la profondeur de pénétration allant jusqu'à 6,6 mm, est inférieure à celle des gouttelettes d'étain. Pour des tailles de fragments similaires, c'est la masse volumique de l'aluminium beaucoup plus faible que celle de l'étain qui diminue l'énergie cinétique des fragments et limite ainsi leur pénétration dans le gel. La répartition des petits fragments est similaire à celle des billes d'étain, elle est homogène sur toute la profondeur de pénétration. En revanche, la présence de fragments plus gros est moins localisée en bordure du gel, on en retrouve sur la quasi-totalité de la profondeur de pénétration.

La corrélation entre la profondeur de pénétration du gel et l'énergie cinétique des fragments reste qualitative. En effet à l'heure actuelle, la caractérisation du gel entreprise au CESTA n'a pas encore abouti. Elle consiste à réaliser des essais de

pénétration de billes calibrées envoyées dans le gel à des vitesses différentes mais aussi à des températures différentes.

Enfin, une des données fournies par la simulation est la température de la matière au moment de la fragmentation. La figure IV-57 en fournit un exemple pour un tir de 3,0 TW.cm^{-2} sur cible d'étain de 50 µm. La température des fragments augmente avec la profondeur derrière la surface libre depuis laquelle ils ont été arrachés.

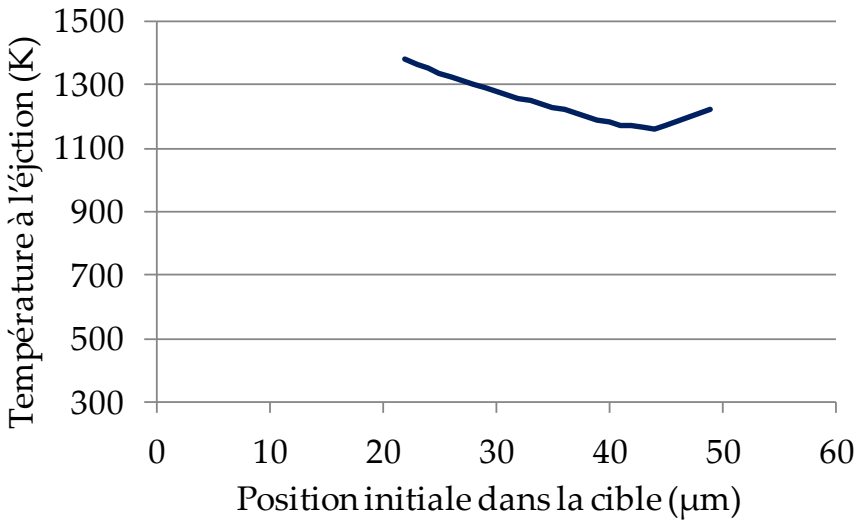


Figure IV-57: Evolution de la température en fonction de la position initiale de la maille dans laquelle ils ont été produits, obtenue par simulation d'un tir laser de 3,0 TW.cm^{-2} sur une cible d'étain de 50 µm d'épaisseur.

Ces faibles variations ne modifient pas de manière significative la densité de l'étain liquide. Par conséquent la masse des fragments dépend essentiellement de leur volume. Cette température des fragments au moment de leur création va ensuite varier pendant la phase de vol avant leur pénétration dans le gel. En effet, sous vide, la vitesse des fragments peut être considérée constante, mais les échanges thermiques par rayonnement vont faire diminuer leur température.

Tableau IV-4: Principaux résultats concernant les propriétés balistiques des fragments. Le nombre total de fragments prédit par la simulation est le nombre surfacique simulé multiplié par la section de la surface irradiée. Le nombre de fragments détectés par tomographie correspondant au nombre de fragments compté dans le gel entier.

N°	Intensité laser (TW/cm^2)	Diamètre du cylindre sondé en tomographie (mm)	Nombre de fragments détectés avec une résolution de			Nombre total de fragments prédit par la simulation rapporté à la surface irradiée	Taille simulée (µm)	
			3,5 µm	1,4 µm	0,7 µm		Min	Max
	Matériau: aluminium - épaisseur: 50 µm							
6	6,3					$24,2.10^8$	0,31	2
8	13,8					$17,9.10^8$	0,28	1,8
9	17,4					20.10^8	0,26	1,9
10	17,5					$18,7.10^8$	0,29	1,7
	Matériau: étain - épaisseur: 100 µm							
11	5,5					$6,5.10^8$	0,32	4,6
	Matériau: étain - épaisseur: 50 µm							
12	1,8	0,7	25438	349311		$7,3.10^8$	0,26	1,7
14	2,9					$4,8.10^8$	0,27	1,5
15	3,0	0,18	25271		55585	$4,8.10^8$	0,27	2,1
16	3,1					$6,8.10^8$	0,17	5,4
17	5,3					$9,3.10^8$	0,29	1,9
18	6,2		199898	66168		$9,8.10^8$	0,29	1,9
19	10,3					$3,5.10^8$	0,33	0,9
20	12,4					$3,4.10^8$	0,33	0,7
21	12,9					$4,7.10^8$	0,32	1,0
22	20,1					$3,5.10^8$	0,34	0,7
	Matériau: étain - épaisseur: 25 µm							
23	1,7					$9,2.10^8$	0,29	0,8
24	3,1					$7,5.10^8$	0,26	1,0
25	3,3					$6,9.10^8$	0,27	1,0
26	5,5					13.10^8	0,28	1,0

Références bibliographiques du chapitre IV

[1] A. Sollier, *Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser*, Thèse de doctorat de l'université de Versailles St- Quentin, 2002.

[2] L. Signor, *Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc*, Thèse de doctorat de l'université de Poitiers – ENSMA, 2008.

[3] E. Moshe, S. Eliezer, Z. Henis, M. Werdiger, E. Dekel, Y. Horovitz, S. Maman, I. B. Goldberg, D. Eliezer, *Experimental measurements of the strength of metals approaching the theoretical limit predicted by the equation of state*, Appl. Phys. Lett. **76** (12), 1555, 2000.

[4] G. I. Kanel, S. V. Razorenov, K. Baumung, J. Singer, *Dynamic yield and tensile strength of aluminum single crystals at temperatures up to the melting point*, J. Appl. Phys. **90** (1), 136, 2001.

[5] E. Lescoute, T. De Rességuier, J.-M. Chevalier, D. Loison, J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, J. Breil, P.-H. Maire, and G. Schurtz, *Ejection of spalled layers from laser shock-loaded metals*, J. Appl. Phys. **108,** 093510, 2010.

Conclusion générale et perspectives

A partir du recensement des études antérieures concernant le micro-écaillage (chapitre I), phénomène de fragmentation dynamique résultant de la mise en tension d'un matériau métallique fondu sous choc, ont été tracées les lignes directrices des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. Elles se sont orientées vers une étude expérimentale du micro-écaillage de l'étain et de l'aluminium soumis à des chocs laser et vers la modélisation de l'ensemble des processus conduisant à la formation du nuage de particules.

Les diagnostics (chapitre II) utilisés au cours de nos différentes campagnes expérimentales ont permis de mener des investigations sur le micro-écaillage de l'étain fondu complètement en compression ou en détente afin de caractériser le nuage de particules. **Grâce à la technique de vélocimétrie hétérodyne, nous avons pu sonder le nuage de particules et déterminer la distribution de vitesses au sein de ce nuage dont les débris peuvent atteindre plusieurs km.s^{-1} (voir résultats, chapitre IV). La récupération des fragments, rendue possible par l'utilisation des lasers de puissance comme générateurs de choc, a permis de déterminer la distribution de tailles des fragments collectés dans des gels grâce à la micro-tomographie capable, dans certaines configurations, de détecter des fragments submicroniques. Tous ces diagnostics ont également été utilisés pour caractériser, pour la première fois, le nuage produit par le micro-écaillage de l'aluminium fondu partiellement en détente ou complètement en compression, ce qui nous a rapproché du contexte industriel.** Ainsi, les fragments d'aluminium atteignent des vitesses supérieures à 15 km.s^{-1}. La micro-tomographie des fragments d'aluminium solide a permis de déterminer une partie de la distribution des tailles de fragments supérieures à 4,3 μm.

