HAL
open science

# Comportement de matériaux carbonés sous sollicitations dynamiques intenses : analogie entre irradiations lasers et impacts hypervéloces

Aubert Bertrand

▶ **To cite this version:**

Aubert Bertrand. Comportement de matériaux carbonés sous sollicitations dynamiques intenses : analogie entre irradiations lasers et impacts hypervéloces. Mécanique des matériaux [physics.class-ph]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2018. Français. NNT : 2018ENAM0065 . tel-02073146

**HAL Id: tel-02073146**

**https://pastel.hal.science/tel-02073146**

Submitted on 19 Mar 2019

**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.

2018-ENAM-0065

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'ingénieur

# Doctorat ParisTech

# T H È S E

**pour obtenir le grade de docteur délivré par**

## l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

**Spécialité " Génie Mécanique et Matériaux "**

*présentée et soutenue publiquement par*

**Bertrand AUBERT**

le 26 novembre 2018

# Comportement de matériaux carbonés sous sollicitations dynamiques intenses : analogie entre irradiations laser et impacts hypervéloces

Directeur de thèse : **Laurent BERTHE**
Co-encadrement de la thèse : **David HEBERT**

**Jury**

| | |
|---|---|
| **M. Pascal FORQUIN**, Professeur des universités, CNRS-3SR, Université de Grenoble | Président |
| **Mme. Alessandra BENUZZI-MOUNAIX**, Chargée de recherche, CNRS-LULI, Ecole polytechnique | Rapporteur |
| **M. Jérôme GATTACCECA**, Directeur de recherche, CNRS-CEREGE | Rapporteur |
| **Mme. Catherine CHERFILS**, Chef de département, CEA/DAM/DIF | Examinateur |
| **M. Christian DURIN**, Ingénieur, CNES | Examinateur |
| **M. Pierre-Louis HEREIL**, Ingénieur, THIOT Ingénierie | Examinateur |
| **M. Laurent BERTHE**, Directeur de recherche, CNRS-PIMM, ENSAM | Examinateur |
| **M. David HEBERT**, Ingénieur, CEA/DAM/CESTA | Examinateur |

T H È S E

**Arts et Métiers ParisTech - Campus de Paris**
**Laboratoire Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM)**

# *Remerciements*

L'écriture des remerciements est sans aucun doute la partie la plus sympathique de la rédaction du manuscrit. Toutefois, c'est loin d'être la plus simple ! Il est évident que les personnes ayant contribué, de près ou de loin, à ce travail sont très nombreuses. Tellement nombreuses qu'il est très difficile, voire utopique, d'être exhaustif au moment des remerciements.

Pour commencer, je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury qui ont accepté de relire mon travail. En premier lieu, les deux rapporteurs, Alessandra BENUZZI-MOUNAIX et Jérôme GATTACCECA, qui ont lu avec attention ce manuscrit et formulé des remarques très pertinentes alors que les thématiques abordées étaient parfois bien éloignées de leur quotidien. Ensuite, je remercie Pascal FORQUIN qui a présidé ce jury de façon exemplaire. Enfin, mes remerciements vont aux autres membres du jury, Catherine CHERFILS, Christian DURIN et Pierre-Louis HEREIL, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Un grand merci à Laurent BERTHE qui dirigea cette thèse d'une main de maître. Les 600 km qui nous séparaient n'ont pas empêché les échanges réguliers. Toujours un moment à me consacrer malgré un emploi du temps plus que chargé. Sans ses conseils et son expertise cette thèse n'aurait pas été la même et la campagne réalisée sur le LULI2000 n'aurait pas pu rêver d'un meilleur PI.

Je ne remercierai jamais assez David HEBERT qui fut un encadrant tout simplement parfait. Toujours disponible et à l'écoute, David a l'énorme qualité de toujours s'adapter à son auditoire pour se faire comprendre. Cette pédagogie m'a permis d'apprendre énormément à ses côtés. Je souhaite à nimporte quel doctorant d'avoir un encadrant comme David. Il m'a toujours soutenu dans les bons moments comme dans les moins bons. Je lui en suis sincèrement reconnaissant. En plus de ses innombrables connaissances en physique, j'ai pu apprécier ses compétences en tant que guide de musée ! Un vrai plaisir pour un néophyte curieux comme moi.

Je suis également très reconnaissant envers Ludovic, Xavier et Pierre-Henri qui m'ont accueilli au sein de leurs équipes et qui m'ont accordé leur confiance. Ils m'ont donné les moyens de mener mes travaux dans les meilleures conditions.

Plus généralement, je remercie l'ensemble des collègues du service et, en particulier, les membres de l'équipe de dynamique rapide avec qui j'ai partagé de très bons moments tant professionnels que personnels. Je n'aurai pas pu espérer meilleurs environnement de travail. Merci à Jean-Luc qui pourrait être considéré comme l'un de mes encadrants tant il m'a consacré du temps et de l'énergie. Merci à Isabelle d'avoir toujours été là pour moi

peu importe l'heure du jour ou de la nuit (Mystic s'associe à mes remerciements !). Merci à Fred pour les sorties pêche/charcuterie et à Gaël et Laurent pour leur bonne humeur quotidienne.

Que ce soit au sein du CEA ou à l'extérieur les aides furent nombreuses. Au CESTA, je remercie notamment Jean-Marc pour sa grande aide sur la campagne LULI2000 ainsi qu'Alain et Béatrice pour la préparation des nombreux échantillons. Du côté de la DIF, je remercie Laurent pour tous ses conseils et pour les nombreuses simulations FCI2 ainsi qu'Emilien pour m'avoir initié aux expériences laser. Merci également à l'équipe de choc de l'IPR, Didier LOISON, Mariette NIVARD, Jean-Christophe SANGLEBOEUF et, en particulier, Jean-Pierre GUIN et Romain LANIEL pour les mesures au profilomètre. Merci à Edward ANDO du laboratoire 3SR pour les tomographies. L'équipe du LULI2000 et Erik BRAMBRINK doivent être remerciés pour leur implication sans faille durant la campagne. Je remercie aussi Patrick MICHEL de l'OCA de nous avoir mis en relation avec Akiko NAKAMURA de l'université de KOBE qui a accepté de réaliser plusieurs tirs lanceurs. Je ne peux m'empêcher d'avoir une pensée pour Michel BOUSTIE qui m'a toujours conseillé de façon avisée.

J'en viens à mes camarades doctorants et post-doctorants que j'ai eu l'occasion de côtoyer au cours de mes trois années de thèse. Gentien et Rémi, mes co-bureaux de toujours avec qui je me suis beaucoup enrichi (humainement). Pierre, avec qui j'ai parcouru quelques milliers de « milés » aux Etats-Unis mais également quelques coups de pédale autour du bassin d'Arcachon. Je plains également Vincent, Florian, Nicolas, Simon, Alexia, Pierre qui ont dû me supporter au quotidien. J'ai également une pensée amicale pour la Team BERTHE de l'APS, Benjamin, Simon, Jean-Eloi et Maxime.

Je ne peux pas écrire de remerciements sans penser à mes meilleurs amis, Blandine, Adrien et Donatien qui m'ont toujours accompagné et soutenu. Ma famille a également joué un rôle très important pour moi. En particulier, je tiens à remercier mes parents sur qui j'ai toujours pu compter et sans qui je n'aurais jamais pu arriver jusque-là. Bien évidemment, je remercie également Emilie, la (sage-)femme de ma vie, de me soutenir au quotidien.

# Table des matières

**Remerciements** **iii**

**Table des matières** **v**

**Introduction** **1**

**1 Contexte et objectifs** **5**
1.1 Problématique des débris spatiaux . . . . . 5
1.1.1 Enjeux . . . . . 5
1.1.2 Solutions envisagées . . . . . 8
1.1.3 Matériaux concernés . . . . . 11
1.2 Autres domaines nécessitant l'étude des IHV . . . . . 12
1.2.1 Planétologie et cosmologie . . . . . 12
1.2.2 Armement et blindage . . . . . 14
1.2.3 Protection des chambres d'expérience . . . . . 16
1.3 Moyens d'étude des impacts hypervéloces en laboratoire . . . . . 17
1.3.1 Moyens directs . . . . . 17
1.3.2 Analogie par explosif . . . . . 19
1.3.3 Analogie par choc laser . . . . . 21
1.4 Objectifs de la thèse . . . . . 22

**2 Synthèse bibliographique** **25**
2.1 Comportement des matériaux sous IHV . . . . . 25
2.1.1 Observations expérimentales . . . . . 25
2.1.2 Modèles analytiques . . . . . 30
2.1.3 Simulations numériques des IHV . . . . . 31
2.1.4 Modélisation du comportement des matériaux sous choc . . . . . 33
2.2 Caractérisation du chargement laser . . . . . 39
2.2.1 Phénoménologie de l'interaction . . . . . 39
2.2.2 Lois d'échelle . . . . . 40
2.2.3 Détermination du chargement laser par comparaison entre expérience et simulation numérique . . . . . 42
2.3 État de l'art de l'analogie entre IHV et chocs laser . . . . . 44
2.3.1 Les relations analytiques de référence . . . . . 44
2.3.2 Utilisation de l'analogie dans la littérature . . . . . 47
2.3.3 Avantages et limitations . . . . . 49
2.3.4 Challenges scientifiques à relever pour proposer une nouvelle analogie 50

**3 Moyens et matériaux** **53**
3.1 Moyens expérimentaux . . . 53
3.1.1 Le lanceur HERMES . . . 53
3.1.2 Le GCLT . . . 54
3.1.3 Le LULI2000 . . . 56
3.1.4 Les diagnostics . . . 57
3.2 Moyens numériques . . . 60
3.2.1 Le code HESIONE . . . 60
3.2.2 Le code ESTHER . . . 62
3.3 Matériaux étudiés . . . 63
3.3.1 L'aluminium 6061-T6 . . . 63
3.3.2 L'EDM3 . . . 64

**4 Modélisation des impacts hypervéloces** **67**
4.1 Objectifs . . . 67
4.2 Impacts hypervéloces sur cibles d'aluminium . . . 68
4.2.1 Données expérimentales . . . 68
4.2.2 Simulations numériques . . . 69
4.2.3 Extraction du chargement généré par le projectile . . . 72
4.2.4 Utilisation d'un fluide fictif . . . 74
4.3 Impacts hypervéloces sur cibles d'EDM3 . . . 78
4.3.1 Données expérimentales . . . 78
4.3.2 Simulations numériques . . . 82
4.3.3 Discussion sur la modélisation . . . 87
4.4 Bilan . . . 92

**5 Modélisation des chocs laser avec impulsions longues** **95**
5.1 Objectifs . . . 95
5.2 Irradiations laser sur cibles d'aluminium avec une tache focale de 1 $mm$ de diamètre . . . 97
5.2.1 Données expérimentales . . . 97
5.2.2 Simulations numériques 1D . . . 102
5.2.3 Extraction de la pression d'ablation et validation du couplage ESTHER/HESIONE . . . 104
5.2.4 Simulations numériques 2D-axisymétriques . . . 106
5.2.5 Comparaison Lagrange/Euler . . . 109
5.2.6 Pour aller plus loin . . . 110
5.3 Irradiations laser sur cibles d'aluminium avec une tache focale de 220 $\mu m$ de diamètre . . . 114
5.3.1 Données expérimentales . . . 114
5.3.2 Validation du chargement sur cibles fines d'aluminium . . . 118
5.3.3 Simulations numériques des tirs de cratérisation sur aluminium . . . 119
5.4 Irradiations laser sur cibles d'EDM3 . . . 123
5.4.1 Données expérimentales . . . 123
5.4.2 Validation du chargement laser sur cibles fines d'EDM3 . . . 125
5.4.3 Simulations numériques des tirs de cratérisation sur EDM3 . . . 127
5.5 Bilan . . . 128

**6 Mise en place de l'analogie entre impacts hypervéloces et chocs laser 133**
6.1 Objectifs . . . 133
6.2 Données expérimentales et lois de pression . . . 134
6.2.1 Impacts hypervéloces de projectiles en aluminium sur des cibles en EDM3 . . . 135
6.2.2 Irradiations laser sur des cibles en EDM3 . . . 136
6.3 Détermination du projectile équivalent au laser . . . 140
6.3.1 Énergie cinétique du projectile équivalent . . . 140
6.3.2 Vitesse du projectile équivalent . . . 142
6.3.3 Dimension du projectile équivalent . . . 145
6.3.4 Synthèse . . . 146
6.4 Validation . . . 146
6.4.1 Comparaison des tailles de cratère adimensionnées . . . 147
6.4.2 Comparaison des lois de pression adimensionnées . . . 148
6.4.3 Validation expérimentale . . . 148
6.5 Bilan . . . 152

**7 Application de l'analogie à des vitesses d'impact très élevées : utilisation du LULI2000 155**
7.1 Objectifs . . . 155
7.2 Détermination du chargement dans le cas d'une tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre . . . 156
7.2.1 Données expérimentales . . . 157
7.2.2 Simulations numériques . . . 162
7.3 Détermination du chargement dans le cas d'une tache focale de 150 $\mu m$ de diamètre . . . 165
7.3.1 Données expérimentales . . . 165
7.3.2 Simulations numériques . . . 167
7.4 Recherche des impacts de projectiles équivalents . . . 169
7.4.1 Énergie cinétique du projectile équivalent . . . 169
7.4.2 Vitesse du projectile équivalent . . . 170
7.4.3 Dimension du projectile équivalent . . . 170
7.5 Bilan . . . 172

**Conclusion 175**

**Bibliographie 181**

# Introduction

L'essor des nouvelles technologies engendre une forte augmentation du nombre de satellites en orbite autour de la Terre. Parallèlement, le nombre de débris spatiaux présents sur ces orbites croît lui aussi. Pour éviter les collisions et préserver l'intégrité des satellites, des manœuvres d'évitement sont fréquemment effectuées. Toutefois, seuls les plus gros débris sont cartographiés à l'heure actuelle, et les collisions avec les petits débris restent donc inévitables. Ce risque est pris très au sérieux par les concepteurs de satellites qui souhaitent leur garantir une durée de vie la plus longue possible. Ils doivent donc concevoir des structures capables de résister à des impacts dont les vitesses sont parfois supérieures à 10 $km.s^{-1}$. Pour y parvenir ils développent des boucliers adaptés en utilisant des matériaux toujours plus innovants.

Le secteur aérospatial est loin d'être le seul à s'intéresser aux impacts hypervéloces (IHV). Ils sont également au cœur des discussions dans les secteurs de la planétologie, de l'armement et des blindages. Des impacts similaires se produisent aussi au sein des chambres d'expériences qui sont le siège d'éjection de débris à très haute vitesse. C'est notamment le cas de la chambre du Laser MégaJoule (LMJ) au Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine (CEA/DAM/CESTA).

Pour quantifier les dommages générés par les IHV, il est usuel d'utiliser des lanceurs à gaz ou à poudre pour les reproduire en laboratoire. Cependant, les lanceurs actuels les plus performants se limitent à des vitesses d'impact de l'ordre de 10 $km.s^{-1}$. Pour étudier des vitesses plus élevées représentatives des impacts de débris spatiaux, il faut donc recourir à des moyens alternatifs. Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous nous sommes intéressés à l'analogie par laser qui semble être une alternative prometteuse. En effet, en irradiant la surface d'une cible avec un laser de puissance suffisamment intense, nous créons un plasma qui exerce une pression sur la cible. Des travaux menés par Pirri [1] et Nebolsine [2] à la fin des années 1970 ont montré que cette pression était comparable à la pression exercée par un impact de projectile. Toutefois, les moyens expérimentaux et numériques de l'époque ont limité cette étude que nous sommes maintenant en mesure de poursuivre et d'améliorer.

Pour y parvenir, il faut notamment répondre à quelques questions fondamentales. Quelle est l'allure des champs de pression générés par un impact de projectile sphérique et par un tir laser ? Les effets thermiques induits par le laser sont-ils bloquants vis-à-vis de l'analogie ? Est-il possible de reproduire avec un laser tous les effets mécaniques générés par un projectile ?

Afin de répondre à ces interrogations, nous avons eu accès à plusieurs installations expérimentales : le lanceur HERMES de THIOT Ingénierie, le Générateur de Choc Laser Transportable (GCLT) du CEA-DIF et le LULI2000 du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI – École polytechnique). Parallèlement, nous avons mené des simulations numériques à l'aide du code d'hydrodynamique HESIONE et du code d'interaction laser/matière ESTHER développés au CEA. Tous ces moyens nous ont permis de mettre en place une démarche scientifique rigoureuse visant à établir l'analogie entre IHV et irradiations laser. Cette démarche est détaillée dans ce manuscrit suivant sept chapitres.

Dans le Chapitre 1, nous décrivons le contexte dans lequel s'intègrent ces travaux. Nous commençons par présenter les différents domaines concernés par les IHV. Puis nous passons en revue les différents moyens expérimentaux susceptibles de les reproduire en laboratoire avant de dresser les objectifs de cette thèse.

Le Chapitre 2 synthétise les différentes données utiles à notre étude disponibles dans la littérature. Le lecteur y trouvera des notions fondamentales concernant le comportement des matériaux soumis à des IHV et des irradiations laser. Nous présentons également les premières relations d'analogie qui ont été proposées par Pirri pour lier les deux procédés.

Le Chapitre 3 est consacré à la description des moyens expérimentaux et numériques utilisés pendant cette thèse. Nous présentons également les deux matériaux retenus pour notre étude : l'aluminium 6061-T6 et l'EDM3, un graphite poreux.

Dans le Chapitre 4, nous nous intéressons à la modélisation des IHV. L'objectif principal de ce chapitre est de déterminer le champ de pression exercé par un projectile sphérique sur une cible au moment de l'impact. Nous procédons par étape, en commençant par traiter un cas issu de la littérature d'impacts sur cibles ductiles, avant de considérer des tirs sur cibles fragiles réalisés dans le cadre de cette thèse.

De façon similaire, le Chapitre 5 présente la modélisation des chocs laser. Nous traitons en particulier le cas des tirs avec impulsions longues et taches focales petites car nous verrons que cette configuration laser est la plus pertinente pour traiter la problématique des débris spatiaux.

Dans le Chapitre 6, nous mettons en place l'analogie pour déterminer les IHV équivalents aux tirs laser réalisés sur le GCLT. Pour cela, nous utilisons une série d'IHV réalisée sur le lanceur HERMES comme référence. Nous validons ensuite le résultat obtenu en effectuant plusieurs vérifications. L'une de ces vérifications est expérimentale et fait appel à des IHV réalisés sur un lanceur japonais pour notre étude. Nous profitons également de ce chapitre pour quantifier les incertitudes inhérentes à l'analogie.

Enfin, dans le Chapitre 7, nous appliquons cette analogie à des IHV à très hautes vitesses en exploitant une série de tirs laser que nous avons réalisée sur le LULI2000. Cette installation pouvant délivrer jusqu'à 800 $J$, elle nous permet de représenter des vitesses d'impacts supérieures à 30 $km.s^{-1}$. La forme des projectiles équivalents n'étant plus tout à fait sphérique, la démarche pour déterminer les caractéristiques de ces projectiles doit être légèrement adaptée. Nous utilisons notamment des simulations numériques d'impacts de projectiles aplatis pour cette étape.

En plus du présent manuscrit, ces travaux de thèse ont fait l'objet de plusieurs communications orales et écrites :

- B. Aubert, D. Hébert, J.-L. Rullier, I. Bertron, F. Malaise, L. Videau, E. Lescoute and L. Berthe. Laser-driven cratering of porous graphite : experiments and simulations. 2016. *Proceedings of the 22nd DYMAT Technical Meeting.*
- B. Aubert, D. Hébert, J.-L. Rullier, E. Lescoute, L. Videau and L. Berthe. 2D characterization of the pressure generated by an intense laser pulse on an aluminum target. 2017. *Proceedings of the 20th APS SCCM Conference, AIP Conference Proceedings*, **1979**. doi : 10.1063/1.5045001.
- B. Aubert, D. Hébert, J.-L. Rullier, J.-M. Chevalier, L. Berthe, E. Brambrink, E. Lescoute, J.-E. Franzkowiak, L. Videau, B. Jodar, D. Loison and M. Nivard. Numerical simulations of laser-driven cratering experiments into porous graphite, 2018, *Proceedings of the 12th International DYMAT Conference, EPJ Web Conference*, **72**, doi : 10.1051/epjconf/201818301060.
- B. Aubert, D. Hebert, J.-L. Rullier, L. Berthe, E. Lescoute and L. Videau. Simulation of laser-driven cratering experiments on aluminum. 2018. *Submitted to Journal of Physics D : Applied Physics.*

# Chapitre 1

# Contexte et objectifs

A travers ce premier chapitre, nous décrivons le contexte dans lequel s'intègre notre étude. Dans un premier temps, nous décrivons les principaux domaines concernés par les impacts hypervéloces. Nous citons la problématique des débris spatiaux qui nous intéresse particulièrement mais également d'autres domaines plus larges tels que la planétologie ou l'armement. Nous listons, ensuite, les différents moyens susceptibles de reproduire ces impacts en laboratoire. Cependant, pour certaines configurations extrêmes, aucun moyen ne semble adapté donc il faut se tourner vers des analogies. Nous décrivons brièvement l'analogie par explosif et, bien évidemment, l'analogie par laser qui est au cœur de notre étude. Pour conclure ce chapitre, nous fixons les objectifs de cette thèse.

## 1.1 Problématique des débris spatiaux

### 1.1.1 Enjeux

Depuis la mise en orbite du satellite Spoutnik 1 en 1957, plus de 5300 lancements ont eu lieu et ce nombre est en constante augmentation. Au cours de l'année 2017, 91 ont été réalisés avec succès [3]. La plupart visent à déployer des satellites en orbite autour de la Terre et une petite partie d'entre eux a pour but l'exploration spatiale. La conception, la fabrication et le déploiement d'un satellite étant des étapes très onéreuses, il est important de pouvoir lui garantir une durée de vie la plus longue possible. La phase la plus critique pour le satellite est sans aucun doute la phase de lancement puisque, outre le risque de crash, les sollicitations mécaniques et thermiques au sein du lanceur sont très importantes. Toutefois, une fois en orbite, ils restent menacés par des impacts de débris voyageant à grande vitesse dans l'espace. C'est ce que nous appelons couramment

les impacts hypervéloces (IHV). En effet, l'environnement spatial est peuplé de débris spatiaux qui peuvent venir impacter les satellites en service à tout moment.

Nous appelons débris spatial tout objet créé par l'homme qui n'est pas fonctionnel. Cette définition très ouverte englobe des objets de natures et de tailles très diverses. Tous les satellites qui ne sont plus en état de fonctionnement font partie de ces débris mais nous pouvons aussi trouver dans l'espace des étages supérieurs de lanceurs, des capots de protection, des sangles de fixation, de fines particules d'oxyde d'aluminium dégagées par les moteurs à propergols solides, des gouttelettes de NaK issues de satellites à réacteurs nucléaires russes [4], une Tesla [5]... Il faut également ajouter tous les éjectas résultant des collisions entre ces objets.

La taille des débris peut aller de quelques micromètres à plusieurs mètres. Seuls les plus gros sont détectables depuis la Terre par des radars ou des mesures optiques. Pour ceux en orbite basse (entre 700 et 1000 km d'altitude environ), le seuil de détection est actuellement d'environ 5 cm tandis que pour ceux situés en orbite géostationnaire (36000 km d'altitude), il est d'environ 30 cm. La Figure 1.1 montre l'évolution du nombre de débris catalogués par l'USSSN (United States Space Surveillance Network) depuis 1957. Nous pouvons remarquer qu'en 2007 et 2009 le nombre de fragments a subitement augmenté. La hausse de 2007 est due à un essai de missile chinois qui a entraîné la destruction du satellite FengYun-1c et la création de plus de 3000 débris. En 2009, c'est une collision accidentelle entre les satellites Iridium-33 et Cosmos-2251 qui a entraîné l'apparition de plus de 2300 débris.

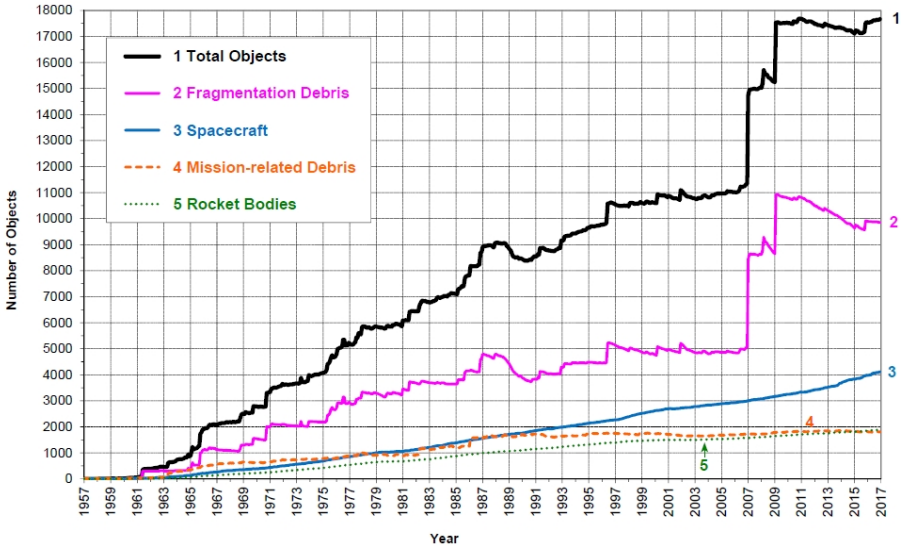


FIGURE 1.1 – Évolution du nombre de débris spatiaux catalogués par l'USSSN classés selon leur origine [6].

En regroupant les données des différents organismes en charge de la détection des débris, ce sont au total plus de 20000 débris qui sont recensés à ce jour pour un

poids total d'environ 8000 tonnes. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 1.2, ils sont principalement localisés sur les orbites basses et sur l'orbite géostationnaire ; les orbites moyennes étant moins peuplées d'engins spatiaux. Plus les débris sont en altitude, moins ils sont sensibles au freinage atmosphérique. Ainsi, un débris à 500 km d'altitude mettra quelques années avant de tomber dans l'atmosphère alors qu'un débris à 1000 km d'altitude mettra plusieurs siècles. Pour les débris présents en orbite géostationnaire, l'effet du freinage atmosphérique est négligeable et leur durée de vie est donc quasi-infinie. La grande majorité de ceux qui rentrent dans l'atmosphère n'atteignent pas la surface terrestre car ils ne résistent pas à l'échauffement violent qui survient lors de la traversée des couches les plus denses de l'atmosphère. Les quelques débris atteignant le sol ne représentent pas un risque significatif pour la population étant donné leur nombre et le fait que les zones habitées n'occupent que quelques pourcents de la surface du globe. Concrètement, le risque d'être frappé par un débris spatial tombant du ciel est environ 60000 fois moins important que celui de se voir frappé par la foudre.

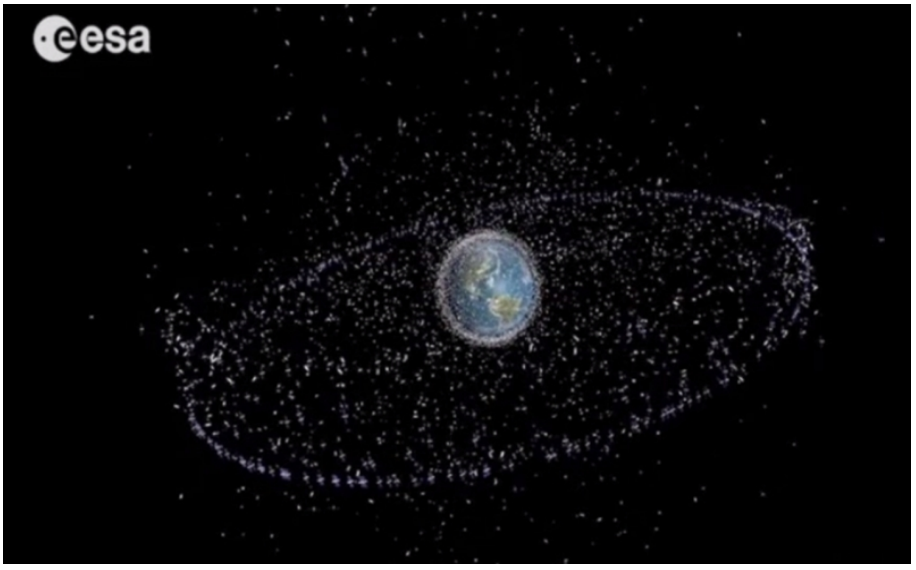


FIGURE 1.2 – Vue 3D de la répartition des débris cartographiés en orbite terrestre [3].

La vitesse des débris en orbite autour de la Terre est très variable. Elle peut aller de 2 à 10 $km.s^{-1}$ environ. A de telles vitesses, même des impacts de projectiles de quelques centaines de micromètres peuvent avoir des conséquences catastrophiques. Sur des structures inhabitées, le risque principal est de les rendre inopérationnelles entraînant ainsi l'interruption d'un service et de lourdes pertes financières. Sur des structures habitées telles que les vaisseaux d'exploration ou les stations spatiales, c'est le risque de pertes humaines qui est au cœur des préoccupations.

Nous ne pouvons pas évoquer la problématique des débris spatiaux sans parler des impacts de météoroïdes. Ces objets célestes n'ayant pas été créés par l'homme, ils n'entrent pas dans le catégorie des débris spatiaux. Cependant, la problématique est très

similaire puisque la taille des météoroïdes peut elle aussi aller de quelques dizaines de micromètres à plusieurs mètres. Les vitesses mises en jeu peuvent atteindre plusieurs dizaines de kilomètres par seconde. Leurs trajectoires ne suivent pas des orbites et sont donc moins prévisibles.

### 1.1.2 Solutions envisagées

Avant de chercher à se protéger des débris spatiaux, des traités internationaux ont été créés pour chercher à réduire leur nombre [7]. Ils ont pour objectif de réguler l'activité spatiale pour produire moins de débris à l'avenir en prévoyant la fin de vie des engins spatiaux mais ils sont encore loin d'être respectés par l'ensemble des pays. De plus, la génération de certains débris reste inévitable ou imprévue et les traités ne proposent pas de solutions concrètes pour gérer ceux déjà présents en orbite. Les agences spatiales travaillent donc actuellement pour développer des techniques permettant de se protéger de ces débris.

La meilleur solution est bien évidement d'éviter que les débris entrent en collision avec les satellites et autres engins spatiaux encore en service. Si ces derniers sont munis de systèmes de propulsion, il est possible d'effectuer des manœuvres d'évitement lorsqu'un débris cartographié vient croiser l'orbite de l'engin en question. La station spatiale internationale (ISS) effectue par exemple plusieurs manœuvres d'évitement par an. Certains satellites tels que les "cubesats" par exemple ne sont pas munis de système de propulsion donc pour éviter la collision il n'y a pas d'autre choix que de modifier la trajectoire du débris lui-même.

L'idéal serait de pouvoir capturer le débris définitivement pour qu'il ne vienne pas perturber d'autres engins ultérieurement. Pour cela plusieurs techniques sont envisagées et résumées sur la Figure 1.3 [8]. Elles sont pour la plupart basées sur la mise en orbite d'un engin nettoyeur qui aurait pour mission de capturer les débris passant à proximité soit en utilisant un bras articulé, un filet ou encore un champ électrostatique.

Les vitesses de déplacement et de rotation des débris pouvant être extrêmement élevées, la capture sera très compliquée. Plutôt que de capturer les débris, il est également envisagé de les dévier. La Figure 1.4 liste les différentes solutions techniques à l'étude. Elles visent à appliquer une force sur les débris pour diminuer leur vitesse et ainsi les faire rentrer dans l'atmosphère plus rapidement pour les détruire ou les diriger vers une orbite "poubelle". Parmi ces solutions, certaines peuvent opérer depuis la surface de la Terre et d'autres directement dans l'espace à proximité des débris. Par exemple, des projets de laser terrestres sont étudiés depuis de nombreuses années pour désorbiter les débris [9].

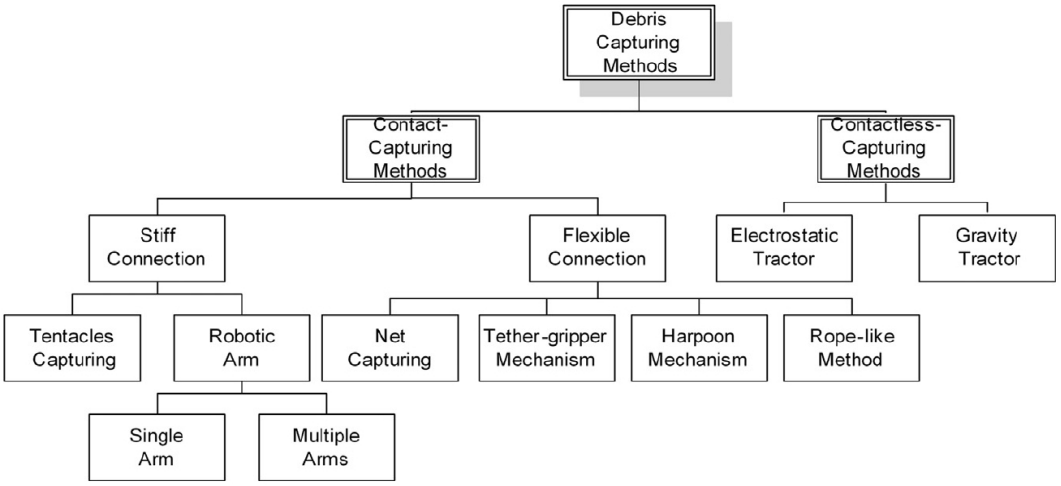


FIGURE 1.3 – Panorama des solutions techniques envisagées pour capturer les débris spatiaux [8].

L'interaction du laser avec le débris génère un plasma qui en se détendant va fournir une impulsion mécanique au débris pour le dévier vers une orbite basse.

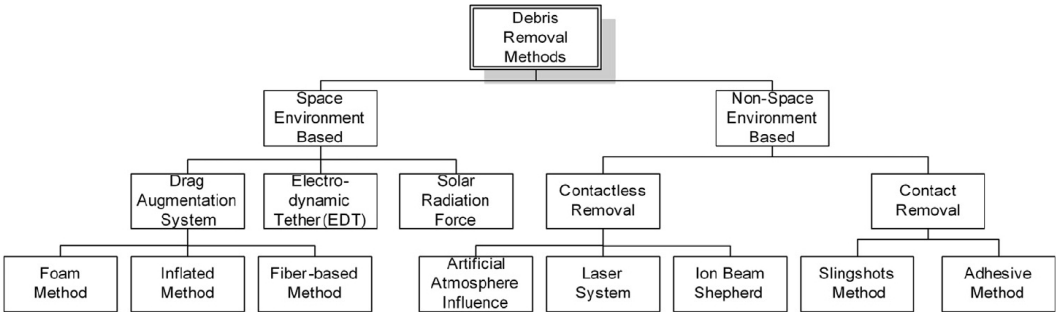


FIGURE 1.4 – Panorama des solutions techniques envisagées pour détruire les débris spatiaux [8].

L'ensemble des techniques présentées ici s'appliquent uniquement pour les débris de taille importante qui sont cartographiés. Pour tous les autres débris qui ne peuvent pas être détectés et pour les météoroïdes qui ne suivent pas des trajectoires orbitales, éviter les collisions semble impossible. Il est donc nécessaire de concevoir des engins pouvant encaisser de tels impacts tout en restant fonctionnels.

Certains équipements ne peuvent pas être protégés sans que leur fonctionnement ne soit entravé. C'est, par exemple, le cas des panneaux solaires qui sont très présents sur les engins spatiaux. Petit à petit les impacts diminuent leur rendement jusqu'au jour où celui-ci devient insuffisant pour subvenir aux besoins énergétiques de la structure. De même, pour les hublots qui doivent rester transparents, l'invulnérabilité est garantie par l'utilisation d'une épaisseur suffisante de matériau. Par exemple, les hublots de l'ISS sont composés de quatre couches de verres d'une épaisseur totale supérieure à 5 cm.

A l'inverse, lorsque cela ne gêne pas le fonctionnement de l'équipement à protéger, des boucliers de protection peuvent être utilisés. La Figure 1.5 dresse un panel des types de bouclier couramment utilisés [10]. Les plus simples sont des blocs monolithiques de matériaux sacrificiels (a) mais pour minimiser le rapport poids/efficacité d'autres solutions techniques existent. Les structures composites en nid d'abeille (b) sont notamment très utilisées mais, depuis la fin des années 1940, la plupart sont des boucliers Whipple (c). Ce type de bouclier se compose d'une plaque séparée de la surface à protéger par du vide. Lors de l'impact sur la plaque, la vitesse du projectile diminue et il se fragmente. Les fragments résiduels étant moins rapides et répartis sur une plus grande surface, ils sont moins agressifs pour la surface située derrière. De nombreuses variantes existent pour optimiser le procédé : ajout de plusieurs plaques de choc successives (d) pour fragmenter au maximum le projectile [11], ajout de couches absorbantes (e) pour stopper au maximum les débris générés par le premier impact [12]... Le principal défaut de ce type de bouclier est son encombrement qui peut être critique au sein du lanceur, c'est pourquoi des boucliers Whipple "pliables" (f) ont été créés en remplaçant les vides intermédiaires par de la mousse qui peut être comprimée pendant la phase de lancement et déployée une fois en orbite.

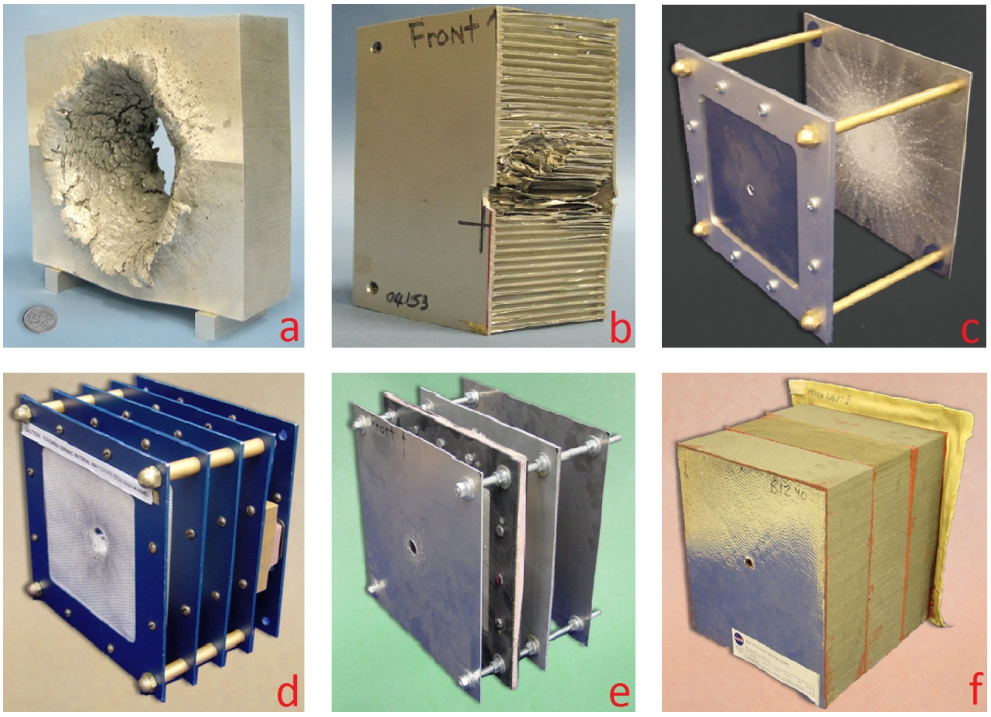


FIGURE 1.5 – Exemples de boucliers couramment utilisés dans le domaine spatial : monolithique (a), en nid d'abeille (b), Whipple simple (c), Whipple multi-choc (d), Whipple avec couches absorbantes (e) et Whipple avec mousse intermédiaire (f) [10].

Les combinaisons utilisées par les astronautes pour les sorties extra-véhiculaires sont évidemment aussi ultra-sensibles. Celles-ci ont fait l'objet de nombreux travaux de recherche jusqu'à aboutir à un matériau multicouche capable de protéger l'astronaute

des impacts de projectiles de petites tailles qui sont les plus probables [13]. Dans le cas très peu probable, d'un impact de projectile de taille supérieure à quelques millimètres les combinaisons seraient malheureusement perforées.

### 1.1.3 Matériaux concernés

Il est très difficile d'établir une liste exhaustive des matériaux concernés par les IHV dans le domaine spatial puisqu'ils sont très variés et que les impacts peuvent survenir à n'importe quels endroits de la structure [14]. Nous tenterons donc ici de simplement lister les matériaux les plus répandus.

Les matériaux métalliques sont sans aucun doute les plus couramment utilisés puisqu'ils composent la plupart des pièces structurales des satellites et des véhicules spatiaux. Les fixations (vis, rivets, câbles...) sont également métalliques (notons d'ailleurs que ce sont des pièces qui sont très susceptibles de se détacher et de devenir des débris). Les alliages d'aluminium sont très convoités pour leur coût et leur masse volumique relativement faibles. Ces alliages sont parfois utilisés comme boucliers monolithiques mais plus communément dans les boucliers Whipple et les structures en nid d'abeille. Pour les pièces très sollicitées thermiquement, le titane est privilégié en raison de son très faible taux de dilatation thermique.

Le coût d'un lancement spatial étant directement lié à la masse embarquée, les concepteurs de satellites et de lanceurs traquent constamment les kilogrammes superflus. C'est pour cette raison que les matériaux composites sont de plus en plus utilisés dans le domaine spatial. En effet, ces matériaux offrent des résistances mécaniques très élevées pour une masse souvent nettement inférieure à celle d'un matériau monolithique. Ils sont utilisés sous diverses formes mais les deux familles les plus représentées sont les composites stratifiés et les composites tissés 3D. Il sont le plus souvent constitués de fibres de carbone liées par une résine polymère [15]. Cependant, ce type de résine étant très peu résistante aux élévations de température, les matrices sont parfois elles aussi réalisées à base de carbone. Nous parlons alors de composite carbone/carbone. Ce type de composite est souvent utilisé pour réaliser les boucliers thermiques des navettes et autres modules de rentrée atmosphérique. C'est d'ailleurs la perforation d'une protection thermique en composite carbone/carbone renforcé qui est à l'origine de l'explosion de la navette Columbia en 2003 [16].

Comme évoqué précédemment, les hublots constituent une partie très sensible des navettes et des stations spatiales car ils sont difficilement protégeables. Ces hublots sont constitués de verres à base de silice (du quartz dans le cas de l'ISS). Le comportement sous impact de la silice a donc fait l'objet de nombreux travaux par le passé [17, 18].

Notons que la silice est également le constituant principal des panneaux solaires. Ces derniers représentant une grande partie de la surface apparente des engins en orbite, ils sont très exposés aux impacts de débris. Dernièrement, un panneau solaire du satellite Sentinel-1A a par exemple été percuté par un débris spatial d'un diamètre estimé de 1 cm à une vitesse d'environ 11 km/s [19].

Les isolants thermiques qui recouvrent une grande partie des satellites sont également très exposés aux impacts de débris [20]. Le MLI (multilayer insulation) est par exemple un isolant très utilisé qui se compose d'une succession de couches isolantes (fibres de verre, Mylar, Teflon...) visant à protéger les satellites du rayonnement solaire. D'autres matériaux isolants tels que des mousses poreuses peuvent être utilisés.

Nous ne pouvons pas lister les matériaux concernés par les IHV sans citer le Kevlar. Ce matériau à base de fibres synthétiques est spécialement utilisé pour absorber les impacts, notamment au sein des boucliers Whipple avec couches absorbantes [12].

Après avoir dressé un panorama des différents matériaux qui peuvent être amenés à subir des IHV (et qui par conséquent composent également les débris spatiaux), nous terminerons en évoquant les matériaux naturels qui composent les météoroïdes. Ceux-ci provenant des confins de l'univers, leur origine et leur composition sont très variables et pas toujours bien connues. Comme la plupart d'entre eux sont des fragments d'astéroïdes ou de planètes, trois types de compositions principales se distinguent tout de même : carbonée, silicatée et métallique (principalement à base de fer et de nickel).

## 1.2 Autres domaines nécessitant l'étude des IHV

### 1.2.1 Planétologie et cosmologie

Les météoroïdes qui risquent de venir percuter les satellites et les navettes spatiales sont tous issus de collisions entre corps célestes. Ces collisions jouent un rôle majeur dans la formation des astres (accrétion collisionnelle) et dans leur disparition (destruction collisionnelle) [21]. Selon les plus récentes théories, la Lune aurait par exemple été formée à la suite de la collision d'une planète hypothétique nommée Théia avec la Terre il y a environ 4,5 milliards d'années. Les simulations numériques ont déterminé que la vitesse d'impact devait être de 10 $km.s^{-1}$ environ [22]. L'impact aurait arraché une partie du manteau terrestre et pulvérisé Théia. Après s'être retrouvés en orbite autour de la Terre, tous les débris se seraient regroupés pour former la Lune comme le montre la Figure 1.6. Les chocs générés par les impacts célestes peuvent également avoir pour conséquence de

modifier localement le champ magnétique des planètes [23]. Des diminutions notables de ce champ ont notamment été observées autour des cratères martiens Hellas et Argyre [24].

FIGURE 1.6 – Mécanisme de formation de la Lune selon l'hypothèse de l'IHV.

A plus grande échelle, il serait même possible de retracer l'évolution collisionnelle du système solaire depuis sa formation mais pour cela il faut, d'une part, bien connaître la composition et la cinématique des corps célestes (planètes et astéroïdes) et, d'autre part, pouvoir prédire précisément les conséquences des impacts entre ces corps (nature et vitesse des débris). Si la composition des planètes de notre système solaire est relativement bien connue, celle des astéroïdes l'est nettement moins. Ces derniers pouvant provenir de régions très éloignées de l'univers, en apprendre plus sur leur composition pourrait même permettre de progresser sur notre connaissance des premiers instants de l'univers. Nous savons qu'ils transportent de nombreuses espèces chimiques telles que l'eau à travers l'univers. Cependant, prélever un morceau d'astéroïde étant une tâche extrêmement complexe, les échantillons à analyser sont rares. A l'heure actuelle, seule la mission Hayabusa organisée par l'agence spatiale japonaise (JAXA) a permis de récolter des échantillons sur l'astéroïde Itokawa (de composition silicatée). Les échantillons ont pu être rapatriés sur Terre avec succès en 2010 et analysés par la suite [25]. Des missions du même type, Hayabusa 2 (JAXA) et Osiris-Rex (NASA), vont avoir lieu prochainement sur des astéroïdes de composition carbonée cette fois.

Concernant l'étude des conséquence des impacts, les données observables les plus accessibles sont les cratères laissés à la surface des planètes et autres satellites. Dans le cas de la Lune, étudier la distribution des tailles des cratères et leur chronologie permet d'évaluer le flux d'astéroïdes auquel est soumis la Terre [26] mais cela permet également

d'estimer l'âge de la Lune [27]. Il est par contre très rare de pouvoir observer un impact naturel en temps réel. Le premier à avoir pu être observé est l'impact de l'astéroïde Shoemaker-Levy 9 sur la planète Jupiter [28]. C'est pourquoi certaines missions spatiales ont pour objectif de réaliser des IHV sur des astéroïdes. Dans certain cas, le but est simplement d'éjecter de la matière de l'astéroïde pour analyser sa structure comme lors de la mission Deep-Impact organisée par la NASA [29]. Dans d'autres cas, plus futuristes, il s'agit de le dévier de sa trajectoire pour protéger la Terre. En effet, les différentes agences spatiales pensent pouvoir utiliser les IHV pour protéger la Terre face aux astéroïdes. Afin de tester le procédé en conditions réelles, une mission internationale, nommée AIDA, aura lieu en 2023. Lors de cette mission, un impacteur de 300 kg va venir rencontrer le petit astéroïde Didymoon (163 m) qui tourne autour de l'astéroïde Didymos (780 m) à une vitesse d'environ 1,5 km/s [3, 21]. La déviation engendrée par l'impact pourra ensuite être quantifier en mesurant le changement de période orbitale de Didymoon autour de Didymos. Un autre volet de la mission AIDA consiste à venir poser sur Didymoon une sonde à l'endroit du cratère pour l'analyser finement.

Toutes les missions spatiales citées précédemment sont des prouesses techniques exceptionnelles mais pourtant elles ne seront jamais capables de recréer des impacts entres des corps de très grandes tailles tels que des planètes. De même les essais en laboratoire semblent inappropriés pour traiter ce type de phénomène. Ils supposent de pouvoir extrapoler les observations faites expérimentalement à des corps parfois un million de fois plus gros. Ces problèmes d'échelle sont au cœur des discussions en planétologie.

### 1.2.2 Armement et blindage

Le secteur militaire est très intéressé par les IHV tant sur le plan offensif que défensif. D'un côté, les fabricants de missiles et de munitions cherchent perpétuellement à améliorer l'efficacité de leurs produits et, d'un autre côté, les fabricants de blindages doivent innover continuellement pour s'en protéger. Sauf exceptions, la vitesse d'impact d'une balle tirée par une arme de poing ou un fusil reste inférieure au kilomètre par seconde. Les sollicitations au moment de l'impact sont donc relativement différentes de celles rencontrées avec les débris spatiaux. Cependant, certains types de munitions peuvent atteindre des vitesses nettement supérieures au kilomètre par seconde. C'est notamment le cas des munitions muni d'un système de propulsion tels que les roquettes et les missiles.

Intéressons nous plus particulièrement au cas des munitions pénétrantes et des blindages développés pour les contrer. Ils ont vu le jour avec l'apparition des véhicules

blindés pendant la première guerre mondiale. Seulement recouvert d'une épaisseur conséquente de métal, ces véhicules pouvaient être perforés par des projectiles ayant une énergie cinétique suffisante. Typiquement, des barreaux métalliques très allongés (en forme de "javelot") traversaient ces véhicules. Ceux-ci ont subit de très nombreuses améliorations et sont encore utilisés aujourd'hui : ils portent le nom d'impacteurs cinétiques. Son principal défaut est que son efficacité dépend très fortement de l'angle d'incidence au moment de l'impact [30]. De plus, l'apparition de nouveaux matériaux de blindage tels que les céramiques a permis d'en contrer la plupart [31]. Un nouveau type de munition a vu le jour vers la fin de la seconde guerre mondiale : les munitions à charge creuse. Son fonctionnement est le suivant : quand la pointe du projectile impacte le blindage, un capteur piezo-électrique déclenche l'explosion d'une charge placée à l'arrière du projectile, l'explosion entraîne l'éjection d'un jet de métal en fusion à des vitesses pouvant atteindre 10 $km.s^{-1}$ [32, 33]. Il peut perforer une très grosse épaisseur de blindage comme le montre la Figure 1.7. Les concepteurs ont alors mis au point des blindages réactifs contenant eux-même des explosifs qui viennent fragmenter le jet projeté par la charge creuse en réduisant ainsi considérablement son pouvoir de pénétration. Actuellement, les munitions anti-chars les plus efficaces, telles que le missile Javelin développé par Lockheed Martin, combinent la plupart des techniques évoquées précédemment. En effet, il est conçu pour arriver à très grande vitesse à la verticale du char. Au moment de l'impact, une charge explose pour neutraliser les boucliers actifs puis une seconde charge (très proche d'une charge creuse) est propulsée depuis l'arrière du missile pour perforer le reste du blindage.