Des travaux de modélisation (chapitre III), basés sur ceux de L. Signor, ont été effectués afin d'obtenir un code capable de simuler le micro-écaillage de l'étain après fusion complète. Le choix du code s'est porté sur le code 1D SHYLAC développé au sein de l'Institut P'. **On y a implanté la modélisation multiphasique de l'étain proposée par C. Mabire. La connaissance de relations d'état visant à modéliser les différentes phases de l'aluminium a été nécessaire. Les expressions correspondantes ont été affinées à partir de plusieurs sources quantifiées. Des développements ont ensuite été apportés pour permettre la prise en compte de la cinétique de changement de phase.** Celle-ci ralentit la fusion de la matière et peut, dans le cas de chargement conduisant à la fusion partielle en détente, modifier la composition de la matière au moment de l'apparition des contraintes de traction responsables de la pulvérisation de la cible. Les changements de phase sont pilotés par une loi de cinétique formulée par Hayes faisant appel à un temps caractéristique de changement de phase, déterminé par une approche par la dynamique moléculaire

permettant de reproduire le comportement de la matière à l'échelle atomique. **La fragmentation de la phase liquide est décrite par une approche énergétique globale que nous avons également implanté dans le code précité faisant appel au critère de Grady permettant de déclencher la ruine du matériau et à une condition d'horizon permettant de prédire une taille de fragment dans chaque élément discrétisant la cible.** Un critère de ruine instantanée, dont la tension seuil est basée sur l'étude bibliographique, est utilisé pour modéliser la fragmentation de cibles solides ou partiellement fondue sous choc.

La simulation numérique des expériences de choc laser (chapitre IV) a permis la confrontation des résultats numériques et expérimentaux à toutes les étapes de l'expérience depuis l'interaction laser matière conduisant à la propagation d'une onde de choc entraînant la fusion de la matière, jusqu'à l'apparition des contraintes de traction qui conduisent à la fragmentation de la cible produisant un nuage de débris qui s'étend au delà de la cible. La simulation numérique permet de découpler les différents phénomènes et donne accès à certains paramètres importants tels que la tension de fragmentation atteinte au moment de la ruine des éléments constituant la cible. **De même, elle aide à l'identification des vitesses des fragments produits par micro-écaillage par rapport aux vitesses des fragments produits par d'autres processus de fragmentation tels que le microjetting et la perforation. Finalement, le croisement des résultats sur les tailles de fragments et leurs vitesses permet de déterminer leurs énergies cinétiques utilisées pour caractériser les propriétés balistiques du nuage micro-écaillé.**

Au cours de la description des diagnostics ou des modèles utilisés, les limites annoncées ouvrent certaines perspectives logiques de recherche en vue d'aller plus loin dans la caractérisation et dans la modélisation du micro-écaillage :

- La vélocimétrie hétérodyne est une technologie récente et en constante évolution. Un changement des longueurs d'onde des lasers vers 532 nm a été envisagé pour réduire les incertitudes de mesure. Les développements de la VH en cours au CEA-Arpajon visent à approcher la résolution temporelle d'un VISAR tout en conservant le caractère hétérodyne de la VH. La principale limite actuelle vient du traitement, encore jeune, par transformée de Fourier qui permet d'obtenir plusieurs vitesses, mais qui n'atteint pas, à l'heure actuelle, la limite théorique d'incertitude de Gabor.
- La micro-tomographie des gels est prometteuse pour identifier la distribution de tailles de fragments. Des développements à l'ESRF ont été apportés récemment en vue de réaliser des nano-tomographies. La tenue du gel aux flux de rayons X reste alors le principal problème. Le refroidissement du gel au cours de la tomographie est une des solutions envisagées pour le stabiliser.
- L'étude plus approfondie de la pénétration des fragments au sein du collecteur en gel permettrait de remonter à l'énergie cinétique des particules

en fonction de leur profondeur de pénétration. Pour cela, les études de caractérisation du gel menées au CEA-CESTA doivent être poursuivies évaluant la profondeur de pénétration de billes calibrées lancées à des vitesses contrôlées et à des températures variables.

- La modélisation 1D du micro-écaillage de cibles entièrement fondues sous choc en compression a apporté de précieux renseignements notamment grâce au critère de Grady utilisé pour modéliser la ruine du matériau liquide. Des développements restent à faire pour caractériser le comportement de la matière lors de la fusion partielle où les interfaces entre les différentes phases sont probablement des sites d'initiation des mécanismes de ruine. Une approche à plus petite échelle semble alors incontournable pour localiser et décrire l'évolution de ces interfaces. Les temps caractéristiques des changements de phase ont également besoin d'être affinés. Ceux fournis par la dynamique moléculaire semblent sur-estimés et ralentissent considérablement la fusion notamment dans le cas de l'aluminium. Des études sur la dépendance des temps caractéristiques aux divers paramètres liés à la sollicitation doivent également être menées.

D'autres perspectives non exhaustives se dégagent également de notre travail.

- La simulation actuelle permet de caractériser le nuage au moment de sa formation. Son expansion reste à modéliser en prenant notamment en compte les échanges thermiques par transfert radiatif responsable du refroidissement des billes et de leur solidification en vue de simuler par la suite leurs interactions avec l'environnement proche. Pour cela une approche mésoscopique entre la dynamique moléculaire et les éléments finis peut être tentée à travers une modélisation par la méthode SPH (Smooth Particles Hydrodynamics). A l'heure actuelle, l'ensemble du phénomène ne peut pas être modélisé en utilisant cette approche du fait du manque de modèle permettant de simuler en particulier la fragmentation complexe liée au micro-écaillage. Cette approche reste toutefois prometteuse pour réaliser des simulations 3D de l'impact et de la recompaction ou la pénétration de plusieurs centaines de fragments sur une surface ou dans un milieu de faible densité.
- Une étude, initialement prévue, qui n'a pas été menée à son terme, mais qui nécessite des efforts supplémentaires, concerne la prise en compte de couplage des phénomènes dissipatifs (choc, transformations de phase) dans un contexte de la thermodynamique hors équilibre. Pour l'instant, la dissipation de l'énergie est prise en compte partiellement. Des travaux supplémentaires sont nécessaires pour quantifier l'énergie dissipée par chaque phénomène intervenant dans le micro-écaillage. Pour cela, une approche globale des processus est probablement insuffisante. On pourrait aussi réaliser des approches micromécaniques pour étudier le comportement local de la matière et déterminer avec précision certains

mécanismes. Pour l'approche de la fusion sous choc, l'analyse couplée dans le cadre complet de la thermodynamique des processus irréversibles, proposée par Abeyaratne et Knowles, concernant une transformation solide/solide, peut constituer un point de départ.

Annexes

Annexe 1 : Calcul du potentiel thermodynamique F(v,T) et des variables thermodynamiques du système.....171

Annexe 2 : Liste des tests effectués pour le calcul de la composition des mailles .175

Annexe 3 : Application de l'algorithme pour la modélisation des changements de phase en fonction de la composition.....179

ANNEXE 1
Calcul du potentiel thermodynamique *F(v,T)* et des variables thermodynamiques du système

Pour décrire l'état de la matière, nous avons choisi la température *T* et le volume spécifique *v* comme variables d'état. Le potentiel thermodynamique associé est alors l'énergie libre de Helmholtz *F(v,T)*.

La différentielle de l'énergie libre s'écrit:

$$dF = -pdv - SdT \qquad \textbf{A1-1}$$

Où p est la pression et *S* l'entropie.
L'expression du potentiel s'écrit donc :

$$F(v,T) - F(v_0,T_0) = \int_{v_0}^{v}\int_{T_0}^{T} -pdv - SdT \qquad \textbf{A1-2}$$

Le potentiel F est une fonction d'état, le calcul de son intégrale dépend uniquement de l'état initial et de l'état final. On peut alors décomposer le trajet thermodynamique en une transformation isotherme à T_0 qui fait passer le volume spécifique de v_0 à v suivie d'une transformation isochore de volume v faisant passer la température de T_0 à T.

$$F(v,T) - F(v_0,T_0) = \int_{v_0}^{v}(-pdv - SdT)_{T_0} + \int_{T_0}^{T}(-pdv - SdT)_{v} \qquad \textbf{A1-3}$$

On a donc

$$F(v,T) - F(v_0,T_0) = -\int_{v_0}^{v} p(v,T_0)dv - \int_{T_0}^{T} S(v,T)dT \qquad \textbf{A1-4}$$

On remarque alors que $p(v,T_0)$ est la pression froide déterminée par la relation de Birch (A1-5).

$$p(v,T_0) = p_0 + \frac{3}{2}K_0\left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{-7}{3}} - \left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{-5}{3}}\right]\left[1 - \frac{3}{4}(4 - N_0)\left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{-2}{3}} - 1\right]\right] \qquad \textbf{A1-5}$$

On note alors $F_f(v) = -\int_{v_0}^{v} p(v,T_0)dv$ la contribution froide de l'énergie du système.