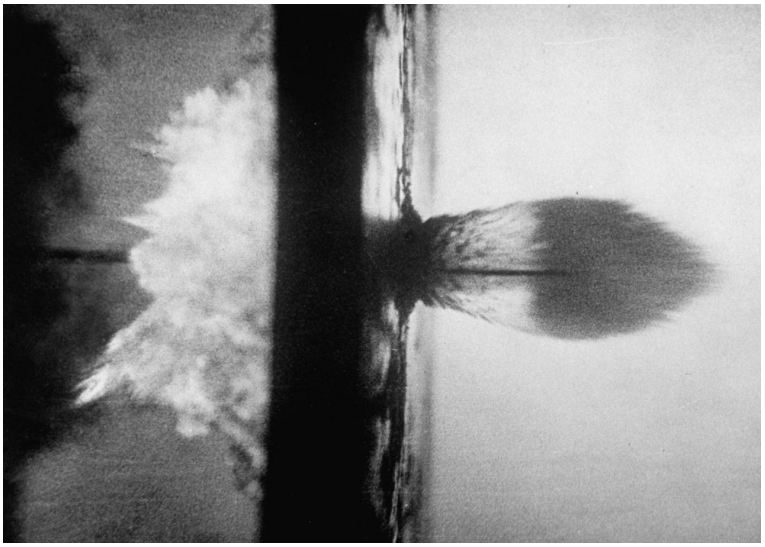

FIGURE 1.7 – Perforation d'un blindage par un jet de métal en fusion issu d'une charge creuse.

### 1.2.3 Protection des chambres d'expérience

Les salles d'expérience des laboratoires peuvent, elles-aussi, être le siège d'IHV involontaires. Prenons l'exemple du Laser Mégajoule (LMJ) dont la construction touche à sa fin sur le site du CEA-CESTA. Pour le moment, seules quelques chaînes laser sont opérationnelles mais, à terme, ce sont 176 faisceaux laser qui convergeront au centre de la chambre d'expérience de 10 m de diamètre pour déposer une énergie supérieure au mégajoule. Chacun de ces faisceaux possède son propre pilote, sa propre chaîne amplificatrice et son propre transport (voir Figure 1.8). L'objectif principal de cette installation est d'irradier une cible composée de deutérium et de tritium avec suffisamment d'intensité pour recréer les conditions thermodynamiques nécessaires pour initier la réaction de fusion.

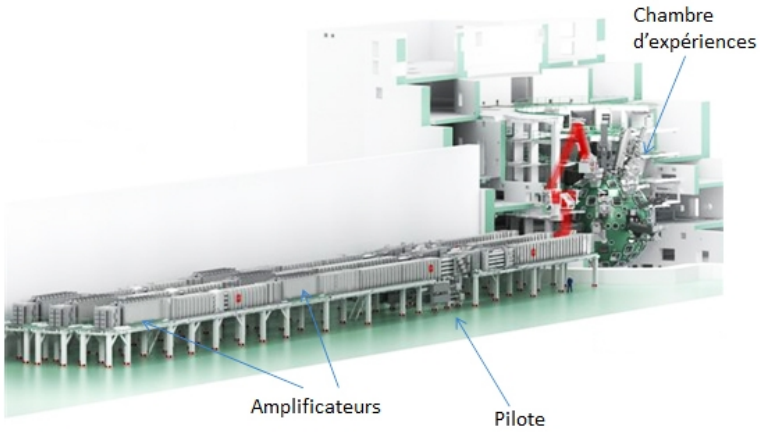


FIGURE 1.8 – Vue 3D d'une des chaînes laser du LMJ [34].

Lors d'expériences d'une telle envergure, les cibles, leurs supports et tous les équipements qui les entourent peuvent être pulvérisés et projetés dans la chambre d'expérience à des vitesses atteignant plusieurs kilomètres par seconde. Ces débris sont susceptibles de venir impacter les optiques terminales des chaînes laser mais aussi les diagnostics de mesure et d'observation. De nombreuses études ont donc été réalisées pour mettre au point des protections les plus efficaces possibles. Comme les optiques de fin de chaîne doivent rester transparentes à la longueur d'onde du laser, ce sont des lames anti-éclats en silice qui sont utilisées [35, 36]. Pour certains diagnostics, des protections non transparentes peuvent être utilisées. Dans ce cas, il a été montré que des empilements multicouches contenant des matériaux absorbants tels que des mousses étaient très efficaces [37].

Le LMJ n'est pas la seule installation laser concernée par les IHV. Son équivalent américain, le National Ignition Facility (NIF), rencontre également ce type de problème [38].

## 1.3 Moyens d'étude des impacts hypervéloces en laboratoire

Face aux multiples et importants enjeux, il est essentiel de reproduire en laboratoire les processus survenant au cours des IHV. Il est parfois possible de le faire directement en envoyant des projectiles représentatifs sur des cibles mais ce n'est pas toujours le cas. En effet, pour les conditions les plus extrêmes, les moyens directs actuels peuvent s'avérer insuffisant. Il faut alors se tourner vers des analogies. Dans cette partie, nous balayerons l'ensemble des moyens directs disponibles puis nous présenterons brièvement les deux analogies les plus utilisées : par explosif et par laser.

### 1.3.1 Moyens directs

Pour quantifier les dommages générés sur une structure par un IHV, l'idéal est de reproduire cet impact le plus fidèlement possible en laboratoire. De nombreuses techniques peuvent être utilisées pour accélérer un projectile jusqu'à des vitesses supérieures au kilomètre par seconde [39]. Dans tous les cas, ces moyens permettent de transmettre une énergie cinétique au projectile. Plus le projectile est lourd, plus l'énergie à lui transmettre pour atteindre une vitesse donnée est importante. Il est donc beaucoup plus facile d'atteindre des vitesses d'impact importantes avec de petits projectiles plutôt qu'avec des gros. Cela est très bien illustré par la Figure 1.9 qui dresse un panorama (non exhaustif) des moyens expérimentaux disponibles pour lancer des projectiles en délimitant le domaine d'application de chacun de ces moyens en termes de masses de projectile et de vitesses d'impact atteignables [40].

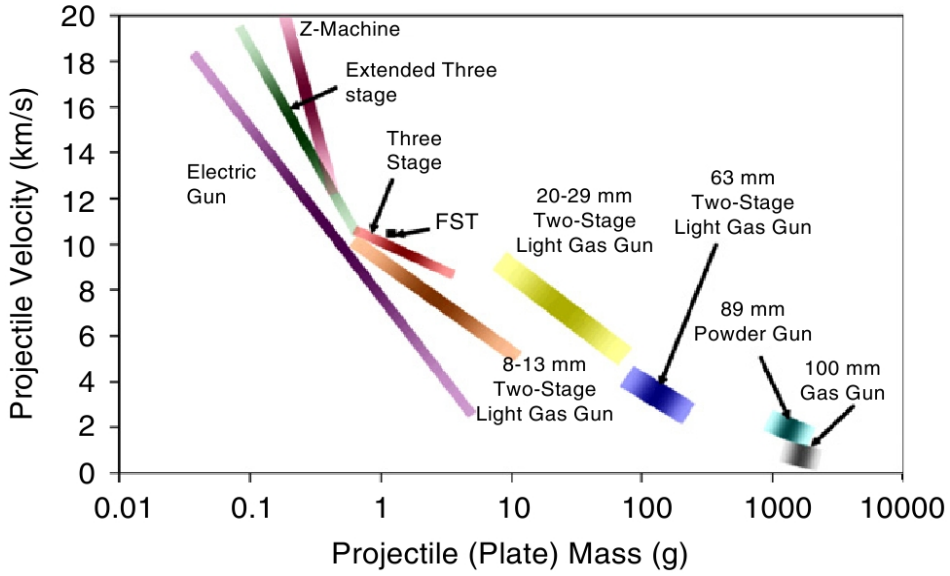


FIGURE 1.9 – Comparaison des performances de différents moyens existants pour accélérer un projectile [40].

Pour lancer des projectiles de taille importante, les lanceurs à gaz ou à poudre sont les moyens les plus pratiques et les plus couramment utilisés. Ils fonctionnent sur le principe suivant : une poussée est exercée à l'arrière du projectile qui se met en vitesse au sein d'un tube de lancement avant de venir percuter la cible placée à la sortie du tube. Les lanceurs ont l'avantage de pouvoir lancer des projectiles de formes différentes tels que des cylindres ou des sphères. Les projectiles cylindriques, très utilisés pour les expériences de choc de plaques notamment, peuvent être placés directement dans le tube de lancement tandis que les sphériques, plus adaptés à l'étude des IHV, sont généralement enfermés dans un "sabot" qui est lui-même placé dans le tube de lancement. A la sortie du tube, ce sabot s'ouvre (le plus souvent par effets aérodynamiques) et libère le projectile avant son arrivée sur la cible.

Dans le cas des lanceurs à gaz, celui-ci est comprimé dans un réservoir jusqu'à atteindre une pression suffisante pour rompre un diaphragme placé juste derrière le projectile, à l'entrée du tube de lancement. Une fois le diaphragme rompu, le gaz se détend brusquement et pousse sur le projectile (ou le sabot). Les vitesses atteignables dépendent beaucoup du gaz utilisé (hélium ou hydrogène principalement) mais elles sont de l'ordre de 1 $km.s^{-1}$ pour des projectiles centimétriques. Pour les lanceurs à poudre, ce sont les gaz issus de l'explosion de la poudre qui se détendent et viennent pousser sur le projectile placé devant. Ce type de lanceur se limite à des vitesses d'impact de l'ordre de 3 $km.s^{-1}$ et nécessitent une infrastructure adaptée et du personnel qualifié en raison de la présence d'explosif.

Une configuration plus performante de lanceur existe : il s'agit du lanceur bi-étages. Ce lanceur se compose d'un premier étage qui peut être à poudre ou à gaz et d'un second étage à gaz. La Figure 1.10 schématise le fonctionnement d'un lanceur poudre/gaz. La détonation de l'explosif dans la chambre de combustion pousse un piston qui vient comprimer le gaz contenu dans le tube de compression. Lorsque la pression atteint un seuil critique le diaphragme se rompt et le gaz se détend en poussant le projectile dans le tube de lancement. La présence d'un convergent entre le tube de compression et le tube de lancement permet d'atteindre des vitesses plus importantes en réduisant la taille du projectile. Pour des projectiles sphériques de diamètre compris entre 100 $\mu$m et quelques millimètres, les lanceurs bi-étages actuels peuvent atteindre des vitesses de 8 à 10 $km.s^{-1}$ [15, 41, 42]. Certaines grosses installations parviennent même à lancer des projectiles centimétriques jusqu'à 7 $km.s^{-1}$ [43].

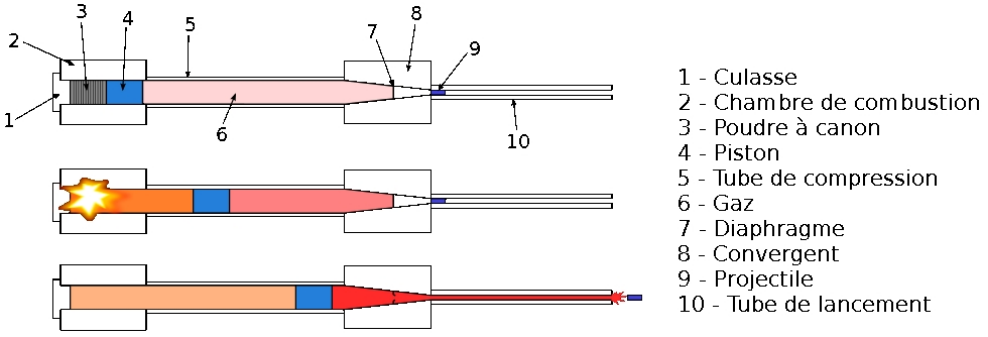


FIGURE 1.10 – Principe de fonctionnement d'un lanceur double étage poudre/gaz.

Des moyens permettant d'atteindre des vitesses plus importantes existent mais ils sont nettement moins répandus et accessibles. De plus, ils sont limités à des projectiles très légers tels que des flyers ou des poussières fines et ne permettent pas toujours de garantir l'intégrité du projectile jusqu'au moment de l'impact. Par exemple, une variante de lanceur "tri-étages" existe. Elle permet de propulser un petit flyer à l'aide d'un lanceur bi-étages pour atteindre des vitesses d'impact de 18 $km.s^{-1}$ avec des flyers d'un millimètre d'épaisseur [40]. Les accélérateurs électromagnétiques permettent aux aussi de dépasser les 10 $km.s^{-1}$. Plusieurs variantes existent : les canons magnétiques qui utilisent les forces de répulsion magnétique, les canons électriques qui utilisent la force de Lorentz, les lanceurs à plasma ou encore les accélérateurs électrostatiques de type Van de Graaff. Ces derniers permettent d'accéder à des vitesses de 30 $km.s^{-1}$ pour des projectiles de $10^{-14}$ g [44, 45] et même 100 $km.s^{-1}$ pour des projectiles de $10^{-16}$ g [46]. Ils nécessitent par contre d'utiliser des projectiles chargés (ou facilement chargeables) tels que des poussières métalliques.

Les récentes améliorations des installations laser laissent à penser qu'elles pourraient également être utilisée pour mettre en vitesse des projectiles tels que des flyers. En irradiant leur surface avec un laser suffisamment intense, un plasma est généré sur la face avant et le flyer est projeté par effet fusée. Avec des flyers très fins de quelques dizaines de micromètres d'épaisseur, des vitesses de l'ordre de 3 à 7 $km.s^{-1}$ sont atteintes à l'heure actuelle [47, 48]. Avec des projectiles sphériques de 80 $\mu$m de diamètre, des impacts à 60 $km.s^{-1}$ ont pu être réalisés [49]. Cependant, pour atteindre ces vitesses, les projectiles sont très sollicités mécaniquement et thermiquement pendant leur accélération donc leur état au moment de l'impact sur la cible est très incertain [50].

### 1.3.2 Analogie par explosif

Les cratères résultant d'une explosion sont très ressemblants à ceux obtenus par impact de projectile comme le montre la Figure 1.11. Le cratère présenté à gauche (a)

est issu de l'explosion souterraine de la bombe nucléaire Sedan en 1962 dans le désert du Nevada. Cette explosion a dégagé une énergie équivalente à l'explosion de 104 kilotonnes de TNT environ. Ce cratère présente de grandes similitudes avec le Meteor Crater qui est présenté à droite (b). Ce dernier aurait été formé il y a 50000 ans par l'impact d'une météorite d'environ 300000 tonnes et 50 m de diamètre à un peu plus de 12 $km.s^{-1}$ [51].

(a) (b)

FIGURE 1.11 – (a) : cratère issu de l'explosion de la bombe nucléaire Sedan. (b) : Meteor Crater généré par l'impact d'une météorite.

Une analogie entre explosion et IHV a été proposée vers la fin des années 1980 par Holsapple, Schmidt et Housen [52–55]. Les paragraphes suivants sont consacrés à la description des principes de bases de cette analogie.

Si nous considérons le cas d'un explosif de dimension $l$ enterré à une profondeur $p$ de la surface et délivrant une énergie $E$ dans une cible (par exemple, le sol) alors la taille et la forme du cratère résultant de l'explosion dépendra uniquement des paramètres $l$, $p$, $E$, de la gravité et du matériau cible. Hormis pour les problèmes de planétologie, l'influence de la gravité peut le plus souvent être négligée. Si $p$ est faible devant la profondeur du cratère, son influence peut également être négligée. De plus, si les dimensions du cratère sont grandes devant $l$, il est possible de considérer que toute l'énergie est délivrée en un point. Cette approximation s'appelle la théorie du point source. Dans ce cadre précis, la taille du cratère ne dépend plus que de $E$ et du matériau cible.

Comme nous le verrons plus en détail en 2.3, la théorie du point source peut également être appliquée aux IHV. Une fois de plus, cette théorie est licite uniquement lorsque les cratères sont grands devant les dimensions du projectile. Dans ce cas, la taille du cratère dépend uniquement d'un coefficient $C$ appelé coefficient de couplage et du matériau cible. Ce coefficient dépend de la taille du projectile $a$, de sa densité $\rho$ et de la vitesse d'impact $v$ par une relation de la forme $C = a\rho^{\nu}v^{\mu}$ où $\nu$ et $\mu$ sont des constantes.

En liant $E$ et $C$, il est alors possible d'établir une analogie entre explosion et IHV. Cette analogie est très utilisée en planétologie car les explosifs permettent de faire des expériences à grande échelle. Cependant, elle pose plusieurs problèmes. Tout d'abord,

elle ne s'applique qu'aux cratères grands devant la dimension du projectile puisqu'elle repose sur la théorie du point source. Ensuite, elle garantit uniquement une équivalence sur la taille des cratères finaux mais elle n'assure en aucun cas une analogie en terme de processus de formation du cratère. Prenons l'exemple de deux cratères générés par des IHV de coefficients de couplage $C$ identiques : le premier est un impact de petit projectile à très grande vitesse et le second est un impact de gros projectile à basse vitesse. Par analogie, ces deux IHV correspondrons à la même explosion. Il est pourtant évident que les sollicitations induites par ces deux IHV ne sont pas comparables en termes de pression et de vitesse de déformation notamment. Enfin, cette analogie requiert la manipulation d'explosifs qui peut être contraignante pour certains laboratoires.

### 1.3.3 Analogie par choc laser

Les installations laser permettent elles aussi de générer des cratères. En effet, en irradiant la surface d'une cible avec un laser suffisamment intense, les premiers microns de matière sont fortement chauffés et passent directement à l'état de plasma. Ce plasma se détend ensuite violemment en exerçant une pression sur la cible. Si cette pression est suffisamment importante, elle peut conduire à la formation d'un cratère.

Il s'avère qu'en utilisant des paramètres laser appropriés les cratères obtenus par choc laser ont de grandes similitudes avec ceux résultant d'IHV. Cela est mis en évidence par la Figure 1.12 qui présente, à gauche (a), le cratère obtenu suite à un tir laser de 1000 J avec une durée de pulse de 1.5 ns et une tache focale d'environ 1 mm de diamètre sur une cible en cuivre (laser Phébus du CEA Limeil) [56] et, à droite (b), le cratère généré par l'impact d'un projectile en polycarbonate à 6.92 $km.s^{-1}$ sur une cible en aluminium [10].

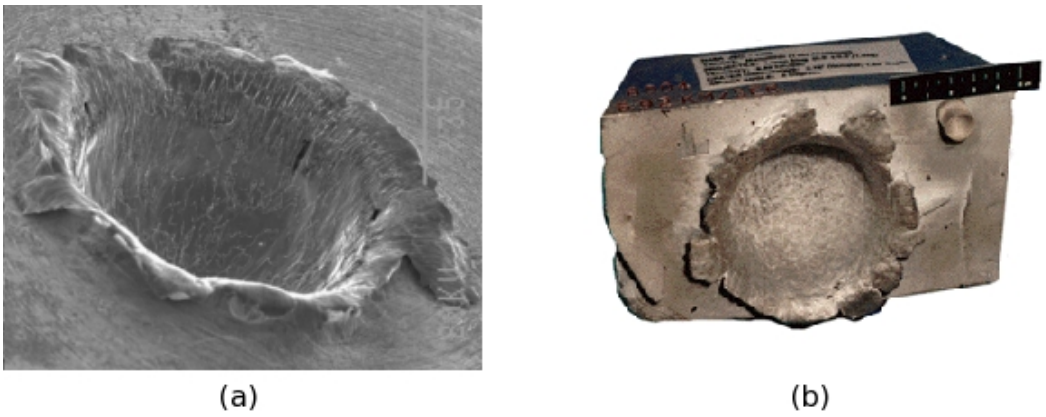


FIGURE 1.12 – (a) : cratère généré par le laser Phébus sur une cible de cuivre (1000 J, 1.5 ns et $\phi$ 1 mm). (b) : cratère généré par l'impact hypervéloce d'un projectile en polycarbonate sur une cible d'aluminium à 6.92 $km.s^{-1}$.

Au vu de ces ressemblances, une analogie a été proposée entre chocs laser et IHV dès la fin des années 1970 par Pirri et Nebolsine [1, 2]. Basée sur une équivalence entre les lois de pression exercées par le projectile et par le laser, cette analogie sera largement détaillée en partie 2.3. Concentrons-nous, ici, sur les avantages et inconvénients que présente l'utilisation des lasers pour l'étude des IHV :

- ✓ Possibilité de représenter des impacts à des vitesses non atteignables par les lanceurs actuels ;
- ✓ Cadence de tir très élevée (plusieurs dizaines de tirs par jour sur la plupart des installations laser contre un ou deux sur un lanceur) ;
- ✓ Équivalence en pression qui peut permettre de garantir une analogie sur le processus de formation des cratères en plus de l'analogie sur la taille des cratères finaux ;
- ✓ Contrôle spatial micrométrique du point d'impact sur la cible qui permet, par exemple, de viser un mésoconstituant particulier d'un matériau composite ou de tirer plusieurs fois exactement au même point ce qui n'est pas possible avec la précision des lanceurs qui n'est souvent que millimétrique ;
- ✓ Contrôle temporel à la nanoseconde près du moment de l'impact qui permet, allié au très bon contrôle spatial du point d'impact, d'utiliser des diagnostics de mesure in-situ très résolus temporellement et spatialement pour observer finement les mécanismes physiques ;
- ✓ Possibilité de tirer dans des conditions de vide représentatives du vide spatial ;
- ✓ Facilité pour récupérer les cibles après tir ;
- ✗ Difficultés pour déterminer précisément la loi de pression générée par le laser sur la cible ;
- ✗ Présence d'effets thermiques qui ne sont pas aussi marqués dans le cas d'un IHV réel (formation du plasma) ;
- ✗ Résultats pas toujours très reproductibles d'une installation laser à l'autre (bien que des progrès significatifs aient été faits ces dernières années sur ce point).

## 1.4 Objectifs de la thèse

Dans le cadre de ces travaux de thèse, nous avons choisi de nous intéresser à l'analogie entre irradiations laser et IHV. Sous réserve de bien maîtriser le chargement mécanique exercé par le laser sur la cible, les installations laser pourraient permettre de représenter des impacts à des vitesses supérieures à 10 $km.s^{-1}$ avec des projectiles de plusieurs centaines de micromètres de diamètre. C'est typiquement une gamme d'impacts qui peut très difficilement être étudiée avec les moyens expérimentaux directs actuels bien qu'elle soit très représentative de la problématique traitée.

Depuis la première analogie proposée vers la fin des années 1970, aucune amélioration majeure ne lui a été apportée. Pourtant, au cours de ces 40 dernières années, les installations expérimentales se sont grandement améliorées et de nouveaux outils de simulation numérique ont vu le jour. C'est pourquoi nous avons l'ambition de pouvoir proposer une analogie entre choc laser et IHV plus précise et robuste qu'à l'époque. Nous pourrions alors quantifier les incertitudes qui découlent de cette nouvelle analogie, ce que nous ne pouvons pas faire avec l'analogie existante. Pour y parvenir, les approches expérimentales et numériques doivent être combinées. Côté expérimental, nous avons notamment eu l'opportunité d'accéder à des installations laser de pointe telles que le GCLT et le LULI2000 qui mettent en œuvre une métrologie fiable ainsi que des techniques de lissage optique et de profilage temporel très efficaces. Côté numérique, nous avons pu utiliser le code d'hydrodynamique HESIONE et le code d'interaction laser/matière ESTHER qui ont depuis longtemps fait leurs preuves pour traiter ce type de phénomène.

Pour notre étude, nous avons retenu deux matériaux qui sont représentatifs de certaines applications spatiales : l'EDM3 et l'aluminium 6061-T6. L'EDM3 est un graphite poreux homogène et isotrope ressemblant fortement à la matrice de certains matériaux composites carbone/carbone qui sont de plus en plus présents dans le secteur aérospatial comme nous l'avons vu en 1.1.3. Pouvant difficilement étudier l'analogie directement sur ces composites très complexes, l'EDM3 constitue une étape intermédiaire très intéressante. De plus, ce matériau a déjà été très largement étudié en statique et en dynamique par le laboratoire. Une thèse, soutenue en 2014 par Gabriel Seisson, a notamment été consacrée à l'étude de son comportement sous impacts hypervéloces [57]. Toutes les améliorations qui avaient alors été apportées à la caractérisation expérimentale et à la modélisation numérique de ce matériau forment une base de départ solide pour notre étude. Cela nous permet de nous concentrer plus spécifiquement sur l'analogie et toutes les questions scientifiques qu'elle soulève. De façon encore plus élémentaire, l'aluminium 6061-T6 constitue le matériau école de notre étude. Il pose très peu de problèmes de modélisation et nous permet donc de valider nos méthodes et de calibrer nos essais avant d'étudier l'EDM3.

# Chapitre 2

# Synthèse bibliographique

Il est possible de trouver dans la littérature de nombreux travaux portant sur les IHV, sur les irradiations laser et même sur l'analogie entre ces deux procédés. Ce deuxième chapitre a pour objectif de fournir au lecteur un panorama le plus complet possible de ces travaux pré-existants à notre étude. Nous concluons le chapitre par une discussion sur les challenges scientifiques à relever pour pouvoir améliorer l'analogie existante.

## 2.1 Comportement des matériaux sous IHV

### 2.1.1 Observations expérimentales

Les dommages observables à la suite de l'IHV d'un projectile sphérique sur une cible ductile sont variés. Ils dépendent essentiellement des quatre paramètres suivants :

— la vitesse d'impact ;

— le matériau constituant le projectile ;

— le matériau constituant la cible ;

— le ratio $\gamma = \frac{\phi_{proj}}{e_{cible}}$ entre le diamètre du projectile et l'épaisseur de la cible.

La Figure 2.1 présente différents types de dommages observés expérimentalement sur des cibles d'aluminium [58]. Pour chacun de ces tirs, le projectile est une sphère d'aluminium de 3.2 mm de diamètre et la vitesse d'impact est d'environ 6 $km.s^{-1}$. Seule l'épaisseur de la cible varie d'un tir à l'autre allant de 32 mm ($\gamma = 0.1$) à 1 mm ($\gamma = 3$). Lorsque que $\gamma$ est très petit, la cible peut être considérée comme semi-infinie devant les dimensions du projectile et, dans ce cas, nous observons uniquement un cratère sur la face avant de la cible. A partir de $\gamma = 0.2$ environ, nous observons la formation d'une écaille en face arrière de la cible en plus du cratère en face avant. Ce phénomène d'écaillage est dû à la

rencontre de la détente incidente et de la détente issue de la réflexion du front de choc sur la face arrière libre. Quand $\gamma$ augmente, le plan d'écaillage se rapproche du fond du cratère jusqu'à coïncider avec celui-ci. Au delà de ce seuil appelé "limite balistique", il y a perforation de la cible. Dans notre exemple, la limite balistique se situe aux environs de $\gamma = 0.3$. Jusqu'à $\gamma = 0.5$ environ, le diamètre du trou de perforation augmente puis, pour des $\gamma$ plus importants, il diminue jusqu'à devenir égal au diamètre du projectile (à partir de $\gamma = 50$ environ). Plus $\gamma$ augmente, moins le projectile est endommagé et moins il est ralenti à la traversée de la cible. Pour d'autres matériaux et d'autres vitesses d'impact, les types d'endommagement observés restent globalement les mêmes puisqu'ils vont toujours de la cratérisation à la perforation. Cependant, les limites d'écaillage et balistique varient significativement d'un cas à l'autre.

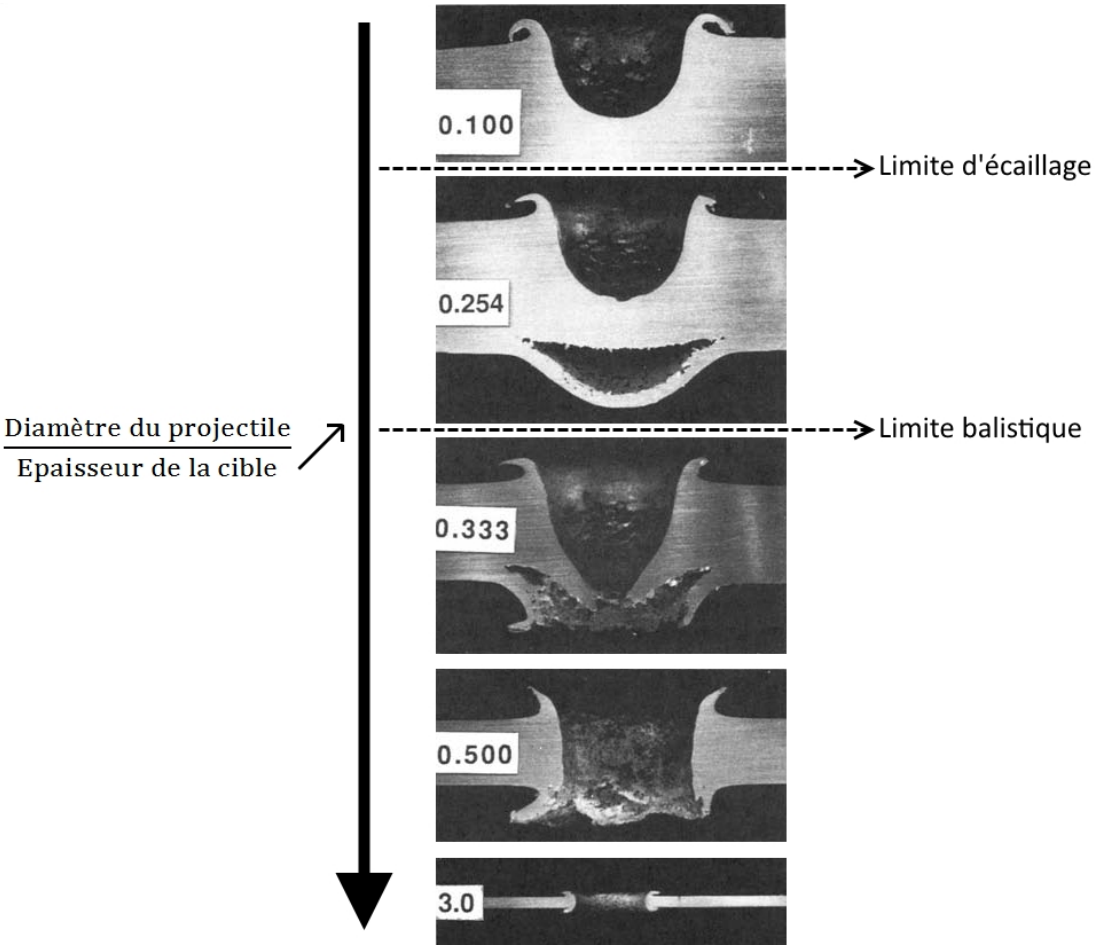


FIGURE 2.1 – Évolution des dommages générés sur la cible en fonction de l'épaisseur relative de la cible [58].

Le mécanisme de perforation a été étudié pour de très nombreux matériaux tels que la silice [36], le béton armé [59], le Teflon [58], un composite stratifié à fibres de carbone [60], une structure en nid d'abeille d'aluminium [61] ou encore un composite à matrice céramique [62]. Pendant ce type d'expérience, il est possible d'étudier les éjectas générés lors de la perforation. Pour cela, les éjectas peuvent être simplement observés

à l'aide d'une caméra [62] mais il peuvent aussi être récupérés dans des gels pour être étudiés après l'essai [36]. Des diagnostics de vélocimétrie laser peuvent également être utilisés pour mesurer la vitesse de ces éjectas. Ces travaux sont notamment utiles pour le dimensionnement des boucliers Whipple évoqués en 1.1.2 qui repose entièrement sur la notion de limite balistique et sur la quantité de débris générés lors de la perforation. En effet, les couches de ces boucliers doivent être les plus légères possibles mais les premières d'entre elles doivent être suffisamment épaisses pour freiner le projectile et le fragmenter afin que les dernières ne soit pas perforées [11, 12].

Dans le cadre de ces travaux de thèse, c'est essentiellement le processus de cratérisation qui a été étudié puisque la majeure partie des cibles utilisées peuvent être considérées comme semi-infinies ($\gamma$ très faible). Selon Herrmann [63], ce processus peut se décomposer en trois phases distinctes dans le cas d'une cible ductile et d'un $\gamma$ faible :

— formation et propagation d'ondes de choc dans la cible et dans le projectile entraînant, d'une part, l'apparition d'un cratère par compression de la cible et, d'autre part, l'écrasement ou la fusion du projectile ;

— expansion du cratère jusqu'à ce que l'onde de choc qui se propage au sein de la cible ait été suffisamment atténuée pour ne plus pouvoir déformer le matériau ;

— rebond élastique et retour à température ambiante de la cible entraînant une faible réduction de la taille du cratère ;

Les cratères obtenus par IHV sur des cibles ductiles ont tous l'allure présentée sur la Figure 2.2 [58, 63–65]. Le diamètre $\phi$, la profondeur $p$ et le volume $V$ de ce type de cratère sont usuellement définis par rapport à la surface initiale de la cible comme indiqué sur le schéma.

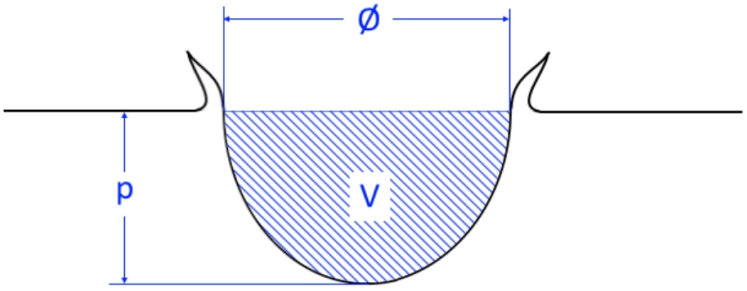


FIGURE 2.2 – Allure classique d'un cratère sur cible ductile et définition de la profondeur $p$, du diamètre $\phi$ et du volume $V$.

Herrmann [63] puis Shanbing [66] ont synthétisé de nombreuses données expérimentales d'IHV sur des matériaux ductiles dans le but d'obtenir des lois d'évolution empiriques des dimensions des cratères valables quels que soient les matériaux considérés. Prenons l'exemple d'un projectile sphérique de diamètre $\phi_p$, de densité $\rho_p$ et de limite élastique $Y_p$ venant impacter une cible de densité $\rho$ et de limite élastique $Y$ avec une

vitesse $v$. Dans ce cas, il existerait trois fonctions adimensionnées $\psi_1$, $\psi_2$ et $\psi_3$ telles que :

$$\frac{p}{\phi_p} = \psi_1\left(v, \phi_p, \rho_p, Y_p, \rho, Y\right); \tag{2.1}$$

$$\frac{\phi}{\phi_p} = \psi_2\left(v, \phi_p, \rho_p, Y_p, \rho, Y\right); \tag{2.2}$$

$$\frac{V}{V_p} = \psi_3\left(v, \phi_p, \rho_p, Y_p, \rho, Y\right). \tag{2.3}$$

En fittant les données expérimentales, il est possible d'obtenir une loi d'évolution générale pour la profondeur des cratères :

$$\frac{p}{\phi_p} = 0.27\left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)^{2/3}\left(\sqrt{\frac{\rho}{Y}}v\right)^{2/3} \tag{2.4}$$

Pour un couple projectile/cible donné, la profondeur du cratère évolue donc proportionnellement à $v^{2/3}$ ou, autrement dit, à $E^{1/3}$ en notant $E = \frac{1}{2}m_p v^2$ l'énergie cinétique du projectile.

Comme le montre la Figure 2.3, les cratères deviennent quasi-hémisphériques lorsque la vitesse d'impact est importante. L'hypothèse d'hémisphéricité permet directement d'obtenir l'évolution de $\phi$ et $V$ en fonction de $p$ :

$$\frac{\phi}{\phi_p} = 2\frac{p}{\phi_p} \tag{2.5}$$

$$\frac{V}{V_p} = 4\frac{\phi^3}{\phi_p^3}. \tag{2.6}$$

Dans ce cas, pour un couple projectile/cible donné, $\phi$ évolue proportionnellement à $E^{1/3}$ et $V$ évolue proportionnellement à $E$. Nous retrouvons ces tendances dans de nombreuses autres publications de la littérature [64, 65].

Cependant, lorsque la vitesse est moins importante, l'hypothèse d'hémisphéricité n'est plus valable. Les cratères peuvent être plus profonds que larges ou plus larges que profonds suivant les matériaux considérés. Pour tenir compte de cela, Shanbing propose d'appliquer un correctif à la relation 2.5 :

$$\frac{\phi}{\phi_p} = 2\frac{p}{\phi_p} + 1.4\left[1 - \left(\frac{\rho_p}{\rho}\right)^{2/3}\left(\frac{Y_p}{Y}\right)^{2/3}\right] \tag{2.7}$$

En combinant les relations 2.4 et 2.7, nous n'obtenons alors plus une loi puissance simple pour décrire l'évolution de $V$.

Les cratères observés sur cibles fragiles sont très différents de ceux observés sur cibles ductiles. En effet, des phénomènes de fissuration et de fragmentation entraînent la

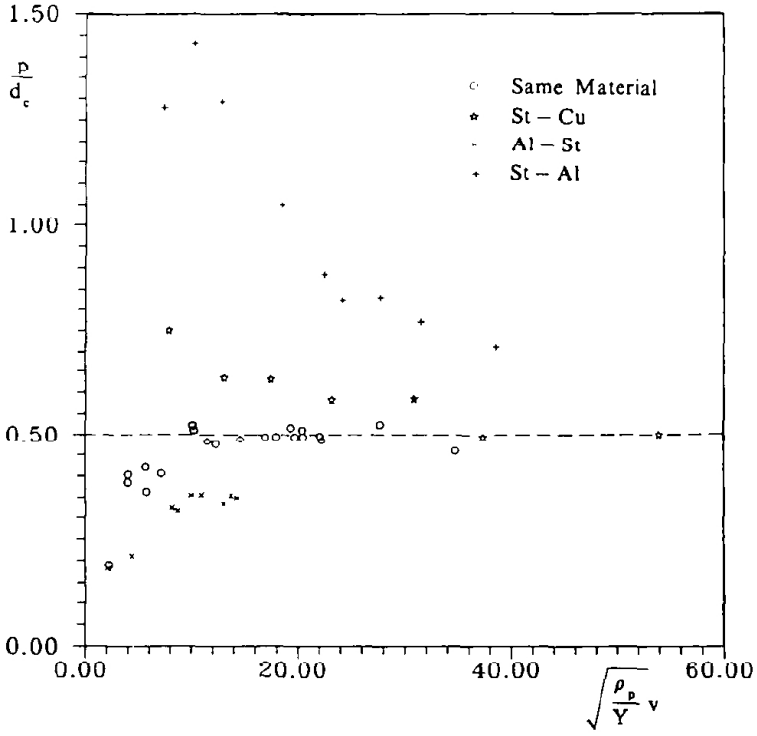


FIGURE 2.3 – Évolution du rapport d'aspect des cratères en fonction de la vitesse d'impact pour différents couples projectile/cible [66].

plupart du temps la formation d'une ou plusieurs écailles tout autour du cratère ce qui a pour conséquence d'élargir significativement son diamètre. Cette forme caractéristique a notamment été observée sur du Teflon [58], de la silice [67, 68] et également du graphite poreux qui est le matériau d'étude principal de cette thèse (voir Figure 2.4) [69, 70].

FIGURE 2.4 – Vue de dessus d'un cratère d'un cratère sur cible fragile (ici, en graphite) [69].

Le mécanisme de fissuration étant très dépendant de la présence initiale de défauts au sein de la cible, il peut entraîner une forte dispersion des données expérimentales

notamment pour de faibles vitesses de déformation. De plus, comme les écailles formées autour du cratère représentent parfois une part importante du volume total, les lois d'évolution empiriques établies par Shanbing sur des cibles ductiles sont difficilement applicables pour des cibles fragiles. Latunde-Dada a réalisé une série d'IHV sur des cibles de graphite avec des projectiles sphériques de différents matériaux entre 1 et 6 $km.s^{-1}$ [69]. Concernant $p$, la tendance observée sur ces tirs est comprise entre $E^{0.30}$ et $E^{0.43}$ selon la nature du projectile. Ces résultats sont relativement proches de la dépendance en $E^{1/3}$ observée pour les cibles ductiles car $p$ est peu affectée par les mécanismes de fissuration. Concernant $\phi$, les dépendances observées vont de $E^{0.29}$ à $E^{0.46}$. Enfin, selon Latunde-Dada, il semble licite d'assimiler le cratère à un cône pour calculer $V$ à partir de $p$ et $\phi$. Cependant, les différents fits disponibles dans la littérature ne permettent pas de déterminer avec consensus un lien entre $V$ et $E$ puisque les dépendances proposées vont de $E^{1.05}$ à $E^2$ [68, 70, 71].

Nous pouvons remarquer que les données les plus éloignées des autres proposées par Latunde-Dada sont celles obtenues avec des billes d'acier. Dans ce cas précis où $\rho_p \gg \rho$ et $Y_p \gg Y$, Seisson à montré que le projectile peut se retrouver piégé au sein de la cible comme le montre les tomographies présentées en Figure 2.5 [71]. A faible vitesse d'impact, la bille en acier pénètre profondément sous le cratère qui se referme derrière elle. A plus grande vitesse, le projectile se fragmente et peut même fondre lors de l'impact ce qui empêche sa bonne pénétration et le stoppe juste sous la surface du cratère. Ce mécanisme de piégeage peut expliquer les lois d'évolution inhabituelles observées avec des billes d'acier.

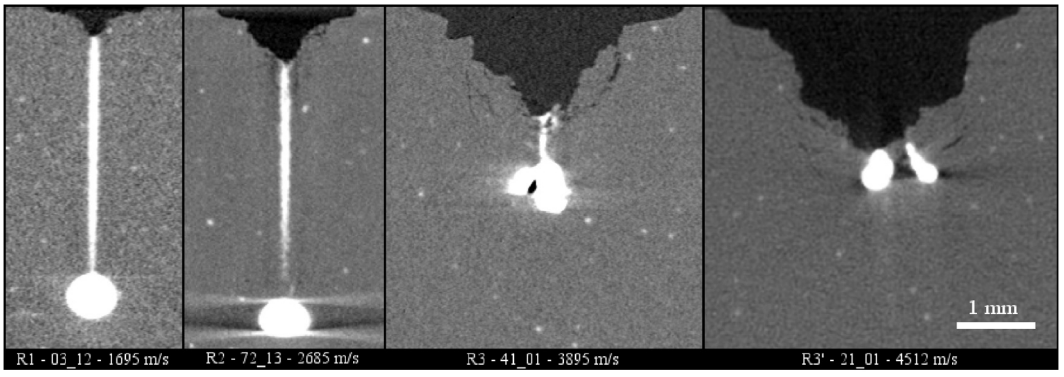


FIGURE 2.5 – Tomographies de cibles en graphite impactées par des projectiles en acier a différentes vitesses : le projectile (en blanc) est piégé sous le cratère [71].

### 2.1.2 Modèles analytiques

Selon Holsapple [52, 53], Schmidt [54] et Housen [55], les dimensions d'un cratère (profondeur $p$, diamètre $\phi$ et volume $V$) dépendent essentiellement de trois groupes de

paramètres : les paramètres relatifs au projectile (rayon $r_p$, masse volumique $\rho_p$ et vitesse d'impact $v$), les paramètres relatifs à la cible (limite élastique $Y_c$ et masse volumique $\rho_c$) et les paramètres extérieurs (la gravité $g$ par exemple). Donc, en particulier, il est possible d'écrire pour le volume :

$$V = f(r_p,\rho_p,v,Y_c,\rho_c,g). \tag{2.8}$$

Lorsque les dimensions du cratère sont très grandes devant les dimensions du projectile, il est possible d'appliquer la théorie du point source qui affirme que l'influence des paramètres $\phi_p$, $\rho_p$ et $v$ est équivalente à l'influence d'un unique paramètre appelé coefficient de couplage et noté $C$. Holsapple affirme que $C$ s'écrit sous la forme suivante :

$$C = r_p \rho_p^{\nu} v^{\mu}. \tag{2.9}$$

Si $\nu = \frac{1}{3}$ et $\mu = \frac{2}{3}$, le coefficient $C$ dépend uniquement de l'énergie cinétique du projectile et, si $\nu = \mu = \frac{1}{3}$, il dépend uniquement de la quantité de mouvement du projectile. En négligeant l'effet de la gravité, la dépendance en énergie conduit à $V \propto v^2$ tandis que la dépendance en quantité de mouvement conduit à $V \propto v$. Cependant, les observations expérimentales suggèrent que $C$ se situerait plutôt entre ces deux cas limites. Autrement dit, il semble que $\nu = \frac{1}{3}$ et $\frac{1}{3} < \mu < \frac{2}{3}$. Sous une forme générale, la loi d'échelle pour le volume peut s'écrire de la façon suivante :

$$V = K_1 \frac{m_p}{\rho_p} \left[ \frac{g r_p}{v^2} \left( \frac{\rho_p}{\rho_c} \right)^{\frac{6\nu-2-\mu}{3\mu}} + \left( \frac{K_2 Y}{\rho_p v^2} \left( \frac{\rho_p}{\rho_c} \right)^{\frac{6\nu-2}{3\mu}} \right)^{\frac{2+\mu}{2}} \right]^{\frac{-3\mu}{2+\mu}} \tag{2.10}$$

où $K_1$ et $K_2$ sont des constantes et $m_p$ est la masse du projectile. Le premier terme entre crochets est dominant pour les impacts de gros projectiles telles que des planètes tandis que le second terme est dominant pour les impacts de petits projectiles. Des formules similaires sont disponibles pour la profondeur et le diamètre des cratères mais aussi pour le temps de formation des cratères ou encore la vitesse des éjectas émis en face avant. Rappelons, toutefois, que toutes ces formules ne peuvent pas s'appliquer lorsque le cratère et le projectile sont du même ordre de grandeur.

### 2.1.3 Simulations numériques des IHV

Lors d'une expérience d'impact, il n'est pas toujours possible d'observer tous les phénomènes physiques mis en jeu. Afin de bien les comprendre, il peut être très intéressant d'utiliser la simulation numérique en complément de l'expérience. Pour cela, il est nécessaire de connaître les conditions initiales, les conditions aux limites et les modèles matériaux adaptés à l'expérience à reproduire. Lorsque cela est possible, il est préférable

de valider la simulation en comparant à l'expérience un ou plusieurs critères tels que la taille du cratère final, la vitesse de la face arrière ou encore la quantité d'éjectas produits. Une fois validée, la simulation peut être utilisée pour suivre la chronologie des processus physiques intervenant durant l'impact.

Les simulations numériques offrent également la possibilité d'étudier des impacts non réalisables expérimentalement. Par exemple, il est possible de simuler des impacts à très hautes vitesses ou entre deux planètes. Cependant, plus les paramètres de la simulation (vitesses, tailles, matériaux...) sont éloignés des paramètres qui ont servi à la validation, plus la prédiction est approximative.

De très nombreux types de simulations numériques existent mais ils ne sont pas tous adaptés à la simulations des IHV. La plupart des codes de dynamique rapide reposent sur des schémas éléments finis ou volumes finis qui résolvent les équations d'Euler sur un maillage. Deux représentations différentes peuvent être utilisées : les représentations lagrangienne (voir Figure 2.6.(a)) et eulérienne (voir Figure 2.6.(b)). En représentation lagrangienne, les nœuds du maillage se déplacent à la vitesse de la matière. Cette représentation offre un bon rapport précision/coût mais elle n'est pas adaptée pour traiter les grandes déformations ou les surfaces de glissement. Son utilisation est tout de même très répandue dans la littérature [18, 59]. A l'inverse, la représentation eulérienne utilise une grille de maillage fixe au cours du temps et permet de simuler les grandes déformations avec plus de robustesse mais également un coût en temps et en mémoire plus important [72]. Les codes de dynamique permettent parfois de démarrer un calcul en représentation lagrangienne puis de le poursuivre en représentation eulérienne lorsque les déformations deviennent trop conséquentes.

Des variantes de ces deux représentations existent afin de tirer profit des avantages de chacune d'elles et de combler leurs lacunes. Citons le formalisme ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) qui autorise les nœuds du maillage lagrangien à se déplacer à une vitesse différente de la vitesse matière et le formalisme AMR (Adaptative Mesh Refinement) qui propose d'utiliser un maillage qui s'adapte dynamiquement en raffinant les zones à fort gradient et en déraffinant les zones à faible gradient. Dans l'ensemble, ces méthodes permettent de gérer la qualité du maillage au cours du calcul [73, 74].

Par ailleurs, les simulations sans maillage sont de plus utilisées pour simuler les IHV. La méthode la plus répandue est la méthode SPH (Smoothed Particles Hydrodynamics) (voir Figure 2.6.(c)). Il s'agit d'une méthode particulaire lagrangienne. La matière est discrétisée en particules élémentaires qui agissent chacune sur une zone d'influence autour d'elles. Les temps de calcul engendrés par la méthode SPH sont significativement plus faibles que pour les méthodes avec maillages. Cependant, quelques instabilités subsistent, notamment en traction [75]. Les simulations peuvent être réalisées totalement en

SPH [22, 36] mais il est également possible de combiner objets maillées et objets SPH au sein de la même simulation [76]. Dans une simulation éléments finis lagrangienne, il est même possible de transformer certains éléments trop déformés en particules SPH pour poursuivre le calcul [77].