Il reste à déterminer l'expression de l'entropie. Pour cela, on détermine les dérivées du premier et du second ordre du potentiel $F(v,T)$:

$$\left.\frac{\partial F}{\partial T}\right)_v = -S \qquad \textbf{A1-6}$$

$$\left.\frac{\partial F}{\partial v}\right)_T = -p \qquad \textbf{A1-7}$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial T^2}\Big)_v = -\frac{\partial S}{\partial T}\Big)_v = -\frac{C_v}{T} \qquad \textbf{A1-8}$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial v \partial T}\Big) = \frac{\partial^2 F}{\partial T \partial v}\Big) = -\frac{\partial S}{\partial v}\Big)_T = -\frac{\partial p}{\partial T}\Big)_v = -\frac{\Gamma}{v} C_v \qquad \textbf{A1-9}$$

En utilisant les relations A1-8 et A1-9, on déduit l'expression de la différentielle de l'entropie :

$$dS = \frac{\partial S}{\partial T}\Big)_v dT + \frac{\partial S}{\partial v}\Big)_T dv \qquad \textbf{A1-10}$$

L'entropie S ayant la particularité d'être une fonction d'état, le calcul de son intégrale dépend uniquement de l'état initial et de l'état final. On peut alors décomposer le trajet thermodynamique en une transformation isotherme à T_0 qui fait passer le volume spécifique de v_0 à v suivie d'une transformation isochore de volume v faisant passer la température de T_0 à T.

$$S(v,T) - S(v_0,T_0) = \int_{v_0}^{v}\int_{T_0}^{T} \frac{C_v}{T} dT + \frac{\Gamma}{v} C_v dv = \int_{T_0}^{T} \frac{C_v}{T} dT + \int_{v_0}^{v} \frac{\Gamma}{v} C_v dv \qquad \textbf{A1-11}$$

En utilisant les hypothèses $C_v = C_{v_0} = cte$ et $\frac{\Gamma}{v} = \frac{\Gamma_0}{v_0} cte$, on obtient l'expression de l'entropie S en fonction du volume spécifique et de la température :

$$S(v,T) - S(v_0,T_0) = C_{v_0} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + \frac{\Gamma_0}{v_0} C_{v_0} (v - v_0) \qquad \textbf{A1-12}$$

Finalement,

$$F(v,T) = F(v_0,T_0) + F_f(v) - \int_{T_0}^{T} S_0 + C_{v_0} \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + \frac{\Gamma_0}{v_0} C_{v_0} (v - v_0) dT \qquad \textbf{A1-13}$$

Après calcul et réorganisation on obtient :

$$F(v,T) = F_0 + TS_0 + F_f(v) - TS(v,T) + C_{v_0}(T - T_0) + \frac{\Gamma_0}{v_0} C_{v_0} T_0 (v - v_0) \qquad \textbf{A1-14}$$

Le potentiel est entièrement défini. On peut alors déterminer les autres variables du système telles que l'énergie interne et l'enthalpie libre. Ces grandeurs représentent d'autres potentiels thermodynamiques ou fonctions d'état si elles sont exprimées en fonction de leurs variables d'état associées (*E(S,v), G(p,T)*) ; pour cela on utilise les transformations de Legendre correspondantes. Dans notre cas on cherche uniquement à déterminer leur expression en fonction du volume spécifique et de la température. On détermine l'expression de l'énergie interne du système grâce à la relation A1-15.

$$E(S(v,T),T) = F(v,T) + TS(T,v) \qquad \textbf{A1-15}$$

$$E(v,T) = E_0 + F_f(v) + C_{v_0}(T - T_0) + \frac{\Gamma_0}{v_0} C_{v_0} T_0 (v - v_0) \qquad \textbf{A1-16}$$

avec $E_0 = F_0 + S_0 T_0$

La relation A1-17 permet de déterminer l'expression de la pression :

$$p(v,T) = -\frac{\partial F}{\partial v}\Big)_T = p_f(v) + \frac{\Gamma_0}{v_0} C_{v_0}(T - T_0) \qquad \textbf{A1-17}$$

L'enthalpie libre de Gibbs est calculée grâce à la relation A1-18 et son expression en fonction du volume spécifique et de la température est la relation A1-19.

$$G(T,\, p(T,v)) = F(T,v) + p(T,v)v \qquad \textbf{A1-18}$$

$$G(v,T) = E_0 + F_f(v) - TS(v,T) + C_{v_0}(T - T_0) + \frac{\Gamma_0}{v_0} C_{v_0} T_0 (v - v_0) + vp(v,T) \qquad \textbf{A1-19}$$

ANNEXE 2
Liste des tests effectués pour le calcul de la composition des mailles

Tableau A2-1: Liste des changements de phase effectués à partir d'une phase pure d'étain en fonction de l'ordre des enthalpies libres de Gibbs de chaque phase.

Composition de la maille au début du pas de temps	Classement des enthalpies	Changements de phase
100 % β	$G_1 \leq G_2 \leq G_3$	aucun changement de phase
	$G_1 \leq G_3 \leq G_2$	aucun changement de phase
	$G_2 \leq G_1 \leq G_3$	β -> γ
	$G_3 \leq G_2 \leq G_1$	β -> γ + liquide
	$G_2 \leq G_3 \leq G_1$	β -> γ + liquide
	$G_3 \leq G_1 \leq G_2$	β -> liquide
100 % γ	$G_1 \leq G_2 \leq G_3$	γ -> β
	$G_1 \leq G_3 \leq G_2$	γ -> β + liquide
	$G_2 \leq G_1 \leq G_3$	aucun changement de phase
	$G_3 \leq G_2 \leq G_1$	γ -> liquide
	$G_2 \leq G_3 \leq G_1$	aucun changement de phase
	$G_3 \leq G_1 \leq G_2$	γ -> β + liquide
100 % liquide	$G_1 \leq G_2 \leq G_3$	liquide -> $\beta + \gamma$
	$G_1 \leq G_3 \leq G_2$	liquide -> β
	$G_2 \leq G_1 \leq G_3$	liquide-> $\beta + \gamma$
	$G_3 \leq G_2 \leq G_1$	aucun changement de phase
	$G_2 \leq G_3 \leq G_1$	liquide -> γ
	$G_3 \leq G_1 \leq G_2$	aucun changement de phase

Tableau A2-2: Liste des changements de phase effectués à partir un mélange de phase d'étain en fonction de l'ordre des enthalpies libres de Gibbs de chaque phase

Composition de la maille au début du pas de temps	Classement des enthalpies	Changements de phase
Mélange $\beta+\gamma$	$G_1 \le G_2 \le G_3$	γ -> β
	$G_1 \le G_3 \le G_2$	γ -> β + liquide
	$G_2 \le G_1 \le G_3$	β -> γ
	$G_3 \le G_2 \le G_1$	β -> γ + liquide et γ -> liquide
	$G_2 \le G_3 \le G_1$	β -> γ + liquide
	$G_3 \le G_1 \le G_2$	γ -> β + liquide et β -> liquide
Mélange β+liquide	$G_1 \le G_2 \le G_3$	liquide -> $\beta+\gamma$
	$G_1 \le G_3 \le G_2$	liquide -> β
	$G_2 \le G_1 \le G_3$	liquide -> $\beta+\gamma$ et β -> γ
	$G_3 \le G_2 \le G_1$	β -> γ + liquide
	$G_2 \le G_3 \le G_1$	β -> γ + liquide et liquide -> γ
	$G_3 \le G_1 \le G_2$	β -> liquide
Mélange γ+liquide	$G_1 \le G_2 \le G_3$	liquide -> $\beta+\gamma$ et γ -> β
	$G_1 \le G_3 \le G_2$	γ -> β + liquide et liquide -> β
	$G_2 \le G_1 \le G_3$	liquide -> β + γ
	$G_3 \le G_2 \le G_1$	γ -> liquide
	$G_2 \le G_3 \le G_1$	liquide -> γ
	$G_3 \le G_1 \le G_2$	γ -> β + liquide
Mélange $\beta+\gamma$+liquide	$G_1 \le G_2 \le G_3$	liquide -> $\beta+\gamma$ et γ -> β
	$G_1 \le G_3 \le G_2$	γ -> β + liquide et liquide -> β
	$G_2 \le G_1 \le G_3$	liquide -> $\beta+\gamma$ et β -> γ
	$G_3 \le G_2 \le G_1$	β -> γ + liquide et γ -> liquide
	$G_2 \le G_3 \le G_1$	β -> γ + liquide et liquide -> γ
	$G_3 \le G_1 \le G_2$	γ -> β + liquide et β -> liquide

Figure A2-3: Liste des changements de phase effectués pour l'aluminium en fonction de la composition et de l'ordre des enthalpies libres de Gibbs de chaque phase.

Composition de la maille au début du pas de temps	Classement des enthalpies	Changements de phase
100 % solide	$G_1 \leq G_2$	aucun changement de phase
	$G_1 \geq G_2$	solide -> liquide
100 % liquide	$G_1 \leq G_2$	liquide -> solide
	$G_1 \geq G_2$	aucun changement de phase
Mélange solide+liquide	$G_1 \leq G_2$	liquide -> solide
	$G_1 \geq G_2$	solide -> liquide

ANNEXE 3
Application de l'algorithme pour la modélisation des changements de phase en fonction de la composition

Cette annexe présente l'application de l'algorithme utilisé dans le code SHYLAC pour modéliser les changements de phase. En fonction du nombre de phases présentes dans la maille, les équations sont ajustées pour prendre en compte la dépendance des paramètres thermodynamiques à la composition de la maille. Les tables présentées dans l'annexe 2 mettent en évidence trois types de composition : la maille contient une seule phase, la maille contient un mélange de deux phases, la maille contient un mélange de trois phases. Cette dernière configuration est réservée à la modélisation des changements de phase de l'étain.

Pour chaque variable A_k^n, l'indice k désigne la position spatiale de la variable et l'exposant n désigne la position temporelle. En présence d'un second indice, celui-ci représente la phase, ainsi u_k^n désigne la vitesse au point k à l'instant n et $\alpha^n_{k+\frac{1}{2},i}$ désigne la proportion massique de la phase i affecté au centre de la maille situé à droite de l'interface k à l'instant n. Le maillage est repéré par l'abscisse des noeuds située à gauche de chaque maille X_k^n. Les vitesses sont calculées à ces noeuds mais avec un décalage temporel d'un demi pas de temps $u_k^{n-\frac{1}{2}}$. Les autres grandeurs telles que l'énergie interne $E^n_{k+\frac{1}{2}}$, le volume spécifique $v^n_{k+\frac{1}{2}}$ ou encore la pression $p^n_{k+\frac{1}{2}}$ sont calculées pour des valeurs entières de pas de temps au centre des mailles.

Les premières étapes du calcul ne dépendent pas de la composition de la maille. On commence par calculer la vitesse matérielle de chaque nœud avec la relation de conservation de la quantité de mouvement discrétisée (Equation A3-1).

$$\frac{u_k^{n+\frac{1}{2}} - u_k^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + \frac{\left(p^n_{k+\frac{1}{2}} - p^n_{k-\frac{1}{2}}\right) + \left(Q^n_{k+\frac{1}{2}} - Q^n_{k-\frac{1}{2}}\right)}{M} \qquad \textbf{A3-1}$$

Cette relation fait intervenir les pressions *p* de part et d'autre de l'interface *k*, la masse de la maille $M = \frac{X^0_{k+1} - X^0_k}{v_0}$ ainsi que les termes liés à la pseudo viscosité *Q* calculés au pas de temps précédent par la relation de Richtmyer – Von Neumann.

Grâce à la vitesse des noeuds entre les mailles, on peut calculer leurs positions X_k^{n+1} grâce à la relation A3-2.

$$\frac{X_k^{n+1} - X_k^n}{\Delta t} = u_k^{n+\frac{1}{2}} \qquad \textbf{A3-2}$$

Quand toutes les positions des mailles sont connues, l'application de la conservation de la masse permet de déterminer le volume spécifique de chaque maille.

$$\frac{X_k^{n+1} - X_k^n}{M} = v_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} \qquad \textbf{A3-3}$$

Lorsque le volume spécifique de la maille est déterminé, on calcule la composition des mailles. Les variations de proportion de chacune des phases sont obtenues grâce à la relation de Hayes (Equation A3-4).

$$\Delta\alpha_{k+\frac{1}{2},i}^{n+1} = \frac{M}{RT_{k+\frac{1}{2}}^{n}} \sum_j \frac{G_{k+\frac{1}{2},j}^{n} - G_{k+\frac{1}{2},i}^{n}}{\tau_{ij}} \Delta t \qquad \textbf{A3-4}$$

A partir de ce moment, la suite du calcul dépend de la composition de la maille.

A3-1. Maille composée d'une seule phase

Pour l'aluminium la phase peut être solide ou liquide, pour l'étain elle peut être solide β, solide γ ou liquide.

- Calcul de l'énergie

L'énergie est calculée par la relation A3-5.

$$E_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} - E_{k+\frac{1}{2}}^{n} = -\frac{p_{k+\frac{1}{2}}^{n} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)\left(v_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} - v_{k+\frac{1}{2}}^{n}\right) + Q_{k+\frac{1}{2}}^{n}}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)\left(v_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} - v_{k+\frac{1}{2}}^{n}\right)} \left(v_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} - v_{k+\frac{1}{2}}^{n}\right) \qquad \textbf{A3-5}$$

Elle fait intervenir les dérivées partielles de la pression dont les indices et exposants ont été retirés pour plus de lisibilité. Elles correspondent à la dérivée de la pression par rapport au volume spécifique $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial v}_E\right)_{k+\frac{1}{2}}^{n}$ et à la dérivée de la pression par rapport à l'énergie $\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial E}_v\right)_{k+\frac{1}{2}}^{n}$.

- Calcul des dérivées partielles de la pression et de la température par rapport au volume spécifique et à l'énergie interne.

$$\beta = \left(\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_E\right)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{\gamma_0}{v_0} p_f - C_{v0} T_0 \left(\frac{\gamma_0}{v_0}\right)^2 + \left(\frac{dp_f}{dv}\right) \qquad \textbf{A3-6}$$

$$\Gamma = \left(\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_v\right)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{\gamma_0}{v_0} \qquad \textbf{A3-7}$$

$$\delta = \left(\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_E\right)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{1}{C_{v0}} p_f - \frac{\gamma_0}{v_0} T_0 \qquad \textbf{A3-8}$$

$$\varepsilon = \left(\left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)_v\right)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{1}{C_{v0}} \qquad \textbf{A3-9}$$

où p_f représente la pression froide calculée par l'isotherme de Birch au pas de temps n.

- Calcul de la pression et de la température

On a deux équations à deux inconnues données par les relations A3-10 et A3-11

$$dp = \beta dv + \Gamma dE \qquad \textbf{A3-10}$$

$$dT = \delta dv + \varepsilon dE \qquad \textbf{A3-11}$$

On obtient les variations de pression $dp^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ et de température $dT^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$. On peut alors calculer la pression $p^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ et la température $T^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ de la maille en ajoutant le terme de variation au terme obtenu au temps n.

- Calcul des autres grandeurs thermodynamiques et de la vitesse du son

On calcule également les volumes spécifiques des autres phases (une seule pour l'aluminium et 2 pour l'étain) tels que la pression et la température de ces phases soient identiques à celles de la phase présente. On détermine ainsi leurs entropies S_i (équation A3-12) et leurs enthalpies libres de Gibbs G_i (équation A3-13) grâce aux relations thermodynamiques. La vitesse du son c est calculée par la relation A3-14.

$$S^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i} = S_{0_i} + C_{v0i} \ln\left(\frac{T^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}}{T_{0i}}\right) + \frac{\Gamma_{0i}}{v_{0i}} C_{v0i}\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i} - v_{0i}\right) \qquad \textbf{A3-12}$$

$$G^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i} = E^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i} - T^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i} S^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i} + p^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i} v^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i} \qquad \textbf{A3-13}$$

$$c^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} = v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} \sqrt{p^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_{v,\alpha_1,\alpha_2}\Bigg)^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{E,\alpha_1,\alpha_2}\Bigg)^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}} \qquad \textbf{A3-14}$$

A3-2. Maille composée d'un mélange de deux phases

Pour cette partie, les deux phases présentent sont indicées 1 et 2. Pour l'aluminium cela représente un mélange (solide + liquide), pour l'étain ce mélange peut être (solide β + solide γ), (solide β + liquide) ou (solide γ + liquide). On note α la proportion massique de la phase 1. La proportion de la seconde phase est donc $(1-\alpha)$.

- Calcul de l'énergie

L'énergie est calculée par la relation A3-15.

$$E^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - E^{n}_{k+\frac{1}{2}} = -\frac{p^{n}_{k+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right) + Q^{n}_{k+\frac{1}{2}}}{1+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right)}\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right) - \frac{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha}\right)d\alpha}{1+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right)}\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right) \quad \textbf{A3-15}$$

Elle fait intervenir des dérivées partielles de la pression dont les indices et exposants ont été retirés pour plus de lisibilité. Elles correspondent à la dérivée de la pression par rapport au volume spécifique $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)^{n}_{E,\alpha\ k+\frac{1}{2}}$, à la dérivée de la pression par rapport à l'énergie $\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)^{n}_{v,\alpha\ k+\frac{1}{2}}$, à la dérivée de la pression par rapport à la proportion de phase 1 $\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial \alpha}\right)^{n}_{E,v\ k+\frac{1}{2}}$.