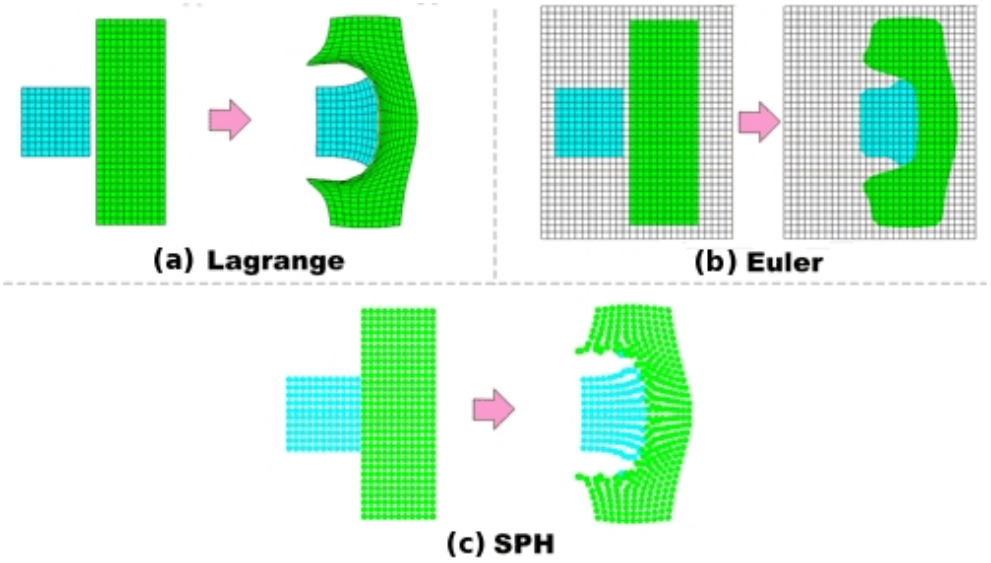


FIGURE 2.6 – Plusieurs types de simulations numériques : éléments finis lagrangiens (a), éléments finis eulériens (b) et SPH (c).

### 2.1.4 Modélisation du comportement des matériaux sous choc

Lorsqu'ils sont soumis à des chocs, les matériaux peuvent se retrouver dans des états de pression et de température considérables. Pour modéliser leur comportement mécanique, il faut utiliser des modèles adaptés à de telles sollicitations. Nous listerons dans cette partie, les modèles les plus utilisés dans la littérature et notamment ceux qui seront utilisés dans le cadre de cette thèse. Ils concernent, en particulier, les matériaux élasto-plastiques et poreux ainsi que leur endommagement.

Si la totalité du matériau à modéliser est soumis à des niveaux de pression très importants, il est possible, en première approximation, de négliger la résistance du matériau. On parle alors d'approximation hydrodynamique et une équation d'état suffit pour décrire son comportement. L'équation d'état d'un matériau est une relation liant deux ou plus des variables d'état de la matière (température $T$, pression $P$, volume spécifique $V$ et énergie interne $E$). Cette relation peut-être analytique ou bien tabulée. Parmi les équations d'état analytiques, nous pouvons citer l'équation de Mie-Grüneisen qui est très utilisée dans le domaine des chocs pour traiter les solides sans transition de phase :

$$P(V,E) = P_0(V) + \frac{\Gamma}{V}(E - E_0(V)) \tag{2.11}$$

où $P_0(V)$ et $E_0(V)$ sont la pression et l'énergie interne du matériau dans l'état de référence de volume spécifique $V$ et $\Gamma$ le coefficient de Mie-Grüneisen. Concernant les équations d'état tabulées, les tables BLF mises au point par Bushman-Lomonosov-Fortov et les tables SESAME établies par le Los Alamos National Laboratory (LANL) sont très utilisées. Elles permettent toutes les deux de considérer les changements de phase.

Lorsque l'approximation hydrodynamique n'est pas possible, il faut tenir compte de la résistance du matériau en utilisant un modèle adapté aux fortes sollicitations. Les modèles simples tels que le modèle élastique parfaitement plastique (EPP) ne sont souvent pas suffisants car ils ne permettent pas de tenir compte de l'influence de paramètres tels que la pression $P$, la température $T$ ou encore la déformation plastique $\epsilon$ qui peuvent avoir une influence significative selon la nature de la sollicitation. Pour les matériaux ayant un comportement ductile, les modèles les plus couramment utilisés dans le domaine des chocs sont le modèle de Johnson-Cook et le modèle SCG.

Le modèle de Johnson-Cook [78] est un modèle empirique mis au point par les auteurs du même nom en 1983. Il permet de faire évoluer la contrainte d'écoulement équivalente $Y$ (au sens de Von Mises par exemple) en fonction de la température $T$, de la déformation plastique $\epsilon_p$ et de la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon_p}$ par la formule suivante :

$$Y = \left[A + B\epsilon_p^n\right]\left[1 + Cln\left(\frac{\dot{\epsilon_p}}{\dot{\epsilon_0}}\right)\right]\left[1 - \left(\frac{T - T_0}{T_f - T_0}\right)^m\right] \tag{2.12}$$

où les indices 0 correspondent aux valeurs prises dans l'état de référence, $T_f$ est la température de fusion du matériau et $A$, $B$, $C$, $n$ et $m$ sont des paramètres du modèle. Ce modèle à l'avantage de pouvoir être très facilement implémenté dans les codes de calcul. Cependant, il requiert la calibration de nombreux paramètres qui ne sont pas toujours aisément accessibles expérimentalement.

Le modèle SCG [79], proposé par Steinberg-Cochran-Guinan en 1980, permet, quant à lui, de faire évoluer à la fois $Y$ et le module de cisaillement $G$ en fonction de $\rho$, $P$, $T$ et $\epsilon_p$. Concrètement, si $T$ est plus grande que la température de fusion du matériau, $Y$ et $G$ sont nuls, sinon ils sont gouvernés par les équations suivantes :

$$Y = min\{Y_0[1 + \beta(\epsilon_p + \epsilon_{p,i})]^n; Y_{max}\}\left[1 + \frac{G'_P}{G_0}\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/3}P + \frac{G'_T}{G_0}(T - 300)\right] \tag{2.13}$$

$$G = G_0\left[1 + \frac{G_P}{G_0}\left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/3}P + \frac{G_T}{G_0}(T - 300)\right] \tag{2.14}$$

où les indices 0 correspondent aux valeurs prises dans l'état de référence, $G'_P = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_0$, $G'_T = \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_0$, $\epsilon_{p,i}$ est la déformation plastique initiale du matériau et $\beta$ et $n$ sont des

paramètres du modèle. Ce modèle est plus facile à implémenter que le modèle de Johnson-Cook car il ne fait pas intervenir la vitesse de déformation plastique qui est une grandeur généralement très bruitée qui peut poser des problèmes de stabilité numérique.

Ces modèles ne traitant pas l'endommagement, il est possible de leur associer un modèle d'endommagement. Parmi les nombreux modèles d'endommagement pour matériaux ductiles, nous pouvons citer celui de Johnson [80], de Gurson [81], de Johnson-Cook [82] ou encore de Wilkins [83]. Dans cette thèse, nous avons choisi d'utiliser le modèle de Johnson qui est particulièrement adapté aux grandes déformations. Ce modèle suppose que le matériau contient initialement de petits pores qui vont grossir ou rétrécir en fonction de la pression $P$ au sein du matériau. Dans chaque maille, cette porosité est matérialisée par la distension $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{Volume\ de\ la\ maille}{Volume\ de\ la\ maille\ -\ Volume\ de\ vide\ dans\ la\ maille}.$$

L'évolution de cette distension est régie par les formules suivantes :

$$\Delta P = |P| - \alpha_s \frac{2Y_0}{3\alpha} ln\left(\frac{\alpha}{\alpha - 1}\right) \tag{2.15}$$

$$\begin{cases} \dot{\alpha} = 0 & si \quad \Delta P < 0 \\ \dot{\alpha} = \frac{\alpha}{\eta}(\alpha_0 - 1)^{2/3}(\alpha - 1)^{1/3}\Delta P sign(P) & si \quad \Delta P \geq 0 \end{cases} \tag{2.16}$$

où $\alpha_0$ est la distension initiale du matériau, $Y_0$ sa limite élastique initiale et $\alpha_s$ et $\eta$ sont des paramètres du matériau. La rupture de la maille intervient lorsque $\alpha$ atteint une valeur critique $\alpha_c$ imposée.

Pour modéliser le comportement des matériaux fragiles soumis à des chargements extrêmes en termes de pression et de vitesse de déformation, le modèle de Johnson-Holmquist [84] est de loin le plus utilisé. Plusieurs améliorations ont été apportées à ce modèle au fil des années [77, 85, 86] mais son fonctionnement de base peut se résumer de la façon suivante. Deux enveloppes de plasticité sont définies : l'une correspondant au matériau sain et l'autre au matériau totalement fragmenté. Elles dépendent toutes les deux de la pression, de la température et de la vitesse de déformation. Pour quantifier le niveau d'endommagement dans une maille, une variable d'endommagement incrémentale est définie. Cette variable augmente en fonction du niveau de déformation plastique. Elle est utilisée comme variable d'interpolation entre les deux enveloppes de plasticité. Ce modèle purement phénoménologique ne permet pas de restituer les processus microstructuraux présents au sein des matériaux fragiles comme la micro-fissuration. A l'inverse, d'autres modèles tels que le modèle DFH [87, 88] mis au point par Denoual, Forquin et Hild tentent de restituer ces processus fidèlement. Le modèle DFH suppose

une distribution initiale de défauts (porosités, inclusions, micro-fissures) au sein du matériau (voir Figure 2.7). A partir de chacun de ces défauts, une fissure peut s'initier si la contrainte dépasse un seuil critique qui est spécifique à chaque défaut. Une fois qu'une fissure est amorcée, elle se propage de part et d'autre du défaut à une vitesse donnée et la contrainte est relaxée localement. Tous les défauts contenus dans cette zone relaxée ne peuvent plus être amorcés, c'est le phénomène d'occultation. Si la contrainte augmente très rapidement dans le matériau, de nombreux défauts seront amorcés car leur seuil critique aura été atteint avant qu'ils ne soient occultés par la propagation des fissures voisines. Cela reproduit très bien les observations expérimentales qui indiquent que la densité de fissuration est plus importante lorsque la vitesse de déformation est plus rapide.

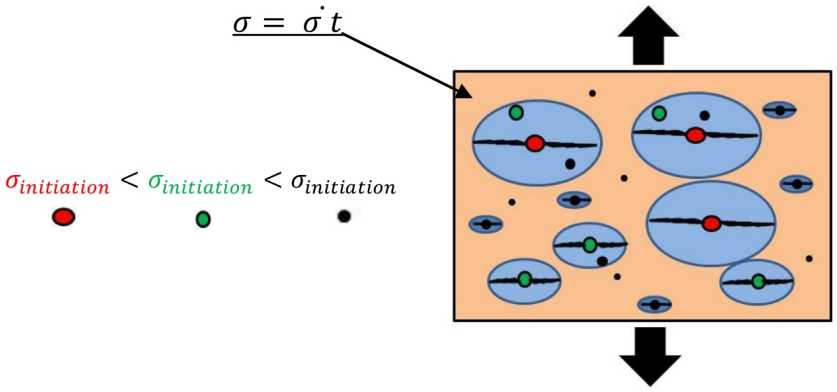


FIGURE 2.7 – Principe d'occultation dans le modèle DFH [89].

Bien que fragiles, les matériaux poreux comme le graphite, ne peuvent pas être modélisés par des modèles de type Johnson-Holmquist ou DFH. Il faut avoir recours à des modèles spécifiques qui permettant notamment de restituer le phénomène de compaction des pores qui joue un rôle important dans le comportement dynamique de ce type de matériau. Le modèle le plus simple est sans doute le modèle de Thouvenin [90] qui suppose qu'un solide poreux est composé d'une succession de plaques fines de matériau dense séparées par du vide. Il est essentiellement adapté à la restitution d'essais de chocs de plaques 1D à des vitesses d'impact modérées car, il ne permet ni de restituer les phénomènes de compactions partielles qui interviennent à basse vitesse ni de tenir compte des changements de phase qui peuvent survenir à haute vitesse. Il est donc inadapté pour modéliser le mécanisme de cratérisation sur le graphite poreux qui nous intéresse. Le modèle chasse-neige [91] est lui aussi un modèle très simple qui suppose que la compaction du matériau poreux s'effectue instantanément à partir d'une pression seuil et que le matériau se retrouve alors directement dans son état dense. Une nouvelle fois, nous savons que la compaction du graphite n'est pas un mécanisme instantané donc ce modèle est inadapté à notre problème. Le modèle le plus utilisé pour modéliser le comportement poreux est le modèle P-$\alpha$ [92] développé par Herrmann. Dans ce modèle, l'équation

d'état du matériau poreux est défini par rapport à l'équation d'état du matériau dense qui s'écrit :

$$P = f(v_d,e) \tag{2.17}$$

avec $P$ la pression hydrostatique, $v_d$ le volume spécifique du matériau dense et $e$ son énergie interne spécifique. L'équation d'état du poreux s'exprime alors :

$$P = f(\frac{v}{\alpha},e) \tag{2.18}$$

où $\alpha = \frac{v}{v_d}$ est la distension qui évolue en fonction de la pression. Le comportement du matériau est élastique tant que la pression reste inférieure à la limite élastique. Au delà, une interpolation polynomiale est définie entre la limite élastique et la pression de consolidation du matériau. La principale faiblesse de ce modèle est qu'il ne permet pas de prendre en compte l'influence du déviateur des contraintes.

Dans cette thèse, nous préférerons modéliser le comportement poreux en utilisant le modèle POREQST (PORous EQuastion of STate) [93] qui est plus complet. Développé par Seaman en 1974, ce modèle permet de tenir compte du compactage et de la réouverture des pores au sein du matériau. La Figure 2.8 montre une représentation du modèle dans le plan d'énergie interne nulle pour un matériau au comportement purement hydrodynamique.

Quatre types de surfaces sont utilisés pour décrire les états accessibles par le matériau :

— la surface définie par l'équation d'état du matériau dense,
— les surfaces intermédiaires,
— la surface de compactage,
— la surface de réouverture des pores.

Dans le modèle POREQST original, le comportement du matériau dense est décrit par une équation d'état de type Mie-Grüneisen. Sur la surface définie par cette équation d'état, la limite élastique $Y_d$ et le déviateur des contraintes $G_d$ dépendent de la pression et de l'énergie interne :

$$\begin{cases} Y_d(P,e) = Y_d(P)f_1(e) \\ G_d(P,e) = G_d(P)f_2(e) \end{cases} \tag{2.19}$$

où les fonctions $f_i$ sont des fonctions de ramollissement qui décroissent de 1 jusqu'à 0 quand l'énergie interne croit de 0 jusqu'à l'énergie de fusion. Les surfaces intermédiaires sont également définies par des équations de Mie-Grüneisen. Pour chacune d'elles, la

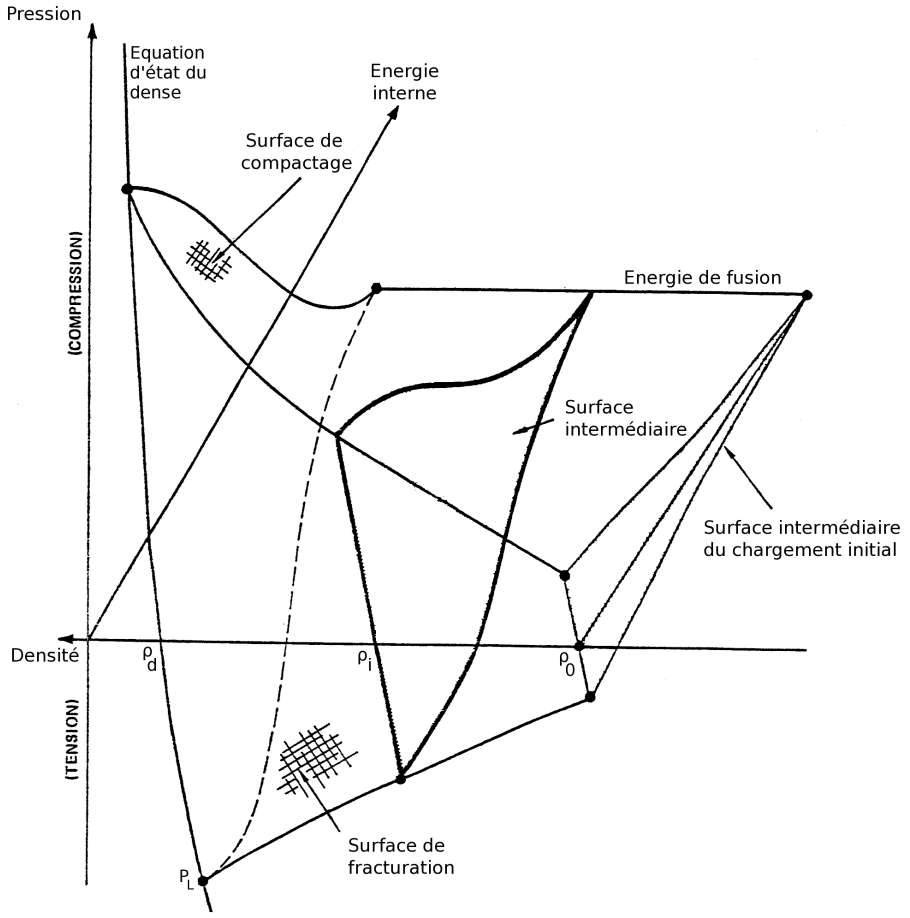


FIGURE 2.8 – Représentation schématique du modèle POREQST matériau purement hydrodynamique [93].

densité à pression et énergie nulle est notée $\rho_i$ et la pression $P_i$ est définie par :

$$P_i(\rho,e,\rho_i) = K_i\left(\frac{\rho}{\rho_i}T_f - 1\right) \quad avec \quad \begin{cases} T_f = 1 + \frac{\Gamma\rho_d e}{K_d} \\ K_i = \frac{K_d f_3(e)}{\alpha_i + L_1(\alpha_i - 1)} \\ L_1 = \frac{K_d/K_0 - \alpha_0}{\alpha_0 - 1} \end{cases} \tag{2.20}$$

où $\alpha_i = \frac{\rho_d}{\rho_i}$, $\alpha_0 = \frac{\rho_d}{\rho_0}$, $\Gamma$ est le coefficient de Mie-Grüneisen et $K_d$ est le module de compressibilité du dense. Sur ces surfaces, les paramètres du déviateur des contraintes varient de la façon suivante :

$$\begin{cases} Y_i(P,e,\rho_i) = \frac{Y_d f_4(e)}{\alpha_i + L_2(\alpha_i - 1)} \quad avec \quad L_2 = \frac{Y_d/Y_0 - \alpha_0}{\alpha_0 - 1} \\ G_i(P,e,\rho_i) = \frac{G_d f_5(e)}{\alpha_i + L_3(\alpha_i - 1)} \quad avec \quad L_3 = \frac{G_d/G_0 - \alpha_0}{\alpha_0 - 1}. \end{cases} \tag{2.21}$$

En particulier, sur la surface intermédiaire initiale :

$$P_0(\rho,e) = K_0 f_3(e)\left(\frac{\rho}{\rho_0}T_f - 1\right). \tag{2.22}$$

En compression, les surfaces intermédiaires sont délimitées par une surface de compactage définie par :

$$\sigma_c(\rho,e) = \Sigma_c(\rho) f_6(e). \tag{2.23}$$

où $\sigma = P - S$ est la contrainte et $\Sigma_c$ est une donnée expérimentale obtenue par un essai de compression confinée. En traction, c'est une surface de réouverture des pores qui limite les surfaces intermédiaires. Cette surface dépend uniquement du point $P_L$ de coordonnées ($\sigma_L$, $\rho_L$, $e = 0$) :

$$\sigma_r(\rho,e) = \rho \frac{\sigma_L}{\rho_L} f_7(e) T_f. \tag{2.24}$$

## 2.2 Caractérisation du chargement laser

### 2.2.1 Phénoménologie de l'interaction

L'interaction laser/matière peut être très différente suivant le régime laser considéré. A très bas flux, le laser peut être vu comme une simple source de chaleur qui chauffe progressivement la matière alors qu'à haut flux, la surface de la cible est ablatée par le laser et un plasma est formé. C'est ce deuxième régime qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse puisque nous utilisons uniquement des intensités laser supérieures à $10^{11}$ $W.cm^{-2}$.

La Figure 2.9 présente les profils de densité $\rho$ et de température $T$ au sein de la cible et du plasma suivant l'axe du laser. Sur ce schéma, le faisceau laser va de la droite vers la gauche suivant $x$. Dans notre cas, le principal mécanisme d'absorption de l'énergie laser est l'absorption collisionnelle également appelée Bremsstrahlung inverse : les photons du laser sont absorbés lors des collisions entre ions et électrons. Plus le plasma est dense, plus l'absorption du laser est importante. Au-delà d'une certaine densité électronique appelée densité critique et notée $n_c$, le laser ne pénètre plus. Dans la partie plus dense du plasma où $n_e > n_c$, l'énergie du laser est transportée par conduction thermique et la température décroit progressivement lorsque $x$ augmente. L'interface entre le solide et le plasma est appelée front d'ablation.

Subissant une rapide élévation de température accompagnée d'une chute de densité, le plasma doit se détendre. Selon le principe d'action/réaction, il exerce alors une pression sur la cible. Si l'intensité déposée par le laser augmente "lentement" (cas d'une rampe de compression), la pression augmente progressivement au sein de la cible suite au passage d'une onde de compression. A l'inverse, si l'intensité déposée par le laser augmente rapidement (cas d'un profil temporel créneau par exemple), l'onde de compression induite dans la cible se raidit et prend la forme d'une onde de choc. C'est ce deuxième cas

qui est représenté sur la Figure 2.9 et qui correspond à l'ensemble des tirs laser considérés dans cette thèse.

Lorsque le numéro atomique du matériau cible est faible, les effets radiatifs peuvent être négligés dans les mécanismes d'absorption de l'énergie laser mais lorsqu'il est élevé, ces effets peuvent jouer un rôle significatif. La température au sein du plasma étant très élevée, celui-ci émet des rayonnements X. Ces rayonnements ont deux conséquences principales : une élévation de la température du plasma par des mécanismes de réémission et un préchauffage de la cible solide. Les effets radiatifs augmentent avec la température du plasma donc il devient essentiel de les considérer pour des tirs à très haute intensité.

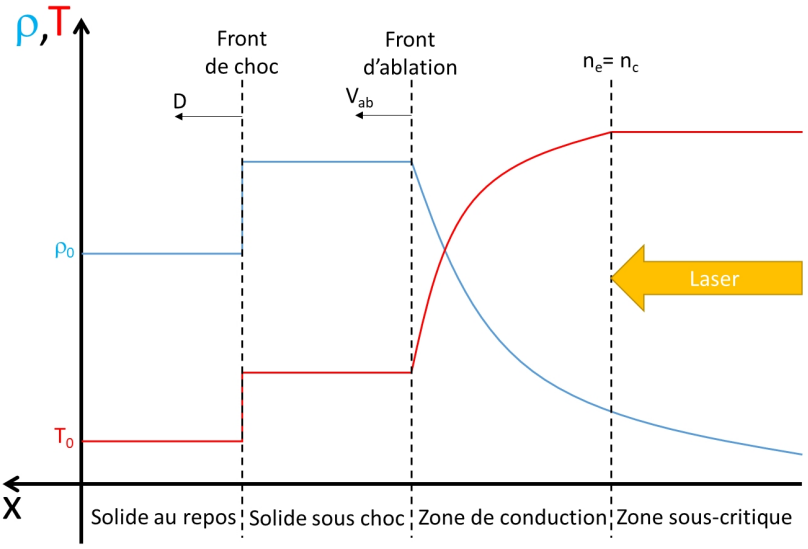


FIGURE 2.9 – Profils de densité et de température dans une cible solide irradiée par laser.

### 2.2.2 Lois d'échelle

Pour pouvoir utiliser efficacement les lasers comme des générateurs de choc, il est primordial de pouvoir évaluer le chargement mécanique exercé sur la surface de la cible au cours d'un tir. Ce chargement peut se résumer à une pression, appelée pression d'ablation et notée $P_{ab}$, qui est exercée au niveau du front d'ablation (voir Figure 2.9). Nous verrons, par la suite, que c'est en comparant cette pression d'ablation avec la pression générée par un impact de projectile que nous pouvons établir une analogie entre les deux procédés.

La pression d'ablation dépend à la fois des paramètres laser et de la nature du matériau cible. Plusieurs lois d'échelle sont disponibles dans la littérature pour essayer d'évaluer la dépendance du maximum de la pression d'ablation à différents paramètres tels que l'intensité du laser $I$, sa longueur d'onde $\lambda$, la durée du pulse $\tau$, le rayon de

la tache focale $r$ ou encore la nature du matériau cible matérialisée par son numéro atomique $Z$ et son nombre de masse $A$. Elles sont pour la plupart basées à la fois sur des raisonnements analytiques et empiriques. Parmi les lois d'échelle les plus utilisées, nous citerons celles proposées par Grün [94], Dautray [95], Pirri [1] et Phipps [96]. Elles sont synthétisées dans le Tableau 2.1 où $P_{ab}$ est exprimé en $GPa$, $I$ en $GW.cm^{-2}$, $\lambda$ en $nm$, $\tau$ en $ns$, $r$ en $\mu m$ et $Z$ et $A$ sont sans dimension.

TABLE 2.1 – Principales lois d'échelle disponibles pour évaluer la pression d'ablation.

| | |
|---|---|
| Grün : | $P_{ab} = 0.120\ I^{0.8}$ |
| Dautray : | $P_{ab} = 56.940\ I^{2/3}\ \lambda^{-2/3}\ \left(\frac{A}{2Z}\right)^{1/3}$ |
| Pirri : | $P_{ab} = 0.372\ I^{7/9}\ \lambda^{-2/9}\ A^{7/18}\ r^{-1/9}$ |
| Phipps : | $P_{ab} = 2.454\ I^{3/4}\ \lambda^{-1/4}\ \tau^{1/8}\ \left(\frac{A^{7/9}}{2[Z^2(Z+1)]^{1/3}}\right)^{9/16}$ |

Appliquons ces formules à un tir sur une cible d'aluminium avec des paramètres laser représentatifs de ceux utilisés au GCLT dans le cadre de cette thèse :

$$\begin{cases} I = 800\ GW.cm^{-2} \\ \lambda = 1064\ nm \\ \tau = 100\ ns \\ r = 125\ \mu m \\ A = 27 \\ Z = 13 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} P_{ab} = 25.2\ GPa \quad selon\ Grün\ ; \\ P_{ab} = 46.7\ GPa \quad selon\ Dautray\ ; \\ P_{ab} = 30.2\ GPa \quad selon\ Pirri\ ; \\ P_{ab} = 24.3\ GPa \quad selon\ Phipps. \end{cases}$$

Nous constatons que les pressions prédites sont relativement différentes selon la loi d'échelle utilisée. La formule proposée par Dautray est plus adaptée aux très hautes intensités laser ($I > 100\ TW.cm^{-2}$). Dans notre exemple où $I = 0.8\ TW.cm^{-2}$, elle surévalue grandement la pression. Globalement, $P_{ab}$ dépend essentiellement de $I$ avec des exposants allant de 0.66 à 0.8. En première approximation, il est possible de négliger l'influence des autres paramètres. C'est pourquoi la formule très simple proposée par Grün qui ne fait intervenir que la dépendance à $I$ est relativement proche des formules plus complètes proposées par Pirri et Phipps.

A titre de comparaison, la Figure 2.10 montre le profil temporel complet de pression d'ablation que nous obtenons à l'aide du code ESTHER avec ces mêmes paramètres laser (voir 3.2.2 et Chapitre 5 pour plus d'informations sur ce type de simulation). Nous constatons que la pression simulée est nettement inférieure aux pressions estimées par

les lois d'échelle. De plus, elle a une forme temporelle complexe qui ne ressemble pas au créneau parfait de l'intensité laser qui a été renseigné en entrée du code. A la lumière de cette courbe, nous comprenons bien que les lois d'échelles sont très rapidement insuffisantes et que pour plus de précision il est préférable de se tourner vers la simulation numérique. En effet, les lois d'échelle ont l'avantage d'être très simples à utiliser mais elles sont généralement limitées à une certaine gamme de configurations laser. De plus, elles permettent uniquement d'évaluer le maximum de la pression d'ablation et non les profils temporel et spatial complets.

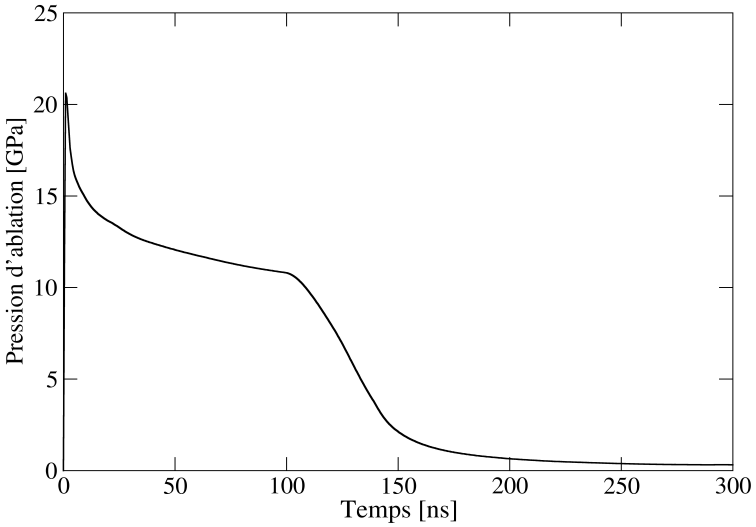


FIGURE 2.10 – Profil temporel de pression d'ablation obtenue avec le code monodimensionnel ESTHER dans le cas d'un tir laser délivrant une intensité de 800 $GW.cm^{-2}$ pendant 100 $ns$.

### 2.2.3 Détermination du chargement laser par comparaison entre expérience et simulation numérique

Idéalement, nous souhaiterions pouvoir mesurer expérimentalement la pression d'ablation. Malheureusement, il est techniquement impossible d'y parvenir avec les diagnostics actuels. Une méthode indirecte permet toutefois de déterminer cette pression en alliant expérience et simulation numérique. La Figure 2.11 décrit cette méthode schématiquement.

Tout d'abord, il faut choisir un observable expérimental qui servira à recaler par la suite la simulation numérique. Pour les tirs de cratérisation qui nous intéressent, il serait naturel de choisir le volume du cratère comme observable. Cependant, cela ne permet pas de déterminer avec unicité le champ de pression d'ablation appliqué sur la cible puisque des chargements mécaniques différents peuvent conduire à un même volume de cratère. Il est donc préférable de réaliser au préalable un tir laser identique sur une cible très fine et

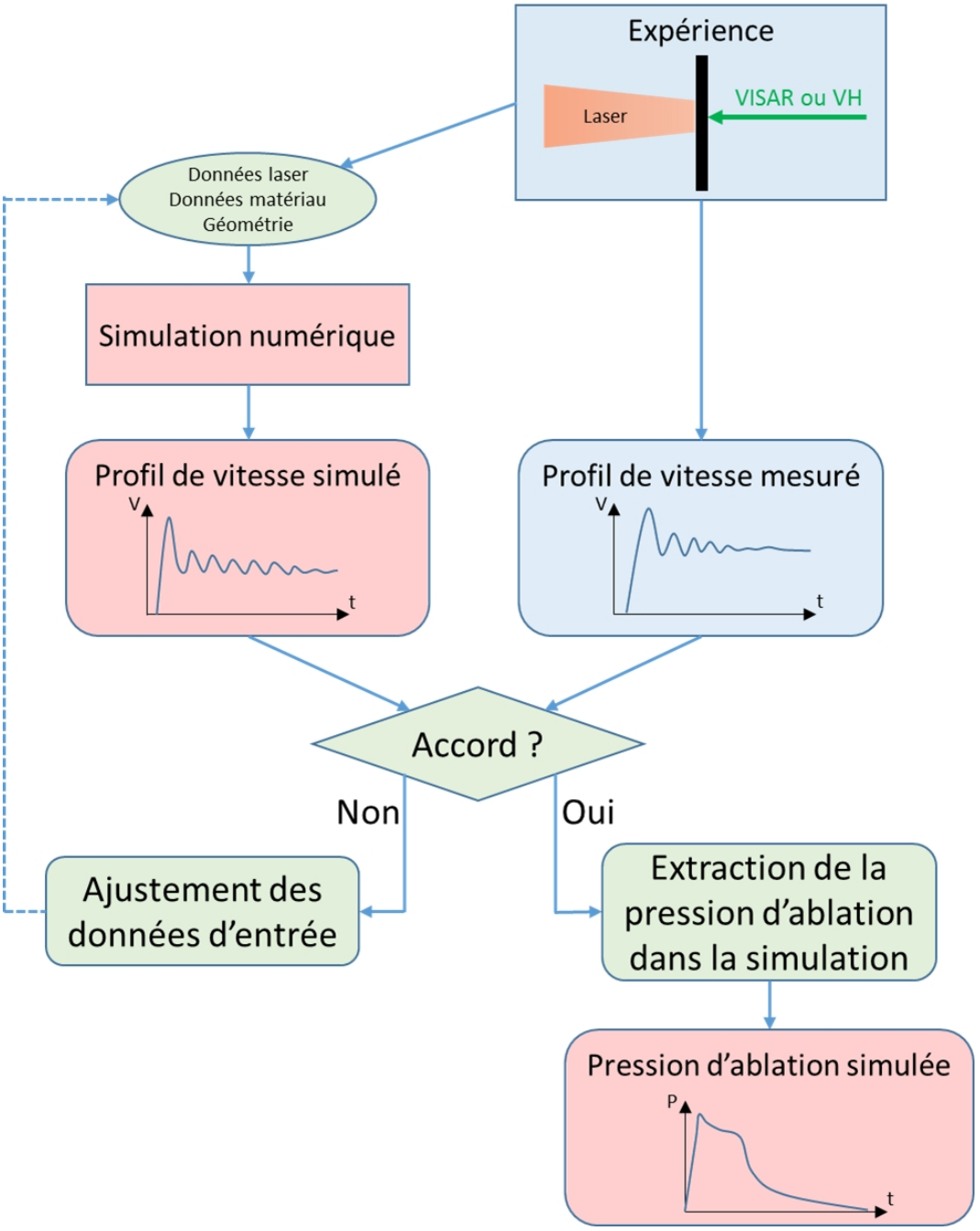


FIGURE 2.11 – Méthode de détermination de la loi de pression d'ablation via un tir réalisé sur cible fine avec mesure de vitesse en face arrière.

de mesurer la vitesse de la face arrière de cette cible. Cette vitesse est un observable très complet car elle est l'image directe de la pression exercée en face avant. Cette technique est la plus répandue dans la littérature [57, 97–99] et nous verrons au 3.1.4 que différents diagnostics peuvent être utilisés pour mesurer cette vitesse.

Connaissant les paramètres laser du tir et la nature du matériau cible, le tir peut être simulé numériquement. Pour traiter, l'interaction du laser avec la matière, plusieurs types de codes sont disponibles. Les codes dits Particles-In-Cell (PIC) qui résolvent les

équations de Maxwell sont essentiellement adaptés à des impulsions brèves (typiquement femtosecondes) car ils requièrent des pas de temps très petits. Pour traiter des impulsions plus longues (typiquement nanosecondes), les codes résolvant l'équation de Helmholtz sont privilégiés bien que limités à des cas monodimensionnels. Pour simuler l'interaction en 2D ou même en 3D, il est possible d'utiliser des codes par tracé de rayons. Basés sur le principe de l'optique géométrique, ces codes sont plutôt adaptés aux très hautes intensités. La propagation du choc au sein de la cible peut parfois être simulée par ces codes dans une unique simulation mais il est souvent nécessaire d'utiliser un code d'hydrodynamique couplé au code d'interaction. Quelque soit la méthode employée, l'objectif est d'extraire de ces simulations la vitesse de la face arrière de la cible. Cette vitesse simulée peut ensuite être comparée à la mesure expérimentale correspondante. Tant que l'accord n'est pas satisfaisant, il est possible d'ajuster les données d'entrée de la simulation pour l'améliorer. Si cet ajustement est faible, il peut se justifier par les incertitudes relatives à certains paramètres (intensité laser, épaisseur de cible...).

Une fois la simulation correctement recalée, il est possible d'extraire la pression d'ablation depuis le code ayant servi à simuler l'interaction laser/matière. Cependant, la pression d'ablation n'étant pas une grandeur directement accessible au sein des codes, quelques développements sont nécessaires pour l'obtenir (voir 3.2.2). En première approximation, il est parfois d'usage de simplement relever la pression à une profondeur bien choisie de la cible (typiquement quelques micromètres). Plus l'impulsion laser considérée est brève et peu intense, moins l'épaisseur de cible ablatée est importante et plus cette technique est licite.

Lorsque les simulations numériques ont été validées sur un large gamme de configurations laser, le code peut être utilisé de façon prédictive. Il n'est alors plus indispensable de réaliser l'expérience pour déterminer la pression d'ablation. La simulation numérique suffit. Cela est particulièrement intéressant étant donnée la multitude de configurations laser existantes. Il serait inenvisageable de toutes les étudier expérimentalement.

## 2.3 État de l'art de l'analogie entre IHV et chocs laser

### 2.3.1 Les relations analytiques de référence

L'analogie entre IHV et chocs laser a été proposée pour la première fois par Pirri en 1977 [1]. Ces relations n'ont pas été améliorées depuis 40 ans et elles sont toujours utilisées actuellement dans la littérature comme nous le verrons en 2.3.2. Ces formules permettent de déterminer les paramètres laser (énergie $E$, durée $\tau$ et rayon de tache focale $r$) à utiliser pour obtenir un cratère semblable à celui généré par l'impact d'un

projectile cylindrique de rayon $r_p$, de longueur $L_p$ et de densité $\rho_p$ sur une cible de densité $\rho_c$ à une vitesse $v$.

Les formules de Pirri reposent sur une équivalence en termes de lois de pression. Cela sous-entend qu'un cratère est entièrement déterminé par le champ de pression qui est exercé sur la surface. Dans ces formules, les champs de pression sont entièrement définis par trois grandeurs : la durée d'application, la surface d'application et le niveau de pression. Trois relations suffisent alors pour garantir l'équivalence :

— Pour un tir laser, la durée d'application de la pression est simplement supposée égale à $\tau$. Pour un impact de projectile, elle correspond approximativement à la durée d'un aller-retour du choc dans le projectile. Selon Pirri, cette durée $\tau_{IHV}$ peut être estimée par les deux relations suivantes :

$$\tau_{IHV} = \frac{L_p}{v}\left(1+\sqrt{\frac{\rho_p}{\rho_c}}\right) \quad ou \quad \tau_{IHV} = \frac{\rho_p v^2 L_p}{2p_{c1}u_{c1}} \tag{2.25}$$

où $p_{c1}$ et $u_{c1}$ sont respectivement la pression et la vitesse matière juste derrière le choc qui se propage dans la cible. La seconde formule est plus précise que la première mais elle requiert l'utilisation des polaires de choc pour déterminer $p_{c1}$ et $u_{c1}$. Finalement, pour assurer l'égalité des durées d'application, la durée du pulse laser doit vérifier la formule suivante :

$$\tau = \frac{\rho_p v^2 L_p}{2p_{c1}u_{c1}}. \tag{2.26}$$

— Pour assurer l'égalité des surfaces d'application, le rayon de la tache focale du laser doit simplement être égal au rayon du projectile équivalent :

$$r = r_p. \tag{2.27}$$

— Le niveau de pression exercée par le tir laser est calculé par la loi d'échelle de Pirri présentée dans le tableau 2.1 avec $I = E/(\pi r^2 \tau)$. La pression exercée par le projectile sur la cible est, quant à elle, déterminée par intersection des polaires de choc ou par la relation suivante :

$$P_{IHV} = \frac{\rho_p v^2}{(1-(\rho_p/\rho_{p1}))\left(1+\sqrt{\frac{\rho_p(1-rho_c/\rho_{c1})}{\rho_c(1-rho_p/\rho_{p1})}}\right)^2} \tag{2.28}$$

où $\rho_{p1}$ est la densité derrière le choc se propageant dans le projectile et $\rho_{c1}$ la densité derrière le choc se propageant dans la cible. Il en résulte que pour assurer l'égalité des niveaux de pression, l'énergie du laser doit vérifier :

$$E[J] = 1.12 \times 10^{-7}\ r[\mu m]^{15/7}\tau[ns]\lambda[nm]^{2/7}A^{-1/2}P_{IHV}[GPa]^{9/7} \tag{2.29}$$

A partir de ces relations, Pirri met au point des abaques pour utiliser plus efficacement l'analogie. La Figure 2.12 présente l'abaque correspondant à des impacts de projectiles d'eau sur des cibles de graphite dans le cas d'une longueur d'onde laser égale à 700 nm. Nous pouvons remarquer qu'avec des configurations laser relativement courantes (de l'ordre de la dizaine de joules délivrée en quelques nanosecondes), il est possible de couvrir un domaine de vitesses d'impact et de tailles de projectile plus large que celui atteignable par les lanceurs actuels.

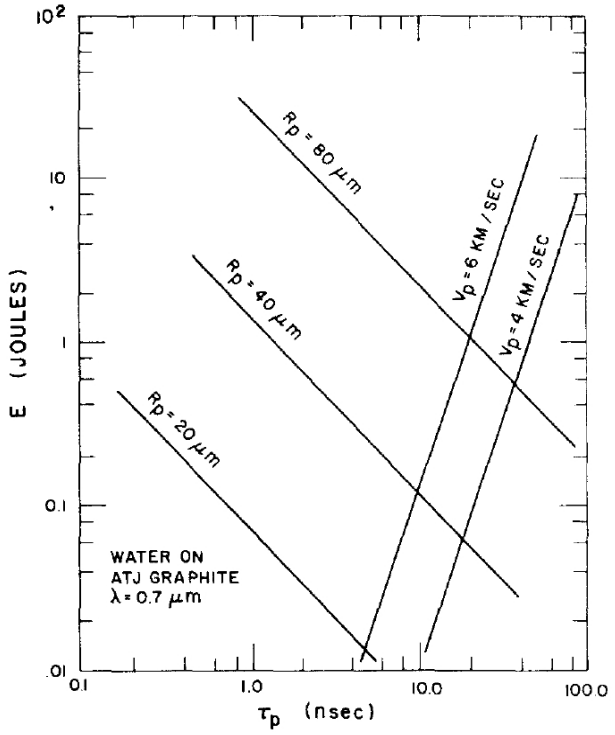


FIGURE 2.12 – Abaque permettant de lier des impacts d'eau sur graphite à leur tir laser équivalent dans le cas où $\lambda = 700\ nm$ [1].

En guise d'exemple, considérons l'impact d'un projectile cylindrique en aluminium de rayon 125 $\mu m$ et de longueur 250 $\mu m$ sur une cible d'aluminium à une vitesse de 5 $km.s^{-1}$. C'est typiquement un impact représentatif des impacts de débris spatiaux. En utilisant les relations 2.26, 2.27 et 2.29, nous pouvons obtenir les paramètres du tir laser à utiliser pour obtenir un cratère équivalent :

$$\begin{cases} r_p = 125\ \mu m \\ L_p = 250\ \mu m \\ v = 5\ km.s^{-1} \\ \rho_p = \rho_c = 2700\ kg.m^{-3} \\ A = 27 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} E = 27\ J \\ \tau = 68\ ns \\ r = 125\ \mu m \\ \lambda = 1064\ nm \end{cases}$$

### 2.3.2 Utilisation de l'analogie dans la littérature

Les occurrences de l'analogie entre IHV et irradiations laser sont assez peu nombreuses dans la littérature. Nous en listerons une grande partie ici sans pour autant être exhaustifs.

Nebolsine [2] est le premier à utiliser les relations d'analogie proposées par Pirri. Il s'intéresse à des impacts de projectiles d'eau et de verre sur des cibles de graphite. Il réalise une série de tirs laser avec un laser rubis délivrant une énergie proche de 1 J en 40 ns (profils temporels gaussiens) sur une tache focale de diamètre compris entre 50 et 200 $\mu m$ suivant les tirs. Après avoir mesuré les cratères obtenus, il utilise les abaques établis par Pirri pour déterminer les caractéristiques des impacts correspondants. Cela lui permet d'établir une relation entre volume de cratère et vitesse d'impact du projectile équivalent. Pour des projectiles équivalents d'eau, le volume varie proportionnellement à $v^{1.93}$ tandis que, pour des projectiles équivalents de verre, il varie proportionnellement à $v^{1.78}$. Ces tendances sont proches de celles observées en 2.1.1 pour des impacts de projectiles sur cibles fragiles. Cela confirme la pertinence des relations proposées par Pirri sans toutefois les valider complètement. Notons que Nebolsine s'intéresse également au cas des impacts successifs grâce à la très bonne précision spatiale qu'offre le laser.

Deom [100] a également utilisé les relations de Pirri pour étudier l'effet de projectiles d'eau sur du graphite. Avec des paramètres laser très proches de ceux de Nebolsine, il a obtenu de nombreux points expérimentaux qui sont présentés sur la Figure 2.13 (points noirs). Le coefficient G qui est représenté sur cette figure correspond au rapport de la masse du cratère sur la masse du projectile. Par interpolation, Deom a pu déduire une loi d'évolution pour G en fonction de la vitesse d'impact du projectile équivalent. Cette loi est proche de celle obtenue par Nebolsine mais elle est assez éloignée de celle établie par Swain [101] à partir de données d'impact. Pour une vitesse d'impact et une taille de projectile données, le cratère prédit par l'analogie est environ deux fois moins volumineux que celui obtenu par lanceur. Ce facteur 2 peut aisément s'expliquer par les incertitudes expérimentales qui sont conséquentes au vu de la métrologie employée. De plus, la taille des projectiles simulés par laser est ici nettement plus petite que la taille des projectiles lancés par Swain donc des effets d'échelles peuvent éventuellement intervenir. Par ailleurs, notons que la très bonne précision spatiale du laser a permis à Deom d'étudier les effets d'impact sur les différents mésoconstituants d'un matériau composite.

De la même façon que les précédents auteurs, Bibring [102] a pu obtenir une loi d'évolution du volume de cratère en fonction de la vitesse du projectile pour des impacts de projectiles silicatés sur des cibles d'aluminium. Cette loi en $v^{1.52}$ est nettement inférieure aux lois en $v^2$ disponibles dans la littérature pour des impacts sur cibles ductiles

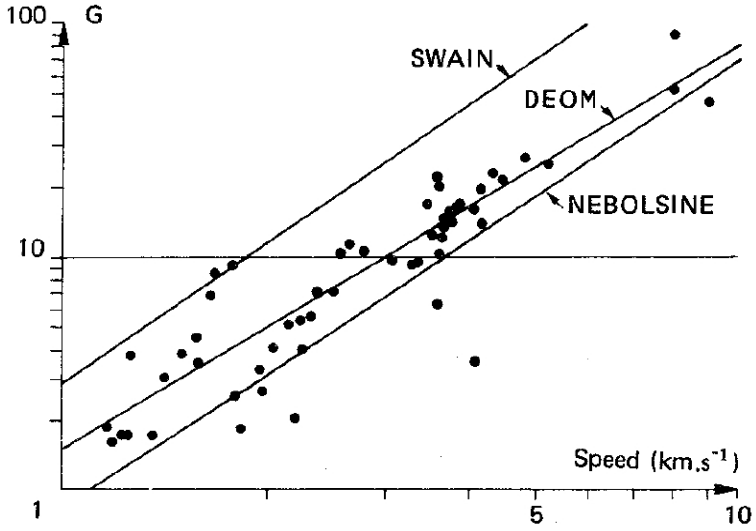


FIGURE 2.13 – Évolution de la perte de masse adimensionnée en fonction de la vitesse d'impact (les points correspondent aux données expérimentales de Deom [100]).

(voir 2.1.1). Cependant, ces lois n'ont pas été validées sur la même gamme de vitesse (entre 10 et 45 $km.s^{-1}$ pour Bibring) donc leur comparaison nécessite une extrapolation qui est discutable.

Les travaux de Borodziuk [103–105] font également référence aux relations d'analogie de Pirri. Comme pour Bibring, l'analogie lui permet d'étudier une gamme de vitesses très largement supérieure à celle des lanceurs. Il présente notamment des résultats de tirs laser sur le Prague Asterix Laser System (PALS) avec plus de 600 J délivrés en 0.4 ns sur une tache focale de diamètre compris entre 35 et 600 $\mu m$. Selon l'analogie ces tirs à très hautes intensités correspondent à des vitesses d'impact de plus de 100 $km.s^{-1}$ mais, la durée du pulse étant très courte, les projectiles équivalents sont très fins et peu massiques. Il compare les résultats obtenus avec des impacts de flyers projetés par laser et il observe un bon accord entre les deux techniques.

De façon similaire, Roybal [47] compare l'irradiation directe à la projection de flyers. Il s'intéresse aussi à la composition chimique des vapeurs générées pendant un tir laser et pendant un impact de flyer. Il observe des différences notables entre les deux compositions chimiques.

Arad [106] considère, quant à lui, des tirs laser avec un diamètre de tache focale très petit d'environ 10 $\mu m$. Par analogie, les projectiles équivalents de 10 $\mu m$ de diamètre ont des vitesses comprises entre 1 et 20 $km.s^{-1}$. C'est typiquement une gamme d'impacts accessible avec un accélérateur électrostatique de type Van de Graaff (voir 1.3.1).

Nous terminerons en citant les travaux récents de Nagaki [107] qui s'intéresse aux IHV sur des matériaux géologiques (olivine et quartz). Sur l'installation laser japonaise

GEKKO, il a réalisé une série de tirs avec des énergies allant de 700 à 4400 J, un diamètre de tache focale de 500 $\mu m$ et un profil temporel triangulaire de 20 ns de durée environ. Pour simuler numériquement ces tirs laser avec un code d'hydrodynamique qui ne permet pas de traiter l'interaction laser/matière, Nagaki simule l'impact équivalent dont les paramètres ont été déterminés par l'analogie. Il extrait les cartes de pression au sein de l'échantillon qu'il compare ensuite aux coupes post-mortem expérimentales. Une très bonne corrélation est observée entre les endommagements expérimentaux et les cartes de pression simulées.

### 2.3.3 Avantages et limitations

Le principal avantage des relations d'analogie analytiques proposées par Pirri réside dans leur simplicité d'utilisation. Elles permettent de mettre au point des abaques par des calculs simples. Le lien entre IHV et irradiations laser devient alors direct et peut être utilisé par tout le monde.

Concernant la précision de ces relations, les données disponibles dans la littérature ne permettent pas de trancher car les écarts observés avec les données d'impact incluent de nombreuses incertitudes. En effet, en plus des incertitudes liées à l'analogie elle-même, les incertitudes sur la détermination des lois de pression peuvent être conséquentes. La plupart des résultats expérimentaux présentés en 2.3.2 étant anciens, ils ont été obtenus sur des moyens moins précis que les moyens actuels. C'est particulièrement le cas avec les installations laser qui ont progressé de façon considérable ces dernières années en termes de répétabilité, de qualité du faisceau ou encore de métrologie. Nous pensons, par ailleurs, que plusieurs étapes de l'analogie sont source d'incertitudes. La détermination de la pression d'ablation par la formule de Pirri et la détermination de la pression du projectile par intersection des polaires de choc en font partie.

Plus généralement, une grande partie des raisonnements suivis par Pirri sont monodimensionnels. Cela suppose que le champ de pression est constant sur toute la surface de contact entre le projectile et la cible et que la pression d'ablation est constante sur toute la surface de la tache focale. Ces hypothèses sont bien adaptées à des projectiles et des taches focales très larges mais elles deviennent rapidement discutables si les projectiles et les taches focales considérées sont petites. Dans tous les cas, elles s'appliquent uniquement à des projectiles cylindriques et des profils spatiaux laser carrés. Lorsque l'analogie de Pirri est utilisée pour traiter d'autre formes de projectile ou de tache focale, l'erreur commise est plus importante. C'est par exemple le cas avec des projectiles sphériques qui sont très présents dans la littérature car faciles à accélérer par lanceur.

### 2.3.4 Challenges scientifiques à relever pour proposer une nouvelle analogie

L'idée d'une analogie en terme de pression appliquée sur la surface de la cible est très pertinente. L'effort doit donc être porté sur la caractérisation des lois de pression exercées lors d'un impact de projectile et lors d'un essai laser. Au cours de cette thèse, nous nous appuierons sur une approche couplée expérience/simulation qui existait peu du temps des travaux de Pirri.

Concernant les IHV, il nous faut caractériser la loi de pression exercée par un projectile sphérique car les relations proposées par Pirri ne considèrent pas cette forme de projectile pourtant très classique. Cette caractérisation doit être à la fois spatiale et temporelle. Le cas des impacts sur matériaux fragiles doit également être discuté car ceux-ci sont plus complexes à reproduire numériquement que les impacts sur matériaux ductiles. Une restitution numérique parfaite étant compliquée à obtenir, il faudra vérifier que les écarts observés avec l'expérience ne sont pas bloquants pour utiliser l'analogie et, si possible, il faudra quantifier l'influence de ces écarts sur l'incertitude globale de la méthode.

Les challenges les plus complexes à relever se trouvent sans aucun doute du côté des lasers. Nous avons montré en 2.3.1 que pour représenter la gamme d'IHV qui nous intéresse vis à vis de la problématique des débris spatiaux, il faut utiliser une configuration laser très peu courante. En effet, les durées de pulses requises ($\sim$ 100 $ns$) sont très longues vis à vis des diamètres de taches focales considérés ($\sim$ 250 $\mu m$). Dans cette configuration, les effets bidimensionnels sont significatifs et le plasma a le temps de s'expandre radialement de façon significative pendant le pulse laser. Quel est l'effet de cette expansion sur le profil spatial de pression hors de la tache ? Quelle forme prend le profil temporel de pression dans cette configuration ? Pour répondre à ces questions, nous auront accès à des installations laser de pointe et nous utiliserons des diagnostics résolus spatialement pour étudier les phénomènes intervenant hors de la tache laser. Les simulations numériques doivent également être validées dans ces régimes d'interaction particuliers. Nous proposerons une méthodologie de simulation spécifique.

Du point de vue de l'analogie en elle-même, les principes de base ont été posés par Pirri mais de nombreuses questions restent en suspens. Les effets thermiques intervenant lors d'un essai laser peuvent-il poser problème pour établir le lien avec les IHV ? Peut-on reproduire les effets de bords intervenant lors d'un IHV à l'aide d'un laser ? Un laser est-il capable de reproduire les effets engendrés par les allers-retours du choc dans le projectile ? Existe-t-il une relation entre l'énergie laser et l'énergie cinétique du projectile ? Comment mettre en place l'analogie si les lois de pression projectile et laser ne se ressemblent pas

parfaitement temporellement ou spatialement ? Nous chercherons également à valider expérimentalement l'analogie en réalisant un IHV et un tir laser donnant des cratères identiques. Cela n'a pas encore été fait jusqu'à présent.

# Chapitre 3

# Moyens et matériaux

Dans ce chapitre, nous présentons l'ensemble des moyens expérimentaux et numériques utilisés dans le cadre de cette thèse. Côté expérimental, il s'agit d'un lanceur et de deux lasers de choc. Côté numérique, il s'agit d'un code d'hydrodynamique et d'un code d'interaction laser/matière. Nous décrivons également brièvement les nombreux diagnostics de mesure utilisés. Enfin, une dernière partie est consacrée aux matériaux étudiés : l'aluminium 6061-T6 et l'EDM3.

## 3.1 Moyens expérimentaux

### 3.1.1 Le lanceur HERMES

Le lanceur HERMES, visible sur la Figure 3.1, est un lanceur double-étage gaz/gaz développé et exploité par la société THIOT ingénierie [42]. Ce moyen permet de lancer des projectiles de diamètre compris entre 5 et 60 $mm$ jusqu'à 8.5 $km.s^{-1}$.

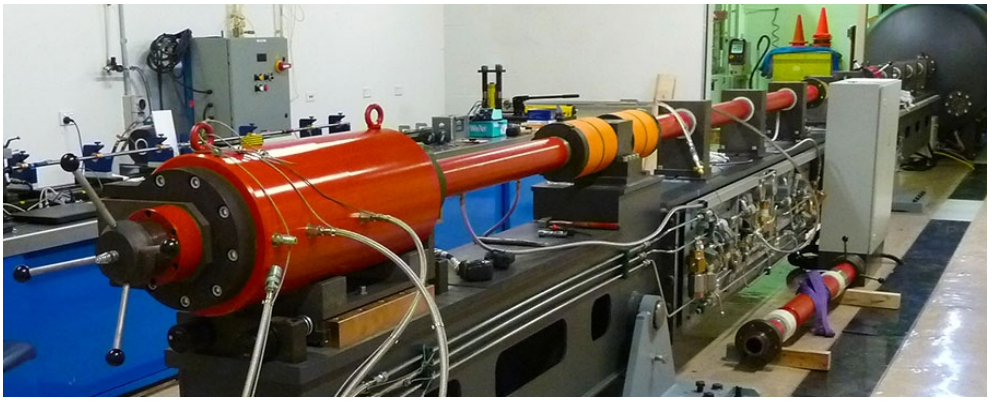

FIGURE 3.1 – Le lanceur double-étage gaz/gaz HERMES (THIOT Ingénierie) [42].

Déjà évoqué en 1.3.1, rappelons en quelque mots en quoi consiste le fonctionnement de ce type de lanceur. Les principaux éléments nécessaires à la compréhension sont présentés schématiquement sur la Figure 3.2. Tout d'abord, un gaz léger est mis sous pression dans un premier réservoir (1). Après ouverture d'une vanne (2), ce gaz se détend et pousse un piston (3) qui vient comprimer le gaz contenu dans le tube de compression (4). Lorsque la pression atteint un niveau critique au sein de ce tube, un diaphragme (5) rompt et le gaz peut alors se détendre dans le tube de lancement (7). Il y rencontre le projectile (6) qu'il met en vitesse. Le projectile peut être contenu dans un sabot ou non selon sa taille et sa forme. Le tube de lancement débouche dans une chambre de tir (8) au sein de laquelle est positionnée la cible (9). Si un sabot avait été utilisé, celui-ci libère le projectile par effets aérodynamiques avant son arrivée sur la cible.

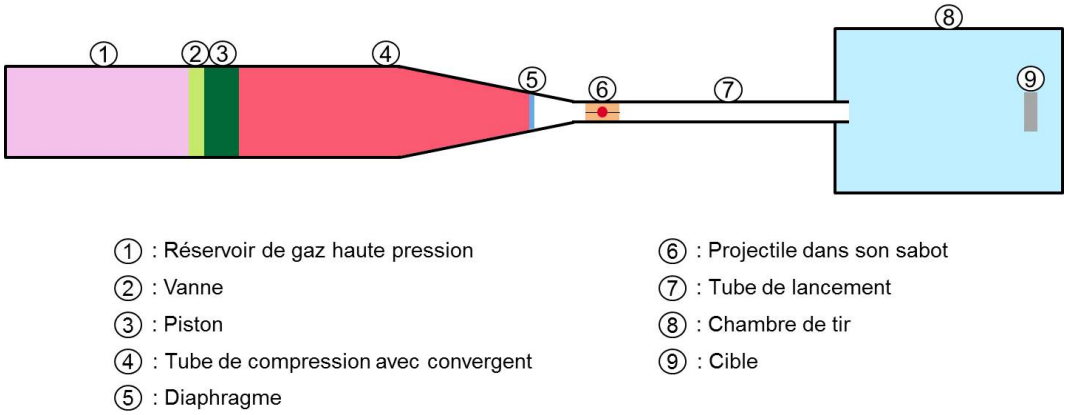


FIGURE 3.2 – Vue schématique d'un lanceur double-étage gaz/gaz.

Deux dispositifs sont utilisés simultanément pour mesurer la vitesse d'impact : des barrières optiques et une caméra rapide. Cette redondance permet de réduire l'incertitude de mesure. D'après les estimations des expérimentateurs, celle-ci n'excède pas 3 %.

Dans le cadre de cette thèse, le lanceur HERMES nous a permis d'obtenir de nombreuses données expérimentales d'impacts sur des cibles en graphite avec des projectiles en aluminium (voir 4.3.1). Par simulation numérique, nous avons alors pu déterminer la loi de pression générée par un projectile sur la surface d'une cible. C'est cette loi de pression qui est à la base de l'analogie avec les irradiations laser.

### 3.1.2 Le GCLT

La plupart des tirs laser de cette étude ont été réalisés sur le Générateur de Chocs Laser Transportable (GCLT) au CEA/DAM/DIF. Ce laser Nd:YAG délivre une énergie pouvant atteindre 40 $J$ avec une durée de pulse ajustable entre 5 et 100 $ns$ à une longueur

d'onde de 1057 $nm$. La forme du profil temporel est entièrement pilotable. La cadence de tir est d'un tir toutes les trois minutes environ.

La Figure 3.3 est une vue schématique de l'installation. Le faisceau laser émis par l'oscillateur voit son énergie passer de quelques $mJ$ à plusieurs dizaines de $J$ lors de son passage dans la chaîne d'amplification. A la sortie de cette chaîne, le faisceau mesure plusieurs centimètres de diamètre. Il est ensuite dirigé vers la cible qui est placée dans une chambre à vide pour éviter tout claquage dans l'air au moment de la focalisation. Lors de son entrée dans la chambre, le faisceau traverse une série d'optiques. Il rencontre, tout d'abord, une lame de phase (1) qui permet de le mettre en forme pour obtenir une répartition d'énergie homogène au niveau de la cible. Il traverse ensuite le hublot de la chambre à vide (2) puis il rencontre la lentille de focalisation (3). Cette dernière et la lame de phase sont à remplacer ou à décaler en fonction du diamètre de tache focale souhaité sur cible. Enfin, avant d'atteindre la cible, le faisceau traverse une lame anti-éclats (4) qui a pour fonction de protéger la lentille de toute éjection de matière susceptible de l'endommager.

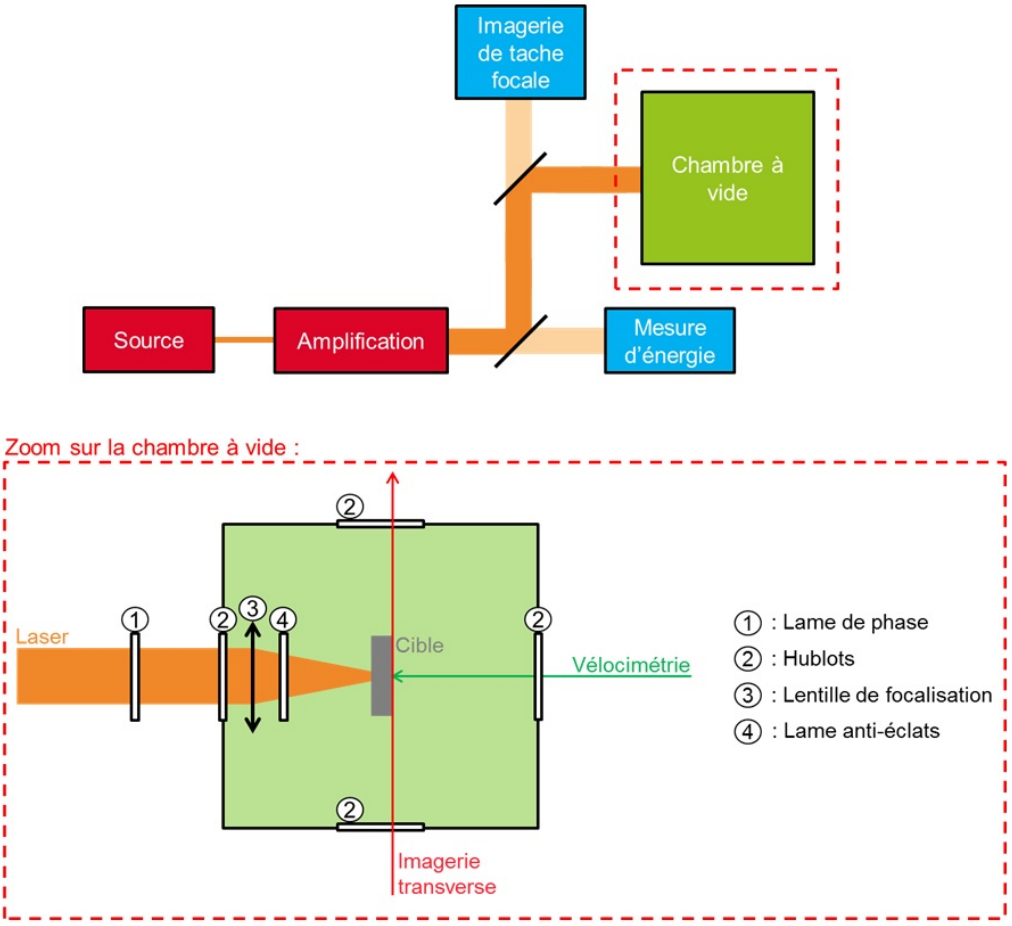


FIGURE 3.3 – Vue schématique de l'installation GCLT avec un zoom sur la chambre à vide.

Entre la chaîne d'amplification et la chambre à vide, deux prélèvements sont réalisés sur le faisceau principal pour effectuer des mesures. Le premier prélèvement est envoyé vers un calorimètre pour mesurer l'énergie du tir. Ce calorimètre a au préalable été étalonné en réalisant un tir sur un autre calorimètre directement placé au niveau du centre chambre, en lieu et place de la cible. Cette mesure prend donc en compte les pertes d'énergie survenant lors de la traversée des différentes optiques. Le second prélèvement est envoyé vers une caméra CCD pour obtenir une image de la tache focale. Pour que cette image soit représentative de la distribution d'énergie au centre chambre, le chemin optique entre le lieu de prélèvement de la fuite et la caméra est identique au chemin optique entre le lieu de prélèvement et le centre chambre. Concrètement, les distances sont identiques et toutes les optiques (lame de phase, hublot, lentille et lame anti-éclats) sont également présentes devant la caméra. Ces observations tir à tir de la tache focale sont généralement complétées par quelques mesures réalisées directement au centre chambre au cours de la campagne.

Nous avons utilisé trois diagnostics sur le GCLT : un VISAR (532 $nm$) et une VH (1550 $nm$) pour mesurer la vitesse de la face arrière des cibles fines et de l'ombroscopie transverse (527 $nm$) pour observer les éjectas en face arrière des cibles fines ou en face avant des cibles épaisses. Ces diagnostics seront plus largement décrits en 3.1.4.

Nous avons réalisé plusieurs campagnes d'essais sur le GCLT au cours de cette thèse. Dans ce rapport, nous détaillons quelques un de ces tirs dans les parties 5.2.1, 5.3.1, 5.4.1 et 6.2.2. Toutes ces données expérimentales nous sont utiles pour déterminer le chargement mécanique généré par un tir laser sur la surface d'une cible en vue de mettre en place l'analogie avec les IHV.

### 3.1.3 Le LULI2000

Pour étudier des énergies plus importantes, nous nous sommes tournés vers un laser de plus grande envergure : le LULI2000. Opéré par le Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses (CNRS/LULI), il est situé sur le site de l'École Polytechnique. Tout comme le GCLT, il s'agit d'un laser Nd:YAG mais cette fois des énergies pouvant atteindre 800 $J$ peuvent être délivrées sur des durées de pulses comprises en 0.5 et 15 $ns$ avec une longueur d'onde de 1064 $nm$. Deux chaînes laser identiques, appelées "Chaîne Nord" (CN) et "Chaîne Sud" (CS), arrivent sur cible avec un angle d'incidence d'environ 5.5° par rapport à la normale. Cet angle étant très faible, il peut être négligé. En alternant les tirs sur la CN et la CS, il est possible d'atteindre une cadence maximale d'un tir toutes les 45 minutes pour les très hautes énergies.

La Figure 3.4 représente l'arrivée des deux faisceaux laser dans la chambre à vide. Des lentilles à grande focale situées à l'extérieur de l'enceinte assurent la focalisation de ces faisceaux. Deux lames de phases peuvent être placées à l'intérieur juste derrière le hublot pour améliorer la distribution spatiale de l'énergie. Chacune d'elles est protégée par une lame anti-éclats.

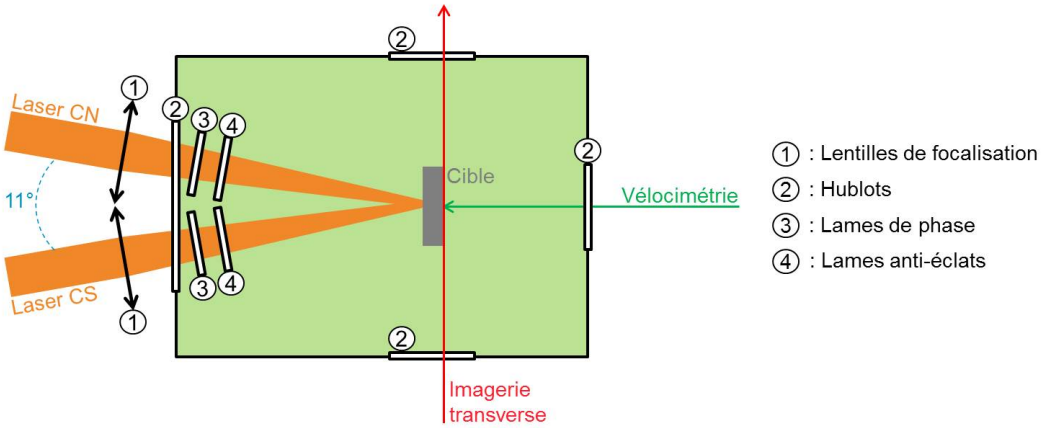


FIGURE 3.4 – Vue schématique de la chambre à vide du LULI2000.

La mesure de l'énergie laser s'effectue sur une fuite à l'aide d'un calorimètre préalablement étalonné par une mesure au centre chambre. L'imagerie de tache focale est réalisée en plaçant une caméra CCD à la place de la cible. L'opération est répétée plusieurs fois au cours de la campagne d'expérience (typiquement, tous les matins au démarrage de l'installation).

Nous avons utilisé trois diagnostics sur le LULI2000 : un VISAR ligne (532 $nm$) et une VH 8 voies (1550 $nm$) pour mesurer la vitesse de la face arrière des cibles fines sur une large zone spatiale et de l'ombroscopie transverse (527 $nm$) pour observer les éjectas en face arrière des cibles fines ou en face avant des cibles épaisses.

### 3.1.4 Les diagnostics

Nous présentons dans cette partie les principaux diagnostics que nous avons été amenés à utiliser au cours de cette thèse. Parmi les diagnostics in-situ nous retrouvons principalement de la vélocimétrie (VISAR et VH) mais également de l'imagerie (ombroscopie). Côté post-mortem, il s'agit de diagnostics permettant de caractériser les cratères résultants des essais (profilomètre et tomographe). Voici une brève description de chacun de ces moyens.

**Le VISAR** (Velocity Interferometer System for Any Reflector) [108] est basé sur l'effet Doppler qui stipule que lorsqu'un faisceau laser se réfléchit sur une surface

en déplacement, sa fréquence est modifiée d'un facteur directement proportionnel à la vitesse de déplacement de la surface. La mesure consiste à illuminer la face arrière d'une cible avec un laser sonde et à collecter le signal réfléchi. Ce dernier est ensuite injecté dans un interféromètre de Michelson dont l'un des deux bras est retardé par la présence d'un étalon en silice de longueur parfaitement connue. En faisant interférer le faisceau retardé par l'étalon avec celui qui n'a pas été retardé et en utilisant les formules de Doppler, il est possible de déterminer la vitesse de la face arrière de la cible à un facteur de frange près. Ce facteur de frange est directement lié à la longueur de l'étalon en silice qui a été choisi. Avant de réaliser la mesure, il est donc nécessaire d'avoir une estimation de la vitesse que nous souhaitons mesurer afin de choisir l'étalon approprié. C'est l'un des principaux défauts du système VISAR. Parmi les autres limitations, nous pouvons citer la nécessité d'une bonne réflectivité de la face arrière ou encore l'impossibilité de mesurer plusieurs vitesses simultanément (nuage de fragments). Outre ces quelques limites, le VISAR dispose d'une très bonne résolution temporelle (de l'ordre de 1 $ns$) et d'une très bonne résolution en vitesse. Dans sa version de base, il s'agit d'un diagnostic de mesure ponctuel mais il existe une autre version permettant de mesurer la vitesse sur toute une ligne de la face arrière de la cible en utilisant notamment des caméras à balayage de fente. Ce VISAR ligne est plus complexe à mettre en place et plus onéreux qu'un VISAR classique. De plus, sa durée d'acquisition est souvent réduite en raison des intensités importantes requises pour le laser sonde (elle était de 20 $ns$ pour le VISAR ligne que nous avons utilisé pendant cette thèse).

**La VH** (Vélocimétrie Hétérodyne) [109] est elle aussi basée sur l'effet Doppler mais cette fois le faisceau réfléchi par la cible interfère avec un second faisceau de référence par l'intermédiaire d'un coupleur. Cela revient à considérer la cible comme étant l'un des miroirs d'un interféromètre de Michelson. Étant donné que le signal réfléchi n'est plus divisé comme c'était le cas avec le VISAR, la VH n'est pas très exigeante sur la réflectivité de la face arrière de la cible. Par transformée de Fourrier rapide sur le signal d'interférence obtenu, le spectre en fréquence peut être extrait. Ce spectrogramme est ensuite converti en termes de vitesses. De cette façon, la VH permet de mesurer plusieurs vitesses simultanément comme dans le cas d'un nuage de particules par exemple. cependant, le recours à une transformée de Fourrier glissante a pour conséquence de limiter la résolution du diagnostic. En effet, si nous choisissons une petite fenêtre de Fourrier, la résolution temporelle est améliorée mais la résolution en vitesse est dégradée. C'est l'inverse qui se produit si nous choisissons une grande fenêtre. Il faut donc trouver le bon compromis et il est souvent utile de faire deux dépouillements en parallèle, l'un privilégiant la résolution temporelle et l'autre la résolution en vitesse. Dans la pratique, les différentes VH que nous avons utilisé pendant cette thèse avaient une résolution temporelle d'environ 5 $ns$.

**L'ombroscopie** transverse est un système d'imagerie qui permet d'observer la cible de profil pendant l'essai. Son principe est simple : un laser éclaire la zone d'intérêt parallèlement à la surface de la cible et une caméra recueille la lumière du laser du côté opposé. Si de la matière est présente dans la zone observée, elle intercepte les faisceaux lumineux avant qu'ils n'atteignent la caméra et une ombre est observée sur l'image. Dans notre cas, nous avons utilisé l'ombroscopie pour observer la face arrière des cibles fines mais aussi la face avant des cibles épaisses. Afin d'obtenir plusieurs images consécutives sur un même tir, plusieurs caméras ont été utilisées en alternance. La résolution des images obtenues dépend directement du grandissement choisi. Par exemple, un champ de vision de 4 $mm$ de côté conduit à une résolution de 3.125 $\mu m/pixel$ avec notre système.

**Le profilomètre** optique interférométrique permet d'obtenir une représentation tridimensionnelle d'une surface. Un faisceau laser illumine la surface à mesurer et la lumière réfléchie est captée pour être envoyée dans un interféromètre pour interférer avec le faisceau incident. Connaissant la longueur d'onde du laser, la hauteur locale de la surface peut être obtenue en déterminant le plan d'interférence. Afin de scanner une surface plus importante que la taille du spot laser, il est possible de décaler celui-ci de proche en proche pour réaliser toute une série de mesures qui peuvent ensuite être juxtaposées. Disposant de ce diagnostic au CESTA, nous avons pu mesurer l'ensemble des cratères obtenus au cours de notre étude. La résolution sur l'altitude mesurée est de l'ordre du micromètre. A partir des cartographies 3D des cratères, le profilomètre permet, entre autres, d'extraire des coupes transverses et de calculer le volume de vide.

**Le tomographe** à rayonnement X est un instrument de mesure non destructif permettant d'obtenir une représentation tridimensionnelle de l'intérieur de la matière. Il est basé sur le principe de la radiographie X : une source émet un rayonnement X qui traverse l'échantillon à mesurer, une partie de ce rayonnement est absorbée par la matière tandis que le reste est transmis jusqu'à un capteur placé du côté opposé. Selon la nature et l'épaisseur du matériau traversé, le rayonnement est plus ou moins absorbé et une tache plus ou moins claire apparaît sur le détecteur. Le tomographe réalise une succession de mesures en faisant tourner l'échantillon sur lui-même (ou la source et le détecteur). Grâce à des algorithmes numériques, il est possible de reconstruire l'intégralité du volume à partir de ces mesures bidimensionnelles unitaires. Dans le cadre de cette thèse, plusieurs cratères ont été tomographiés sur le tomographe du laboratoire 3SR de Grenoble avec une résolution de 10 $\mu m/voxel$.

## 3.2 Moyens numériques

### 3.2.1 Le code HESIONE

Pour simuler le comportement dynamique des matériaux, nous avons utilisé le code HESIONE développé au CEA. Dans cette partie, nous décrivons brièvement ce code en nous appuyant sur la présentation déjà faite par Seisson dans [57].

HESIONE comprend une composante lagrangienne dans laquelle le maillage suit la matière en mouvement et une composante eulérienne caractérisée par un maillage fixe (voir 2.1.3). Ces composantes permettent de traiter les petites et grandes déformations pour des écoulements multi-matériaux. Le passage de l'une à l'autre s'effectue par le biais d'un remailleur. Il gère les cas 1D, 2D plan et axisymétrique, et 3D. Pour cela, il résout les trois équations de conservation également appelées équations d'Euler :

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla.(\rho\vec{v}) = 0 \quad \text{Masse} \tag{3.1}$$

$$\frac{d(\rho\vec{v})}{dt} + \vec{\nabla}.(\rho\vec{v}\otimes\vec{v} - \bar{\bar{\sigma}}) = \vec{0} \quad \text{Quantité de Mouvement} \tag{3.2}$$

$$\frac{d(\rho e_t)}{dt} + \nabla.(\rho e_t\vec{v} - \bar{\bar{\sigma}}\vec{v}) = 0 \quad \text{Énergie Totale} \tag{3.3}$$

où $d/dt$ est la dérivée particulaire, $\rho$ est la masse volumique et $\vec{v}$ le vecteur vitesse des particules. $\bar{\bar{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes tel que :

$$\bar{\bar{\sigma}} = -P\bar{\bar{I}} + \bar{\bar{S}} \quad \text{avec} \quad \text{tr}(\bar{\bar{S}}) = 0 \tag{3.4}$$

$P$ est la pression hydrodynamique, $\bar{\bar{S}}$ le déviateur des contraintes et $\bar{\bar{I}}$ la matrice identité. $e_t$ est l'énergie totale par unité de masse exprimée en fonction de la vitesse et de l'énergie interne spécifique $e$ :

$$e_t = e + \frac{1}{2}\vec{v}^2 \tag{3.5}$$

D'autre part, les matériaux isotropes sont définis par une loi de comportement incrémentale sur le déviateur des contraintes :

$$\frac{d\bar{\bar{S}}}{dt} = 2G\left(\bar{\bar{D}} - \frac{1}{3}tr\left(\bar{\bar{D}}\right)\bar{\bar{I}}\right) + \bar{\bar{\Omega}}\bar{\bar{S}} - \bar{\bar{S}}\bar{\bar{\Omega}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \bar{\bar{D}} = \frac{1}{2}\left(\bar{\bar{\nabla}}\vec{v} + {}^t\bar{\bar{\nabla}}\vec{v}\right) \\ \\ \bar{\bar{\Omega}} = \frac{1}{2}\left(\bar{\bar{\nabla}}\vec{v} - {}^t\bar{\bar{\nabla}}\vec{v}\right) \end{cases} \tag{3.6}$$

où $G$ est le module de cisaillement. Le critère de plasticité associé à cette loi de comportement utilise l'expression de Von Mises :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2}\bar{\bar{S}} : \bar{\bar{S}}} \leq Y \tag{3.7}$$

où $\sigma_{eq}$ est la contrainte équivalente de Von Mises et $Y$ la limite élastique du matériau. Finalement, le système d'équation est fermé par une équation d'état de la forme :

$$P = P(\rho,e) \tag{3.8}$$

qui peut être exprimée analytiquement ou sous forme tabulée.

La composante lagrangienne de HESIONE repose sur la méthode des éléments finis classique, les matériaux sont donc représentés par un maillage mobile non structuré et déformable au cours du temps. Le schéma numérique est celui de Wilkins [110] d'ordre 2 en temps et en espace. Les positions et vitesses sont définies aux sommets des éléments quand les grandeurs thermodynamiques le sont aux mailles. Un pas de temps est divisé en trois étapes lors desquelles différentes grandeurs sont calculées :

1. Temps $t + \Delta t/4$
   — Valeurs intermédiaires de vitesse ;
2. Temps $t + \Delta t/2$
   — Volume spécifique et énergie interne ;
   — Déviateur par la loi de comportement incrémentale ;
   — Pression par l'équation d'état ;
   — Nouvelles valeurs de vitesse ;
3. Temps $t + \Delta t$
   — Valeurs finales par reproduction de l'étape précédente.

La conversion de l'énergie cinétique en énergie interne lors de processus irréversibles tels que les chocs est assurée grâce à l'ajout d'une viscosité artificielle [111]. Ainsi, un terme tensoriel de pseudo-viscosité est ajouté à la pression hydrodynamique dans les équations d'Euler afin de neutraliser les instabilités.

La composante eulérienne, quant à elle, est basée sur la méthode des différences finies. Les matériaux se déplacent sur une grille cartésienne fixe. A chaque pas de temps, la résolution des équations d'Euler s'effectue en deux phases. Une première phase dite lagrangienne durant laquelle les équations sont résolues sans les termes d'advection sur un maillage qui suit la matière. Une seconde phase dite de projection durant laquelle les grandeurs sont projetées sur la grille cartésienne fixe. Pour résoudre la phase lagrangienne nous utilisons le schéma BBC [112] d'ordre 2 en temps et en espace. Les vitesses sont

définies au centre des faces tandis que les autres grandeurs sont centrées aux mailles. La résolution d'un pas de temps se fait selon les mêmes étapes que le schéma de Wilkins de la composante lagrangienne. Tout comme lui, il est adapté à l'hydrodynamique et à l'élastoplasticité et comporte de la pseudo-viscosité.

### 3.2.2 Le code ESTHER

Un second code est nécessaire pour simuler l'interaction du laser avec la matière car ce mécanisme particulier fait appel à des équations spécifiques. Dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi d'utiliser le code ESTHER développé par le CEA. Il s'agit d'un code lagrangien monodimensionnel qui permet d'étudier l'évolution d'un empilement de milieux variés passant de la phase solide à la phase plasma sous l'effet d'un rayonnement intense qui peut être émis par un laser, une source X ou encore un faisceau d'électron par exemple. Il gère à la fois l'évolution hydrodynamique de la matière, le dépôt de l'énergie laser (via la résolution de l'équation de Helmholtz), la conduction thermique et les transferts radiatifs.

Si nous considérons un essai classique de choc laser sur une cible fine pour lequel l'hypothèse monodimensionnelle est valide, le code ESTHER suffit à lui seul pour simuler l'intégralité de ce tir. Connaissant les données laser et le matériau cible, il est possible d'obtenir l'évolution temporelle de la vitesse de la face arrière par exemple. Malheureusement, les configurations rencontrées au cours de notre étude sont rarement monodimensionnelles au vu des petites taches focales utilisées donc un couplage est nécessaire avec le code HESIONE pour gérer la réponse mécanique du matériau en représentation 2D-axisymétrique. Ce couplage sera décrit en détail au Chapitre 5 mais précisons simplement qu'il repose sur la connaissance de la pression d'ablation. Cette dernière ne faisant pas partie des données de sortie facilement accessibles numériquement, les développeurs du code ont dû utiliser un moyen détourné pour l'obtenir. En effet, elle correspond à la pression au niveau de l'interface entre le solide et le plasma mais cette interface se déplace au cours du calcul au fur et à mesure que la cible est ablatée par le laser (voir Figure 2.9). Le critère retenu pour identifier et suivre cette interface repose sur l'hypothèse qu'elle se situe toujours à l'endroit où la vitesse matérielle change de signe [113]. Comme l'illustre la Figure 3.5, le plasma qui est en train de se détendre remonte avec une vitesse positive vers le laser tandis que la cible est mise en mouvement dans l'autre sens avec une vitesse qui est donc négative. Une option a été ajoutée au code ESTHER pour extraire à chaque instant la pression au niveau de cette interface. C'est cette pression qui sera ensuite utilisée comme condition d'entrée du code HESIONE pour réaliser le couplage.

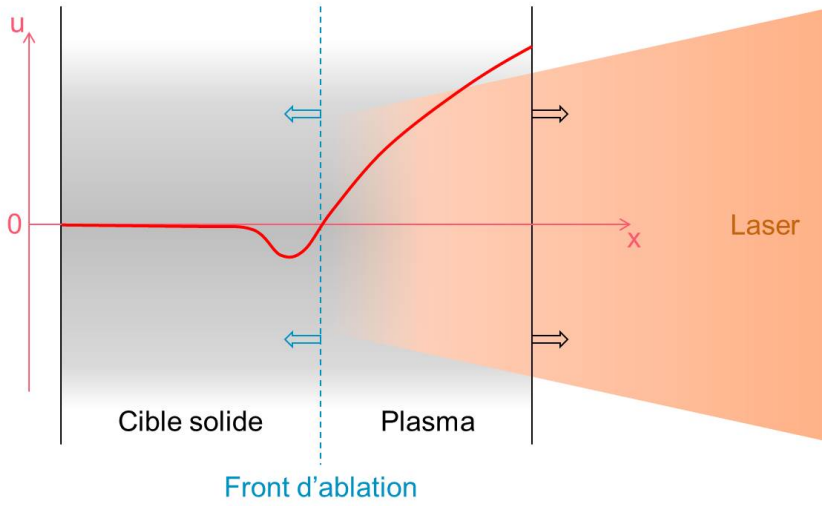


FIGURE 3.5 – Profil de vitesse matérielle $u$ au sein de la cible pendant l'interaction avec le laser : le changement de signe intervient au niveau du front d'ablation.

## 3.3 Matériaux étudiés

### 3.3.1 L'aluminium 6061-T6

Afin de traiter des questions de physique fondamentale mais également pour calibrer certains chargements, nous avons besoin d'un matériau "école" bien maîtrisé. Notre choix s'est tourné vers l'aluminium 6061-T6. Ce matériau au comportement élasto-plastique simple est étudié depuis de nombreuses années par le laboratoire et sa modélisation en dynamique ne pose pas de problème notable [37, 114, 115]. Pour cette thèse, nous avons pris soin d'usiner tous les échantillons dans le même barreau de matière que celui utilisé par le laboratoire pour la caractérisation du matériau.

L'aluminium 6061-T6 est une nuance très proche de l'aluminium pur puisqu'il se compose d'aluminium à 95.8-98.6 %, de magnésium à 0.8-1.2 %, de silicium à 0.4-0.8 % et de cuivre à 0.15-0.4 %. Sa masse volumique vaut 2700 $kg.m^{-3}$. Le sigle "T6" fait référence au traitement thermique qui lui a été appliqué : mise en solution à 535 $°C$ pendant 8 à 12 heures, trempe à 20 $°C$ puis revenu à 170 $°C$ pendant 6 heures environ.

Cet alliage présente de bonnes propriétés mécaniques. Son module d'Young vaut 69 $GPa$. Sa limite d'élasticité est d'environ 240 $MPa$ et sa limite à rupture est supérieure à 260 $MPa$. Des essais de dureté Vickers (HV 50g) ont été réalisés sur ce matériau [113]. Ils conduisent à une valeur de 117 qui est presque trois fois plus élevée que pour l'aluminium pur.

### 3.3.2 L'EDM3

Matériau principal de notre étude, l'EDM3 est un graphite poreux commercialisé par la société POCO [116]. Une présentation détaillée de ce matériau est disponible dans la thèse de Seisson [57]. Nous nous contenterons, ici, d'en rappeler les principales propriétés. Précisons que tous les échantillons d'EDM3 utilisés au cours de cette thèse proviennent initialement du même bloc de matière afin de limiter les problèmes de reproductibilité matériau. C'est d'ailleurs de ce même bloc qu'ont été extraits les échantillons de la thèse de Seisson.

La structure cristalline de l'EDM3 est de type hexagonale classique et la taille caractéristique de ses grains est inférieure à 5 $\mu m$ [117]. Il a une masse volumique moyenne de 1754 $kg.m^{-3}$ donc, sachant que celle du carbone dense est de 2260 $kg.m^{-3}$, son taux de porosité est d'environ 22 %. Comme le montre la Figure 3.6, 80 % de ce taux de porosité provient de pores dont le diamètre équivalent est compris entre 2 et 10 $\mu m$ [57].

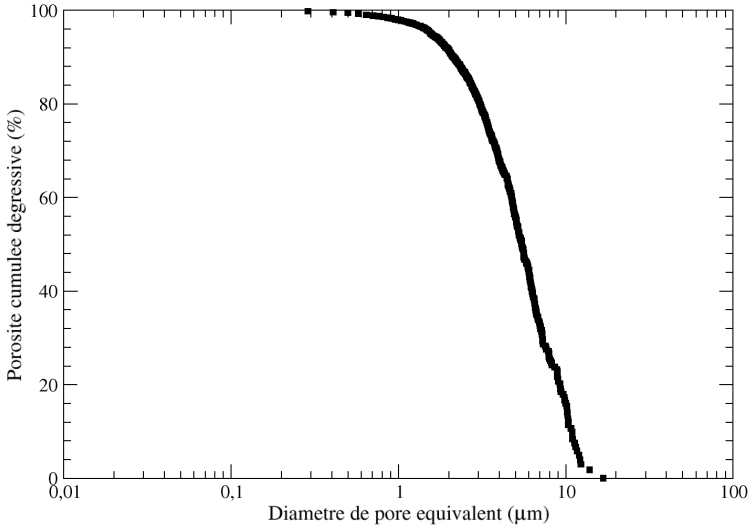


FIGURE 3.6 – Évolution de la porosité cumulée de l'EDM3 en fonction du diamètre équivalent de pore (données obtenues par Seisson par polissage et micrographie [57]).

Le Tableau 3.1 regroupe les principales grandeurs mécaniques statiques de l'EDM3. Les grandeurs fournies par la société POCO sont comparées à celles obtenues par le CEA par essais de traction et de compression. A chaque fois, le matériau a été sollicité selon deux directions orthogonales l'une de l'autre. Le faible écart observé entre les deux grandeurs ainsi mesurées sous-entend qu'aucune direction n'est privilégiée au sein du matériau. Nous pouvons donc sans aucun souci le considérer comme anisotrope.

Des essais de compression confinée de l'EDM3 ont été réalisés par le CEA Gramat. La Figure 3.7 présente les résultats obtenus dans le plan contrainte-déformation dans le cas d'une compression confinée simple et cyclée. Notons la présence d'un phénomène

TABLE 3.1 – Grandeurs mécaniques de l'EDM3 obtenues par essais de traction et de compression : synthèse des données obtenues par le CEA [57] et fournies par POCO [117].

| | | | CEA | POCO |
|---|---|---|---|---|
| Module de Young $E$ [GPa] | $\rightarrow\leftarrow$ | // | 11,2 | 11 |
| | | $\perp$ | 10,7 | |
| | $\leftarrow\rightarrow$ | // | 12 | 11 |
| | | $\perp$ | 12,2 | |
| Contrainte à rupture $\sigma_r$ [MPa] | $\rightarrow\leftarrow$ | // | 140 | 131 |
| | | $\perp$ | 144 | |
| | $\leftarrow\rightarrow$ | // | 71,7 | 63 |
| | | $\perp$ | 68 | |
| Déformation à la rupture $\epsilon_r$ [%] | $\rightarrow\leftarrow$ | // | 7,4 | - |
| | | $\perp$ | 8,6 | |
| | $\leftarrow\rightarrow$ | // | 1,2 | - |
| | | $\perp$ | 1,1 | |
| Coefficient de poisson $\nu$ | | | 0,3 | - |

d'hystérésis lors de l'essai cyclé : le matériau retrouve quasiment sa densité initiale après chaque décharge. Un autre essai de compression simple a été réalisé à 90000 $N.min^{-1}$ au lieu de 6923 $N.min^{-1}$. A déformations égales, cet essai conduit à des valeurs de contraintes environ 15 % plus importantes que le premier essai. Cela peut avoir deux significations : soit le matériau s'est dégradé au cours du second essai, soit il a une viscosité non négligeable. Cette dernière pourrait jouer un rôle significatif dans les essais d'impact et de tirs laser puisque les vitesses de déformation alors mises en jeu peuvent être très importantes ($> 10^7\ s^{-1}$).

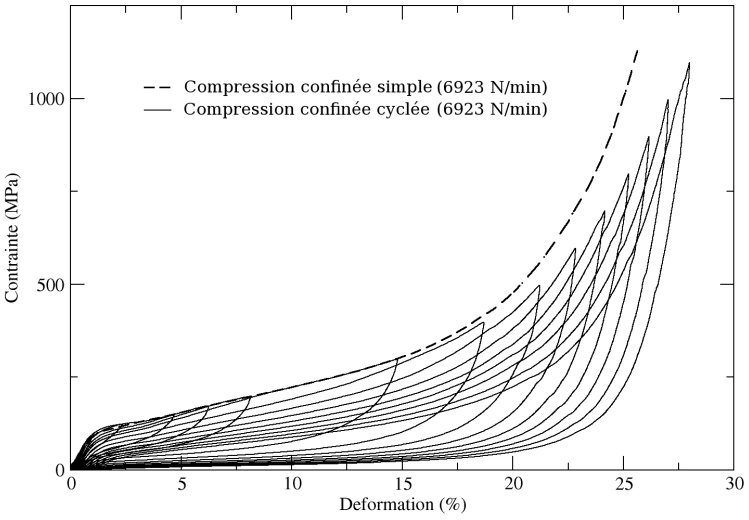


FIGURE 3.7 – Courbes contrainte/déformation obtenues par essais de compression confinée simple et cyclée [57].

Afin de d'estimer la vitesse de propagation des ondes dans l'EDM3, des mesures ultrasonores ont été réalisées par le CEA. Les grandeurs mesurées sont reportées dans le Tableau 3.2. Sont également présentées dans ce tableau les valeurs des grandeurs élastiques calculées à partir de ces vitesses d'onde. Nous constatons que $E$ et $\nu$ sont légèrement différents par rapport aux données présentées dans le Tableau 3.1.

TABLE 3.2 – Valeurs des vitesses d'onde et des constantes élastiques usuelles dans l'EDM3 [57]. $c_l$ et $c_s$ ont été mesurés par ultrason à température ambiante Les autres sont calculées à partir d'une densité de 1754 $kg.m^{-3}$.

| | | |
|---|---|---|
| Vitesse des ondes $[m.s^{-1}]$ | Longitudinales $c_l$ | 2950 |
| | Transverses $c_s$ | 1690 |
| | Son $c_0$ | 2212 |
| | *Bulk* $c_b$ | 2678 |
| Modules $[GPa]$ | Young $E$ | 12,58 |
| | Compression $K$ | 8,58 |
| | Cisaillement $G$ | 5,01 |
| | Longitudinal $F = K + \frac{4}{3}G$ | 15,26 |
| Coefficient de Poisson $\nu$ | | 0,26 |

# Chapitre 4

# Modélisation des impacts hypervéloces

## 4.1 Objectifs

L'analogie entre IHV et chocs laser repose sur une équivalence des lois de pression générées en surface de la cible par chacun des deux procédés. Il est donc nécessaire de déterminer ces lois de pression avant de pouvoir mettre en place l'analogie. L'objectif principal de ce chapitre est de déterminer temporellement et spatialement le champ de pression exercé par un projectile sur une cible au moment de l'impact. Des formules analytiques simples existent pour estimer cette pression. Elles nécessitent simplement de connaître les polaires de choc des deux matériaux et la vitesse d'impact. Cependant, ce type de raisonnement étant monodimensionnel, il se limite à l'étude des chocs de plaques et devient très vite erroné lorsque nous considérons des impacts de projectiles de petites tailles pour lesquels les effets de bords deviennent importants. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons spécifiquement à ces impacts de petits projectiles donc nous allons utiliser la simulation numérique pour déterminer le champ de pression de façon plus précise.

Nous avons pu constater dans le chapitre précédent que les impacts hypervéloces entre matériaux ductiles soulèvent moins de problèmes que les autres. Il a donc été choisi de valider nos outils de simulation sur un cas tiré de la littérature d'impacts de billes en acier sur des cibles d'aluminium [64]. C'est l'objet de la partie 4.2. Après avoir brièvement rappelé les résultats expérimentaux en 4.2.1, nous présentons la modélisation retenue et les résultats numériques obtenus avec le code eulérien HESIONE en 4.2.2. En comparant les cratères issus de la simulation numérique à ceux obtenus expérimentalement, nous discutons la validité de notre modélisation. Nous décrivons ensuite en 4.2.3

une technique permettant d'extraire de nos simulations le chargement mécanique exercé sur la surface de la cible par le projectile. En 4.2.4, nous vérifions que la connaissance de ce chargement suffit pour déterminer le cratère final comme le suppose Pirri pour mettre en place l'analogie. Pour cela, nous réalisons une simulation indirecte dans laquelle le projectile n'est plus modélisé directement mais simplement remplacé par une condition aux limites de pression. Ne pouvant pas simplement appliquer une condition aux limites sur une face en représentation eulérienne, nous utilisons un fluide fictif pour simuler l'effet du projectile sur la cible. Après avoir présenté ce qu'est un fluide fictif et validé son utilisation, nous comparons les cratères issus des simulations indirectes à ceux issus des simulations complètes pour discuter l'hypothèse faite par Pirri. Valider l'utilisation d'un fluide fictif est une étape essentielle puisque nous utiliserons également cette technique pour simuler les tirs laser (voir Chapitre 4).

Une fois nos outils validés sur des impacts de matériaux métalliques, nous nous intéressons en partie 4.3 à des impacts de billes d'aluminium sur des cibles en EDM3 qui constitue notre matériau d'étude principal. Ce graphite poreux a un comportement fragile bien plus complexe à modéliser que les métaux. L'objectif de cette partie est donc de vérifier que notre modélisation est suffisamment satisfaisante pour pouvoir en extraire le champ de pression qui servira ensuite à établir l'analogie. Nous décrivons, en 4.3.1, les résultats que nous avons obtenus. En 4.3.2, les simulations numériques sont présentées et les résultats qui en découlent sont comparés aux mesures expérimentales. En 4.3.3, nous discutons notre modélisation et proposons des pistes d'améliorations possibles.

## 4.2 Impacts hypervéloces sur cibles d'aluminium

### 4.2.1 Données expérimentales

Pour mener cette étude fondamentale, nous avons choisi de nous intéresser à une série d'impacts hypervéloces réalisée par l'Atomic Weapons Establishment (AWE) au Royaume-Uni et le Centre d'Études de Gramat (CEG) en France. Tous les détails relatifs à cette série de tir ont été publiés dans [64]. Nous nous contenterons, ici, de rappeler le set-up expérimental utilisé (Figure 4.1.(a)) ainsi que les principaux résultats obtenus.

Huit projectiles en acier 304L de diamètre 5 $mm$ ont été lancés sur des cibles d'aluminium 6061-T6. Les cibles étaient suffisamment larges et épaisses devant les dimensions du projectile pour pouvoir être considérées comme semi-infinies. De plus, elles étaient contenues dans un bloc d'aluminium 2017-A pour éviter les réflexions d'ondes parasites.

Une fois le tir effectué, les cratères ont tous été mesurés et des profils ont été extraits de chacun d'eux. A titre d'exemple, la Figure 4.1.(b) montre le profil du cratère résultant du tir à 4170 $m.s^{-1}$. Sur ce profil, nous avons représenté le volume $V$, la profondeur $p$ et le diamètre $\phi$. Ces trois grandeurs sont définies par rapport à la surface initiale de la cible. Le Tableau 4.1 synthétise les dimensions de tous les cratères mesurés.

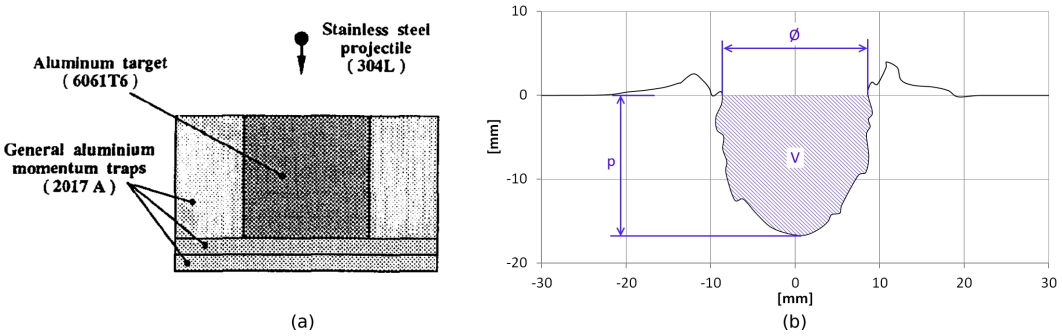


FIGURE 4.1 – (a) : Set-up utilisé [64]. (b) : Profil du cratère généré par l'impact à 4170 $m.s^{-1}$ d'une sphère en acier de 5 $mm$ de diamètre sur une cible en aluminium et définition des grandeurs $p$, $\phi$ et $V$.