- Calcul des dérivées partielles de la pression et de la température par rapport au volume spécifique et à l'énergie interne de chaque phase

On utilise les mêmes relations A3-6 à A3-9 appliquées à chacune des deux phases présentes dans la maille.

- Calcul des volumes spécifiques et des énergies de chaque phase, de la pression et de la température

Pour un mélange de deux phases, on a quatre équations à six inconnues données par les relations A3-16 et A3-17

$$dp = \beta_i dv_i + \Gamma_i dE_i \qquad \textbf{A3-16}$$

$$dT = \delta_i dv_i + \varepsilon_i dE_i \qquad \textbf{A3-17}$$

Les variation de pression et de température étant identiques pour les deux phases, on peut en déduire l'expression de dv_2, dE_2 en fonction de dv_1 et dE_1.

$$dv_2 = \frac{\beta_1\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_1}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} dv_1 + \frac{\Gamma_1\varepsilon_2 - \Gamma_2\varepsilon_1}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} dE_1 \qquad \textbf{A3-18}$$

$$dE_2 = \frac{\beta_2\delta_1 - \beta_1\delta_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} dv_1 + \frac{\beta_2\varepsilon_1 - \Gamma_1\delta_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} dE_1 \qquad \textbf{A3-19}$$

On utilise alors les différentielles des lois de mélange du volume et de l'énergie (A3-20 et A3-21) pour calculer $dE_i = dE^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ et $dv_i = dv^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ en fonction de $v_i = v^{n}_{k+\frac{1}{2},i}$, $E_i = E^{n}_{k+\frac{1}{2},i}$, $d\alpha = d\alpha^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$, $dE = dE^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ et $dv = dv^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$.

$$dV = \alpha dv_1 + (1-\alpha)dv_2 + (v_1 - v_2)d\alpha \qquad \textbf{A3-20}$$

$$dE = \alpha dE_1 + (1-\alpha)dE_2 + (E_1 - E_2)d\alpha \qquad \textbf{A3-21}$$

On obtient alors les variations de volume spécifique et d'énergie pour la phase 1 en fonction de la variation de volume spécifique, d'énergie de la maille et de la variation de proportion massique de cette phase.

$$dv_1 = \frac{E_{E1}dv - v_{E1}dE}{E_{E1}v_{v1} - v_{E1}E_{v1}} + \frac{[v_{E1}(E_1 - E_2) - E_{E1}(v_1 - v_2)]d\alpha}{E_{E1}v_{v1} - v_{E1}E_{v1}} \qquad \textbf{A3-22}$$

$$dE_1 = \frac{v_{v1}dE - E_{v1}dv}{E_{E1}v_{v1} - v_{E1}E_{v1}} + \frac{[E_{v1}(v_1 - v_2) - v_{v1}(E_1 - E_2)]d\alpha}{E_{E1}v_{v1} - v_{E1}E_{v1}} \qquad \textbf{A3-23}$$

Les coefficients E_{E1}, E_{v1}, v_{v1}, v_{E1} représentent :

$$E_{E1} = \left(\frac{\partial E}{\partial E_1}\right)_{v_1} = \alpha + (1-\alpha)\frac{\beta_2\varepsilon_1 - \Gamma_1\delta_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} \quad E_{v1} = \left(\frac{\partial E}{\partial v_1}\right)_{E_1} = (1-\alpha)\frac{\delta_1\beta_2 - \beta_1\delta_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2}$$

$$v_{v1} = \left(\frac{\partial v}{\partial v_1}\right)_{E_1} = \alpha + (1-\alpha)\frac{\beta_1\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_1}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} \quad v_{E1} = \left(\frac{\partial v}{\partial E_1}\right)_{v_1} = (1-\alpha)\frac{\Gamma_1\varepsilon_2 - \varepsilon_1\Gamma_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2}$$

En reprenant le développement en sens inverse, on calcule toutes les variations de volume spécifique $dv^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ et d'énergie $dE^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ pour chacune des deux phases présentes dans la maille. On obtient également les variations de pression $dp^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ et de température $dT^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$. On peut alors calculer les volumes spécifiques $v^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ et énergies $E^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ de chaque phase, de même que la pression $p^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ et la température $T^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ de la maille en ajoutant le terme de variation au terme obtenu au temps n.

- Calcul des dérivées partielles de la pression

A partir de la différentielle de la pression appliquée à la phase 1 (équation A3-16), on substitue les différentielles du volume spécifique et de l'énergie de la phase 1 par leur expression en fonction du volume spécifique et de l'énergie de la maille et des proportions de phase 1 et 2 (équations A3-22 et A3-23). On en déduit les dérivées partielles de la pression par rapport au volume spécifique *v*, à l'énergie *E* de la maille et à la proportion α de la phase présente. Ces dérivées serviront à calculer l'énergie totale de la maille au pas de temps suivant.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{E,\alpha}\Bigg)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{\beta_1 E_{E1} - \Gamma_1 E_{v1}}{E_{E1} V_{V1} - V_{E1} E_{v1}} \qquad \textbf{A3-24}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_{v,\alpha}\Bigg)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = -\frac{\beta_1 v_{E1} - \Gamma_1 v_{v1}}{E_{E1} V_{V1} - V_{E1} E_{v1}} \qquad \textbf{A3-25}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha}\right)_{E,v}\Bigg)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{\beta_1\left[v_{E1}(E_1 - E_2) - E_{E1}(v_1 - v_2)\right] + \Gamma_1\left[E_{v1}(v_1 - v_2) - v_{v1}(E_1 - E_2)\right]}{E_{E1} V_{V1} - V_{E1} E_{v1}} \qquad \textbf{A3-26}$$

- Calcul des autres grandeurs thermodynamiques et de la vitesse du son

Dans le cas de l'étain, on calcule également le volume spécifique de la troisième phase absente tel que la pression et la température de cette phase soient identiques à celles du mélange présent.

On détermine ainsi les entropies S_i (équation A3-12) et les enthalpies libres de Gibbs G_i (équation A3-13) de toutes les phases (présentes et absentes) grâce aux relations thermodynamiques. La vitesse du son *c* est calculée par l'équation A3-14.

A3-3. Maille composée d'un mélange de trois phases

Pour cette partie, les équations présentées sont utilisées pour la modélisation des changements de phase quand la maille est composé d'un mélange des trois phases d'étain (solide β + solide γ + liquide).

- Calcul de l'énergie

L'énergie est calculée par la relation A3-27.

$$E^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - E^{n}_{k+\frac{1}{2}} = -\frac{p^{n}_{k+\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right) + Q^{n}_{k+\frac{1}{2}}}{1+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right)}\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right) \quad \textbf{A3-27}$$
$$-\frac{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_1}\right)d\alpha_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_2}\right)d\alpha_2}{1+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right)}\left(v^{n+1}_{k+\frac{1}{2}} - v^{n}_{k+\frac{1}{2}}\right)$$

Elle fait intervenir des dérivées partielles de la pression dont les indices et exposants ont été retirés pour plus de lisibilité. Elles correspondent à la dérivée de la pression par rapport au volume spécifique $\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)^{n}_{E,\alpha_1,\alpha_2,k+\frac{1}{2}}$, à la dérivée de la pression par rapport à l'énergie $\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)^{n}_{v,\alpha_1,\alpha_2,k+\frac{1}{2}}$, à la dérivée de la pression par rapport à la proportion de phase 1 $\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_1}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_1}\right)^{n}_{E,v,\alpha_2,k+\frac{1}{2}}$, la dérivée de la pression par rapport à la proportion de la phase 2 $\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_2}\right) = \left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_2}\right)^{n}_{E,v,\alpha_1,k+\frac{1}{2}}$.

- Calcul des dérivées partielles de la pression et de la température par rapport au volume spécifique et à l'énergie interne de chaque phase

On utilise les mêmes relations A3-6 à A3-9 appliquées à chacune des trois phases présentes dans la maille.