TABLE 4.1 – Synthèse des dimensions des cratères expérimentaux obtenus par impact de billes en acier $\phi$ 5 mm sur des cibles en aluminium.

| Vitesse d'impact $v$ $[m.s^{-1}]$ | Profondeur $p$ $[mm]$ | Diamètre $\phi$ $[mm]$ | Volume $V$ $[mm^3]$ |
|---|---|---|---|
| 1850 | 10.0 | 9.1 | 562 |
| 2430 | 12.9 | 11.5 | 1035 |
| 4170 | 16.7 | 17.5 | 3087 |
| 5140 | 18.6 | 19.7 | 4573 |
| 6160 | 20.6 | 23.5 | 6546 |
| 6180 | 20.8 | 23.2 | - |
| 7000 | 22.0 | 25.8 | 8356 |
| 7620 | 22.5 | 26.1 | 9178 |

La Figure 4.2 montre l'évolution du volume des cratères en fonction de l'énergie cinétique du projectile. Nous observons une dépendance linéaire qui est bien connue pour les matériaux ductiles (voir 2.1.1).

### 4.2.2 Simulations numériques

Pour chacun des huit tirs, nous avons réalisé une simulation numérique avec le code d'hydrodynamique HESIONE (voir 3.2.1). Nous avons utilisé le mode eulérien qui

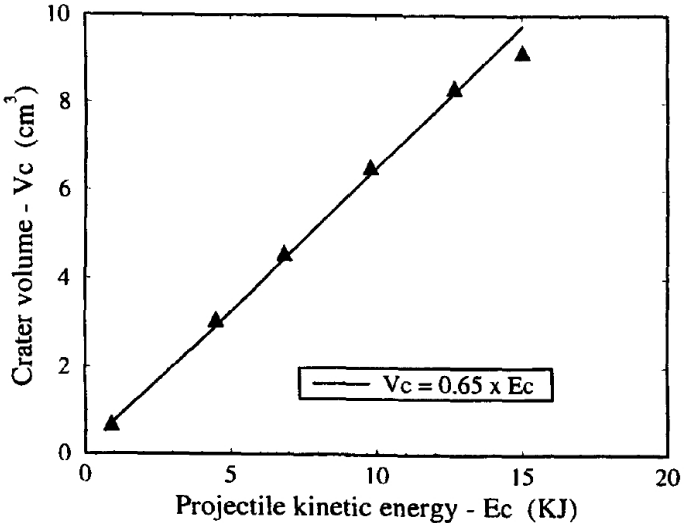


FIGURE 4.2 – Évolution du volume des cratères en fonction de l'énergie cinétique du projectile dans le cas d'impact de sphères en acier de 5 $mm$ de diamètre sur des cibles en aluminium [64].

est adapté aux grandes déformations mises en jeu lors du processus de cratérisation. Au vu de la symétrie du problème, une représentation 2D-axisymétrique a été retenue. Le domaine maillé de la cible fait 8 $cm$ de rayon et d'épaisseur et les mailles mesurent 125 $\mu m$ de côté. Une étude de convergence en maillage a été réalisée pour aboutir à ces dimensions. Une condition aux limites d'absorption est utilisée tout autour du domaine maillé.

Concernant la modélisation des matériaux, l'équation d'état du projectile en acier est décrite par la table SESAME 4272 et celle de l'aluminium par la table SESAME 3720. Le modèle SCG, décrit en 2.1.4, a été choisi pour modéliser le comportement du projectile et de la cible. Les différents paramètres choisis pour ce modèle sont présentés dans le Tableau 4.2. Pour les deux matériaux, il s'agit des jeux de paramètres proposés par Steinberg lors de la publication originale du modèle [79].

TABLE 4.2 – Paramètres du modèle SCG pour l'acier 304L et l'aluminium 6061-T6.

| | $Y_0$ $[GPa]$ | $Y_{max}$ $[GPa]$ | $G_0$ $[GPa]$ | $G_p$ | $G_T$ $[GPa.K^{-1}]$ | $\rho_0$ $[kg.m^{-3}]$ | $\beta$ | $n$ | $\epsilon_i$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 304L | 0.34 | 2.5 | 77 | 2.002 | -0.03465 | 7900 | 43 | 0.35 | 0 |
| 6061-T6 | 0.29 | 0.68 | 27.6 | 1.773 | -0.01711 | 2700 | 125 | 0.1 | 0 |

La Figure 4.3 compare le profil simulé au profil expérimental pour le cratère généré par l'impact à 4170 $m.s^{-1}$. L'accord observé entre les deux profils est très bon. Par conséquent, les profondeurs, les diamètres et les volumes simulés sont quasi-identiques à ceux mesurés expérimentalement. La seule différence notable se trouve au niveau des

lèvres du cratère. Les lèvres simulées sont plus développées que les lèvres mesurées. Cette différence provient essentiellement du choix du temps d'arrêt pour la simulation numérique, ici 20 $\mu s$. Nous avons choisi d'interrompre la simulation lorsque la partie principale du cratère n'évoluait plus et que, par conséquent, $p$, $\phi$ et $V$ avaient atteint leurs valeurs finales. Sur des temps beaucoup plus longs, les lèvres du cratère qui sont fondues (ou proches de la fusion) sont éjectées partiellement ou retombent sur la surface de la cible jusqu'à avoir suffisamment refroidi pour redevenir solides.

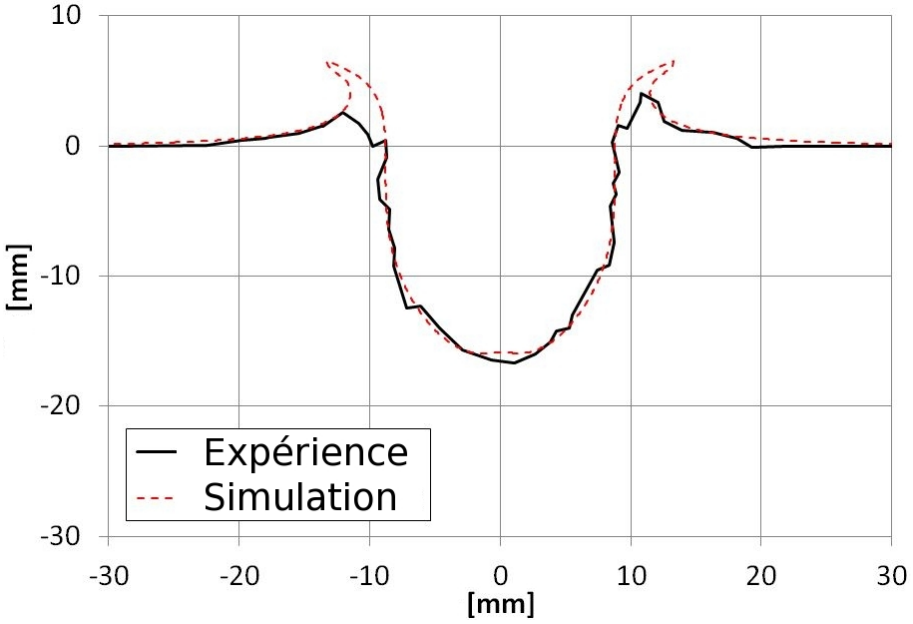


FIGURE 4.3 – Comparaison entre l'expérience et la simulation pour le cratère généré par l'impact à 4170 $m.s^{-1}$ d'une sphère en acier de 5 $mm$ de diamètre sur une cible en aluminium.

Toutes les observations faites sur la Figure 4.3 s'appliquent également aux autres cratères de la série comme en atteste la Figure 4.4 qui montre l'évolution des dimensions des cratères en fonction de l'énergie cinétique du projectile. Globalement, le très bon accord observé sur ce cas de référence valide l'utilisation du code HESIONE pour simuler les IHV.

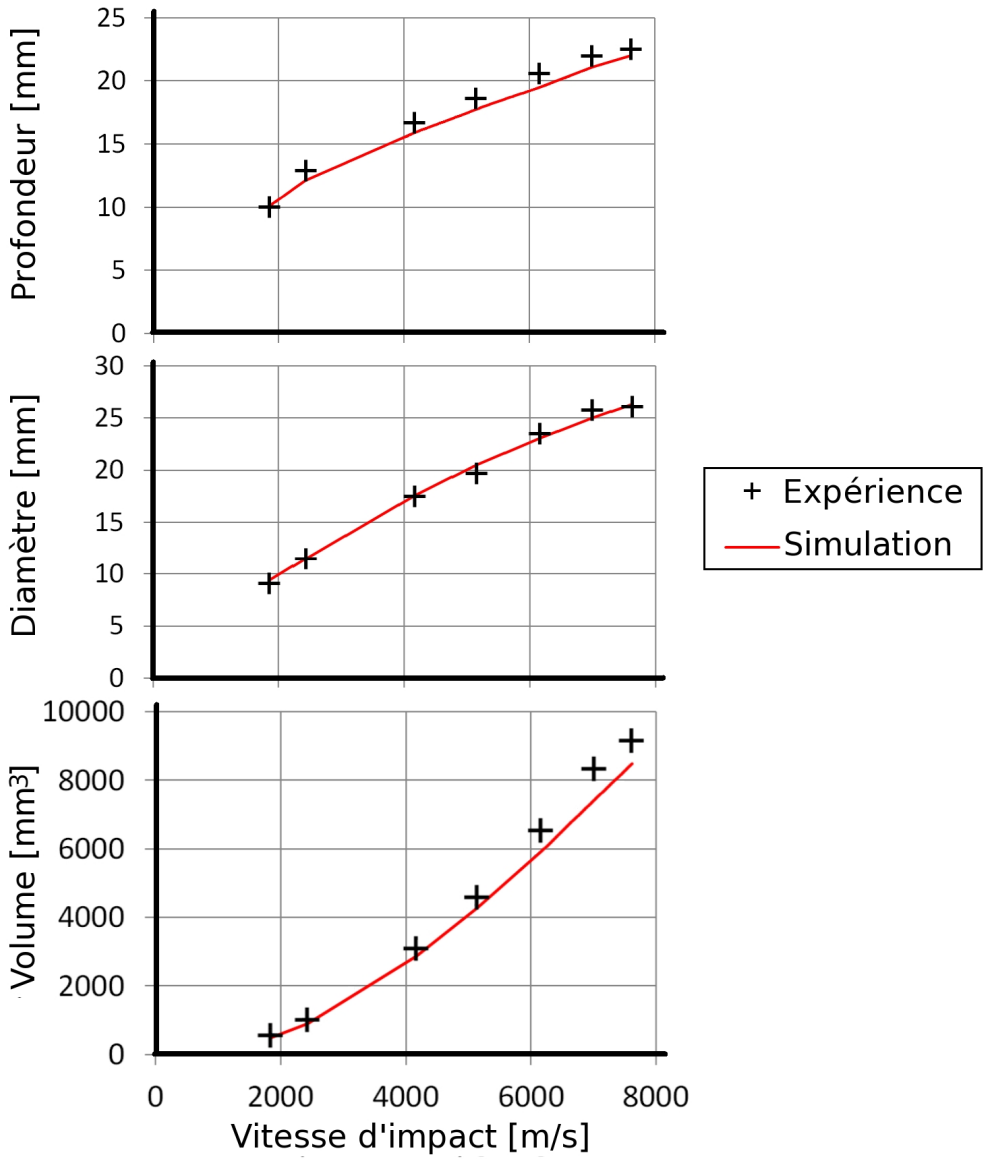


FIGURE 4.4 – Évolutions de $p$, $\phi$ et $V$ en fonction de la vitesse d'impact dans le cas d'impacts de projectiles en acier de 5 $mm$ de diamètre sur des cibles en aluminium : comparaison entre expérience et simulation.

### 4.2.3 Extraction du chargement généré par le projectile

A partir des simulations HESIONE, il est possible d'extraire le chargement mécanique généré par le projectile sur la cible. Pour ce faire, nous utilisons des particules traceuses placées juste sous la surface de la cible. Représentées par des points noirs sur la Figure 4.5, elles sont au nombre de 22 et sont toutes espacées de 250 $\mu m$ suivant $r$. A l'instant initial, elles sont positionnées dans la première maille de la cible suivant $z$. Au cours du calcul, ces particules lagrangiennes suivent le déplacement local de la matière.

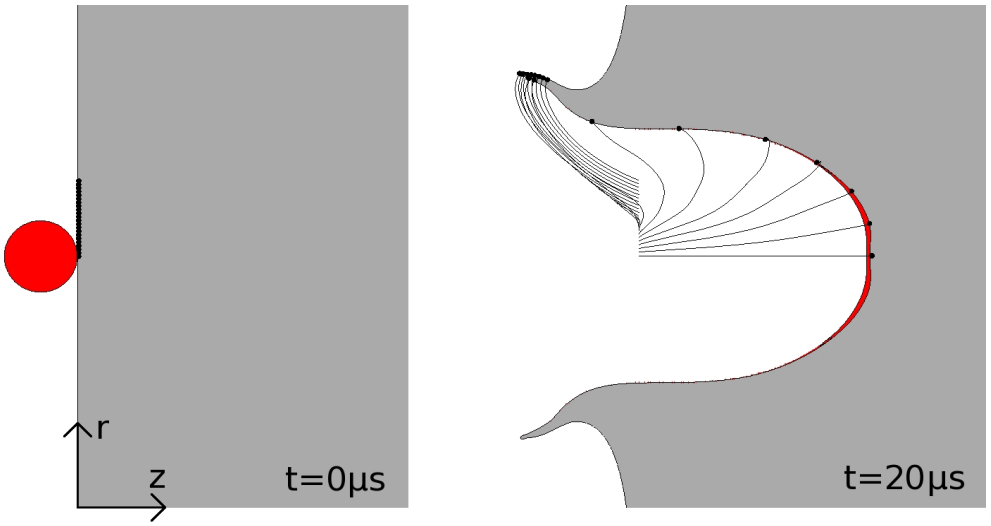


FIGURE 4.5 – Simulation eulérienne avec particules traceuses lagrangiennes de l'impact d'une sphère en acier de 5 mm de diamètre (en rouge) sur une cible en aluminium (en gris) à 4170 $m.s^{-1}$.

Toutes les 10 $ns$, nous relevons la contrainte locale $\sigma$ dans la direction de l'impact (i.e. suivant $z$) dans les mailles où se trouvent les particules traceuses. Pour une particule notée $i$, nous obtenons donc la contrainte $\sigma_i(r_i(t),t)$ où $r_i$ est la coordonnée radiale de la particule $i$. En interpolant la contrainte sur tout le réseau de particules, il est alors possible de reconstruire le champ de contrainte $\sigma(r(t),t)$ sur la grille eulérienne fixe. Le champ ainsi obtenu est représenté sur la Figure 4.6.

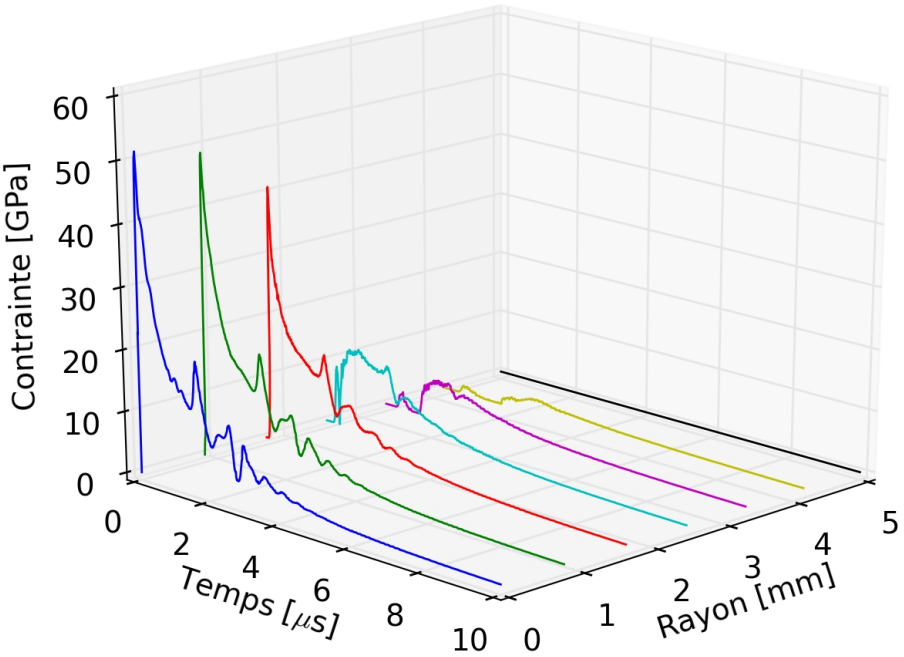


FIGURE 4.6 – Champ de contrainte axiale généré sur la surface d'une cible en aluminium impactée par une sphère en acier de 5 $mm$ de diamètre à 4170 $m.s^{-1}$.

Temporellement, la contrainte croit en quelques nanosecondes jusqu'à une valeur maximale de 50 $GPa$ sur l'axe puis elle décroit rapidement en quelques microsecondes. Cette décroissance est principalement due aux effets de bords qui sont très importants dans le cas de projectiles sphériques. Les différents pics de pression observés à partir de 1.7 $\mu s$ correspondent aux allers-retours du choc dans le projectile. Ce dernier ayant un diamètre de 5 $mm$, un temps de parcours de 1.7 $\mu s$ correspond à une vitesse de propagation d'onde d'environ 6 $km.s^{-1}$. Cette valeur est cohérente avec les niveaux de pression importants mis en jeu. Plus $t$ augmente, plus le projectile s'écrase contre la cible et devient moins épais, c'est pourquoi la période des oscillations diminue progressivement.

Spatialement, la contrainte diminue lentement jusqu'à $r = 2.5$ $mm$ (i.e. jusqu'au bord du projectile). Au delà de ce rayon, la contrainte est nettement plus faible sans pour autant être nulle. Nous pouvons notamment remarquer que le profil pris à $r \simeq 3.4$ $mm$ (en violet) présente deux pics de contrainte bien distincts temporellement. Le premier pic correspond au projectile qui s'est aplati et élargi suffisamment pour venir appuyer sur la cible à des rayons lointains. Le second pic correspond, quant à lui, à l'arrivée de l'onde de choc sphérique divergente qui a été générée par les hautes pressions présentes proche de l'axe ($r < 2.5mm$). Ces deux pics sont à peine dissociés en $r \simeq 2.7$ $mm$ (profil turquoise) alors qu'ils le sont clairement en $r \simeq 4.2$ $mm$ (profil jaune) cela est dû au temps de propagation du choc dans la cible.

### 4.2.4 Utilisation d'un fluide fictif

Selon les raisonnements de Pirri, un cratère est entièrement déterminé par la loi de pression qui a été exercée sur la surface de la cible. Afin de vérifier cette hypothèse, nous allons utiliser le champ de contrainte précédemment extrait comme condition aux limites d'une nouvelle simulation sur une cible d'aluminium vierge. Si l'hypothèse est valide, le cratère ainsi obtenu devrait être identique au cratère issu de la simulation complète de l'impact.

Les fortes déformations intervenant lors de la formation des cratères nous obligent à utiliser la représentation eulérienne pour nos simulations. Cependant, la notion de surface est ambiguë avec cette représentation. En effet, chaque maille de la grille de maillage fixe contient une certaine fraction volumique des matériaux qui la composent mais la répartition spatiale de ces matériaux au sein de la maille n'est pas connue. Il existe bien quelques algorithmes de reconstruction d'interfaces mais ceux-ci sont approximatifs et ont principalement un intérêt visuel. Pour appliquer notre chargement sur la surface de la cible, nous ne pouvons donc pas utiliser une simple condition aux limites aux faces comme nous aurions pu le faire en représentation lagrangienne. Pour remédier à ce

problème, nous avons choisi d'employer une technique alternative consistant à placer un fluide fictif devant la cible et à imposer la pression au sein de celui-ci. Le fluide pousse ainsi sur la cible en simulant l'effet d'un projectile.

La simulation avec fluide fictif de l'impact à 4170 $m.s^{-1}$ est présentée sur la Figure 4.7. A l'instant initial, la pression dans le fluide fictif est nulle puis elle satisfait à chaque instant la relation $P(r,t) = \sigma(r(t),t)$ où $\sigma$ est le champ de contrainte axiale déterminé précédemment à l'aide des particules traceuses. Toutes les autres grandeurs telles que la température, la masse volumique ou l'énergie interne ne sont pas considérées pour ce fluide.

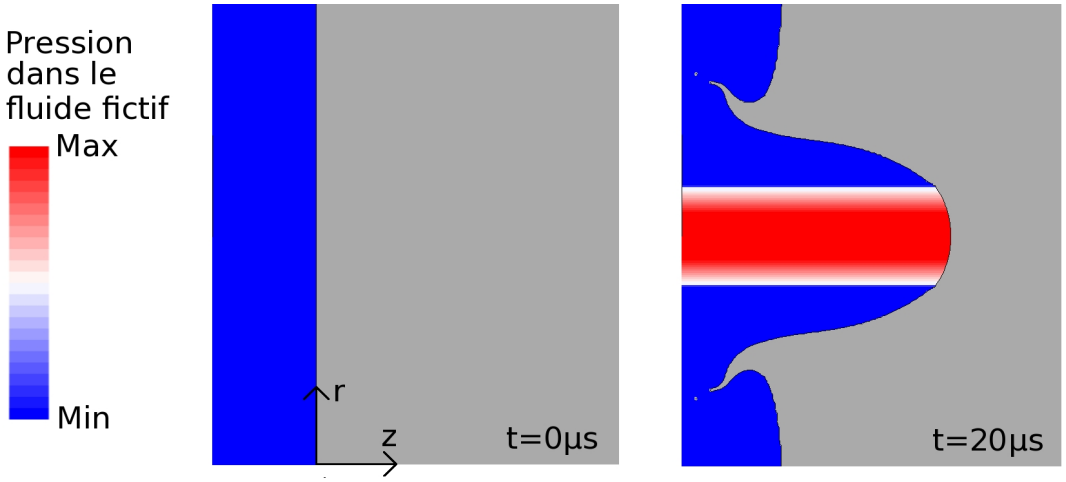


FIGURE 4.7 – Simulation eulérienne avec fluide fictif de l'impact d'une sphère en acier de 5 mm de diamètre sur une cible en aluminium (en gris) à 4170 $m.s^{-1}$.

La Figure 4.8 compare le profil du cratère issu de la simulation avec fluide fictif à celui mesuré expérimentalement. Hormis les lèvres du cratère qui ne sont pas bien reproduites pour les mêmes raisons qu'évoquées en 4.2.2, l'accord sur la partie centrale du cratère est bon. Nous remarquons toutefois que la simulation surestime le diamètre du cratère d'environ 10 %. C'est la principale différence entre la simulation avec fluide fictif et la simulation complète comme nous pouvons le voir sur la Figure 4.9. Cette différence s'explique par le fait, qu'au travers du fluide fictif, nous convertissons une contrainte axiale en une pression. Une fois appliquée sur la surface, cette pression génère une contrainte dans la cible qui peut avoir une composante axiale et une composante radiale. C'est cette dernière qui contribue à élargir le cratère. Pour corriger ce phénomène, il faudrait pouvoir connaître à chaque instant l'orientation locale de la surface de la cible. Malheureusement, cela n'est pas chose aisée en représentation eulérienne. Étant donné le faible écart observé sur la Figure 4.8, nous considérons que la méthode employée est suffisante et que des développements supplémentaires ne sont pas nécessaires.

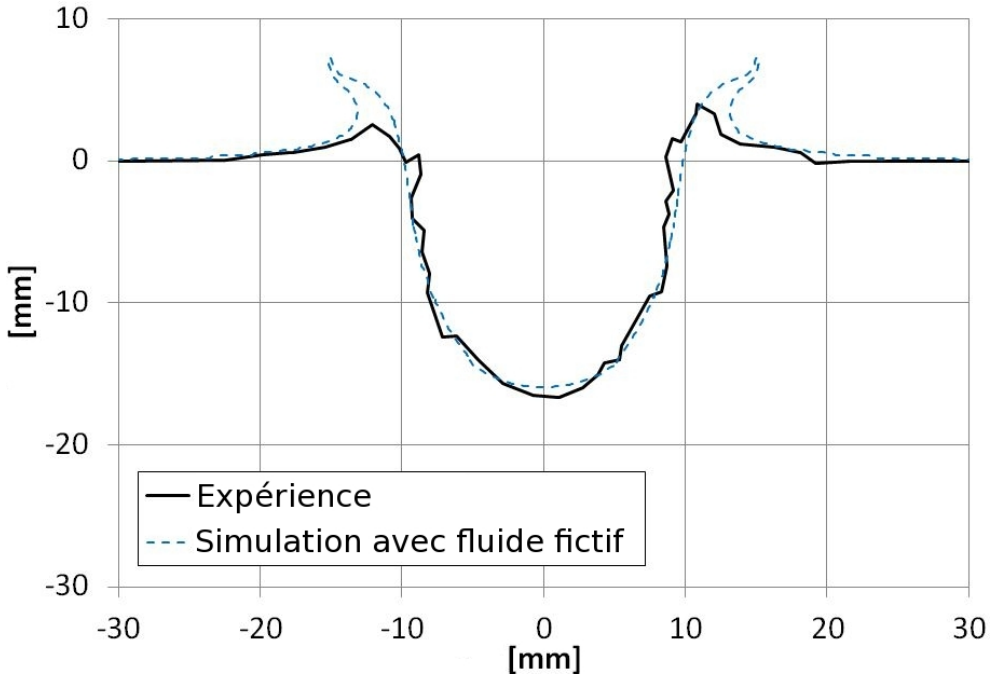


FIGURE 4.8 – Comparaison entre l'expérience et la simulation avec fluide fictif pour le cratère généré par l'impact à 4170 $m.s^{-1}$ d'une sphère en acier de 5 $mm$ de diamètre sur une cible en aluminium.

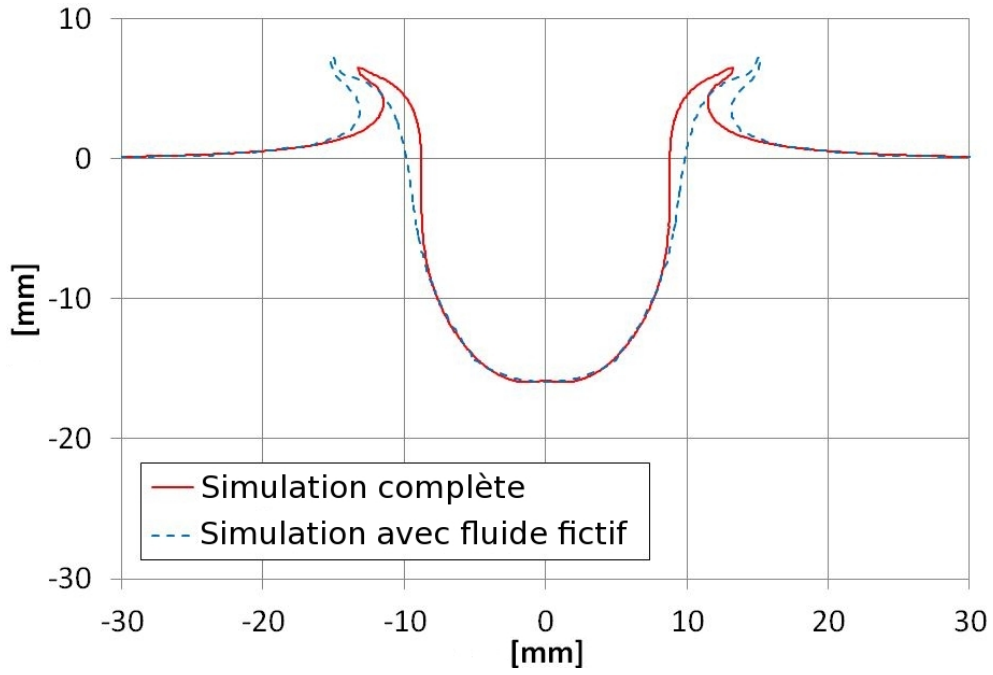


FIGURE 4.9 – Comparaison entre la simulation complète et la simulation avec fluide fictif pour le cratère généré par l'impact à 4170 $m.s^{-1}$ d'une sphère en acier de 5 $mm$ de diamètre sur une cible en aluminium.

La Figure 4.10 synthétise les résultats obtenus pour l'ensemble des cratères de la série de tir. Nous notons que les remarques faites pour le cratère à 4170 $m.s^{-1}$ peuvent

se généraliser. La profondeur simulée reste identique lorsque nous utilisons un fluide fictif. Le diamètre est, quant à lui, légèrement surestimé d'environ 10 % mais cette différence ne modifie pas significativement le volume. Globalement, ces observations valident l'hypothèse affirmant qu'un cratère est entièrement déterminé par la loi de pression qui est appliquée sur la surface. Par ailleurs, l'utilisation d'un fluide fictif pour appliquer une pression sur une surface en représentation eulérienne est également validée. Nous utiliserons à nouveau cette technique pour modéliser les tirs laser au Chapitre 5.

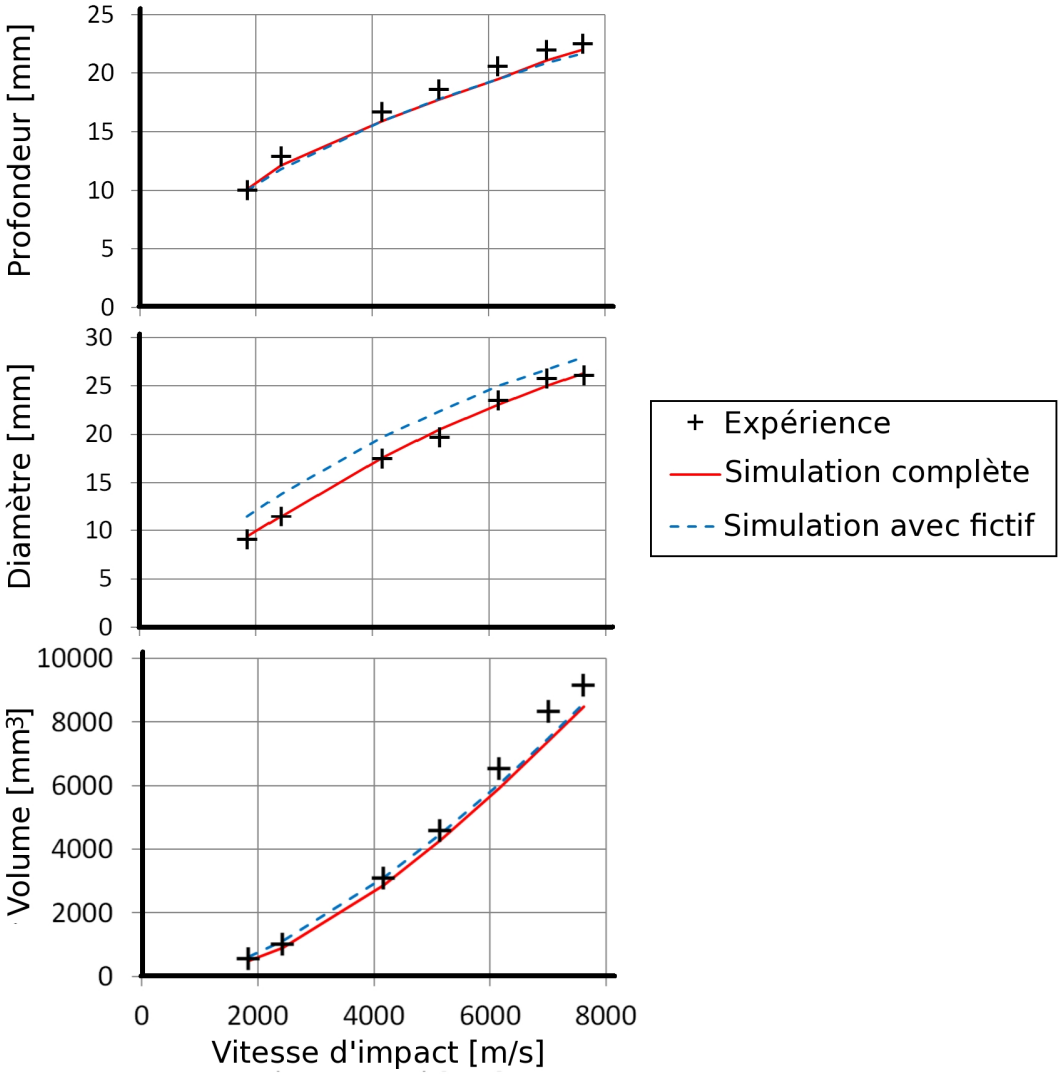


FIGURE 4.10 – Évolutions de $p$, $\phi$ et $V$ en fonction de la vitesse d'impact dans le cas d'impacts de projectiles en acier de 5 $mm$ de diamètre sur des cibles en aluminium : comparaison entre expérience, simulations complète et indirecte avec fluide fictif.

## 4.3 Impacts hypervéloces sur cibles d'EDM3

### 4.3.1 Données expérimentales

Maintenant que nos outils de simulation ont été validés sur des impacts entre matériaux ductiles, nous pouvons étendre leur utilisation à des matériaux plus complexes tels que les matériaux fragiles. Dans cette partie, nous considérons une série de six impacts de billes en aluminium 2024 sur des cibles en EDM3 obtenue dans le cadre de cette thèse. Ces tirs ont été réalisés chez THIOT Ingénierie [42] sur le lanceur double-étage HERMES (voir 3.1.1). Les vitesses d'impacts mesurées sont comprises en 1175 et 5475 $m.s^{-1}$.

Tous les cratères obtenus ont été mesurés en utilisant le profilomètre optique du CESTA (voir 3.1.4). La Figure 4.11.(a) présente une vue de dessus du cratère généré par l'impact à 3572 $m.s^{-1}$. Une coupe de ce cratère est présentée en parallèle de cette reconstruction sur la Figure 4.11.(b).

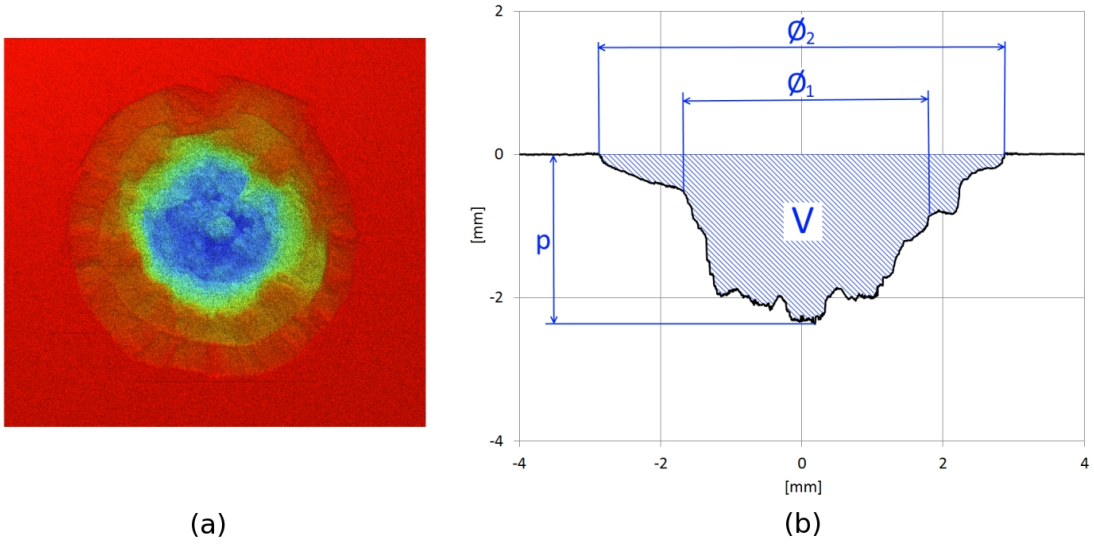


FIGURE 4.11 – (a) : Vue de dessus du cratère généré par l'impact à 3572 $m.s^{-1}$ d'une sphère en aluminium $\phi$ 1 $mm$ sur une cible en EDM3. (b) : Profil de ce cratère et définition des grandeurs $p$, $\phi_1$, $\phi_2$ et $V$.

L'allure générale du cratère est typique des cratères sur cibles fragiles (voir Figure 2.4) : un volume central entouré d'une écaille en surface. Pour chaque cratère, nous avons extrait de la mesure la profondeur maximale $p$, le diamètre intérieur du cratère central $\phi_1$, le diamètre extérieur de l'écaille $\phi_2$ et le volume total $V$. Ces quatre grandeurs sont définies sur la Figure 4.11.(b). Le Tableau 4.3 synthétise les mesures effectuées sur l'ensemble des cratères de la série de tirs. Nous avons également intégré à ce tableau la profondeur $p_{tomo}$ de la fissure la plus profonde observée sur les clichés tomographiques qui seront présentés par la suite.

TABLE 4.3 – Synthèse des dimensions des cratères expérimentaux obtenus par impact de billes en aluminium $\phi$ 1 mm sur des cibles en EDM3.

| $v$ $[m.s^{-1}]$ | $p$ $[mm]$ | $p_{tomo}$ $[mm]$ | $\phi_1$ $[mm]$ | $\phi_2$ $[mm]$ | $V$ $[mm^3]$ |
|---|---|---|---|---|---|
| ± 3 % | ± 1 % | ± 10 % | ± 40 % | ± 10 % | ± 5 % |
| 1175 | 1.15 | 1.32 | 2.1 | 2.7 | 2.5 |
| 2481 | 1.95 | 2.44 | 3.4 | 4.2 | 8.7 |
| 3347 | 2.34 | - | 4.4 | 5.4 | 17.8 |
| 3572 | 2.36 | 3.05 | 4.5 | 5.8 | 21.4 |
| 4670 | 2.87 | 3.42 | 5.2 | 6.6 | 34.9 |
| 5475 | 3.15 | $> 4$ | 5.9 | 7.4 | 47.2 |

Les définitions de la profondeur maximale et du volume ne souffrent d'aucune ambiguïté. L'incertitude sur ces valeurs dépend uniquement de la précision de mesure du profilomètre et de la définition de la surface initiale. Nous estimons que l'incertitude sur la profondeur maximale n'excède pas 1 % et que celle sur le volume est d'environ 5 %. A l'inverse, la mesure des diamètres est nettement moins évidente car les cratères ne sont pas parfaitement axisymétriques. De plus, il arrive que l'écaille ne soit pas complètement formée tout autour du cratère comme nous pouvons le voir sur le profil de la Figure 4.11.(b). A gauche de celui-ci, l'écaille se distingue assez facilement du volume principal tandis qu'à droite, la frontière est beaucoup moins nette. Cela engendre une incertitude relativement importante sur les diamètres. Nous estimons qu'elle est de l'ordre de 40 % pour $\phi_1$ et 10 % pour $\phi_2$.

Sur la Figure 4.12, nous avons tracé l'évolution du volume de cratère $V$ en fonction de l'énergie cinétique $E$ du projectile. Aux données de notre étude (en noir), nous avons ajouté les données obtenues par Seisson avec des billes en acier de diamètre 0.5 $mm$ [57]. Dans le cas des billes en aluminium, nous constatons que $V$ augmente proportionnellement à $E$ tandis que dans le cas des billes en acier, $V$ augmente proportionnellement à $E^2$. Seisson avait montré par tomographie que les billes en acier se piégeaient au sein de la cible (voir Figure 2.5) ce qui pouvait expliquer cette dépendance à $E^2$ surprenante.

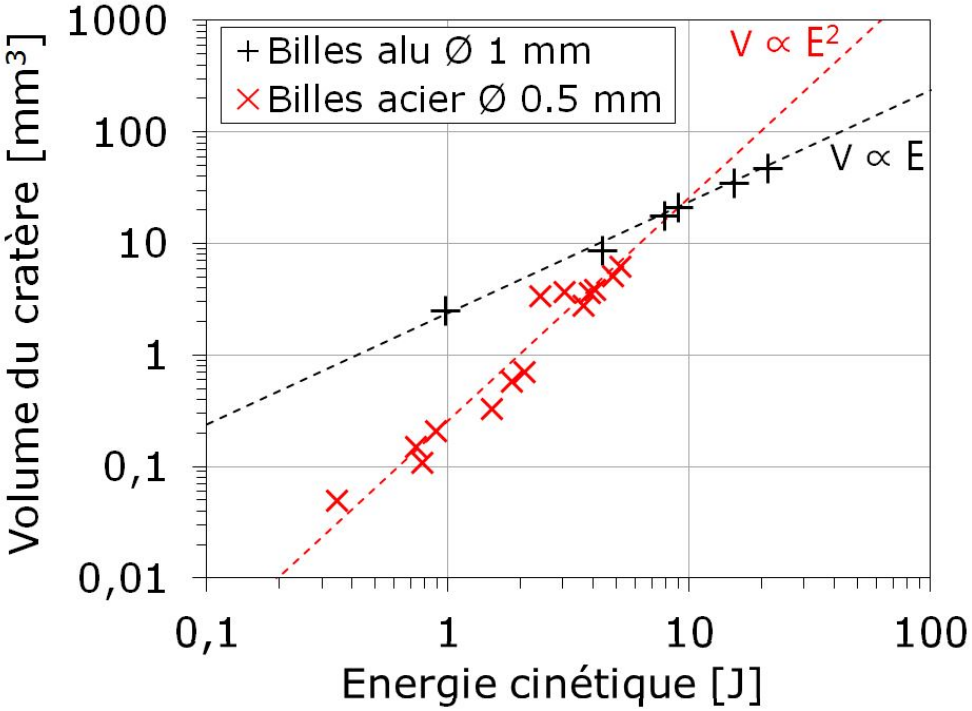


FIGURE 4.12 – Évolution du volume de cratère en fonction de l'énergie cinétique du projectile. En noir : billes en aluminium $\phi$ 1 mm impactant des cibles en EDM3 (données de l'étude). En rouge : billes en acier $\phi$ 0.5 mm impactant des cibles en EDM3 (données extraites de [57])

Nous avons, nous aussi, réalisé des tomographies des cratères obtenus avec les billes en aluminium pour voir si ce phénomène de piégeage intervenait également. Ces mesures ont été effectuées par le laboratoire 3SR de Grenoble. La Figure 4.13 présente des coupes extraites de ces tomographies. Le projectile en aluminium étant plus dense que l'EDM3, il apparaîtrait en blanc sur ces clichés. Ici, il est absent quelle que soit la vitesse d'impact considérée. Le phénomène de piégeage n'intervient donc pas avec ce type de projectile.

Nous pouvons également remarquer sur la Figure 4.13 que de nombreuses fractures sont présentes sous le cratère et autour de celui-ci. Nous devons garder à l'esprit que le matériau est affecté sur une profondeur et un volume nettement plus importants que ceux mesurés au profilomètre qui permet uniquement d'observer le cratère de vide visible depuis le dessus de l'échantillon. La différence entre $p_{tomo}$ et $p$ donne une estimation de l'épaisseur de la zone endommagée sous le cratère apparent (voir Tableau 4.3). Dans notre cas, cette épaisseur représente entre 15 et 25 % de $p$.

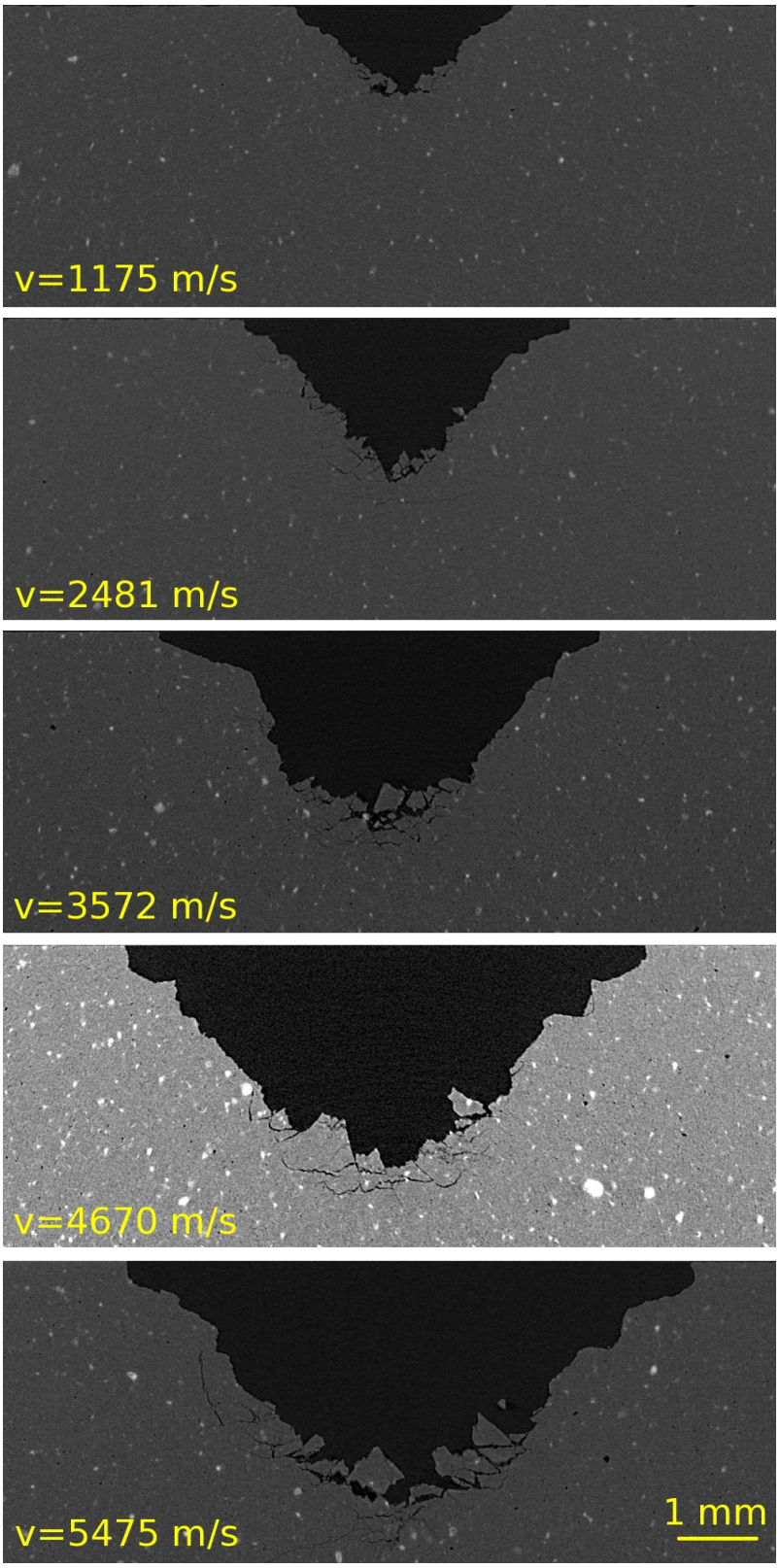


FIGURE 4.13 – Coupes extraites des tomographies des cratères générés par des impacts de billes en aluminium $\phi$ 1 mm sur des cibles en EDM3 à différentes vitesses d'impact (mesures réalisées par le laboratoire 3SR de Grenoble).

### 4.3.2 Simulations numériques

L'ensemble de ces tirs a été simulé à l'aide du code HESIONE (voir 3.2.1). Il s'agit de simulations similaires à celles présentées en 4.2.2 mais cette fois les mailles mesurent 25 $\mu m$ de côté et la zone maillée de la cible fait 15 $mm$ de rayon et d'épaisseur.

Pour modéliser le projectile en aluminium 2024, nous avons utilisé la table SESAME 3720 et le modèle SCG (voir 2.1.4). Les paramètres du modèle retenus pour ces simulations sont présentés dans le Tableau 4.4.

TABLE 4.4 – Paramètres du modèle SCG pour l'aluminium 2024.

| $Y_0$ $[GPa]$ | $Y_{max}$ $[GPa]$ | $G_0$ $[GPa]$ | $G_p$ | $G_T$ $[GPa.K^{-1}]$ | $\rho_0$ $[kg.m^{-3}]$ | $\beta$ | $n$ | $\epsilon_i$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.42 | 0.81 | 26.7 | 1.7408 | -0.01645 | 2700 | 965 | 0.1 | 0 |

L'EDM3 est, quant à lui, modélisé par le modèle POREQST qui a été présenté en 2.1.4. La Figure 4.14 rappelle le fonctionnement de ce modèle dans le plan d'énergie interne nulle pour un matériau purement hydrodynamique. Dans le cas présent, l'équation d'état du matériau dense est décrite par la table SESAME 7832 du carbone dense. La courbe de compactage a été obtenue à partir d'essais de compression confinée quasi-statique (voir Figure 3.7). La surface élastique du matériau poreux est décrite par une densité $\rho_0 = 1754\ kg.m^{-3}$, un module de compressibilité $K_0 = 5.63\ GPa$, une limite élastique $Y_0 = 100\ MPa$ et un module de cisaillement $G_0 = 3.13\ GPa$. La courbe de réouverture des pores est définie par la valeur $P_L = 140\ MPa$. Pour modéliser l'endommagement de l'EDM3, nous utilisons deux critères distincts selon le type de sollicitation (compression ou traction). Nous représentons cet endommagement par une variable qui va de 0 pour un matériau sain à 1 pour un matériau totalement endommagé. En compression, nous considérons qu'une maille est endommagée si la déformation plastique locale atteint $\epsilon_p = 50\ \%$. Dans ce cas, la variable d'endommagement vaut 1 dans cette maille et nous y imposons également $P_L = 0$ pour signifier qu'elle n'a plus aucune résistance en traction. Le matériau se comporte alors comme de la poudre. En traction, l'endommagement intervient sur la courbe de réouverture des pores si $\alpha_i = \frac{\rho_s}{\rho_i} \leq 1.2$. La variable d'endommagement passe alors à 1 dans la maille concernée. Tous ces paramètres du modèle ont été recalés par le laboratoire sur une gamme variée d'essais dynamiques [57, 118].

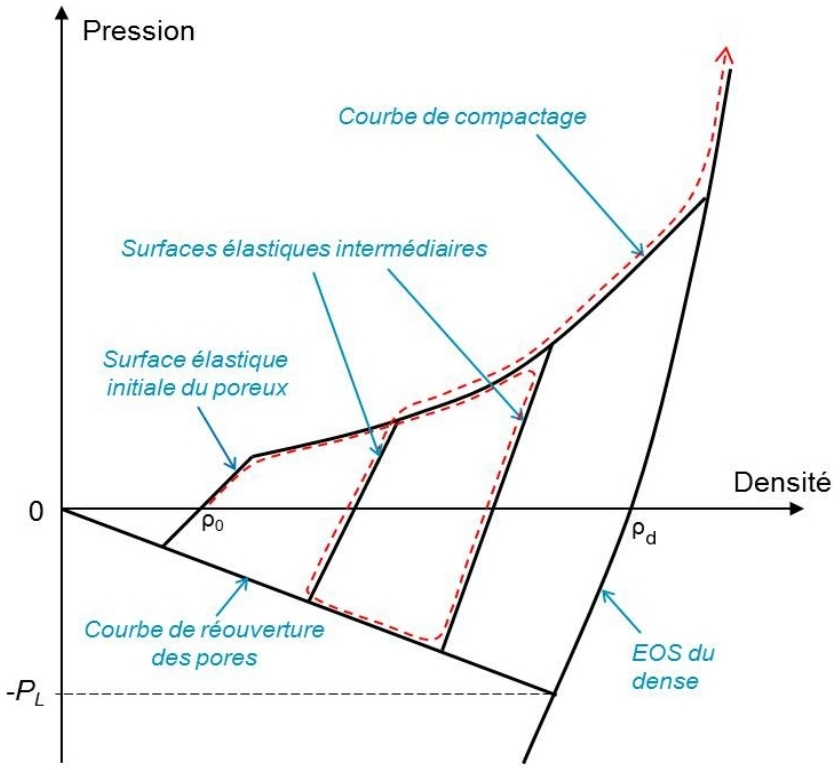


FIGURE 4.14 – Représentation du modèle POREQST dans le plan d'énergie interne nulle pour un matériau purement hydrodynamique. Un exemple de chemin de compression-traction-compression est matérialisé par la flèche en pointillés rouges.