- Calcul des volumes spécifiques et des énergies de chaque phase, de la pression et de la température

En écrivant les différentielles de la pression et de la température pour chaque phase en fonction de leur volume spécifique et énergie, on obtient six équations à huit inconnues données par les relations A3-16 et A3-17.
Les variation de pression et de température étant identiques pour les trois phases, on peut en déduire l'expression de dv_2, dv_3, dE_2, dE_3 en fonction de dv_1 et dE_1.

$$dv_2 = \frac{\beta_1\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_1}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2}dv_1 + \frac{\Gamma_1\varepsilon_2 - \Gamma_2\varepsilon_1}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2}dE_1 \quad \textbf{A3-28}$$

$$dE_2 = \frac{\beta_2\delta_1 - \beta_1\delta_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2}dv_1 + \frac{\beta_2\varepsilon_1 - \Gamma_1\delta_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2}dE_1 \quad \textbf{A3-29}$$

$$dv_3 = \frac{\beta_1\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_1}{\beta_3\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_3}dv_1 + \frac{\Gamma_1\varepsilon_3 - \Gamma_3\varepsilon_1}{\beta_3\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_3}dE_1 \quad \textbf{A3-30}$$

$$dE_3 = \frac{\beta_3\delta_1 - \beta_1\delta_3}{\beta_3\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_3}dv_1 + \frac{\beta_3\varepsilon_1 - \Gamma_1\delta_3}{\beta_3\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_3}dE_1 \quad \textbf{A3-31}$$

On utilise alors les différentielles des lois de mélange du volume et de l'énergie (équations A3-41 et A3-42) pour calculer $dE_i = dE^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ et $dv_i = dv^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ en fonction de $v_i = v^{n}_{k+\frac{1}{2},i}$, $E_i = E^{n}_{k+\frac{1}{2},i}$, $d\alpha_i = d\alpha^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$, $dE = dE^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ et $dv = dv^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$.

$$dV = \alpha_1 dv_1 + \alpha_2 dv_2 + (1-\alpha_1-\alpha_2)dv_3 + (v_1 - v_3)d\alpha_1 + (v_2 - v_3)d\alpha_2 \qquad \textbf{A3-32}$$

$$dE = \alpha_1 dE_1 + \alpha_2 dE_2 + (1-\alpha_1-\alpha_2)dE_3 + (E_1 - E_3)d\alpha_1 + (E_2 - E_3)d\alpha_2 \qquad \textbf{A3-33}$$

On obtient alors les variations de volume spécifique et d'énergie pour la phase 1 en fonction des variations de volume spécifique et de l'énergie de la maille ainsi que des variations de proportion massique des différentes phases.

$$dv_1 = \frac{E_{E1}dv - v_{E1}dE}{E_{E1}v_{v1} - v_{E1}E_{v1}} + \frac{[v_{E1}(E_1 - E_3) - E_{E1}(v_1 - v_3)]d\alpha_1 + [v_{E1}(E_2 - E_3) - E_{E1}(v_2 - v_3)]d\alpha_2}{E_{E1}v_{v1} - v_{E1}E_{v1}} \qquad \textbf{A3-34}$$

$$dE_1 = \frac{v_{v1}dE - E_{v1}dv}{E_{E1}v_{v1} - v_{E1}E_{v1}} + \frac{[E_{v1}(v_1 - v_3) - v_{v1}(E_1 - E_3)]d\alpha_1 + [E_{v1}(v_2 - v_3) - v_{v1}(E_2 - E_3)]d\alpha_2}{E_{E1}v_{v1} - v_{E1}E_{v1}} \qquad \textbf{A3-35}$$

Avec

$$E_{E1} = \left(\frac{\partial E}{\partial E_1}\right)_{v_i} = \alpha_1 + \alpha_2 \frac{\beta_2\varepsilon_1 - \Gamma_1\delta_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} + (1-\alpha_1-\alpha_2)\frac{\beta_3\varepsilon_1 - \Gamma_1\delta_3}{\beta_3\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_3}$$

$$E_{v1} = \left(\frac{\partial E}{\partial v_1}\right)_{E_i} = \alpha_2 \frac{\delta_1\beta_2 - \beta_1\delta_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} + (1-\alpha_1-\alpha_2)\frac{\delta_1\beta_3 - \beta_1\delta_3}{\beta_3\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_3}$$

$$v_{v1} = \left(\frac{\partial v}{\partial v_1}\right)_{E_i} = \alpha_1 + \alpha_2 \frac{\beta_1\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_1}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} + (1-\alpha_1-\alpha_2)\frac{\beta_1\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_1}{\beta_3\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_3}$$

$$v_{E1} = \left(\frac{\partial v}{\partial E_1}\right)_{v_i} = \alpha_2 \frac{\Gamma_1\varepsilon_2 - \varepsilon_1\Gamma_2}{\beta_2\varepsilon_2 - \Gamma_2\delta_2} + (1-\alpha_1-\alpha_2)\frac{\Gamma_1\varepsilon_3 - \varepsilon_1\Gamma_3}{\beta_3\varepsilon_3 - \Gamma_3\delta_3}$$

En reprenant le développement en sens inverse, on calcule toutes les variations de volume spécifique $dv^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ et d'énergie $dE^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ pour chacune des trois phases présentes dans la maille. On obtient également les variations de pression $dp^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ et de température $dT^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$. On peut alors calculer les volumes spécifiques $v^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ et énergies $E^{n+1}_{k+\frac{1}{2},i}$ de chaque phase, de même que la pression $p^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ et la température $T^{n+1}_{k+\frac{1}{2}}$ de la maille en ajoutant le terme de variation au terme obtenu au temps n.

- Calcul des dérivées partielles de la pression

A partir de la différentielle de la pression appliquée à la phase 1 (équation A3-16), on substitue les différentielles du volume spécifique et de l'énergie de la phase 1 par leur expression en fonction du volume spécifique et de l'énergie de la maille ainsi que des proportions de phase 1 et 2 (équations A3-34 et A3-35). On en déduit les

dérivées partielles de la pression par rapport au volume spécifique *v*, à l'énergie *E* de la maille et aux proportions α_i de chaque phase. Ces dérivées serviront à calculer l'énergie totale de la maille au pas de temps suivant.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_{E,\alpha_1,\alpha_2}\Bigg)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{\beta_1 E_{E1} - \Gamma_1 E_{v1}}{E_{E1} V_{V1} - V_{E1} E_{v1}} \qquad \textbf{A3-36}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_{v,\alpha_1,\alpha_2}\Bigg)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = -\frac{\beta_1 v_{E1} - \Gamma_1 v_{v1}}{E_{E1} V_{V1} - V_{E1} E_{v1}} \qquad \textbf{A3-37}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_1}\right)_{E,v,\alpha_2}\Bigg)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{\beta_1\left[(E_1 - E_3)v_{E1} - (v_1 - v_3)E_{E1}\right] + \Gamma_1\left[(v_1 - v_3)E_{v1} - (E_1 - E_3)v_{v1}\right]}{E_{E1} V_{V1} - V_{E1} E_{v1}} \qquad \textbf{A3-38}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \alpha_2}\right)_{E,v,\alpha_1}\Bigg)_{k+\frac{1}{2}}^{n+1} = \frac{\beta_1\left[(E_2 - E_3)v_{E1} - (v_2 - v_3)E_{E1}\right] + \Gamma_1\left[(v_2 - v_3)E_{v1} - (E_2 - E_3)v_{v1}\right]}{E_{E1} V_{V1} - V_{E1} E_{v1}} \qquad \textbf{A3-39}$$

- Calcul des autres grandeurs thermodynamiques et de la vitesse du son

On détermine ainsi les entropies S_i (équation A3-12) et les enthalpies libres de Gibbs G_i (équation A3-13) de toutes les phases grâce aux relations thermodynamiques. Ces enthalpies serviront au pas de temps suivant à déterminer les changements de phase réalisables et à calculer en conséquence les variations de proportion massique de chacune des phases. La vitesse du son *c* est calculée par la relation A3-14.

Références bibliographiques intégrales

R. Abeyaratne, J.K. Knowles, *Evolution of phase transitions*, Cambridge University press, 2006.

P. Andriot, P. Chapron, V. Lambert, F. Olive, *Influence of melting on shocked free surface behaviour using Doppler laser interferometry and X-ray densitometry.* Shock Waves in condensed matter, 277-280, 1983.

T. Antoun, L. Seaman, D.R. Curran, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.V. Utkin, *Spall Fracture*, Springer, 2002.

J.R. Asay, L.M. Barker, *Interferometric measurement of shock-induced internal particle velocity and spatial variations of particle velocity*, J. Appl. Phys. **45** (6), 2540, *1974.*

J.R. Asay, L.P. Mix, F.C. Perry, *Ejection of material from shocked surfaces*, Appl. Phys. Lett. **29**, 284, 1976.

J.R. Asay, *Thick-plate technique for measuring ejecta from shocked surfaces*, J. Appl. Phys. **49**, 6173, 1978.

J.R. Asay, L.D. Bertholf, *A model for estimating the effects of surface roughness on mass ejection from shocked materials*, Report sand, Sandia Laboratories, 1978.

L.M. Barker, R.E. Hollenbach, *Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface,* J. Appl. Phys. **43** (11), 4669, 1972.