La Figure 4.15 compare le résultat de la simulation avec le profil de cratère mesuré au profilomètre pour deux vitesses d'impact : 2481 $m.s^{-1}$ et 5475 $m.s^{-1}$. Dans les zones bleues de la simulation, la variable d'endommagement vaut 0 tandis que dans les zones rouges, elle vaut 1. Pour que notre simulation soit totalement validée, nous souhaiterions donc que le profil noir se trouve au sein de la zone rouge.

Pour l'impact à 2481 $m.s^{-1}$, nous constatons que la profondeur $p$ est surestimée d'environ 35 % par la simulation. A l'inverse, le diamètre $\phi_1$ est sous-estimé de 25 %. Dans la simulation, nous pouvons remarquer un début d'endommagement sur les bords du cratère qui suggère la formation d'une écaille. Celle-ci semble avoir le bon diamètre $\phi_2$.

Pour l'impact à 5475 $m.s^{-1}$, l'écart sur la profondeur est moins conséquent même si la simulation surestime toujours $p$ d'environ 20 %. A nouveau, le diamètre $\phi_1$ est sous-estimé de près de 30 %. Cette fois, nous n'observons pas la formation de l'écaille sur les bords du cratère simulé donc la restitution du diamètre $\phi_2$ ne peut être discutée.

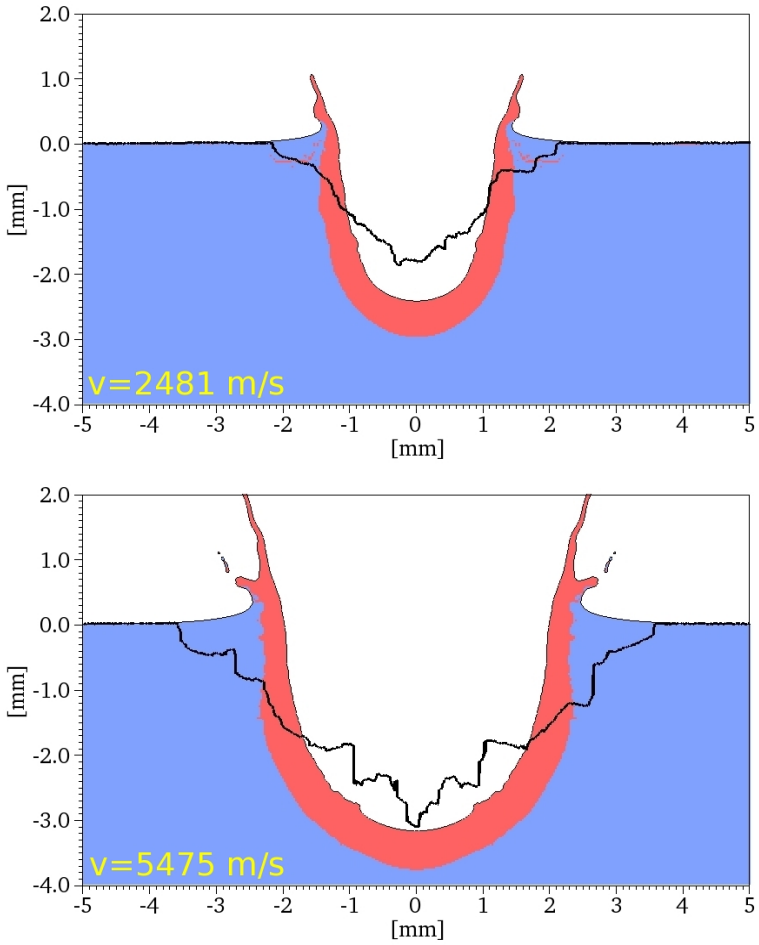


FIGURE 4.15 – Comparaison entre les résultats numériques (en rouge et bleu) et les profils de cratère mesurés au profilomètre (lignes noires) pour des impacts à 2481 $m.s^{-1}$ et 5475 $m.s^{-1}$ de billes en aluminium $\phi$ 1 $mm$ sur des cibles en EDM3. Dans les zones bleues, le matériau cible n'est pas endommagé tandis que dans les zones rouges, il l'est.

Grâce aux tomographies présentées en 4.3.1, nous avons pu constater que de nombreuses fissures étaient présentes sous et autour des cratères. Ces fissures permettent d'estimer l'étendue réelle de la zone endommagée même si nous savons que des fissures plus petites n'ont probablement pas été détectées à la tomographie. La Figure 4.16 compare tomographies et simulations pour les impacts à 2481 $m.s^{-1}$ et 5475 $m.s^{-1}$. Nous confirmons le fait que $p$ soit surestimée par la simulation à 2481 $m.s^{-1}$ mais nous constatons qu'à 5475 $m.s^{-1}$, $p$ est très bien reproduite contrairement à ce que pouvait laisser penser la Figure 4.15. De gros fragments obstruent le fond du cratère et la profondeur ne peut donc pas être mesurée correctement au profilomètre. Globalement, nous pouvons également souligner que l'étendue de la zone endommagée semble bien restituée par notre simulation, hormis au niveau de l'écaille. Avec un critère d'endommagement approprié, il serait probablement possible de déterminer l'étendue de la zone d'écaillage à condition que l'écaille apparaisse pendant la formation du cratère. En effet, il est également

possible que l'écaille apparaisse plus tardivement. Nous pouvons, par exemple, envisager qu'elle soit créée lors de l'éjection des fragments présents au fond du cratère.

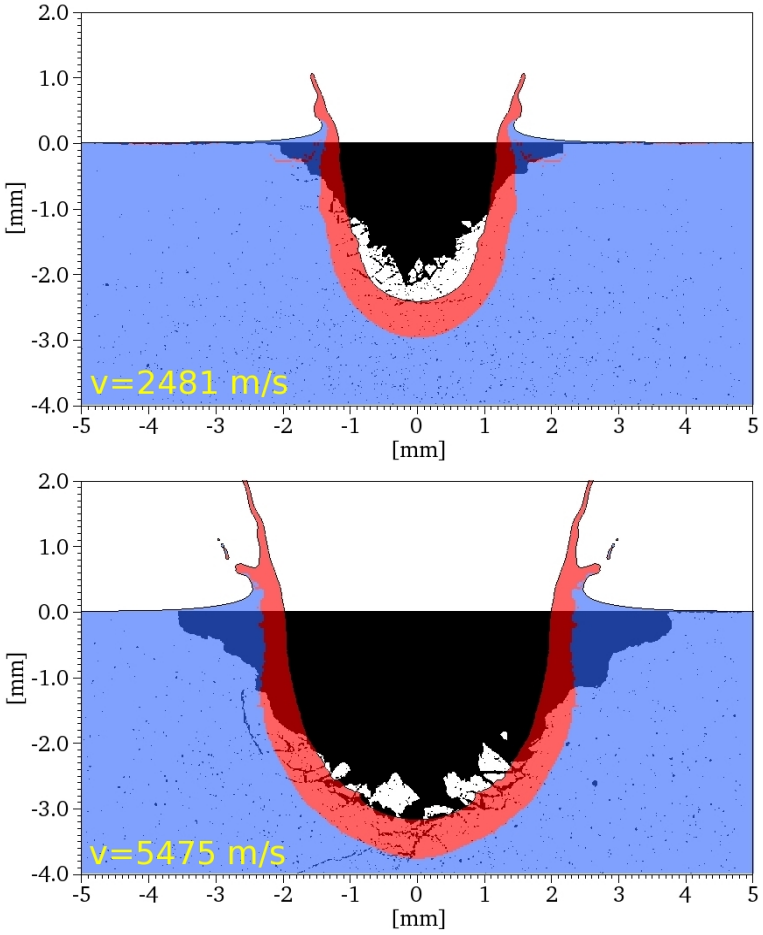


FIGURE 4.16 – Comparaison entre les résultats numériques (en rouge et bleu) et des coupes tomographiques (en noir et blanc) pour des impacts à 2481 $m.s^{-1}$ et 5475 $m.s^{-1}$ de billes en aluminium $\phi$ 1 $mm$ sur des cibles en EDM3. Dans les zones bleues, le matériau cible n'est pas endommagé tandis que dans les zones rouges, il l'est.

Toutes les données expérimentales et numériques de la série de tirs sont synthétisées sur la Figure 4.17. Seules les incertitudes sur les diamètres expérimentaux sont représentées car ce sont les plus significatives. Toutes les autres incertitudes sont plus petites que les symboles utilisés ici. Les grandeurs simulées ont été relevées en incluant ou non la zone endommagée. Pour chaque cratère, en plus de la profondeur mesurée au profilomètre, nous avons également relevé la profondeur de la dernière fissure visible sur la tomographie. Nous constatons que l'accord sur la profondeur n'est pas satisfaisant à basse vitesse mais qu'il est correct à haute vitesse. Le léger seuil visible aux environs de 3000 $m.s^{-1}$ sur l'évolution de la profondeur simulée est lié à la résistance mécanique du projectile. Au delà de ce seuil, la simulation conduit au même résultat si nous supposons un comportement hydrodynamique pur pour le projectile. Concernant le diamètre $\phi_1$, il est sous-estimé numériquement d'environ 25 % quelle que soit la vitesse d'impact

considérée mais la tendance prédite reste correcte. Le diamètre $\phi_2$ est bien reproduit sur les deux simulations à basse vitesse mais aucune écaille n'apparaît sur les simulations à plus haute vitesse. L'évolution du volume a également été tracée sur cette figure à titre indicatif mais la confrontation entre expérience et simulation est litigieuse pour cette grandeur. En effet, le volume mesuré au profilomètre inclut l'écaille entourant le cratère tandis que le volume simulé ne l'inclut pas. Cette écaille représente pourtant une part très importante du volume total. Nous comparons donc ici des volumes fondamentalement différents.

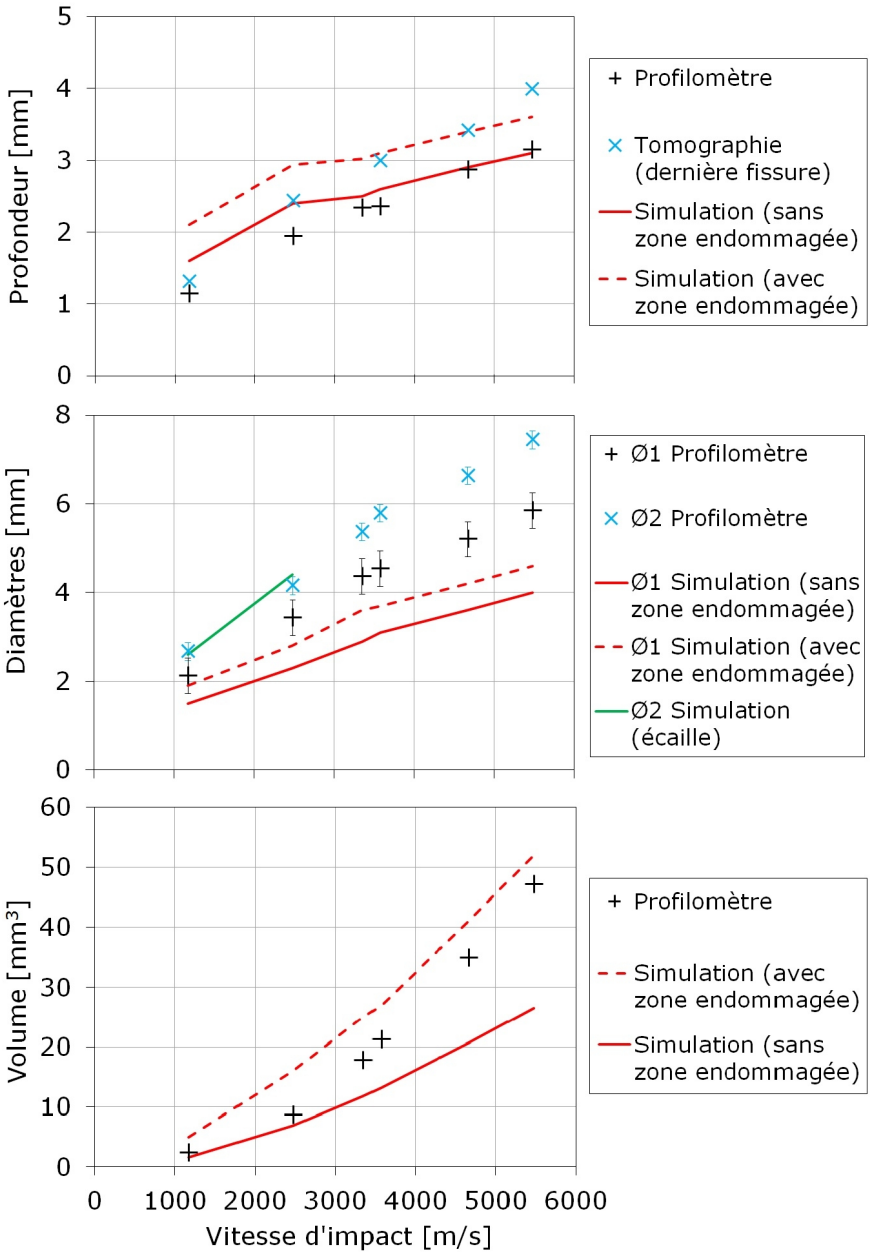


FIGURE 4.17 – Évolutions de $p$, $\phi$ et $V$ en fonction de la vitesse d'impact dans le cas d'impacts de projectiles en aluminium de 1 $mm$ de diamètre sur des cibles en EDM3 : comparaison entre expérience et simulation.

De la même façon que pour les tirs sur aluminium, il est possible d'extraire le chargement généré par le projectile sur la cible en utilisant des particules traceuses. Le champ de contrainte obtenu dans le cas du tir à 5475 $m.s^{-1}$ est présenté sur la Figure 4.18. L'allure globale est très similaire à celle observée sur aluminium (voir Figure 4.6) même si cette fois les rebonds dus aux allers-retours du choc dans le projectile sont nettement moins marqués. A nouveau, deux pics temporels successifs sont observés lorsque le rayon est supérieur au rayon du projectile (i.e. 0.5 $mm$).

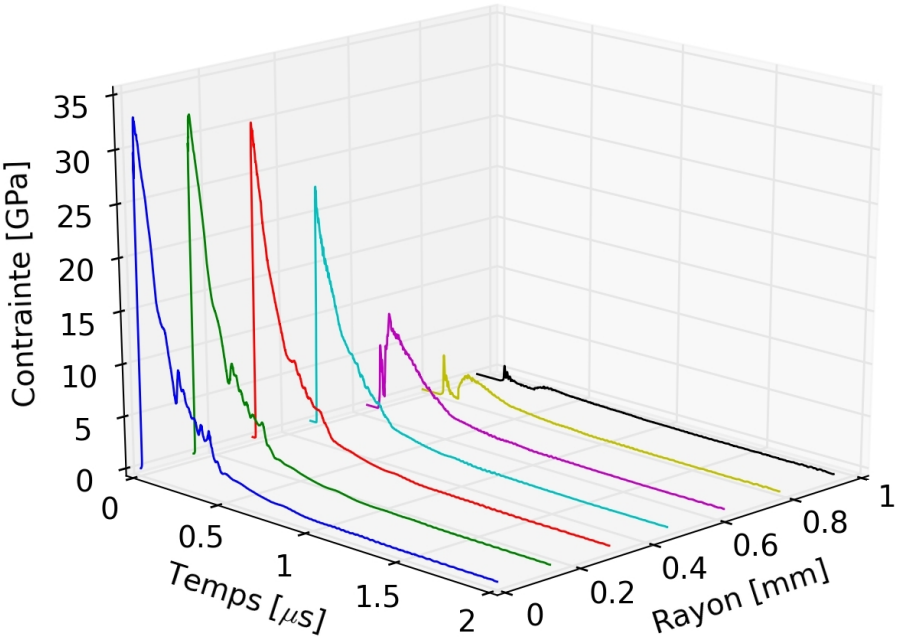


FIGURE 4.18 – Champ de contrainte axiale généré sur la surface d'une cible en EDM3 impactée par une sphère en aluminium de 1 $mm$ de diamètre à 5475 $m.s^{-1}$.

### 4.3.3 Discussion sur la modélisation

Nous avons constaté dans la partie précédente que notre restitution des cratères sur EDM3 était correcte mais qu'elle restait perfectible. Pour des vitesses d'impact faibles, les profondeurs des cratères sont systématiquement surestimées par la simulation numérique et, pour des vitesses d'impact élevées, nous n'observons pas de formation d'écaille sur les bords. Dans cette partie, nous allons proposer des modifications à apporter à notre modélisation dans le but de combler ces lacunes.

Pour corriger le problème à faibles vitesses d'impact, deux pistes peuvent être explorées. La première consiste à modifier le modèle d'aluminium du projectile tandis que la seconde consiste à modifier le modèle d'EDM3 de la cible. Diminuer la résistance mécanique du projectile contribue à diminuer la profondeur du cratère à basse vitesse et n'a pas d'influence à haute vitesse. Pour illustrer ce phénomène, nous avons réalisé

une simulation de l'impact à 2481 $m.s^{-1}$ dans le cas extrême où nous supposons que le projectile a un comportement purement hydrodynamique. Le résultat ainsi obtenu est comparé à la coupe tomographique correspondante sur la Figure 4.19. Nous constatons que la profondeur du cratère est effectivement moins importante que sur la Figure 4.16 et que, par conséquent, l'accord avec la mesure expérimentale est meilleur. Toutefois, il faut garder à l'esprit que les projectiles utilisés expérimentalement étaient constitués d'aluminium 2024 et que ce matériau ne devrait pas avoir un comportement purement hydrodynamique dans la gamme de pression considérée. Les coefficients du modèle SCG que nous avons choisi d'utiliser pourraient éventuellement être ajustés légèrement pour améliorer la restitution tout en restant représentatifs de l'aluminium 2024 mais la profondeur des cratères resterait surestimée.

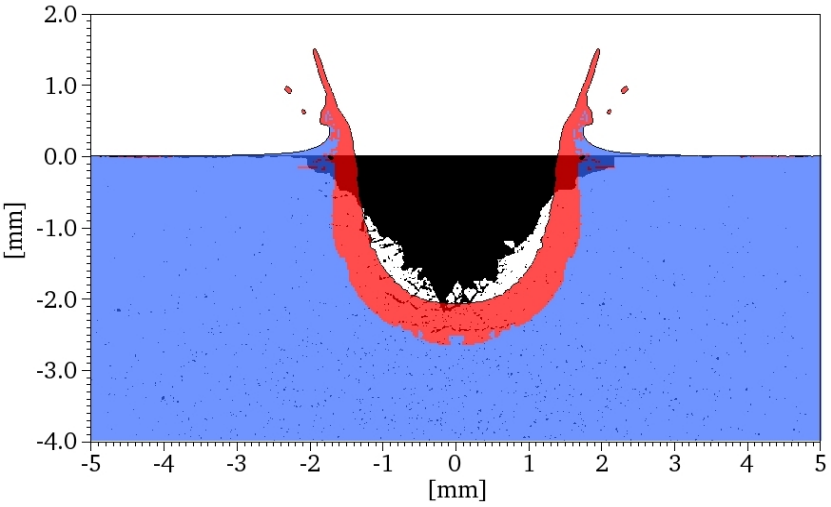


FIGURE 4.19 – Comparaison entre le résultat numérique obtenu en supposant une comportement hydrodynamique du projectile (en rouge et bleu) et une coupe tomographique (en noir et blanc) pour l'impact à 2481 $m.s^{-1}$ d'une bille en aluminium $\phi$ 1 $mm$ sur une cible en EDM3.

La modélisation de l'EDM3 peut elle aussi avoir une influence sur la profondeur du cratère. Nous avons vu en 3.3.2, qu'un phénomène d'hystérésis était observé sur ce matériau lors d'un essai de compression confinée cyclée (voir Figure 3.7). A la fin de chaque cycle, lorsque la contrainte est relâchée et devient nulle dans le matériau, la déformation redevient elle aussi presque nulle. Rien ne permet d'affirmer que ce phénomène observé en quasi-statique soit également présent en dynamique mais c'est tout de même probable. Pourtant, le modèle POREQST que nous avons utilisé pour nos simulations ne permet pas de considérer ce phénomène. En effet, si le matériau subit une compression au-delà du seuil de compactage puis qu'il est relaxé jusqu'à une pression nulle, il reste fortement comprimé avec une densité $\rho_i$ qui peut être nettement supérieure à sa densité initiale $\rho_0$.

Afin de tenir compte du phénomène d'hystérésis, Benjamin Jodar a modifié, pendant son projet de fin d'études, le modèle POREQST en introduisant une nouvelle surface, appelée surface d'hystérésis, qui a pour but de ramener progressivement la densité du matériau vers la densité initiale du poreux à la suite d'un cycle de charge/décharge [119]. Bien que fidèle aux observations expérimentales, ce modèle pose quelques problèmes de stabilité numérique. Nous l'avons donc modifié légèrement afin de résoudre ces problèmes. Le nouveau modèle ainsi obtenu est présenté sur la Figure 4.20. Cette fois, après un cycle de charge/décharge, le matériau reste légèrement comprimé. La surface d'hystérésis est entièrement définie par la valeur de $P_H$ qui fixe son intersection avec l'équation d'état du matériau dense. A son autre extrémité, elle rejoint l'intersection de la surface élastique initiale et de la surface de réouverture des pores.

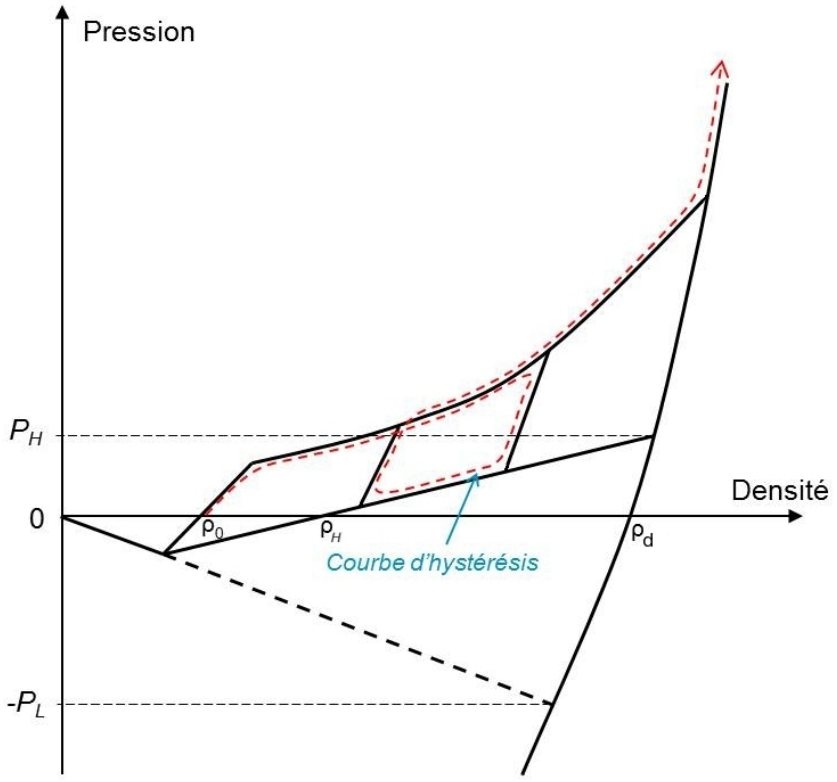


FIGURE 4.20 – Représentation du modèle POREQST modifié pour tenir compte du phénomène d'hystérésis dans le plan d'énergie interne nulle pour un matériau purement hydrodynamique. Un exemple de chemin de compression-relaxation-compression est matérialisé par la flèche en pointillés rouges.

La Figure 4.21 compare le résultat numérique obtenu en utilisant ce nouveau modèle à hystérésis avec une coupe tomographique dans le cas de l'impact à 2481 $m.s^{-1}$. Ici, la valeur de $P_H$ a été fixée à 210 $MPa$. Cette valeur conduit à une porosité résiduelle de 13 % après un cycle de charge-décharge, i.e. une porosité résiduelle $\rho_H$ égale à 1952 $kg.m^{-3}$. Nous constatons que le cratère simulé est légèrement moins profond que sur la Figure 4.16. Cela s'explique par le fait que la matière comprimée sous le cratère a

vu sa densité rediminuer quand la pression est devenue plus faible. Globalement, même en faisant varier la valeur de $P_H$, le cratère simulé reste toujours plus profond que le cratère expérimental. Le gain n'étant pas significatif par rapport au modèle POREQST classique nous avons choisi de ne pas utiliser le modèle à hystérésis dans la suite de ce manuscrit. En toute rigueur, son utilisation nécessiterait au préalable une phase de validation fastidieuse sur une large gamme d'essais comme cela a été fait par le laboratoire avec le modèle POREQST classique. Notons, par ailleurs, que l'écaille sur les bords du cratère est complètement absente de cette simulation.

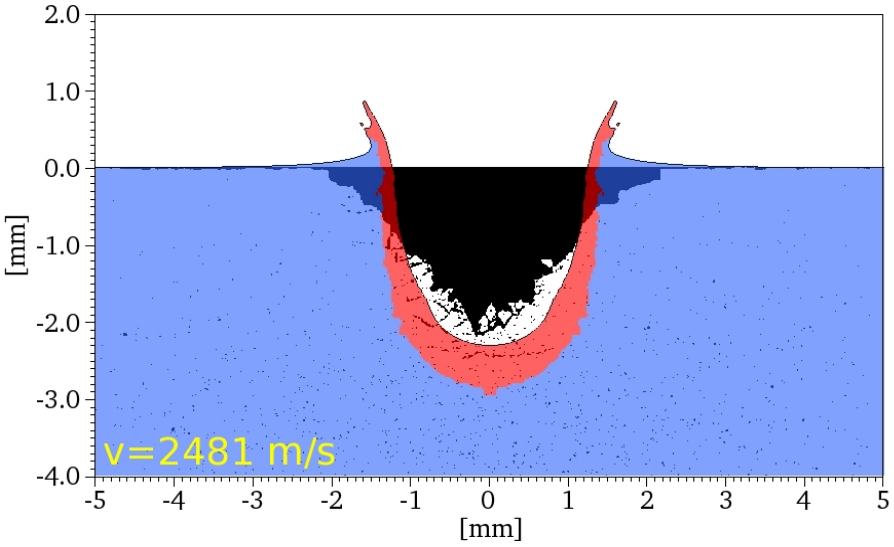


FIGURE 4.21 – Comparaison entre le résultat numérique obtenu avec le modèle POREQST à hystérésis (en rouge et bleu) et une coupe tomographique (en noir et blanc) pour l'impact à 2481 $m.s^{-1}$ d'une bille en aluminium $\phi$ 1 $mm$ sur une cible en EDM3.

Pour les tirs à hautes vitesses d'impact, nos simulations ne permettent pas de reproduire la formation de l'écaille sur les bords du cratère. Celle-ci est initiée par les fortes tractions régnant dans cette zone. Nous avons donc tenté de modifier légèrement le critère d'endommagement en traction du modèle POREQST pour observer la formation d'une écaille quelle que soit la vitesse d'impact. Rappelons que ce critère est défini par deux paramètres : $P_L$ et $\alpha_s$. $P_L$ permet de positionner la surface de réouverture des pores tandis que $\alpha_s$ limite le domaine accessible sur cette surface. La Figure 4.22 montre les résultats obtenus en utilisant les couples $\{P_L = 110\ MPa\ ;\ \alpha_s = 1.2\}$ (en haut) et $\{P_L = 110\ MPa\ ;\ \alpha_s = 1\}$ (en bas) au lieu de $\{P_L = 140\ MPa\ ;\ \alpha_s = 1.2\}$ comme c'était le cas précédemment. Dans les deux cas, nous observons bien l'apparition d'un endommagement sur les bords du cratère. Celui-ci prend la forme d'une fissure qui se propage suivant un angle proche de 45° par rapport à la surface de la cible. C'est probablement ce type d'endommagement qui est à l'origine de l'écaille observée expérimentalement.

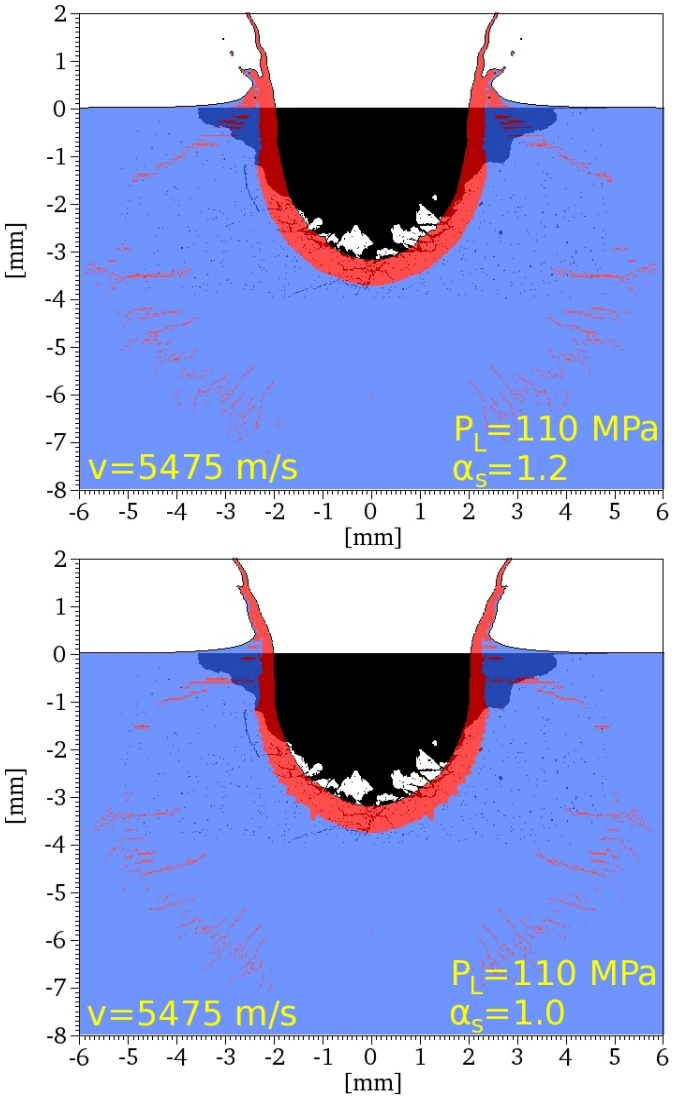


FIGURE 4.22 – Comparaison entre les résultats numériques obtenus avec différents jeux de coefficients du modèle POREQST (en rouge et bleu) et une coupe tomographique (en noir et blanc) pour l'impact à 5475 $m.s^{-1}$ d'une bille en aluminium $\phi$ 1 $mm$ sur une cible en EDM3.

Cependant, en plus des fissures latérales, nous observons l'apparition de tout un réseau de petites fissures sous le cratère. Ces fissures sont dues à l'onde de choc sphérique divergente qui "étire" de plus en plus le matériau qu'elle comprime au fur est à mesure de sa propagation comme l'illustre la Figure 4.23 [120]. Ce mécanisme s'interrompt lorsque l'onde a été suffisamment amortie pour que le seuil d'endommagement en traction ne soit plus atteint. En diminuant la valeur de $P_L$ et de $\alpha_s$, nous avons diminué ce seuil et permis cet endommagement. Expérimentalement, nous pouvons difficilement affirmer ou contester la présence de ces fissures car seules les quatre premiers millimètres de la surface de la cible ont été mesurés au tomographe. Toutefois, aucune fissure de ce type n'est visible dans cette épaisseur.

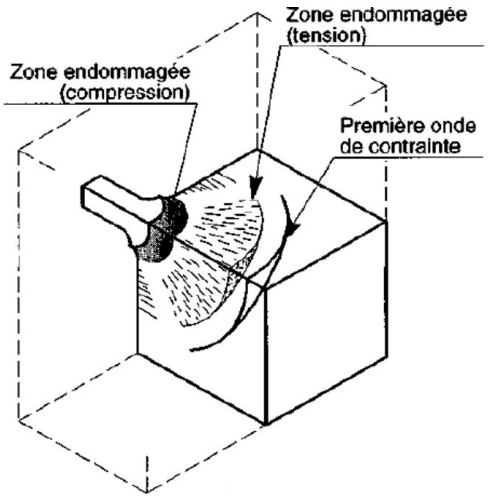


FIGURE 4.23 – Vue schématique de l'endommagement rencontré lors d'un impact de projectile de dimension finie [120].

Pour aller plus loin, il serait possible de relever la contrainte subie par le matériau en différents endroits judicieusement choisis (dans des zones devant être endommagées et d'autres ne devant pas l'être) puis de modifier le critère d'endommagement pour qu'il s'active uniquement dans les zones devant être endommagées. Ce travail a été entrepris par Seisson dans le cadre de sa thèse [72]. En faisant dépendre la valeur de $P_L$ à la vitesse de déformation locale, il est parvenu à faire correspondre l'endommagement simulé à celui observé par tomographie dans le cas d'un cratère généré par laser. Pour notre étude, nous n'avons pas jugé ces développements nécessaires puisque notre objectif premier n'est pas de restituer fidèlement les cratères mais d'extraire avec confiance les chargements mécaniques à l'origine de ces cratères.

## 4.4 Bilan

Dans un premier temps, nous avons simulé numériquement une série d'impacts sur cibles ductiles extraite de la littérature. Étudier ce cas simple nous a permis de valider nos outils numériques et notre modélisation. Nous pouvons maintenant affirmer que le code eulérien HESIONE est parfaitement adapté pour traiter les IHV. De ces simulations, nous avons également été capables d'extraire le chargement mécanique généré par le projectile sur la cible lors de l'impact. En vu de comparer ce chargement avec celui généré par un laser (voir Chapitre 5), nous l'avons adimensionné et normalisé sur la Figure 4.6. La pression a été normalisée, le rayon a été divisé par le rayon du projectile et le temps a été divisé par la durée d'un aller-retour dans le projectile. Pour calculer cette durée, nous avons supposé que le projectile ne se déformait pas pendant le premier aller-retour et que le choc se propageait à une vitesse constante de 5 $km.s^{-1}$.

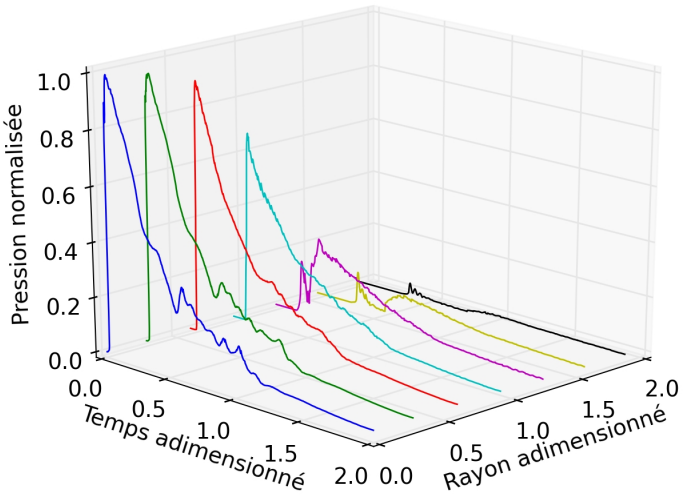


FIGURE 4.24 – Champ de pression adimensionné dans le cas de l'impact d'une sphère en aluminium de 1 $mm$ de diamètre à 5475 $m.s^{-1}$ sur une cible en EDM3.

Nous avons, d'ores et déjà, pu constater que des améliorations significatives pouvaient être apportées à l'analogie entre IHV et irradiations laser car ce chargement est nettement différent de celui utilisé par Pirri. Spatialement, ce dernier supposait un chargement constant sur toute la surface du projectile et nul autour alors que nous avons montré une décroissance radiale progressive et un niveau de chargement non négligeable autour du projectile. De même, temporellement, Pirri supposait un chargement carré tandis que nous avons observé une décroissance rapide suivie de plusieurs rebonds sur des temps longs. Cette étude fut également l'occasion pour nous de valider l'utilisation d'un fluide fictif pour appliquer une condition au limite de pression dans une simulation eulérienne. Cette technique sera reprise pour simuler les tirs laser au Chapitre 5.

Dans un second temps, nous avons considéré des impacts sur des cibles en EDM3. Ce matériau étant poreux et fragile, sa modélisation est nettement plus complexe que celle de l'aluminium. Nous sommes tout de même parvenus à reproduire de façon satisfaisante les cratères expérimentaux par la simulation. Pour aller plus loin, des progrès pourraient être faits sur la restitution de la profondeur des cratères à faibles vitesses d'impact ainsi que sur la restitution de l'écaille latérale à hautes vitesses d'impact. Cependant, ces deux points ne sont pas bloquants pour extraire le chargement généré par le projectile. L'allure de ce chargement sur EDM3 est très proche de l'allure du chargement relevé sur aluminium.

Le chapitre suivant sera consacré à la détermination du chargement mécanique généré par un tir laser. Nous nous intéresserons, en particulier, à des tirs réalisés avec des taches focales petites et des durées de pulses longues. Des développements seront nécessaires pour traiter cette configuration peu usuelle.

# Chapitre 5

# Modélisation des chocs laser avec impulsions longues

## 5.1 Objectifs

Comme dans le cas des impacts de projectiles (voir Chapitre 4), il est nécessaire de déterminer le champ de pression généré par un tir laser sur une cible pour pouvoir établir l'analogie entre les deux procédés. Selon les relations de Pirri vues en 2.3.1, les configurations lasers qui nous intéressent vis à vis de la problématique des débris spatiaux sont peu communes. En effet, les durées de pulses à utiliser sont longues ($\sim$ 100 $ns$) et les diamètres de taches focales sont petits ($\sim$ 250 $\mu m$). Dans ce cas, le plasma a le temps de s'expandre latéralement pendant le pulse laser ce qui peut complexifier les mécanismes de l'interaction laser/matière. De plus, les cibles à cratériser sont toujours plus épaisses que le diamètre de tache focale utilisé donc les effets bidimensionnels ne peuvent être négligés lors de la propagation du choc dans le matériau.

Dans un premier temps, nous vérifions en partie 5.2 que nos outils et méthodes de simulations permettent bien de restituer des tirs laser avec impulsions longues. Pour se limiter à un cas simple, nous nous plaçons dans une configuration monodimensionnelle en utilisant des taches focales larges devant l'épaisseur des cibles. De plus, nous utilisons des cibles en aluminium car le comportement de ce matériau école est bien établi dans tous les états rencontrés (du solide au plasma). Une campagne expérimentale dédiée à été réalisée sur l'installation GCLT (voir 3.1.2). Le setup expérimental utilisé et les résultats obtenus sont décrits en 5.2.1. Pour simuler ces tirs, nous avons choisi d'utiliser le code lagrangien monodimensionnel ESTHER (voir 3.2.2). La méthodologie de simulation employée est détaillée en 5.2.2. Par la suite, nous serons amenés à utiliser des simulations 2D-axisymétriques pour traiter les petites taches focales. Le code ESTHER étant

uniquement monodimensionnel, nous le couplons au code d'hydrodynamique HESIONE (voir 3.2.1) qui permet de traiter la propagation du choc et la réponse mécanique du matériau cible en représentation 2D-axisymétrique. Afin de tester la validité de ce couplage, nous vérifions en 5.2.3 que, sur un cas monodimensionnel, nous obtenons bien des résultats comparables avec les deux représentations. Nous présentons ensuite des résultats de simulations 2D-axisymétriques obtenues grâce à ce couplage en 5.2.4. La configuration retenue ici (tache focale large devant l'épaisseur de la cible) n'engendre pas de déformations très importantes au sein de la cible donc le calcul HESIONE peut être réalisé en représentation lagrangienne. Cependant, lorsque nous utiliserons des plus petites taches focales, notamment pour les tirs de cratérisation, les déformations deviendront trop importantes pour rester en représentation lagrangienne et nous devrons passer à la représentation eulérienne. Nous comparons, en 5.2.5, les représentations lagrangienne et eulérienne sur notre cas simple afin de vérifier que le choix de représentation ne modifie pas significativement les résultats.

Une fois les outils de simulation validés avec de larges taches focales, nous pouvons considérer des taches focales plus petites ainsi que des épaisseurs de cibles plus importantes. C'est l'objet de la partie 5.3 dans laquelle nous nous restreignons à l'étude de l'aluminium. Le but de cette partie est de simuler des tirs de cratérisation sur des cibles semi-infinies d'aluminium. Comme nous l'avons vu en 2.2.3, la connaissance du dépôt laser expérimental n'est pas suffisamment précise pour permettre de simuler directement un tir de cratérisation sur cible épaisse. Une étape de calibration sur cible fine est requise. Lors de cette étape, la vélocimétrie (VH ou VISAR) est utilisée pour mesurer la vitesse en face arrière de la cible. En simulant ce tir de calibration, nous pouvons valider ou non notre modélisation du chargement. En effet, si l'accord entre les vitesses de face arrière simulées et expérimentales n'est pas satisfaisant alors la modélisation du chargement est ajustée jusqu'à obtenir un bon accord. Enfin, il ne reste plus qu'à utiliser la même modélisation pour simuler les tirs de cratérisation sur cibles épaisses. La partie 5.3 est donc divisée en trois sous-parties. En 5.3.1, nous présentons le setup expérimental et les résultats obtenus. La validation du chargement sur cibles fines est détaillée en 5.3.2 et les simulations des tirs de cratérisation sur cibles épaisses sont présentées en 5.3.3.

Grâce aux parties 5.2 et 5.3, nous savons que nous sommes capables de simuler des chocs laser avec de petites taches focales et de longues durées de pulse sur un matériau simple tel que l'aluminium et que nous parvenons à restituer par la simulation les cratères obtenus expérimentalement. La partie 5.4 a pour objectif de montrer que nos méthodes restent valides sur un matériau plus complexe tel que l'EDM3. A nouveau, une étape de calibration sur cibles fines est nécessaire avant de s'intéresser aux cibles épaisses. Cette étape ayant déjà été réalisée sur des cibles fines d'aluminium en 5.3.2, nous pourrions nous en contenter et appliquer directement le même chargement sur les cibles épaisses

d'EDM3 mais nous préférons considérer une étape intermédiaire consistant à valider le chargement laser sur des cibles fines d'EDM3. Cela permet également de vérifier que notre modélisation de l'EDM3 est en adéquation avec ce type de sollicitation. Après avoir présenté les résultats expérimentaux en 5.4.1, cette calibration sur cibles fines d'EDM3 est décrite en 5.4.2. Pour finir, les simulations des tirs de cratérisation sur EDM3 sont présentées en 5.4.3.

## 5.2 Irradiations laser sur cibles d'aluminium avec une tache focale de 1 $mm$ de diamètre

### 5.2.1 Données expérimentales

Cette première étude s'appuie sur une campagne expérimentale menée sur le GCLT durant laquelle plusieurs tirs ont été réalisés sur des cibles fines en aluminium 6061-T6 avec une tache focale d'environ 1 $mm$ de diamètre et des durées de pulses de 100 $ns$. Une présentation de l'installation laser est disponible en 3.1.2 et le matériau est décrit en 3.3.1.

Pour chaque tir, la vitesse de la face arrière a été mesurée par VISAR (voir 3.1.4). Afin de caractériser spatialement le chargement, ces mesures ponctuelles ont été effectuées à différentes distances de l'axe faisceau. Pour chaque configuration laser étudiée, nous avons réalisé quatre tirs identiques en décalant le spot laser par rapport au spot VISAR entre chacun de ces tirs. Le décalage de 0 $\mu m$, 500 $\mu m$, 750 $\mu m$ ou 1000 $\mu m$ a été mesuré en utilisant une caméra placée au centre chambre. Nous estimons que l'incertitude sur le décalage est d'environ 50 $\mu m$. La Figure 5.1 schématise le montage expérimental utilisé.

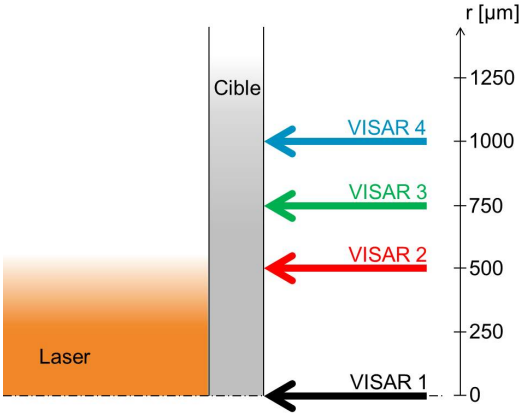


FIGURE 5.1 – Vue schématique du montage utilisé : les mesures VISAR ont été réalisées en quatre rayons différents (0 $\mu m$, 500 $\mu m$, 750 $\mu m$ et 1000 $\mu m$).

Parmi les différentes configurations de tir étudiées, nous en avons sélectionné deux que nous détaillons dans ce manuscrit. Les informations relatives à ces deux configurations, référencées #1 et #2, sont présentées dans le Tableau 5.1.

TABLE 5.1 – Liste des tirs réalisés au GCLT sur des cibles d'aluminium 6061-T6 avec une tache focale de diamètre 1 $mm$ et une durée de pulse de 100 $ns$.

| Référence | Épaisseur cible [$\mu m$] | Énergie [$J$] | Décalage [$\mu m$] |
|---|---|---|---|
| #1 | 188 | 41.4 | 0 |
| | | 38.7 | 500 |
| | | 41.0 | 750 |
| | | 39.0 | 1000 |
| #2 | 498 | 38.9 | 0 |
| | | 39.3 | 500 |
| | | 38.7 | 750 |
| | | 38.9 | 1000 |

Les épaisseurs des cibles ont toutes été contrôlées avant tir avec une précision d'environ 4 $\mu m$. Les énergies ont été mesurées à l'aide d'un calorimètre sur une fuite prélevée du faisceau principal avant son entrée dans la chambre à vide (voir Figure 3.3) avec une précision d'environ 10 %. Le profil temporel d'intensité est lui aussi disponible pour chacun des tirs. La Figure 5.2 montre celui du premier tir de la configuration #1. Il est représentatif de l'ensemble des profils mesurés. Malgré la présence de fortes oscillations, ceux-ci conservent globalement une allure de créneau.

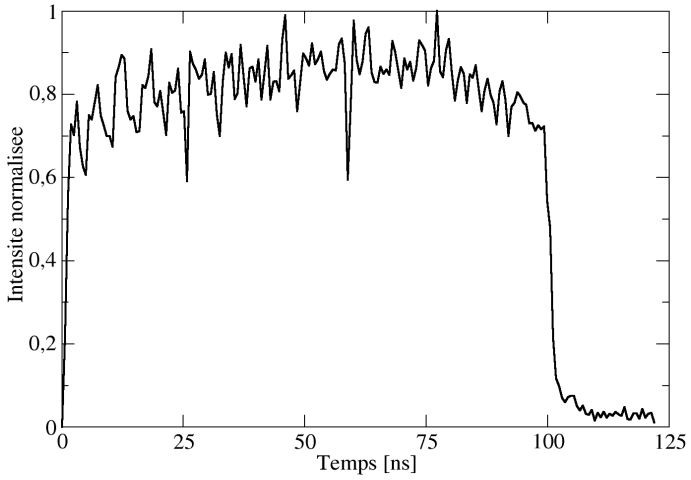


FIGURE 5.2 – Exemple de profil temporel de durée 100 $ns$ mesuré sur le GCLT.

Pour homogénéiser la répartition spatiale de l'énergie au sein de la tache focale, nous avons utilisé une lame de phase. Plusieurs images de la tache ont été obtenues en plaçant une caméra CCD au centre chambre. Pour ne pas endommager les capteurs

de la caméra, deux options sont possibles. La première consiste à ne pas amplifier le faisceau sortant de la source laser tandis que la seconde consiste à l'amplifier puis à l'atténuer avant son arrivée sur la caméra (via l'utilisation de densités optiques). La Figure 5.3 compare des images obtenues avec ces deux méthodes. L'échelle de couleur est normalisée entre 0 et 1 et la résolution est de 5.5 $\mu m/pixel$.

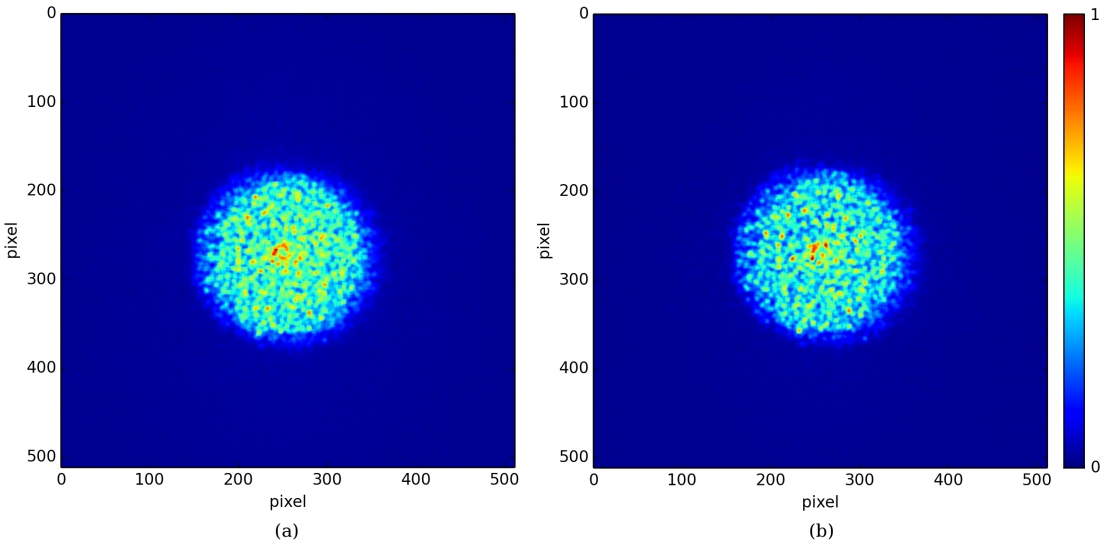


FIGURE 5.3 – Comparaison des taches focales de diamètre 1 $mm$ mesurées au centre chambre avec (a) et sans (b) amplification.