F. Birch, *elasticity and constitution of Earth's interior*, J. Geophys. Res. Vol.57, 227-286, 1952.

R. Boehler, M. Ross, *Melting curve of aluminium in a diamond cell to 0.8 Mbar: implications for iron*, Earth and Planetary Science Letters **153**, 223-227, 1997.

S. Bolte, F. P. Cordelières, *A guided tour into subcellular colocalization analysis in light microscopy*, Journal of Microscopy, Volume 224, Issue 3: 213-232, 2006.

A. V. Bushman, I. V. Lomonosov, and V. E. Fortov, *Equation of state of metals at high energy densities*, Russian academy of sciences, Institute of Chemical Physics, Chernogolovka, 1992.

A. V. Bushman, I. V. Lomonosov, and V. E. Fortov, *Models of wide-range equations of state for matter under conditions of high energy density*, Sov. Tech. Rev. B **5** (1), 1993.

W. T. Buttler, *Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces*, J. Appl. Phys. **102**, 013522, 2007.

F. Buy, C. Voltz, F. Llorca, *Thermodynamically based equation of state for shock wave study: application to the design of experiments on tin*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 845, 41–44, 2005.

P. Chapron, P. Gandeboeuf, B. Laurent, *Ejection de matière à la surface d'un matériau sous choc*, Chocs **23**, 29-37, 2000.

M.W. Chase Jr, C.A. Davies, J.R. Downey Jr, D.J. Frurip, R.A. McDonald, A.N. Syverud, *JANAF Thermochemical Tables Third Edition*, J. Phys. Chem. Ref. Data, vol. 14, Suppl. 1, 1985.

P. Combis, L. Videau, Notice d'utilisation du code ESTHER v4, 2010.

F. Cottet, M. Boustie, *Spallation studies in aluminium targets using shock-waves induced by laser irradiation at various pulse durations*, J. Appl. Phys. **66** (9), 4067-4073, 1989.

J.P. Davis, D.B. Hayes, *Isentropic compression experiments on dynamic solidification in tin*. Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 706, 163–166, 2003.

J.P. Davis, S. Foiles, *Experimental and computational study of the liquid-solid transition in tin*, Sandia report, SAND2005-6522, 2005.

M.S. Daw, M.I. Baskes, *Embedded-atom method: Derivation and application to impurities, surfaces and other defects in metals*, Phys. Rev. B **29** (12), 6443-6453, 1984.

T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, M. Boustie, G. Roy, F. Llorca, *Experimental investigation of liquid spall in laser shock-loaded tin*, J. Appl. Phys. **101**, 013508, 2007.

T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, P. Severin, M. Boustie, *Spallation in laser shock-loaded tin below and just above melting on release*, J. Appl. Phys. **102** (7), 073535, 2007.

T. de Rességuier, M. Hallouin, *Phase transformation and spall fracture in laser shock-loaded iron*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 955, 163–166, 2007.

T. de Rességuier, M. Hallouin, *Effects of the alpha-epsilon phase transition on wave propagation and spallation in laser shock-loaded iron*, Phys. Rev. B **77**, 174107, 2008.

T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, M. Boustie, L. Berthe, *On the dynamic fragmentation of laser shock-melted tin*, Appl. Phys. Lett. **92**, 131910, 2008.

T. de Rességuier, E. Lescoute, G. Morard, F. Guyot, *Dynamic fragmentation as a possible diagnostic for high pressure melting in laser shock-loaded iron*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, 1007-1010, 2009.

T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, G. Roy, *Dynamic fragmentation of laser shock-melted tin : experiment and modelling*, Int. J. Fracture 163, 109-119, 2010.

D.H. Dolan, *Accuracy and precision in photonic Doppler velocimetry*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 53905, 2010.

D. Frenkel, B. Smit, *Understanding molecular simulation: from algorithms to applications*, edited by Academic Press, ISBN 0-12-26-267351-4, 1996.

D. Grady, *Local inertial effects in dynamic fragmentation*, J. Appl. Phys. **53** (1), 322–325, 1982.

D. Grady, *The spall strength of condensed matter*, J. Mech. Phys. Solids **36** (3), 353-384, 1988.

D.E Grady, *Spall and fragmentation in high-temperature metals*, High-Pressure Shock Compression of Solids vol 2 Springer Ch 9, 219-236, 1996.

D. Grady, *Equation of state for solids*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1426, 800-803, 2011.

R. Grover, *Liquid metal Equation of state based on scaling*, J. Chem. Phys. **55**, 3435,1971.

A. Hänström, P. Lazor, *High pressure melting and equation of state of aluminium*, J. Alloys and compounds **305**, 209-215, 2000.

D. Hayes, *Wave propagation in a condensed medium with N transforming phases : Application to solid I - solid II - liquid bismuth*, J. of Appl. Phys. **46** (8), 3438–3443, 1975.

D.B. Holtkamp, D.A Clark, M.D. Crain, M.D. Furnish, C.H. Gallegos, I.A. Garcia, D.L Hammon, W.F Hemsing, M.A. Shinas, K.A. Thomas, *Development of a non-radiographic spall and damage diagnostic*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 706, 473-476, 2003.

D.B. Holtkamp, D.A Clark, E.N. Ferm, R.A. Gallegos, D. Hammon, W.F. Hemsing, G.E. Hogan, V.H. Holmes, N.S.P. King, R. Liljestrand, R.P. Lopez, F.E. Merrill, C.L. Morris, K.B. Morley, M.M. Murray, P.D. Pazuchanics, K.P. Prestridge, J.P. Quintana, A. Saunders, T. Schafer, M.A. Shinas, H.L. Stacy, *A survey of high explosive-induced damage and spall in selected metals using proton radiography*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 706, 477-482, 2003.

A. Jayaraman, W. Klement Jr, R.C. Newton, G.C. Kennedy, *Fusion curves and polymorphic transitions of group III elements-aluminium, gallium indium and thallium- At high pressures*, J. Phys. Chem. Solids **24** (1), 7, 1963.

G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A. Bogatch, A.V. Utkin, V.E. Fortov, *Spall fracture properties of aluminum and magnesium at high temperatures*, J. Appl. Phys. **79** (11), 8310, 1996.

G. I. Kanel, S. V. Razorenov, K. Baumung, J. Singer, *Dynamic yield and tensile strength of aluminum single crystals at temperatures up to the melting point*, J. Appl. Phys. **90** (1), 136, 2001.

G.I. Kanel, *Spall fracture : methodological aspects, mechanisms and governing factors*, Int. J. Fracture 163, 173-191, 2010.

P. Laty, J.C. Joud, P. Desré, G. Lang, *Tension superficielle d'alliages liquides aluminium – cuivre*, Surface Science 69, 508–520, 1977.

E. Lescoute, T. de Rességuier, J.M. Chevalier, M. Boustie, L. Berthe, J.P. Cuq-Lelandais, *Spallation and microjetting in laser-shock-loaded aluminium and gold*, Dymat, 163–169, 2009.

E. Lescoute, T. De Rességuier, J.-M. Chevalier, M. Boustie, J.-P. Cuq-Lelandais, L. Berthe, *Transverse shadowgraphy and new recovery techniques to investigate dynamic fragmentation of laser shock-loaded metals*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, pp 1043-1046, 2009.

E. Lescoute, T. De Rességuier, J.-M. Chevalier, D. Loison, J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, J. Breil, P.-H. Maire, and G. Schurtz, *Ejection of spalled layers from laser shock-loaded metals*, J. Appl. Phys. **108,** 093510, 2010.

E. Lescoute, *Etude de la fragmentation dynamique de métaux sous choc* laser, Thèse de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique – Université de Poitiers, France, 2010.

D. Loison, T. de Resseguier, A. Dragon, E. Lescoute, M. Boustie, *Laser shock-induced melting and fragmentation metals*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1426, 1545–1548, 2011.

I.V. Lomonosov, *Multiphase equation of state for aluminum*, Laser and Particle Beams **25**, 567-584, 2007.

I.V. Lomonosov, *Multi-phase equation of state for aluminum*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 955, 63-66, 2007.

C. Mabire, *Transformation polymorphique et fusion de l'étain sous choc dans la gamme 0-100 GPa. Etude expérimentale et modélisation*, Thèse de doctorat, Université de Poitiers – ENSMA, 1999.

C.L. Mader, *LASL Phermex Data*, University of California press, 1980.

E. Moshe, S. Eliezer, E. Deckel, Z. Henis, A. Ludmisky, *Measurements of laser driven spallation in tin and zinc using optical recording velocity interferometer system*, J. Appl. Phys. **86** (8), 4242-4248, 1999.