Dans les deux cas, nous constatons que l'énergie est assez bien répartie sur toute la surface de la tache même si une surintensité reste présente au centre. Elle est due à l'ordre 0 de la lame de phase. Pourtant, avant de réaliser ces images, nous avions légèrement défocalisé le laser en décalant la cible d'environ 3 $mm$ suivant l'axe de propagation du laser pour lisser cette surintensité qui était encore plus prononcée au plan focal. En effet, au point de focalisation optimal, la tache focale prend la forme d'un top-hat quasi-parfait avec un important pic central tandis que, très loin de ce point de focalisation, elle prend plutôt la forme d'une gaussienne d'ordre élevé. Le compromis choisi, ici, permet de conserver un plateau relativement proche d'un top-hat tout en réduisant le pic central. La Figure 5.3 montre que l'amplification a une très faible influence sur la répartition spatiale de l'énergie. Dans la suite de ce manuscrit, nous ne distinguerons donc plus les mesures faites avec et sans amplification. Notons par ailleurs que nous avons répété ces mesures à plusieurs reprises et que nous n'avons pas remarqué de variabilité notable.

En plus de ces mesures occasionnelles, des mesures tir à tir ont été réalisées sur une fuite prélevée du faisceau principal et envoyée vers un banc d'imagerie dédié (voir Figure 3.3). Théoriquement, cette mesure devrait être équivalente à la mesure centre chambre présentée précédemment. C'est ce que nous souhaitons vérifier avec la Figure 5.4 qui compare deux de ces mesures. Soulignons que celles-ci ont été effectuées sur deux tirs distincts. Nous constatons qu'elles sont relativement différentes l'une de l'autre. D'une

part, les petites surintensités locales au sein de la tache (i.e. le "speckle") sont différentes. D'autre part, le pic central est relativement plus faible sur la mesure issue de la fuite.

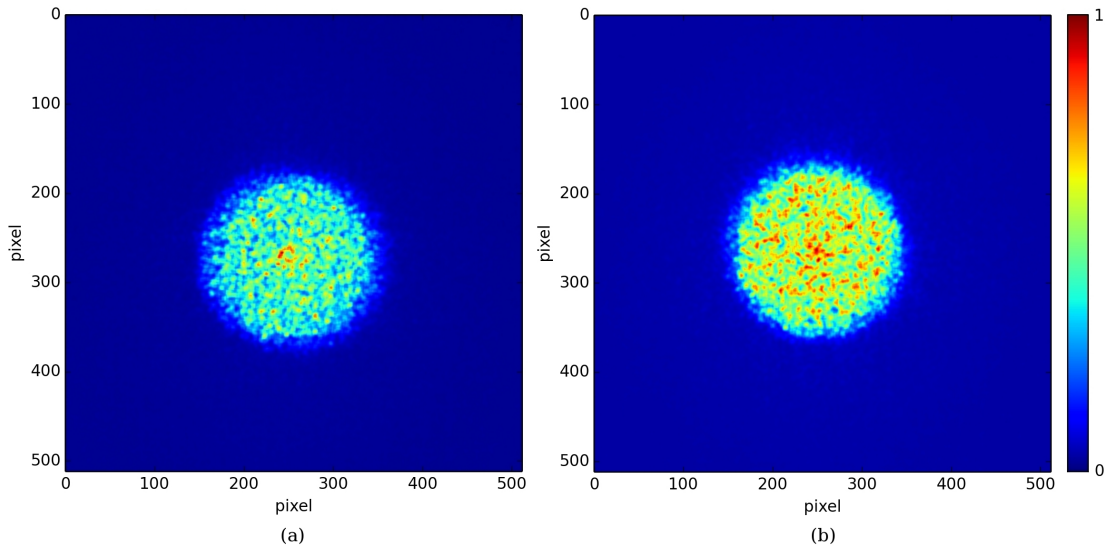


FIGURE 5.4 – Comparaison des taches focales de diamètre 1 $mm$ mesurées au centre chambre (a) et sur la fuite (b).

Pour aller plus loin, des profils radiaux ont été extraits de ces images par moyenne circulaire. Pour cela, nous commençons par chercher le barycentre de l'image et par retrancher le bruit de fond. Étant donné que la valeur de chaque pixel de l'image correspond à une fluence (exprimée en $J.m^{-2}$), nous pouvons obtenir une grandeur homogène à une énergie (en $J$) en sommant tous les pixels et en multipliant le résultat par la surface de l'image (en $m^2$). Nous choisissons alors de normaliser l'image pour que cette énergie soit égale à 1 $J$. Le profil radial est ensuite calculé en moyennant tous les pixels de rayon identique (par rapport au barycentre calculé précédemment). Nous obtenons ainsi une courbe représentant l'évolution de la fluence $F$ par rapport au rayon $r$. $F(r = 0)$ peut varier significativement puisqu'il correspond directement à la valeur du pixel central qui peut se trouver sur une surintensité ou non. Pour limiter ces variations, nous avons décidé de moyenner la fluence sur toute la surface du "pic" central. Sur nos images, ce pic a un rayon d'environ 85 $\mu m$. Finalement, pour les deux mesures de la Figure 5.4, nous obtenons les profils radiaux présentés sur la Figure 5.5. Contrairement à ce que pouvait laisser penser la Figure 5.4, les deux taches conduisent à des profils radiaux quasi-identiques. Les variations de speckle se moyennent sur l'ensemble de la tache focale. Seul le pic central est différent. Par ailleurs, nous pouvons souligner que la fluence continue de décroître lorsque $r \geq 1300$ $\mu m$. Cela signifie qu'il y a encore de l'énergie laser à ces rayons lointains. A posteriori, il aurait été préférable d'utiliser un champ de vision plus large pour la caméra.

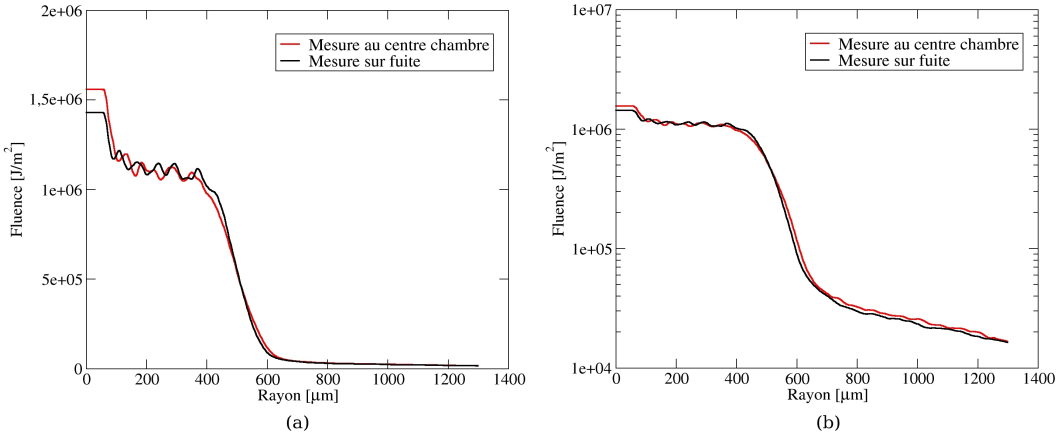


FIGURE 5.5 – Comparaison des profils radiaux de fluence extraits des mesures au centre chambre et sur la fuite en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

Par souci de simplification en vue des simulations numériques, nous avons choisi d'approcher le profil mesuré par une expression analytique. Pour cette étape, nous avons choisi de considérer uniquement la mesure réalisée au centre chambre qui nous paraît être la plus fiable. En exprimant $r$ en $\mu m$, l'expression retenue est la suivante :

$$\frac{F(r)}{F(0)} = 0.23e^{-\left(\frac{r}{85}\right)^6} + 0.68e^{-\left(\frac{r}{520}\right)^7} + 0.09e^{-\left(\frac{r}{520}\right)^{0.8}}. \tag{5.1}$$

Avec cette combinaison de trois super-gaussiennes, nous parvenons à reproduire de manière satisfaisante la mesure comme le montre la Figure 5.6. Nous pouvons également extrapoler le profil jusqu'à des rayons très lointains où la fluence devient négligeable.

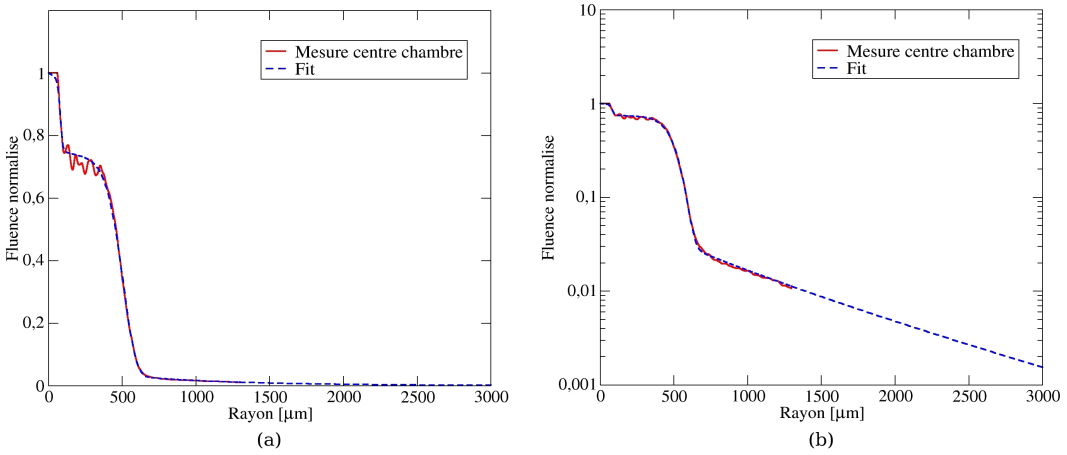


FIGURE 5.6 – Comparaison du profil radial de fluence normalisé extrait de la mesure au centre chambre et du fit proposé en échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

La Figure 5.7 synthétise l'ensemble des signaux VISAR mesurés pour les deux configurations de tir retenues. Dans la configuration #1, le pulse laser est très long par rapport à l'épaisseur de la cible donc le choc a le temps d'effectuer plusieurs allers-retours

dans la cible pendant la durée du pulse. La courbe de vitesse mesurée prend la forme d'un "escalier" dont chaque marche correspond à un débouché du choc en face arrière de la cible. Nous parlons alors d'un état de choc soutenu. La cible utilisée pour la configuration #2 est plus épaisse donc le choc n'est plus soutenu. La vitesse de la face arrière a le temps de diminuer fortement entre deux débouchés de choc.

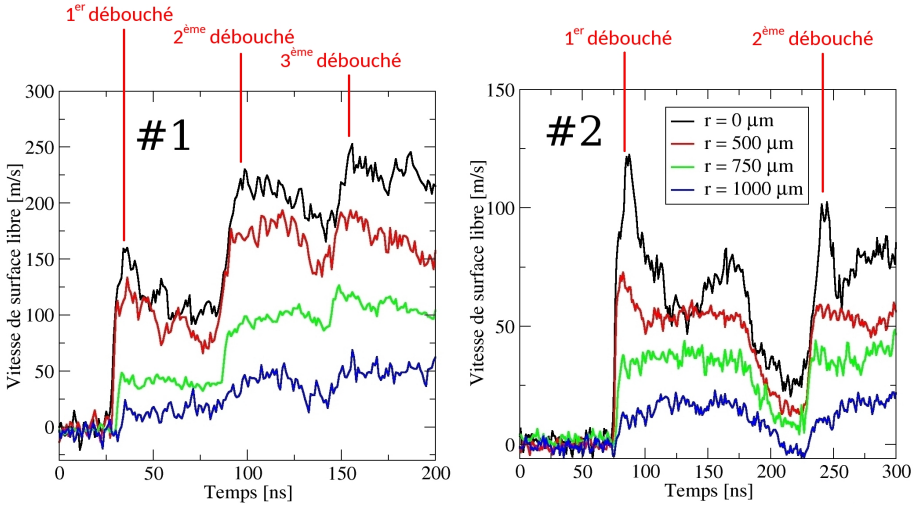


FIGURE 5.7 – Synthèse des signaux VISAR obtenus avec les configurations de tir #1 et #2 (voir Tableau 5.1).

### 5.2.2 Simulations numériques 1D

Dans cette partie, nous simulons les tirs laser précédents avec le code monodimensionnel ESTHER qui a été présenté en 3.2.2. Ce code permet de traiter à la fois l'interaction laser/matière et la propagation du choc dans la cible. L'objectif est ici de restituer les signaux VISAR mesurés sans décalage (courbes noires de la Figure 5.7). Les autres signaux ne peuvent pas directement être reproduits avec un code monodimensionnel tel qu'ESTHER.

Le comportement mécanique de l'aluminium 6061-T6 est représenté par l'équation d'état SESAME 3720, le modèle SCG et le modèle de Johnson. Les paramètres de ces modèles présentés en 2.1.4 ont été recalés sur de nombreux essais par le laboratoire [37, 114, 115]. Ils sont listés dans les Tableaux 5.2 et 5.3.

TABLE 5.2 – Paramètres du modèle SCG pour l'aluminium 6061-T6.

| $Y_0$ $[GPa]$ | $Y_{max}$ $[GPa]$ | $G_0$ $[GPa]$ | $G_p$ | $G_T$ $[GPa.K^{-1}]$ | $\rho_0$ $[kg.m^{-3}]$ | $\beta$ | $n$ | $\epsilon_i$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0.4 | 0.5 | 27.6 | 1.79952 | -0.0170016 | 2700 | 5550 | 0.1 | 0 |

TABLE 5.3 – Paramètres du modèle de Johnson pour l'aluminium 6061-T6.

| $\alpha_0$ | $\alpha_s$ $[GPa]$ | $\eta$ $[Pa.s]$ | $\alpha_c$ |
|---|---|---|---|
| 1.0003 | 0.18 | 0.54 | 1.05 |

Côté laser, les paramètres d'entrée de la simulation sont le profil temporel tabulé mesuré expérimentalement (voir Figure 5.2), la longueur d'onde du laser (1057 $nm$) et la fluence de l'impulsion. Pour déterminer cette dernière, nous utilisons la relation 5.1. Pour commencer, nous calculons la fluence $F(0)$ du tir à simuler d'énergie $E$. Étant donné que $E$ correspond à toute l'énergie contenue dans le faisceau, nous pouvons écrire :

$$E = \int_0^\infty 2\pi r F(r) dr \tag{5.2}$$

$$= \int_0^\infty 2\pi r F(0) \left(0.23 e^{-\left(\frac{r}{85}\right)^6} + 0.68 e^{-\left(\frac{r}{520}\right)^7} + 0.09 e^{-\left(\frac{r}{520}\right)^{0.8}}\right) dr \tag{5.3}$$

$$= F(0) \times 7.775 \times 10^{-7} \tag{5.4}$$

en exprimant $E$ en $J$, $F$ en $J.m^{-2}$ et $r$ en $\mu m$. Prenons l'exemple du premier tir de la configuration #1 pour lequel $E = 41.4\ J$. Nous obtenons alors $F(0) = 5.3 \times 10^7\ J.m^{-2}$. Il serait envisageable d'utiliser directement cette fluence comme donnée d'entrée de la simulation ESTHER. Cependant, elle correspond à la fluence au niveau du pic central de la tache focale comme le montre la Figure 5.8. Nous verrons par la suite que ce pic a une influence sur une certaine épaisseur de cible seulement et qu'il est atténué au delà. C'est pourquoi nous préférons utiliser la fluence au niveau du plateau principal en négligeant le pic central. Cette nouvelle fluence, notée $F_{1D}$ sur la Figure 5.8, vaut environ $4 \times 10^7\ J.m^{-2}$ pour notre exemple.

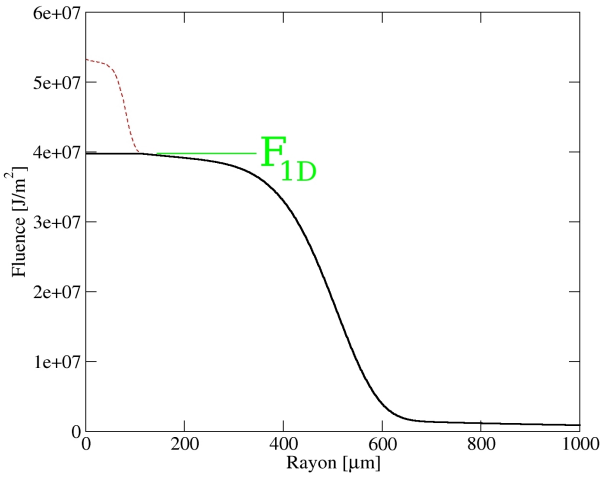


FIGURE 5.8 – Profil radial de fluence pour le premier tir de la configuration #1 (voir Tableau 5.1) et définition de la fluence $F_{1D}$ utilisée pour les calculs 1D.

Le maillage utilisé suit une progression géométrique. La première maille en face avant mesure 0.4 $nm$ d'épaisseur tandis que la dernière en face arrière mesure 1 $\mu m$. Les premiers microns de la cible sont maillés très finement pour pouvoir traiter l'absorption laser.

La Figure 5.9 compare les vitesses de surface libre simulées aux signaux VISAR expérimentaux. La configuration #1 est très bien restituée tant au niveau de la vitesse que des temps de propagation. Notre simulation 1D est valide car, d'une part, le pic central d'intensité a eu le temps de s'amortir dans les 188 $\mu m$ de la cible et, d'autre part, le diamètre de tache focale utilisé est nettement plus grand que l'épaisseur de la cible. Dans la configuration #2, le niveau de vitesse est légèrement surestimé numériquement. Cette fois, nous pouvons penser que l'épaisseur de cible est trop importante pour que la simulation 1D soit valide. En effet, celle-ci n'est que deux fois plus petite que le diamètre de tache focale donc des effets de bords peuvent commencer à atténuer le choc avant son arrivée en face arrière de la cible.

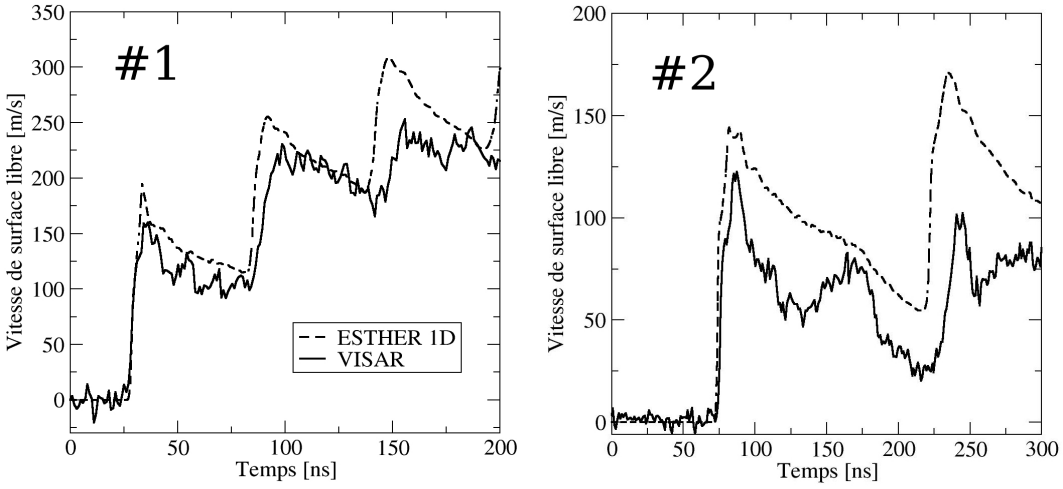


FIGURE 5.9 – Comparaison entre les signaux VISAR et les simulations ESTHER 1D pour les configurations de tir #1 et #2 (voir Tableau 5.1).

### 5.2.3 Extraction de la pression d'ablation et validation du couplage ESTHER/HESIONE

Dans cette partie, nous cherchons à valider le couplage entre le code ESTHER et le code d'hydrodynamique HESIONE pour pouvoir ensuite traiter la propagation du choc en représentation 2D-axisymétrique. L'objectif étant de reproduire l'ensemble des signaux VISAR, y compris ceux mesurés hors de l'axe laser. Toutefois, avant de passer à des cas 2D, il est important de vérifier que ce couplage est bien valide en 1D. Pour cela nous extrayons la pression d'ablation depuis la simulation ESTHER de la configuration #1. La méthode employée a été décrite en 3.2.2. Nous obtenons la courbe présentée sur la

Figure 5.10. Le profil temporel d'intensité ayant une forme proche d'un créneau, nous pourrions nous attendre à obtenir une pression d'ablation en forme de créneau elle aussi. Pourtant, ce n'est pas du tout le cas. Elle prend plutôt la forme d'un pic suivi d'une rapide décroissance. Nous distinguons une rupture de pente à 100 $ns$. Celle-ci correspond à la fin de l'impulsion laser. Au delà de 100 $ns$, le plasma non entretenu par le laser continue de se détendre en exerçant une pression de moins en moins importante sur la cible.

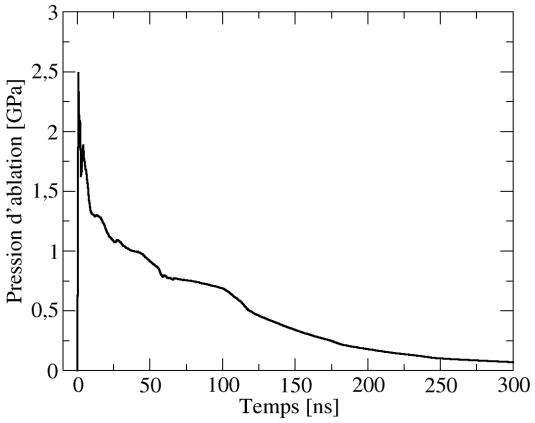


FIGURE 5.10 – Pression d'ablation extraite d'ESTHER pour un tir laser de paramètres $E = 41.4\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

Afin de mieux comprendre l'allure du profil de pression, nous traçons sur la Figure 5.11 l'évolution temporelle de la position du maximum du dépôt laser massique (typiquement exprimé en $W.kg^{-1}$) par rapport au front d'ablation dans un diagramme x-t. Ces valeurs sont extraites d'une simulation ESTHER. Nous constatons que plus $t$ augmente, plus le laser est absorbé loin du front d'ablation. A la fin de l'impulsion, le maximum du dépôt se situe à plus de 2 $mm$ de la surface. Cela explique la décroissance rapide de pression observée sur la Figure 5.10.

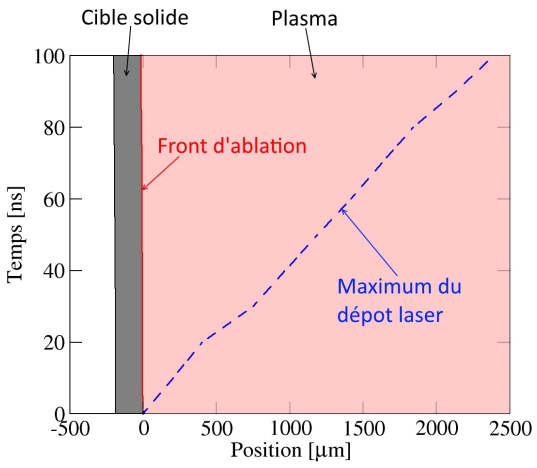


FIGURE 5.11 – Évolution temporelle de la position du maximum du dépôt laser massique par rapport au front d'ablation pour un tir laser de paramètres $E = 41.4\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

La pression d'ablation extraite d'ESTHER peut maintenant être utilisée comme condition aux limites de pression d'une simulation HESIONE 1D. La modélisation de l'aluminium est totalement identique dans les deux codes. Le maillage dans HESIONE n'a par contre pas besoin d'être aussi fin que dans ESTHER donc nous utilisons des mailles de 1 $\mu m$ d'épaisseur pour mailler la totalité de la cible. La Figure 5.12 compare la courbe de vitesse de surface libre extraite de cette simulation couplée avec celle extraite de la simulation ESTHER seule. Nous observons une superposition presque parfaite des deux courbes. Un léger déphasage est observé sur des temps longs mais celui-ci s'explique par le fait que nous négligeons l'épaisseur de cible ablatée dans la simulation HESIONE. Celle-ci est d'environ 1 $\mu m$ dans le cas présent selon ESTHER. Cette différence d'épaisseur très faible s'amplifie au fil des allers-retours mais reste tolérable. Cela valide le couplage des codes par l'intermédiaire de la pression d'ablation.

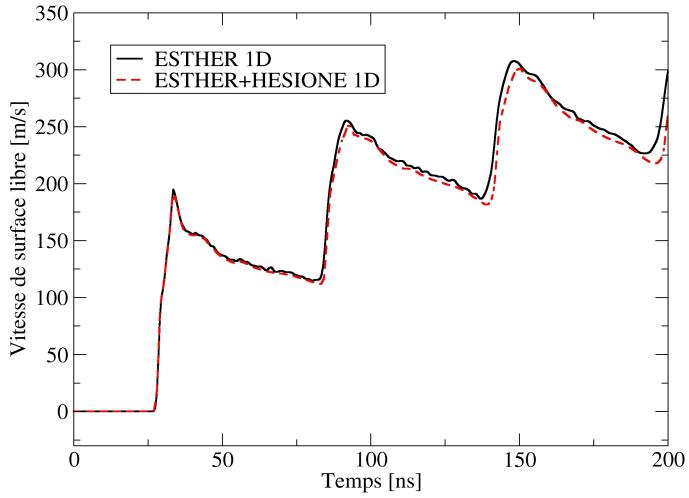


FIGURE 5.12 – Comparaison entre les courbes de vitesse de surface libre simulées avec ESTHER 1D et avec ESTHER+HESIONE 1D pour un tir laser de paramètres $E = 41.4\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

### 5.2.4 Simulations numériques 2D-axisymétriques

Maintenant que le couplage entre ESTHER et HESIONE a été validé, nous pouvons réaliser des simulations 2D-axisymétriques. Il faut tout d'abord extrapoler la pression d'ablation 1D en un champ de pression 2D-axisymétrique. Pour cela, nous avons besoin d'une loi d'échelle liant pression et intensité. Nous pourrions choisir cette loi d'échelle parmi les relations analytiques présentes dans la littérature (voir 2.2.2) mais nous préférons utiliser le code ESTHER pour déterminer une nouvelle loi plus adaptée à nos configurations laser. En effet, les lois de pression n'étant pas constantes sur toute la durée de l'impulsion, il nous parait litigieux d'utiliser des relations fournissant seulement l'évolution du maximum de pression en fonction de l'intensité laser. Dans notre cas, il semble plus pertinent de considérer la moyenne de la pression sur toute la durée du pulse

plutôt que son maximum. La Figure 5.13 montre l'évolution de cette moyenne sur la gamme d'intensité laser qui nous concerne. Pour ces simulations, nous avons utilisé des pulses laser carrés parfaits de 100 $ns$. Nous obtenons une relation de la forme :

$$P_{ab} \propto I^{0.7}. \tag{5.5}$$

Cet exposant 0.7 est consistant avec les relations analytiques de la littérature qui proposent des exposants compris entre 0.66 et 0.8 (voir 2.2.2).

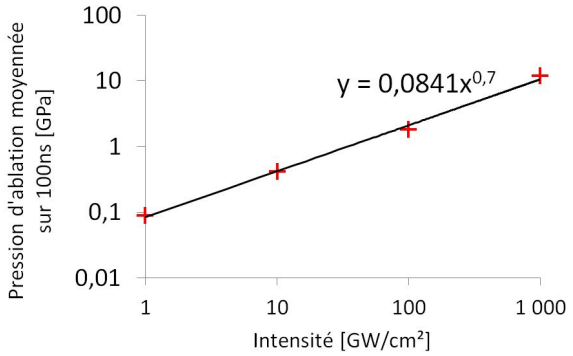


FIGURE 5.13 – Loi pression/intensité établie avec ESTHER dans le cas de pulses laser carrés de 100 $ns$ (la pression a été moyennée sur toute la durée du pulse).

Nous disposons alors de toutes les éléments nécessaires à la détermination du champ de pression d'ablation axisymétrique $P_{ab}(r,t)$. Pour commencer, une simulation ESTHER est réalisée à la fluence $F(0)$ précédemment obtenue par la relation 5.4. Le lecteur aura remarqué qu'il s'agit ici de la fluence au niveau du pic central et non plus de $F_{1D}$. De cette simulation, nous extrayons la pression d'ablation $P_{ESTHER}(t)$ qui correspond à la pression au centre de la tache focale $P_{ab}(r = 0,t)$. En supposant que le profil radial de fluence donné par la relation 5.1 ne dépende pas de l'intensité laser $I$, nous pouvons écrire :

$$I(r,t) = I(0,t)\frac{F(r)}{F(0)}. \tag{5.6}$$

Finalement, en combinant les relations 5.5 et 5.6, nous obtenons :

$$P_{ab}(r,t) = P_{ESTHER}(t)\left(\frac{F(r)}{F(0)}\right)^{0.7}. \tag{5.7}$$

Cette relation suppose que la forme du profil de pression ne dépende pas du niveau d'intensité. La Figure 5.14 représente le champ de pression d'ablation calculé pour le premier tir de la configuration #1.

Cette pression est ensuite appliquée sur la surface d'une cible dans une simulation HESIONE lagrangienne et 2D-axisymétrique. De cette simulation, nous extrayons les vitesses de surface libre en $r = 0$ $\mu m$, $r = 500$ $\mu m$, $r = 750$ $\mu m$ et $r = 1000$ $\mu m$. Celles-ci

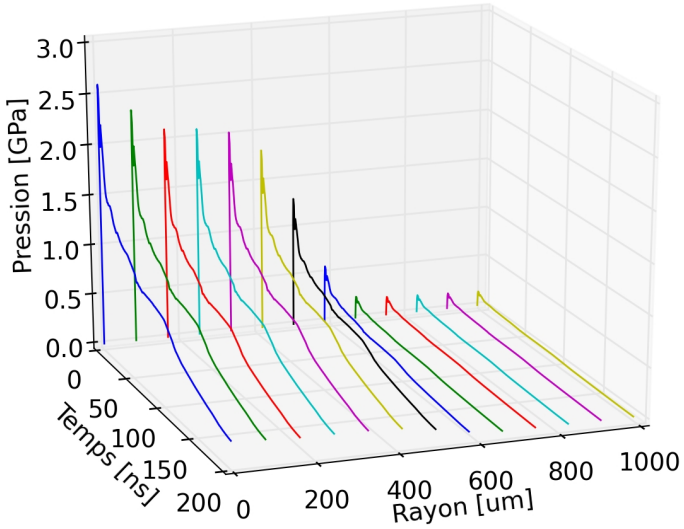


FIGURE 5.14 – Champ de pression d'ablation généré par un tir laser de paramètres $E = 41.4\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

sont comparées aux mesures expérimentales sur la Figure 5.15 pour les configurations de tir #1 et #2. Les mesures en $r = 0\ \mu m$ (en noire) sont dissociées des autres pour plus de clarté. Il est intéressant de comparer ces résultats numériques avec ceux présentés sur la Figure 5.9 qui sont issus de simulations 1D.

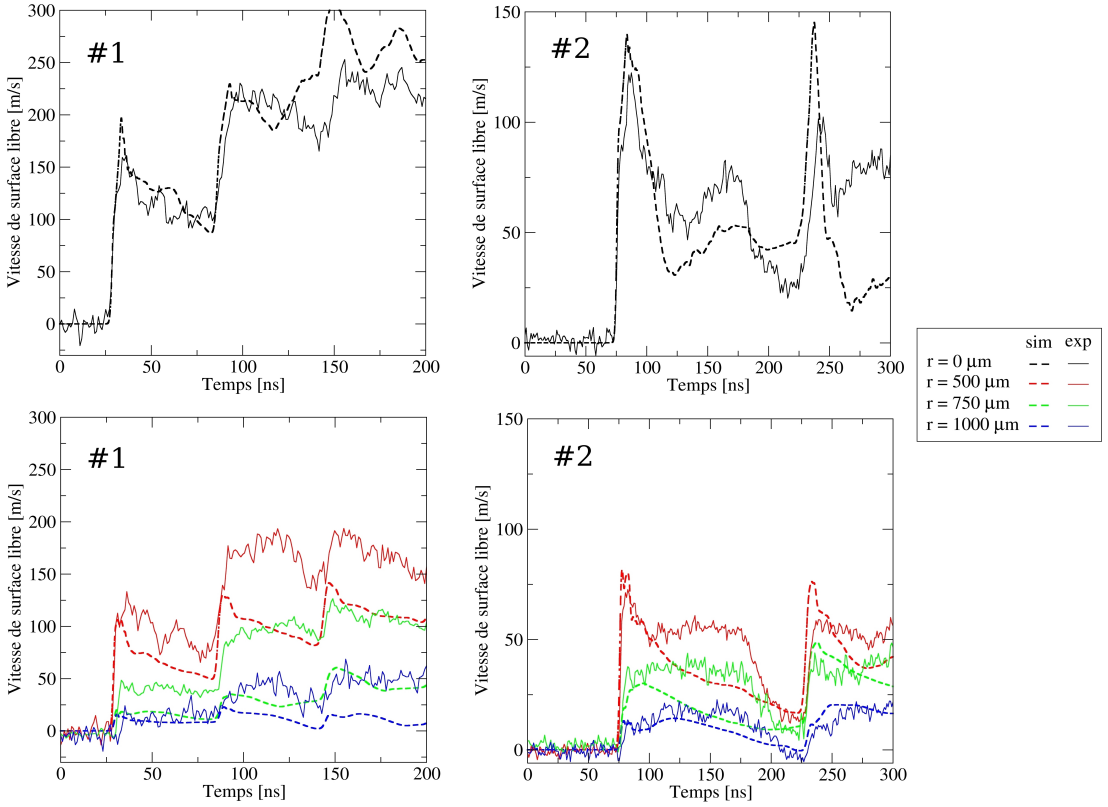


FIGURE 5.15 – Comparaison entre les signaux de vitesse de surface libre simulés et mesurés expérimentalement pour les configurations de tir #1 et #2 (voir Tableau 5.1).

Dans la configuration #1, les simulations 1D et 2D en $r = 0\ \mu m$ sont très proches l'une de l'autre et reproduisent l'expérience de façon satisfaisante. Les principales différences apparaissent à partir de 100 $ns$ environ. En considérant que les ondes se propagent à une vitesse proche de 5 $km.s^{-1}$ dans l'aluminium, ces 100 $ns$ correspondent au temps mis par les détentes générées en bord de faisceau ($r \simeq 500\ \mu m$) pour rejoindre le point de mesure situé sur l'axe. Après l'arrivée de ces détentes latérales, la vitesse simulée en 2D s'écarte quantitativement de la courbe expérimentale mais qualitativement l'allure du profil de vitesse est mieux reproduite qu'avec la simulation 1D. En effet, le rebond observé vers 160 $ns$ est maintenant bien restitué alors qu'il n'apparaissait pas avec la simulation 1D. Concernant les mesures hors axe, les simulations reproduisent plutôt bien l'allure des signaux mais les niveaux de vitesses sont systématiquement sous-estimés. Deux raisons principales peuvent expliquer cette différence. D'une part, le profil spatial utilisé dans notre simulation est différent du profil réel. Il est notamment supposé axisymétrique alors que nous savons que des surintensités peuvent être présentes localement. Si la mesure VISAR est située derrière une de ces surintensités, elle peut être légèrement amplifiée. D'autre part, le positionnement relatif du VISAR par rapport au laser est mesurée avec une incertitude que nous estimons à environ $\pm 50\ \mu m$ et le spot de la sonde VISAR a un diamètre de plusieurs dizaines de micromètres. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 5.8, l'intensité laser varie énormément entre 400 et 800 $\mu m$ de rayon donc un tout petit décalage de visée à ces rayons peut entraîner une grosse variation de la vitesse mesurée. Cela peut expliquer le fait que la vitesse mesurée en $r = 1000\ \mu m$ soit mieux restituée par la simulation que celles en $r = 500\ \mu m$ et $r = 750\ \mu m$.

Dans la configuration #2, la simulation 2D en $r = 0\ \mu m$ est nettement différente de la simulation 1D. Une nouvelle fois, la différence est très marquée à partir de 100 $ns$. Après ce délai, les détentes latérales atténuent fortement le choc et font chuter la vitesse de la surface libre. Dans notre simulation, cette décroissance est un peu trop forte quel que soit le rayon. Cependant, il est très compliqué de recaler plus finement la vitesse sur des temps aussi longs car celle-ci dépend de nombreux paramètres. En effet, en modifiant légèrement le profil spatial de pression, il est possible de changer l'amplitude et le temps d'arrivée des détentes latérales et, en modifiant le profil temporel, il est possible de changer l'amplitude du choc arrivant en face arrière de la cible sur les temps longs. Dans l'ensemble, nous jugeons tout de même ces résultats très satisfaisants car le premier pic de vitesse est toujours bien reproduit.

### 5.2.5 Comparaison Lagrange/Euler

Avant de passer aux tirs de cratérisation sur cibles épaisses, nous nous devons d'effectuer une dernière vérification. Étant données les fortes déformations intervenant

au cours du processus de cratérisation, il n'est plus possible de rester en représentation lagrangienne pour nos simulations. Les mailles trop déformées pouvant poser des problèmes de stabilité numérique, nous avons choisi de passer en représentation eulérienne (voir 2.1.3). Dans ce cas, la pression d'ablation reste déterminée par une simulation ESTHER lagrangienne mais, cette fois, la propagation du choc dans la cible est traitée par une simulation HESIONE eulérienne. Comme nous l'avons évoqué en 4.2.4, il est très compliqué d'appliquer une condition aux limites de pression en représentation eulérienne donc nous utilisons un fluide fictif. Rappelons que cette technique consiste à placer un matériau fictif devant la cible et à imposer la pression au sein de ce matériau. En se détendant, le fluide fictif pousse sur la cible en mimant l'effet du plasma généré par le laser.

Pour extraire la vitesse de la face arrière en représentation eulérienne, nous utilisons des particules traceuses lagrangiennes placées dans la dernière maille de la cible. La Figure 5.16 compare les vitesses relevées par ces particules avec celles extraites de la simulation lagrangienne présentée précédemment pour le tir de la configuration #1. Nous constatons que les deux représentations sont bien équivalentes. Les faibles différences observées peuvent être négligées.

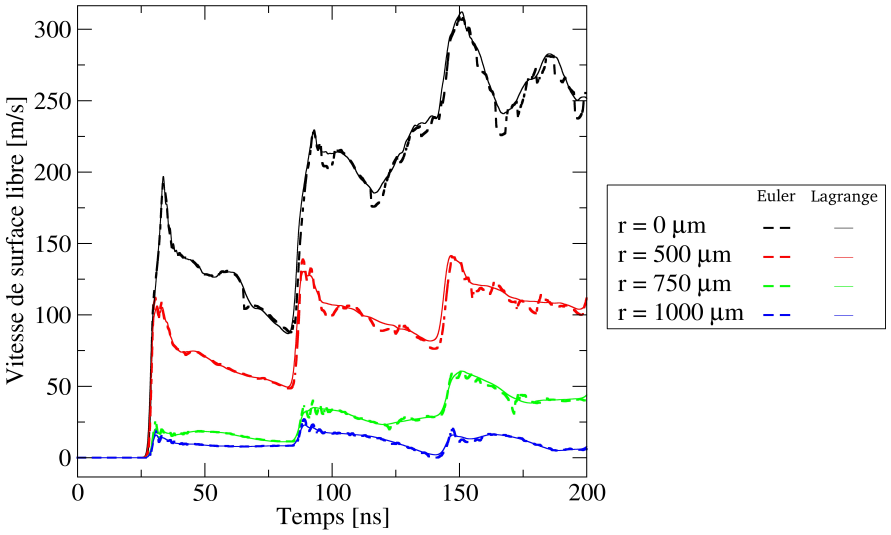


FIGURE 5.16 – Comparaison entre les simulations lagrangienne et eulérienne d'un tir laser de paramètres $E = 41.4\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

### 5.2.6 Pour aller plus loin

Nous avons mené quelques études complémentaires afin de mieux caractériser l'interaction laser/matière dans le régime qui nous intéresse. Nous décrivons, ici, brièvement deux de ces études qu'il serait intéressant d'approfondir. La première vise à caractériser

temporellement le chargement laser tandis que la seconde vise à le caractériser spatialement.

Afin d'observer l'allure de la pression d'ablation sur des temps longs, nous avons collé une fenêtre en Fluorure de Lithium (LiF) de 15 $mm$ d'épaisseur derrière une cible en aluminium de 100 $\mu m$ d'épaisseur. Nous avons ensuite réalisé un tir laser sur cet assemblage collé en utilisant la même tache focale que sur la Figure 5.4 ($\phi = 1\ mm$) et un profil temporel similaire à celui présenté sur la Figure 5.2 ($\tau = 100\ ns$). L'énergie du tir était d'environ 40 $J$. Le LiF ayant une impédance de choc proche de celle de l'aluminium, le choc ne se réfléchit pas en arrivant à l'interface Al/LiF. Il est intégralement transmis dans la fenêtre. En mesurant la vitesse de l'interface à travers la fenêtre en LiF par VISAR, nous pouvons donc observer l'intégralité du choc et de la détente qui le suit sans être gênés par les allers-retours dans la cible. Sur la Figure 5.17, nous comparons le signal de vitesse mesuré au travers de la fenêtre à d'autres signaux mesurés sans fenêtres sur des cibles d'épaisseurs variables. Pour pouvoir comparer ces vitesses, nous avons multiplié par 2 l'amplitude du signal mesuré sur assemblage (pour passer d'une vitesse matérielle à une vitesse de surface libre) puis nous l'avons divisée par 1.284 (pour tenir compte de l'indice optique du LiF [121]).

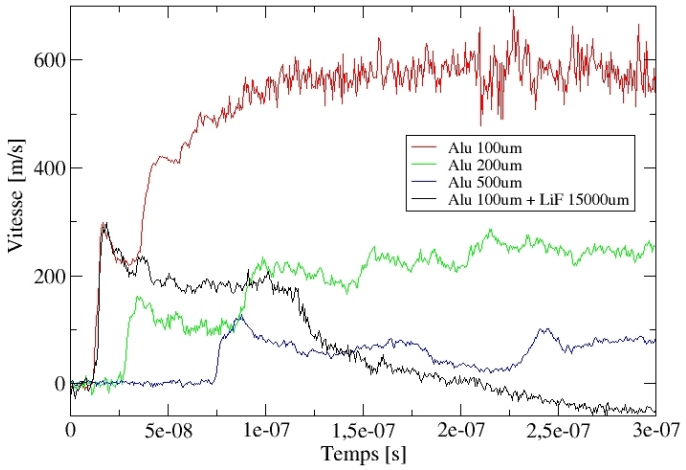


FIGURE 5.17 – Signaux de vitesse mesurés par VISAR à l'interface aluminium/LiF et en surface libre de cibles d'aluminium d'épaisseurs variables pour un tir laser de paramètres $E = 40\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

Les courbes rouge et noire se superposent parfaitement jusqu'à ce que le choc se réfléchisse en face arrière de la cible sans fenêtre vers 30 $ns$. Le petit rebond de vitesse observé sur le signal noir à cet instant est dû à une petite réflexion à l'interface entre la cible et la fenêtre, probablement sur la fine couche de colle qui les lie. Sur les courbes verte et bleue, nous pouvons observer l'effet de l'amortissement hydrodynamique. Plus la cible est épaisse, plus le choc a le temps de s'amortir au cours de sa propagation.

Ce tir sur assemblage est riche d'informations car le signal de vitesse mesuré peut directement être relié à la pression exercée en face avant par le laser sur des temps très longs, notamment pendant la détente du plasma qui suit le pulse laser. La Figure 5.18 compare le signal VISAR normalisé avec la pression d'ablation normalisée calculée à l'aide d'ESTHER pour ce tir. Même si les deux courbes ne sont pas censées être strictement identiques, elles ont ici des allures anormalement différentes, surtout au moment de la détente. Cette différence peut s'expliquer par le fait que le code ESTHER soit monodimensionnel. Il n'est donc pas capable de reproduire l'expansion de la plume de plasma en trois dimensions comme c'est le cas dans la réalité. Par la suite, nous devons donc nous attendre à observer des écarts lorsque nous comparerons des signaux de vitesses simulés et mesurés sur des temps très longs.

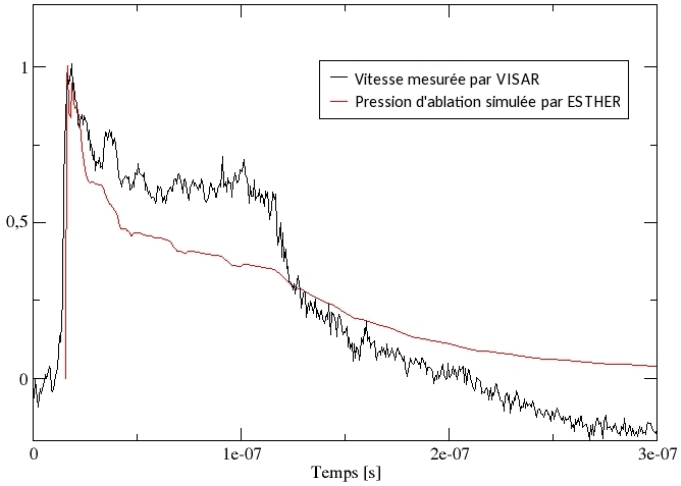


FIGURE 5.18 – Comparaison entre la vitesse mesurée à l'interface aluminium/LiF et la pression d'ablation simulée par le code ESTHER pour un tir laser de paramètres $E = 40\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

Afin de mieux caractériser l'allure spatiale du chargement laser, des simulations ont été réalisées avec le code FCI2 développé au CEA. Il s'agit d'un code lagrangien par tracé de rayon qui permet de traiter l'interaction laser/matière en représentation 2D-axisymétrique. Ces simulations très complexes ont été intégralement réalisées par Laurent Videau du CEA/DIF et nous avons participé à leur dépouillement. La configuration laser retenue est identique à celle que nous venons d'étudier mais, cette fois, des données d'entrée idéalisées ont été utilisées afin de limiter les instabilités numériques. Le profil spatial retenu est une super-gaussienne d'ordre 8 de diamètre 1 $mm$ à mi-hauteur. Le profil temporel est un créneau de 100 $ns$ de durée avec 1 $ns$ de temps de montée et de descente et l'énergie vaut 40 $J$. La Figure 5.19 représente le champ de température simulé au sein de la cible et de la plume de plasma à différents instants. Comme nous pouvons le voir, au fil du temps, le plasma s'élargit radialement. Au bout de 20 $ns$, il

exerce une pression sur un diamètre déjà deux fois plus grand que le diamètre de tache focale.

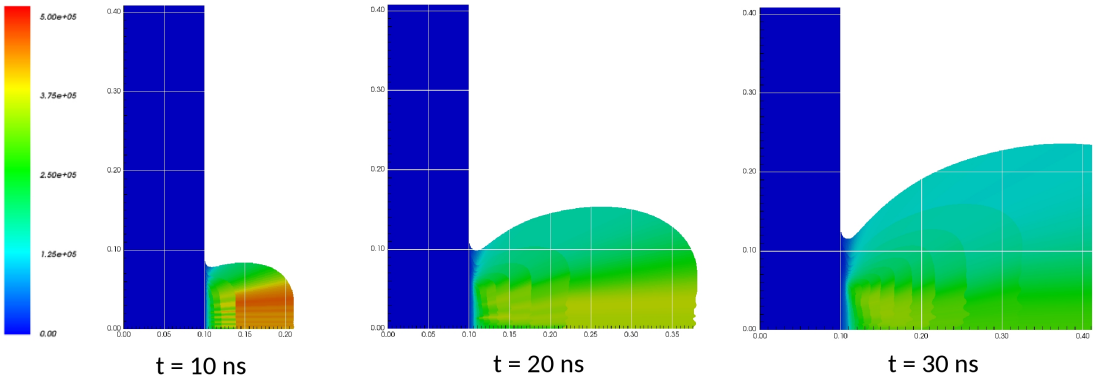


FIGURE 5.19 – Champ de température simulé avec FCI2 dans le cas d'un tir laser de paramètres $E = 40\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

Le plasma étant très chaud, nous savons qu'il émet un rayonnement X. Ce rayonnement peut venir impacter la cible sur des rayons lointains et potentiellement générer un choc. Afin de mettre en évidence ce phénomène, le flux X émis par le plasma et absorbé par les premiers micromètres de la cible a été relevé en différents rayons, notés ici Y (voir Figure 5.20). Nous constatons que ce rayonnement X est responsable d'un flux d'environ $10^7\ W.cm^{-2}$ même à plus de 10 fois le rayon initial de la tache focale.

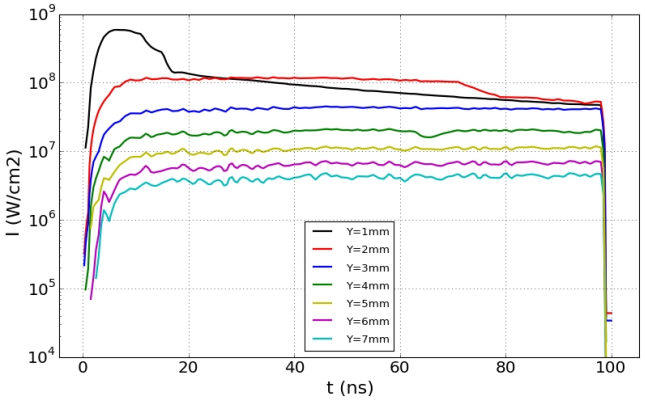


FIGURE 5.20 – Flux X relevés dans la simulation FCI2 en différents rayons au niveau de la surface de la cible pour un tir laser de paramètres $E = 40\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 1\ mm$.

Connaissant également le spectre du rayonnement X perçu à chaque rayon, Laurent Videau a ensuite réalisé des simulations ESTHER pour évaluer l'élévation de pression générée par tous ces flux X. Il a obtenu les courbes présentées sur la Figure 5.21. Cette pression vaut environ 350 $MPa$ à 1 $mm$ de l'axe et 100 $MPa$ à plus de 5 $mm$ de l'axe.