R.G. McQueen, J.N. Fritz, C.E. Morris, *The velocity of sound behind strong shock waves in 2024 Al*, Shock Waves in condensed matter, 95-98, 1983.

P. Mercier, J. Benier, A. Azzolina, J. M. Lagrange, and D. Partouche. *Photonic Doppler velocimetry in shock physics experiments*. J. Phys. IV France, **134**, 805–812, 2006.

P. Mercier, J. Bénier, P.A. Frugier, A. Sollier, M. Rabec Le Gloahec, E. Lescoute, J.P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, T. de Rességuier, A. Claverie, Elise Gay, L. Berthe, M. Nivard, *PDV measurements of ns and fs laser driven shock experiments on solid targets*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, pp 581–584, 2009.

J.A. Moriarty, D.A. Young, M. Ross, Theoretical study of the aluminum melting curve to very high pressure, Phys. Rev. B 30 (2), 578-588, 1984.

E. Moshe, S. Eliezer, Z. Henis, M. Werdiger, E. Dekel, Y. Horovitz, S. Maman, I. B. Goldberg, D. Eliezer, *Experimental measurements of the strength of metals approaching the theoretical limit predicted by the equation of state*, Appl. Phys. Lett. **76** (12), 1555, 2000.

F.D. Murnaghan, *The compressibility of media under extreme pressures*, Proc. Natl Acad Sci USA, **30** (9), 244-247, 1944.

A.T. Petit, P. L. Dulong, *Recherches sur quelques points importants de la théorie de la chaleur*, Annales de Chimie et de Physique vol. 10, 395–413, 1819.

C. Remiot, P. Chapron, B. Demay, *A flash X-ray radiography diagnostic for studying surface phenomena under shock loading*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 309, 1763-1766, 1993.

J.S. Rinehart, *Scabbing of metals under explosive attack: multiple scabbing*, J. Appl. Phys. **23**, 1229-1233, 1952.

A.P. Rybakov, *Spall in non-one-dimensional shock waves*, Int. J. of Impact Engineering **24**, 1041-1082, 2000.

SESAME. 1992, The LANL Equation of State Database, Rep. LA-UR-92-3407, Los Alamos National Laboratory.

L. Signor, *Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc*, Thèse de doctorat de l'université de Poitiers – ENSMA, 2008.

L. Signor, G. Roy, P.Y. Chanal, P.L. Héreil, F. Buy, C. Voltz, F. Llorca, T. de Rességuier, A. Dragon, *Debris cloud ejection from shock loaded tin melted on release or on compression*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, 1065-1068, 2009.

L. Signor, E. Lescoute, D. Loison, T. de Rességuier, A. Dragon, G. Roy, *Experimental study of dynamic fragmentation of shock-loaded metals below and above melting*, EPJ Web of Conference 6, 39012, 2010.

L. Signor, T. de Rességuier, A. Dragon, G. Roy, Z. Fanget, M. Faessel, *Investigation of fragments size resulting from dynamic fragmentation in melted state of laser shock-loaded tin*, Int. J. of Impact Engineering **37**, 887-900, 2010.

F. Simon, G. Glatzel, *Bemerkungen zur Schmelzdruckkurve*, J. Inorganic and general Chem. vol. 178, 309-316, 1929.

A. Sollier, *Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser*, Thèse de doctorat de l'université de Versailles St- Quentin, 2002.

S.V. Stebnovskii, *Experimental investigation of pulsed stretching of cavitating media*, J. Appl. Mech. Tech. Phys. **39** (5), 758-761, 1998.

O.T. Strand, D.R. Goosman, C. Martinez, and T.L. Whitworth, *Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques*, Rev. Sci. Instrum. **77**, 083108, 2006.

J. Tersoff, *New empirical approach for the structure and energy of covalent systems*, Phys. Rev. B **37** (12), 6991-7000, 1988.

L. Tollier, R. Fabbro, *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.

J. von Neumann, R.D. Richtmyer, *A Method for the numerical Calculation of Hydrodynamic Shocks*, J. Appl. Phys. 21 (3), 232, 1950.

M. B. Zellner, M. Grover, J. E. Hammerberg, R. S. Hixson, A. J. Iverson, G. S. Macrum, K. B. Morley, A. W. Obst, R. T. Olson, J. R. Payton, P. A. Rigg, N. Routley, G. D. Stevens, W. D. Turley, L. Veeser, and W. T. Buttler, *Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces*, J. Appl. Phys. **102**, 013522, 2007.

M. B. Zellner, W. Vogan McNeil, G. T. Gray III, D. C. Huerta, N. S. P. King, G. E. Neal, S. J. Valentine, J. R. Payton, J. Rubin, G. D. Stevens, W. D. Turley, and W. T. Buttler, *Surface preparation methods to enhance dynamic surface property measurements of shocked metal surfaces*, J. Appl. Phys. **103**, 083521, 2008.

M. B. Zellner, G. Dimonte, T. C. Germann, J. E. Hammerberg, P. A. Rigg, G. D. Stevens,W. D. Turley, and W. T. Buttler, *Influence of shockwave profile on ejecta*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 1195, 1047-1050, 2009.

M. B. Zellner, M. Byers, G. Dimonte, J. E. Hammerberg, T. C. Germann, P. A. Rigg, W. T. Buttler, *Influence of shockwave profile on ejection of micron-scale material from shocked Sn surfaces : An experimental study*, Dymat, 89–94, 2009.

A.K. Zhiembetov, A.L. Mikhaylov, G.S. Smirnov, *Experimental study of explosive fragmentation of metal melts*, Shock compression of condensed matter – AIP conference proceedings, vol 620, 547-550, 2001.

http://fiji.sc/wiki/index.php/3D_Objects_Counter

Etude expérimentale et numérique du micro écaillage de cibles métalliques soumises à des chocs laser

Présenté par : Didier LOISON

Directeurs de thèse : André DRAGON et Thibaut de RESSEGUIER

Résumé :

Le micro-écaillage désigne le phénomène de ruine par fragmentation d'un matériau fondu en partie ou complètement suite au passage d'une onde de choc intense et brève. Les lasers sont utilisés comme générateurs de choc à des fins scientifiques et industrielles. Ils se trouvent à la base de la recherche sur la fusion nucléaire par confinement inertiel. Dans ce contexte, la production de fragments à hautes vitesses par micro-écaillage peut endommager les installations dans lesquelles les expériences de choc sont menées. Les travaux de thèse, réalisés à l'Institut P' en collaboration avec différentes équipes du CEA, visent la compréhension et la modélisation de tous les processus mis en jeu dans le phénomène de micro-écaillage, dans le but de prévoir les risques encourus par les installations. Des expériences visant à étudier le micro-écaillage de cibles d'étain et d'aluminium soumises à des chocs laser ont été réalisées au Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses. Divers diagnostics complémentaires (Vélocimétrie Hétérodyne, récupération des éjectas, micro-tomographie) ont permis de caractériser les propriétés balistiques (distributions de tailles et de vitesses) des fragments composant le nuage micro-écaillé. En parallèle, des modèles de changements de phase et de fragmentation ont été adaptés pour simuler le micro-écaillage. Ces modèles ont été implantés dans un code de calcul pour prédire les tailles et les vitesses des débris générés dans les cibles d'étain et d'aluminium. L'association des résultats numériques issus de ces simulations et des résultats expérimentaux a permis la caractérisation des différentes étapes du micro-écaillage.

Mots clé : Chocs laser, changement de phase, fragmentation dynamique, micro-écaillage, Etain, Aluminium.

Summary :

Micro-spalling is a failure phenomenon consisting in dynamic fragmentation of a material after partial or full melting under intense shock wave loading. High power pulsed lasers are used as shock wave generators in laboratory for scientific and industrial purposes, such as research on inertial confinement fusion. In this context, the production of high velocity fragments can damage the facilities where shock experiments are conducted. This thesis, realized at the P' institute in collaboration with different teams from CEA, aims at understanding and modeling the different processes involved in micro-spalling phenomenon. Experiments to study micro-spalling of laser shock-loaded tin and aluminum targets have been performed in the *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses*. Various and complementary diagnostics (photonic Doppler velocimetry, soft recovery of debris and microtomography) have been used to characterize the ballistic properties (size distributions and velocities) of droplets constituting the micro-spalling cloud. In parallel, phase transition and fragmentation models have been adapted to simulate micro-spalling. These models have been implemented in a code to predict the sizes and velocities of debris. The combination of experimental and numerical results allows characterizing the successive stages of micro-spalling from laser-matter interaction to the ejection of droplets.

Key words : Laser shock, phase transition, dynamic fragmentation, micro-spalling, tin, Aluminum.