Cette pression additionnelle serait à prendre en compte dans nos simulations couplées ESTHER/HESIONE qui l'ignore actuellement. Malheureusement, si les simulations

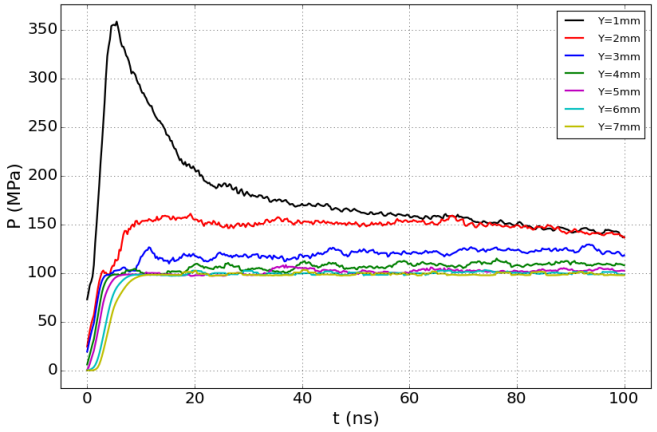


FIGURE 5.21 – Pression induite dans la cible par les flux X présentés sur la Figure 5.20. Ces courbes sont extraites de simulations ESTHER.

FCI2 sont très riches d'un point de vue qualitatif, elles le sont moins d'un point de vue quantitatif. En effet, les problèmes numériques rencontrés sont nombreux donc il a fallu simplifier au maximum la modélisation. Il faudrait notamment raffiner le maillage et utiliser les profils temporel et spatial réels pour obtenir des données représentatives de la réalité. Par ailleurs, les temps de calcul nécessaires pour de telles simulations (de l'ordre de plusieurs semaines sur les calculateurs du CEA/DIF) empêchent de les utiliser de façon systématique.

## 5.3 Irradiations laser sur cibles d'aluminium avec une tache focale de 220 $\mu m$ de diamètre

### 5.3.1 Données expérimentales

Dans la partie précédente, nous avons validé nos outils numériques et nos méthodes de simulation dans des configurations où le diamètre de tache focale était grand devant l'épaisseur des cibles. Nous considérons à présent des tirs de cratérisation pour lesquels ce n'est plus du tout le cas. Ces tirs ont été réalisés sur le GCLT avec un setup très proche de celui décrit en 5.2.1. Les seules différences se situent au niveau de la lame de phase et de la lentille de focalisation qui sont cette fois choisies de sorte à obtenir une tache focale d'environ 220 $\mu m$ de diamètre au niveau de la cible. Les profils temporels restent des créneaux de 100 $ns$ similaires à celui présenté sur la Figure 5.2.

La Figure 5.22.(a) montre une image de la tache focale prise au centre chambre. Nous extrayons de cette image le profil radial présenté sur la Figure 5.22.(b). Cette fois, nous n'observons pas de pic central marqué comme c'était le cas avec la tache de diamètre 1 $mm$. Nous choisissons tout de même de moyenner l'intensité du laser sur

le plateau principal de la tache (i.e. sur un disque central de 70 $\mu m$ de rayon) afin de lisser le profil radial et de limiter les problèmes numériques par la suite. De même, au delà de 300 $\mu m$ de rayon, le profil est remplacé par une décroissance exponentielle analytique. Nous conservons par contre le profil exact entre 70 et 300 $\mu m$ de rayon car aucune formule analytique simple ne permet d'approcher cette partie sensible du profil de manière satisfaisante.

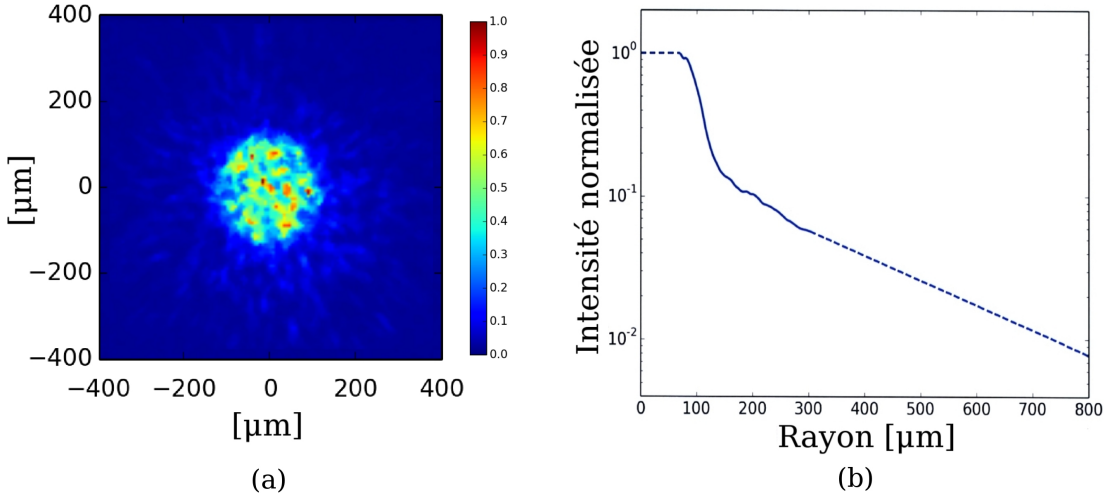


FIGURE 5.22 – Tache focale de diamètre 220 $\mu m$ mesurée au centre chambre (a) et profil radial normalisé correspondant (b).

Avant de passer aux tirs de cratérisation sur cibles épaisses, nous avons validé notre modélisation à l'aide de tirs sur cibles fines d'aluminium 6061-T6. A l'image de ce qui a été fait en 5.2.1, la vitesse de la face arrière a été mesurée à l'aide d'un VISAR ponctuel en différents rayons : $r = 0$ $\mu m$, $r = 250$ $\mu m$, $r = 500$ $\mu m$ et $r = 750$ $\mu m$. Pour cela, nous avons réalisé quatre tirs identiques et, entre chacun de ces tirs, nous avons modifié la position relative du VISAR par rapport au spot laser. Les paramètres de ces quatre tirs sont résumés dans le Tableau 5.4. La Figure 5.23 regroupe les quatre signaux VISAR obtenus. Nous sommes à nouveau dans une configuration de choc soutenu puisque la durée du pulse de 100 $ns$ est nettement supérieure au temps de traversée du choc ($\sim$ 30 $ns$). Il est intéressant de noter que la vitesse mesurée à 750 $\mu m$ de l'axe reste significative ($\sim$ 50 $m.s^{-1}$). Il s'agit pourtant d'un rayon sept fois plus grand que celui de la tache focale.

TABLE 5.4 – Paramètres du tir de validation réalisé au GCLT sur cible fine d'aluminium 6061-T6 avec une tache focale de diamètre 220 $\mu m$ et une durée de pulse de 100 $ns$.

| Épaisseur cible [$\mu m$] | Énergie [$J$] | Décalage [$\mu m$] |
|---|---|---|
| 188 | 38.8 | 0 |
| | 38.9 | 250 |
| | 40.1 | 500 |
| | 39.3 | 750 |

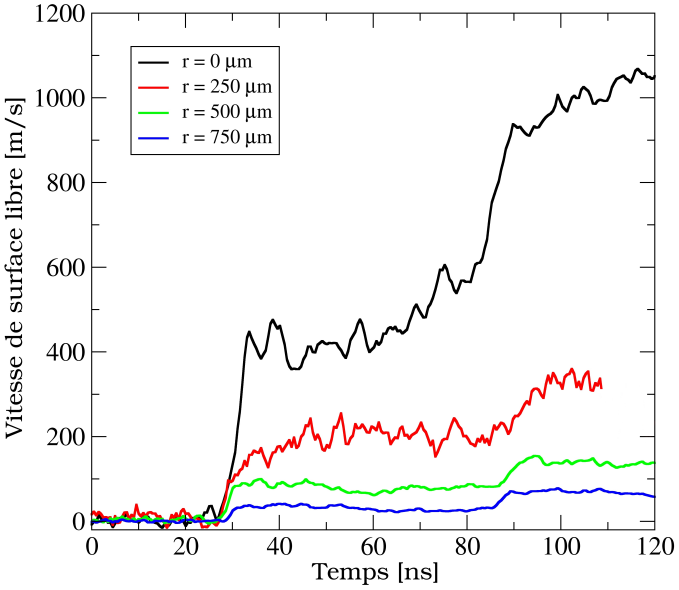


FIGURE 5.23 – Synthèse des signaux VISAR obtenus sur cibles fines d'aluminium 6061-T6 avec la configuration de tir présentée dans le Tableau 5.4.

Sept cratères ont ensuite été réalisés sur des cibles en aluminium 6061-T6 de 3 $mm$ d'épaisseur avec des énergies laser comprises entre 3 et 36 $J$. Ils ont tous été mesurés au profilomètre optique (voir 3.1.4). De ces mesures 3D, des profils radiaux 2D ont été extraits à l'image de celui présenté sur la Figure 5.24 (en noir) qui correspond au tir à 20.6 $J$. Les cratères étant plutôt axisymétriques, le profil extrait dépend très peu de la direction de coupe choisie. Si la profondeur maximale $p$ de chaque cratère peut-être mesurée sans ambiguïté, il n'en est pas de même pour le diamètre $\phi$ et le volume $V$. En effet, l'absence de lèvres autour des cratères rend difficile la définition de l'intersection avec la surface initiale de la cible. Pour contourner ce problème, nous avons choisi d'approcher chaque profil de cratère par une courbe parabolique $z(r)$ comme le montre la Figure 5.24. Cette courbe a pour équation :

$$z(r) = ar^2 - d \tag{5.8}$$

où $a$ est un réel. Les grandeurs $\phi$ et $V$ peuvent alors être définies sans ambiguïté par les relations suivantes :

$$\phi = 2\sqrt{\frac{d}{a}} \quad \text{et} \quad V = \left| \int_0^{\phi/2} 2\pi r z(r) dr \right| = \frac{\pi}{8} d\phi^2. \tag{5.9}$$

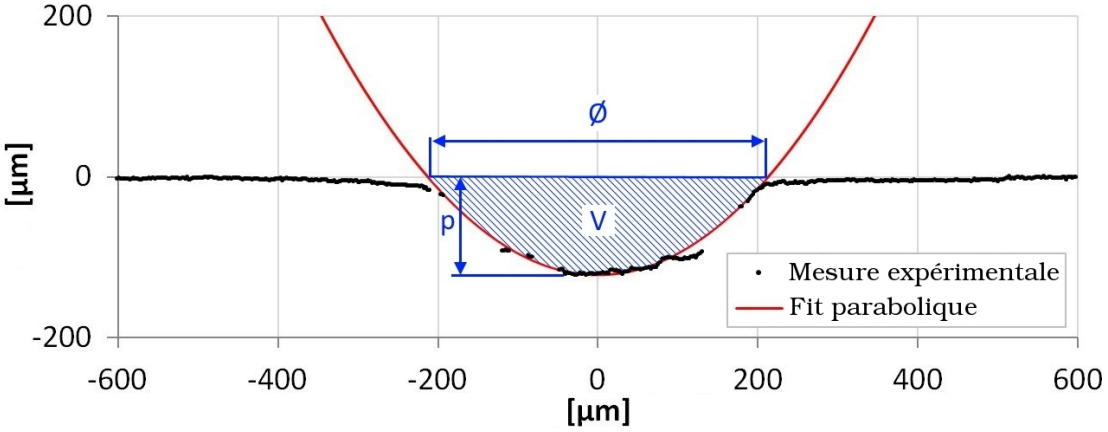


FIGURE 5.24 – Profil radial 2D du cratère généré par un tir laser de paramètre $E = 20.6\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 220\ \mu m$ sur une cible en aluminium. Ce profil est approché par une courbe parabolique pour permettre la définition de $p$, $\phi$ et $V$.

Le Tableau 5.5 synthétise l'ensemble des dimensions de cratère mesurées. La forme des deux cratères à basse énergie ne peut pas être approchée par une courbe parabolique donc nous mesurons uniquement $p$ sur ces deux cratères. Nous considérons que l'incertitude sur $p$ est négligeable puisque la précision du profilomètre est de l'ordre de 1 % et que la surface initiale de la cible est parfaitement plane et identifiable. Nous estimons que l'approximation par une courbe parabolique induit une incertitude d'environ 10 % sur la mesure de $\phi$. D'après les relations 5.8 et 5.9, l'incertitude sur $V$ est alors d'environ 20 %.

TABLE 5.5 – Dimensions des cratères générés au GCLT sur des cibles d'aluminium 6061-T6 avec une tache focale de diamètre 220 $\mu m$ et une durée de pulse de 100 $ns$.

| $E$ [$J$] | $p$ [$\mu m$] | $\phi$ [$\mu m$] | $V$ [$\times 10^6\ \mu m^3$] |
|---|---|---|---|
| | ± 1 % | ± 10 % | ± 20 % |
| 3.7 | 12 | - | - |
| 7.0 | 27 | - | - |
| 10.1 | 44 | 368 | 2.3 |
| 15.8 | 95 | 406 | 6.2 |
| 20.6 | 122 | 425 | 8.7 |
| 28.2 | 155 | 455 | 12.6 |
| 36.0 | 204 | 513 | 21.1 |

### 5.3.2 Validation du chargement sur cibles fines d'aluminium

Avant de simuler les tirs de cratérisation, validons notre modélisation du chargement grâce au tir instrumenté réalisé sur cible fine (voir Tableau 5.4). Pour simuler ce tir, nous utilisons exactement la même méthodologie qu'en 5.2. Pour rappel, nous commençons par déterminer la pression d'ablation sur l'axe du faisceau à l'aide d'une simulation ESTHER 1D lagrangienne. Puis, nous extrapolons ce profil de pression 1D en un champ de pression 2D-axisymétrique en utilisant le profil radial d'intensité de la Figure 5.22.(b) et la relation 5.7. Nous obtenons alors le champ de pression présenté sur la Figure 5.25. Celui-ci présente de fortes oscillations qui sont dues aux oscillations présentes sur le profil temporel.

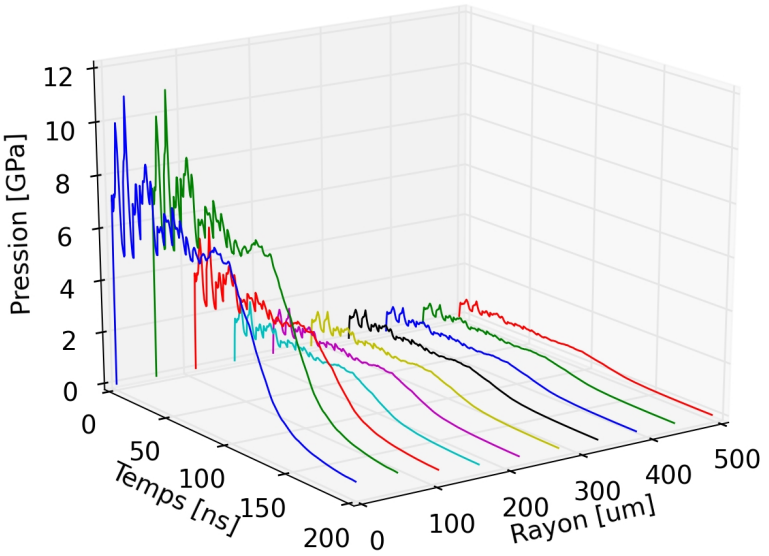


FIGURE 5.25 – Champ de pression d'ablation généré par un tir laser de paramètres $E = 38.8\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 220\ \mu m$ sur une cible en aluminium.

Par l'intermédiaire d'un fluide fictif, ce champ de pression est appliqué sur la surface de la cible dans une simulation HESIONE 2D-axisymétrique eulérienne. La Figure 5.26 compare les profils de vitesse issues de la simulation avec ceux mesurés expérimentalement. Globalement, nous observons un très bon accord tant sur le niveau de vitesse que sur l'allure des signaux. Les oscillations présentes sur le profil de pression d'ablation se retrouvent sur le profil de vitesse simulé et sont synchrones avec les petites oscillations présentes sur les signaux VISAR.

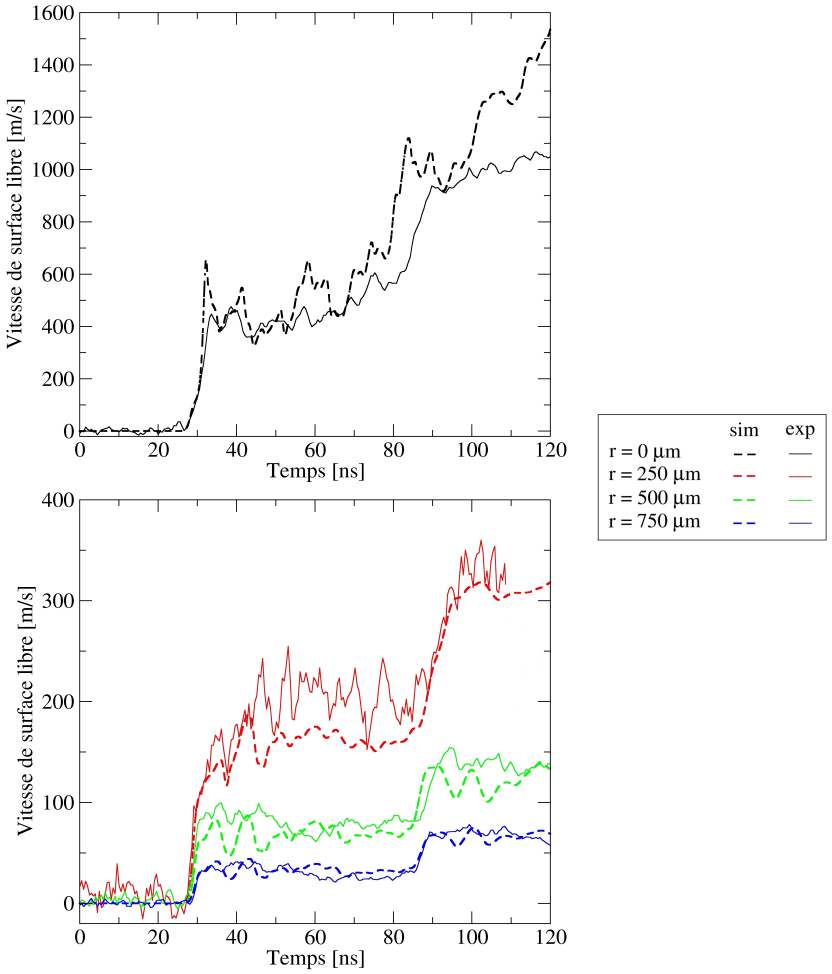


FIGURE 5.26 – Comparaison entre les signaux de vitesse de surface libre simulés et mesurés expérimentalement pour la configuration de tir présentée dans le Tableau 5.4.

### 5.3.3 Simulations numériques des tirs de cratérisation sur aluminium

Au vu des résultats obtenus sur cibles fines, notre modélisation du chargement laser semble valide. Nous allons donc maintenant l'utiliser pour simuler les tirs de cratérisation sur cibles épaisses. Étant donné que la cible est très grande devant les dimensions des cratères, nous ne maillons qu'une petite portion de celle-ci et nous appliquons une condition aux limites d'absorption aux frontières du domaine maillé.

Dans le cas du tir à 20.6 $J$, nous obtenons le profil de cratère tracé en rouge sur la Figure 5.27. Il est comparé au profil expérimental en noir. La profondeur du cratère est parfaitement reproduite mais le diamètre et, par conséquent, le volume sont nettement sous-estimés. En effet, notre simulation prédit la formation de lèvres tout autour de cratère mais celles-ci ne sont pas observées expérimentalement.

Afin de comprendre d'où provient cette différence, intéressons nous à la Figure 5.28 qui représente une vue de dessus du cratère mesurée au profilomètre ainsi qu'un profil 2D

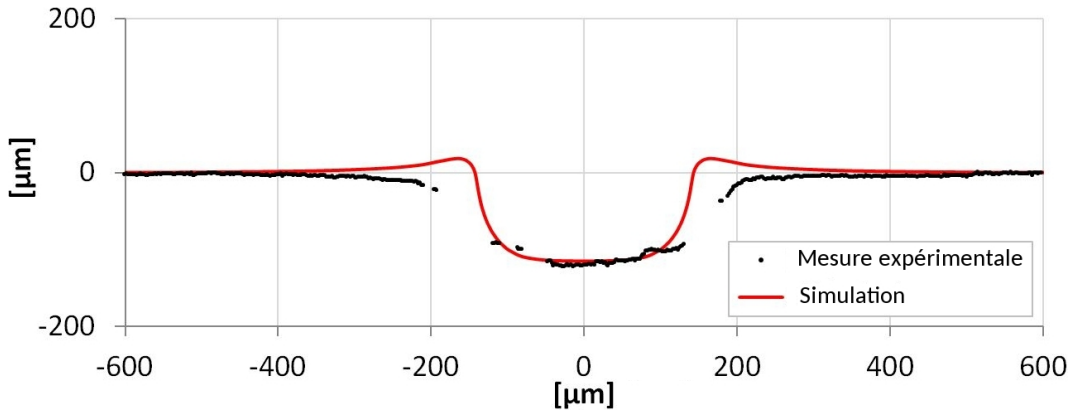


FIGURE 5.27 – Comparaison des profils de cratère simulé et expérimental pour le tir laser de paramètres $E = 20.6\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 220\ \mu m$.

montrant l'état de surface de la cible autour de ce cratère. Nous constatons la présence d'éjections de matière tout autour du cratère. Ces éjections se redéposent sur la surface de la cible à environ 1 $mm$ du centre du cratère comme le montre la surépaisseur de quelque micromètres observée à cette distance. A première vue, il semble que la matière éjectée soit liquide. Ce phénomène a déjà été observé dans la littérature lors de tirs laser sur aluminium [106].

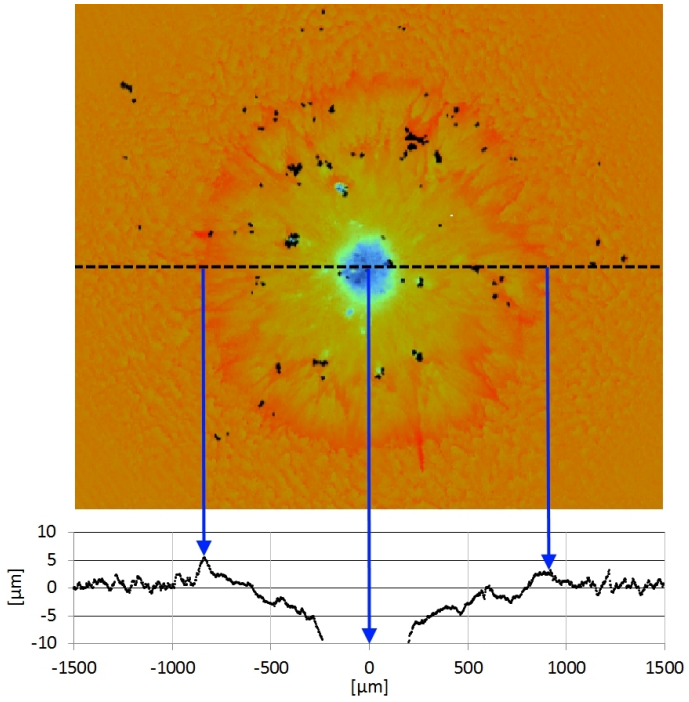


FIGURE 5.28 – Vue de dessus du cratère généré par un tir laser de paramètres $E = 20.6\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 220\ \mu m$ sur une cible en aluminium et profil 2D montrant l'état de surface autour de ce cratère.

Nous savons que les effets thermiques induits par l'interaction du laser avec la matière entraînent une montée en température de la surface de la cible. Plusieurs micromètres de matière peuvent atteindre une température supérieure à la température de

fusion de l'aluminium ($\sim 930\ K$ à $1\ bar$). Le plasma exerce alors une forte pression sur une fine couche de métal liquide. Coincé entre le plasma et la cible solide, ce liquide est propulsé sur les côtés comme le confirment les travaux de Semak [122]. Au cours de son éjection, il peut éroder les bords du cratère et ainsi faire disparaître les lèvres. Notre chaîne de simulation ne permet pas de restituer ce phénomène car nous découplons interaction laser/matière et effets mécaniques. En effet, la cible sur laquelle est appliquée la pression dans notre simulation HESIONE est initialement à température ambiante et l'élévation de température engendrée par le passage du choc dans la cible ne suffit pas pour atteindre la température de fusion du matériau.

De la simulation ESTHER de chaque tir, nous avons extrait la profondeur de la dernière maille de la cible à devenir liquide. Nous avons reporté cette profondeur sur la Figure 5.29 et nous la comparons avec la profondeur du cratère. A basse énergie, l'épaisseur liquide est du même ordre de grandeur que la profondeur du cratère mais, à plus haute énergie, elle peut être négligée. Nous en déduisons donc que notre chaîne de simulation est plutôt adaptée aux tirs à haute énergie.

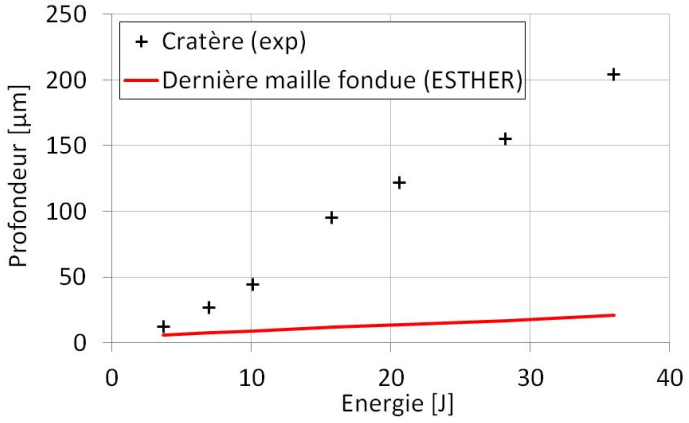


FIGURE 5.29 – Évolutions de la profondeur des cratères et de l'épaisseur de cible liquide en fonction de l'énergie du tir.

Les sept tirs présentés dans le Tableau 5.5 ont été simulés de la même façon. Nous avons extrait les grandeurs $p$, $\phi$ et $V$ pour chacun de ces cratères et nous les comparons aux mesures expérimentales sur la Figure 5.30. Numériquement, $p$ est sous-estimée à basse énergie et plutôt bien reproduite à haute énergie. Cela peut s'expliquer par le fait qu'à basse énergie les effets thermiques ne peuvent pas être négligés devant les effets mécaniques. Concernant $\phi$ et $V$, ils sont systématiquement sous-estimés par notre simulation pour les raisons évoquées précédemment. Il est tout de même intéressant de noter que la tendance prédite numériquement est correcte.

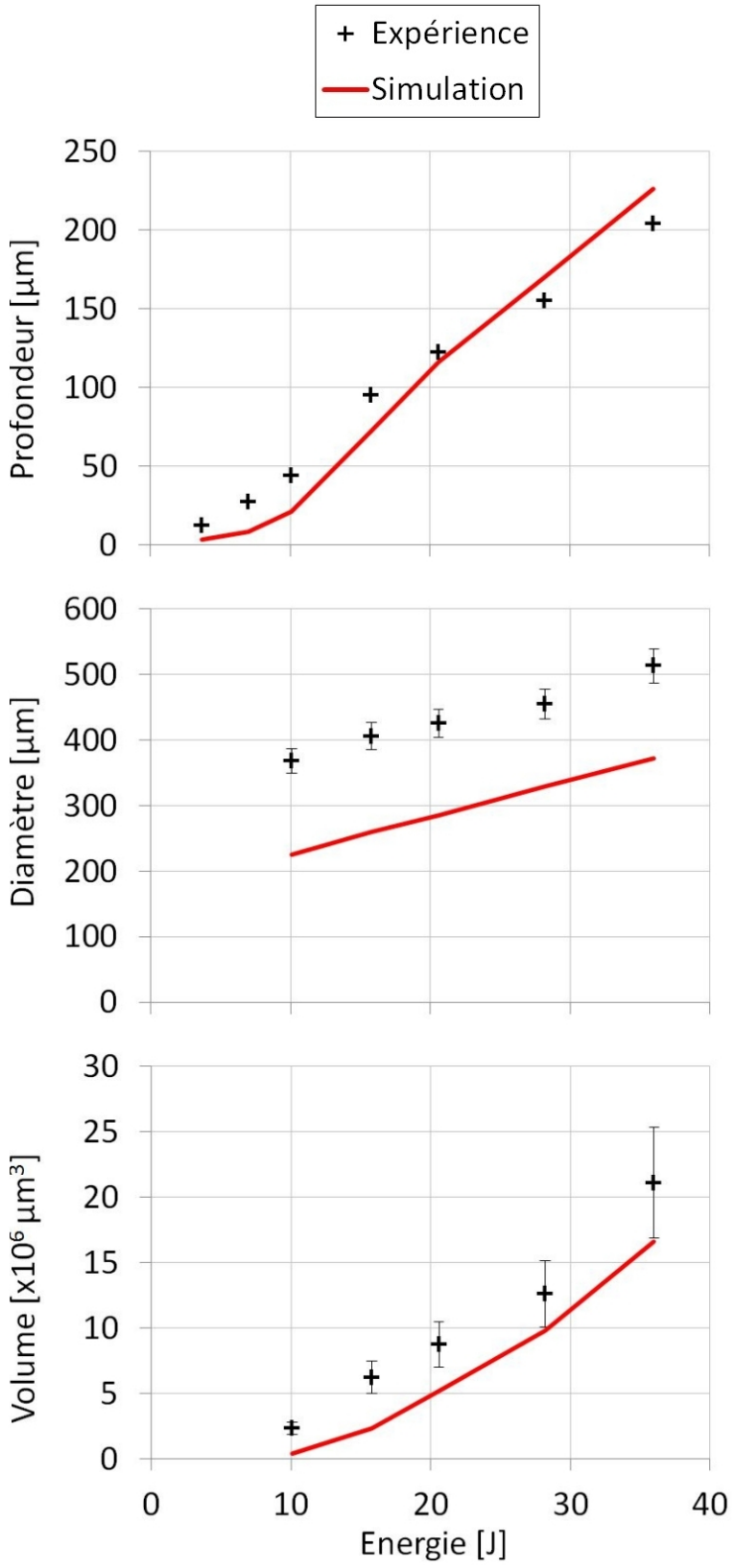


FIGURE 5.30 – Évolutions de $p$, $\phi$ et $V$ en fonction de l'énergie du laser dans le cas de tirs laser de durée 100 $ns$ avec une tache focale de diamètre 220 $\mu m$ sur des cibles en aluminium : comparaison entre expérience et simulation.

## 5.4 Irradiations laser sur cibles d'EDM3

### 5.4.1 Données expérimentales

Dans cette partie, nous réalisons exactement les mêmes expériences que dans la partie 5.3 en utilisant des cibles en EDM3 au lieu des cibles en aluminium. Comme précédemment, les essais ont été réalisés sur le GCLT avec la tache focale de 220 $\mu m$ présentée sur la Figure 5.22 et avec des profils temporels carrés de 100 $ns$. Nous avons déjà validé notre modélisation du chargement laser par des mesures de vitesse sur cibles fines en aluminium donc nous pourrions directement utiliser la même modélisation pour simuler les tirs de cratérisation sur EDM3. Cependant, il nous semble préférable de la valider également sur des cibles fines en EDM3 avant de passer aux tirs de cratérisation pour valider l'adéquation du modèle à ce type de chargement. Les paramètres du tir de validation sont résumés dans le Tableau 5.6.

Table 5.6 – Paramètres du tir de validation réalisé au GCLT sur cible fine d'EDM3 avec une tache focale de diamètre 220 $\mu m$ et une durée de pulse de 100 $ns$.

| Épaisseur cible [$\mu m$] | Énergie [$J$] | Décalage [$\mu m$] |
|---|---|---|
| 211 | 39.3 | 0 |
| | 39.3 | 250 |
| | 39.7 | 500 |
| | 40.6 | 750 |

La Figure 5.31 présente les quatre signaux de vitesses obtenus en décalant le VISAR de 0, 250, 500 et 750 $\mu m$. Dans ce régime d'intensité laser, le passage du choc endommage fortement la cible et, comme l'EDM3 est un matériau fragile, cet endommagement a pour conséquence l'éjection de très nombreux fragments comme le montre l'ombroscopie transverse (voir Figure 5.32). Le VISAR ne permet pas de mesurer plusieurs vitesses simultanément donc le signal mesuré devient vite inexploitable lorsque la face arrière de la cible est un nuage de fragments. C'est pourquoi les signaux présentés ici s'interrompent de façon prématurée. Le plus souvent, la mesure s'arrête après le premier débouché du choc même si, en $r = 0$ $\mu m$, elle semble correcte jusqu'au deuxième débouché. Notons que la mise en vitesse de la face arrière survient à des instants très différents suivant le rayon considéré. Il y a, par exemple, un délai de plus de 20 $ns$ entre le débouché du choc en $r = 0$ $\mu m$ et celui en $r = 250$ $\mu m$. Cela s'explique par le fait que la vitesse des ondes varie énormément avec la pression au sein des matériaux poreux tels que l'EDM3. En $r = 0$ $\mu m$, la pression est nettement plus élevée qu'en $r = 250$ $\mu m$ donc le matériau est plus compacté et le choc se propage plus rapidement.

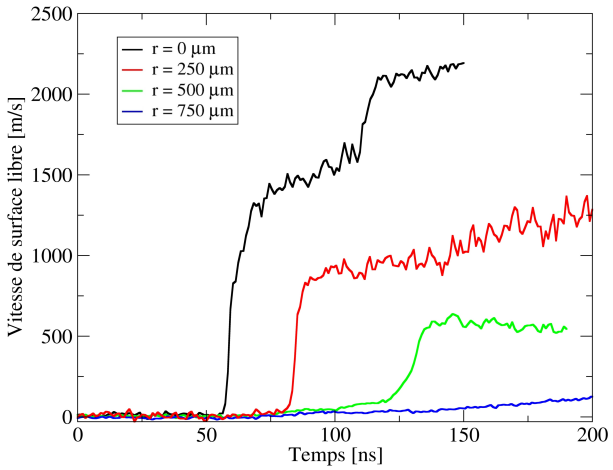


FIGURE 5.31 – Synthèse des signaux VISAR obtenus sur cibles fines d'EDM3 avec la configuration de tir présentée dans le Tableau 5.6.

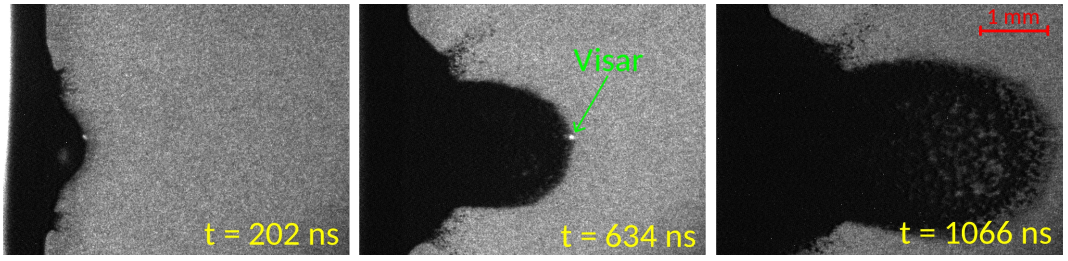


FIGURE 5.32 – Clichés pris par ombroscopie transverse dans la configuration de tir présentée dans le Tableau 5.6.

Avec la même tache focale de 220 $\mu m$ et les mêmes profils temporels de 100 $ns$, nous avons également réalisé sept cratères sur des cibles en EDM3 de 15 $mm$ d'épaisseur en faisant varier l'énergie entre 3 et 40 $J$. Tous ces cratères ont été mesurés au profilomètre. La Figure 5.33.(a) montre une vue de dessus du cratère obtenus à 28 $J$. Une coupe radiale de ce cratère est présentée sur la Figure 5.33.(b).

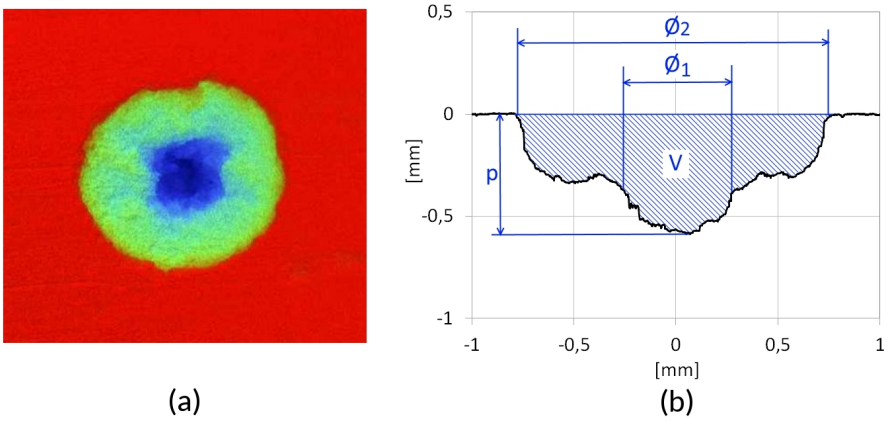


FIGURE 5.33 – (a) : Vue de dessus du cratère généré par un tir laser de paramètres $E = 28$ $J$, $\tau = 100$ $ns$ et $\phi = 220$ $\mu m$ sur une cible en EDM3. (b) : Profil radial de ce cratère et définition des grandeurs $p$, $\phi_1$, $\phi_2$ et $V$.

Nous observons un volume central entouré d'une très grosse écaille. Le volume de cette écaille représente la majorité du volume total du cratère. Cette forme bien spécifique se retrouve sur l'ensemble des cratères de la série de tir. Sur chacun d'eux, nous avons relevé la profondeur maximale $p$, le diamètre du volume central $\phi_1$, le diamètre extérieur $\phi_2$ et le volume total $V$. Toutes ces grandeurs sont représentées sur la Figure 5.33.(b).

La définition de $p$ est sans ambiguïté et l'incertitude sur cette valeur est négligeable puisqu'elle n'excède pas les quelques micromètres de résolution du profilomètre. De même, $V$ est mesurée par le profilomètre avec une bonne précision de $\pm$ 5 %. Il n'en est pas de même pour les diamètres qui peuvent être difficiles à mesurer. Les cratères n'étant pas parfaitement axisymétriques, nous effectuons les mesures suivant plusieurs directions puis nous les moyennons. Le cas de $\phi_1$ est le plus complexe car l'écaille n'est pas toujours facile à distinguer du volume central. La frontière entre les deux peut être très floue. Nous estimons que l'incertitude sur $\phi_1$ est de $\pm$ 40 % et que celle sur $\phi_2$ est de $\pm$ 10 %. L'ensemble des mesures effectuées sont résumées dans le Tableau 5.7.

Table 5.7 – Dimensions des cratères générés au GCLT sur des cibles d'EDM3 avec une tache focale de diamètre 220 $\mu m$ et une durée de pulse de 100 $ns$.

| $E$ $[J]$ | $p$ $[\mu m]$ | $\phi_1$ $[\mu m]$ | $\phi_2$ $[\mu m]$ | $V$ $[\times 10^6$ $\mu m^3]$ |
|---|---|---|---|---|
| | $\pm$ 1 % | $\pm$ 40 % | $\pm$ 10 % | $\pm$ 5 % |
| 3.6 | 280 | 310 | 700 | 55 |
| 7.1 | 380 | 420 | 980 | 140 |
| 9.1 | 430 | 440 | 1090 | 200 |
| 15.5 | 500 | 490 | 1220 | 320 |
| 21.5 | 540 | 510 | 1330 | 390 |
| 28.0 | 600 | 550 | 1420 | 515 |
| 39.3 | 660 | 620 | 1510 | 620 |

### 5.4.2 Validation du chargement laser sur cibles fines d'EDM3

Pour valider notre modélisation, nous simulons le tir réalisé sur cible fine d'EDM3. Pour cela, nous appliquons la même méthodologie qu'en 5.2. Dans un premier temps, nous déterminons la pression d'ablation au centre de la tache focale à l'aide du code ESTHER. Pour cette simulation, nous utilisons l'équation d'état SESAME 7832 du carbone dense car la porosité du matériau n'influe pas ou très peu sur le dépôt laser. Nous extrapolons, ensuite, cette pression radialement en utilisant le profil radial d'intensité de la Figure 5.22.(b) et la relation 5.7. Le champ de pression 2D-axisymétrique ainsi obtenu est tracé sur la Figure 5.34. Celui-ci ressemble beaucoup au champ de pression

qui avait été obtenu sur aluminium avec une configuration laser quasi-identique (voir Figure 5.25). De manière plus générale, toutes les simulations ESTHER que nous avons pu réaliser dans le cadre de cette thèse nous indiquent que, pour un même tir, la pression d'ablation est environ 5 % plus importante sur EDM3 que sur aluminium. Les formes des profils sont également très similaires pour les deux matériaux.

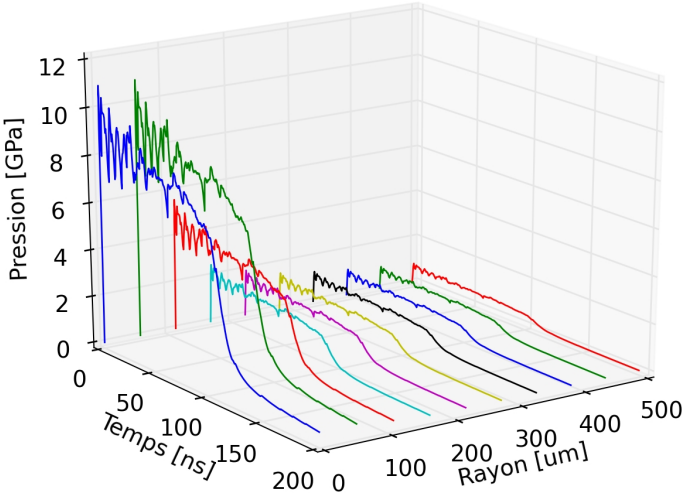


FIGURE 5.34 – Champ de pression d'ablation généré par un tir laser de paramètres $E = 39.3\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 220\ \mu m$ sur une cible en EDM3.

Dans un second temps, ce champ de pression est appliqué sur la surface d'une cible par l'intermédiaire d'un fluide fictif dans une simulation HESIONE eulérienne et 2D-axisymétrique. Le comportement mécanique de l'EDM3 est modélisé par le modèle POREQST (voir 2.1.4) de la même façon que pour les simulations d'IHV présentées en 4.3.2. La face arrière de la cible se déformant énormément, nous n'avons pas pu nous contenter d'utiliser des particules traceuses lagrangiennes pour extraire les vitesses de surface libre de cette simulation. En effet, la particule traceuse initialement placée en $r = 250\ \mu m$ se retrouve par exemple en $r = 285\ \mu m$ après 200 $ns$ de simulation donc elle ne mesure plus exactement la même vitesse que le VISAR qui vise constamment en $r = 250\ \mu m$. Cette dérive était négligeable dans le cas du tir sur cible fine d'aluminium (voir Figure 5.26) car la cible se déformait nettement moins. Quelques développements ont donc été nécessaires pour extraire les vitesses de surface libre présentées sur la Figure 5.35.

La mesure sur l'axe est plutôt bien reproduite par la simulation puisque le temps de débouché du choc et le niveau de vitesse du premier plateau sont corrects. Cependant, la vitesse est surestimée de près de 50 % à partir du deuxième débouché de choc. Il faut garder à l'esprit que sur des temps aussi longs la mesure VISAR et la simulation numérique sont moins fiables car la cible commence à se fragmenter. En $r = 250\ \mu m$, la simulation prédit une mise en vitesse aux environs de 90 $ns$ tandis qu'expérimentalement nous l'observons dès 65 $ns$. L'accord sur le niveau de vitesse est cependant satisfaisant. A ce rayon, la vitesse croît progressivement à partir de 110 $ns$. Cette allure particulière

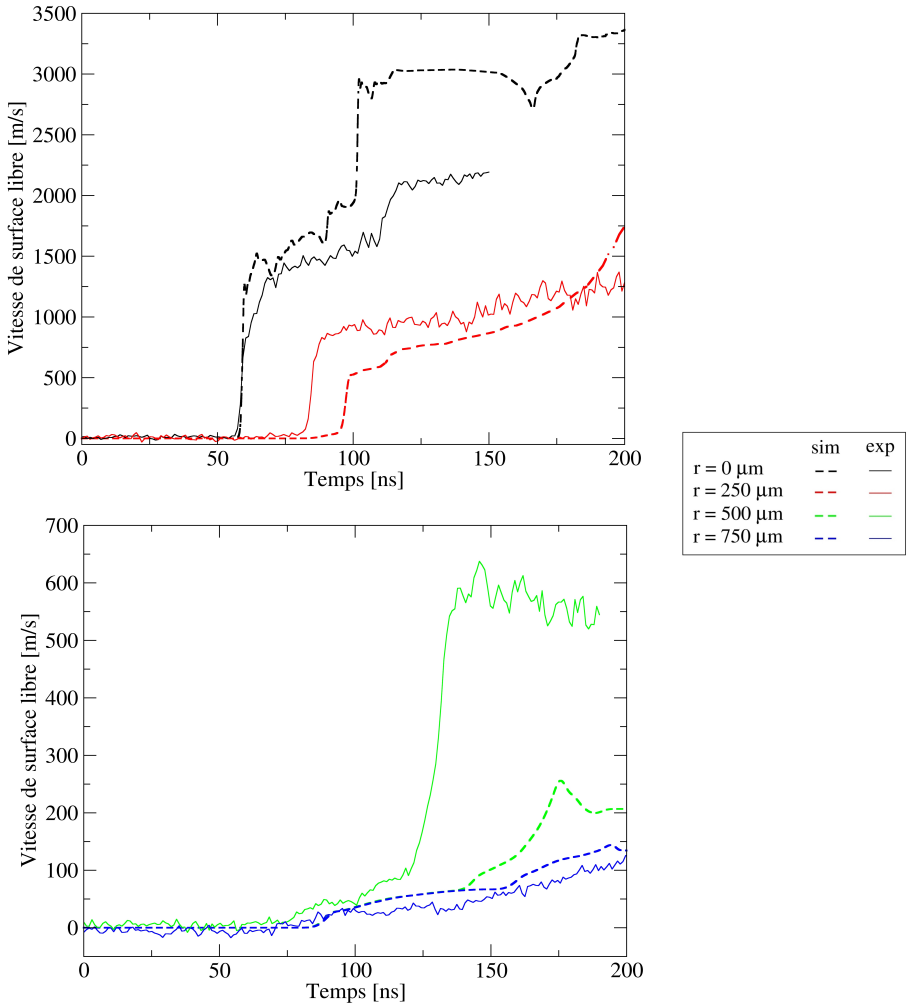


FIGURE 5.35 – Comparaison entre les signaux de vitesse de surface libre simulés et mesurés expérimentalement pour la configuration de tir présentée dans le Tableau 5.6.

que nous distinguons expérimentalement est très marquée dans notre simulation. La tache focale étant très petite, l'onde de choc générée dans la cible est presque sphérique divergente. Cette onde se propage radialement et finit par atteindre la mesure VISAR située à 250 $\mu m$ de l'axe. Elle amplifie alors progressivement la mise en vitesse de la face arrière de la cible à cet endroit. En $r = 500$ $\mu m$, la vitesse simulée est beaucoup trop basse mais elle est correcte en $r = 750$ $\mu m$. Malgré quelques lacunes pour restituer les signaux loin de l'axe laser, nous jugeons ces résultats globalement satisfaisants au vu de la complexité de l'expérience étudiée. Cela valide donc une nouvelle fois notre méthodologie de simulation.

### 5.4.3 Simulations numériques des tirs de cratérisation sur EDM3

Nous appliquons désormais la même méthodologie pour simuler l'ensemble des tirs de cratérisation listés dans le Tableau 5.7. La simulation du tir à 28 $J$ conduit au cratère

présenté sur la Figure 5.36 en rouge et bleu. Rappelons que dans les zones bleues le matériau cible n'est pas endommagé tandis que, dans les zones rouge, il l'est totalement. Nous le comparons au profil expérimental mesuré au profilomètre en noir.

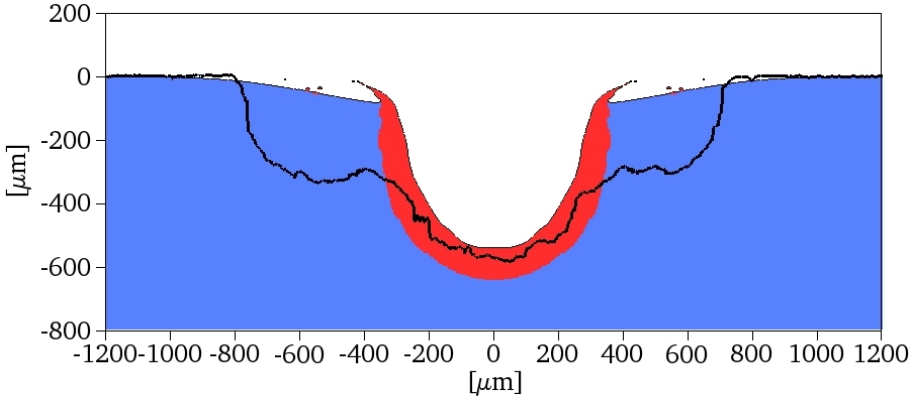


FIGURE 5.36 – Comparaison entre le cratère simulé (en rouge et bleu) et le profil expérimental mesuré au profilomètre (en noir) pour le tir laser de paramètres $E = 28\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 220\ \mu m$. Dans les zones bleues, le matériau cible n'est pas endommagé tandis que dans les zones rouges, il l'est.

Nous constatons que notre simulation restitue uniquement le volume central du cratère. L'écaille est totalement absente numériquement. Il en découle que les valeurs de $p$ et de $\phi_1$ sont correctement simulées mais que celles de $\phi_2$ et $V$ ne peuvent pas être extraites de ces simulations. Pourtant, nous pouvons remarquer que dans la simulation la matière est comprimée sur les bords du cratère sur un diamètre proche de celui de l'écaille expérimentale. En modifiant le critère d'endommagement, il est donc sans doute possible d'initier un endommagement dans cette zone. Gardons également à l'esprit que nous avions déjà rencontré des difficultés similaires sur cibles fines pour reproduire le comportement du matériau sur les bords de la tache focale (voir Figure 5.35) donc il n'est pas surprenant de rencontrer à nouveau des difficultés dans cette zone sur cibles épaisses.

Sur la Figure 5.37, nous traçons l'évolution des dimensions de cratères simulées et expérimentales en fonction de l'énergie laser pour l'ensemble de la série de tirs. Lorsque $E < 15\ J$, la profondeur est surestimée d'environ 30 % par notre simulation mais au delà elle est bien reproduite puisque la profondeur expérimentale se situe toujours au sein de la zone endommagée simulée. Le diamètre $\phi_1$ est quant à lui bien restitué quelque soit l'énergie laser.

## 5.5 Bilan

Si les simulations numériques de tirs laser sont de plus en plus répandues dans la littérature, elles restent pour la plupart limitées à des cas monodimensionnels ou

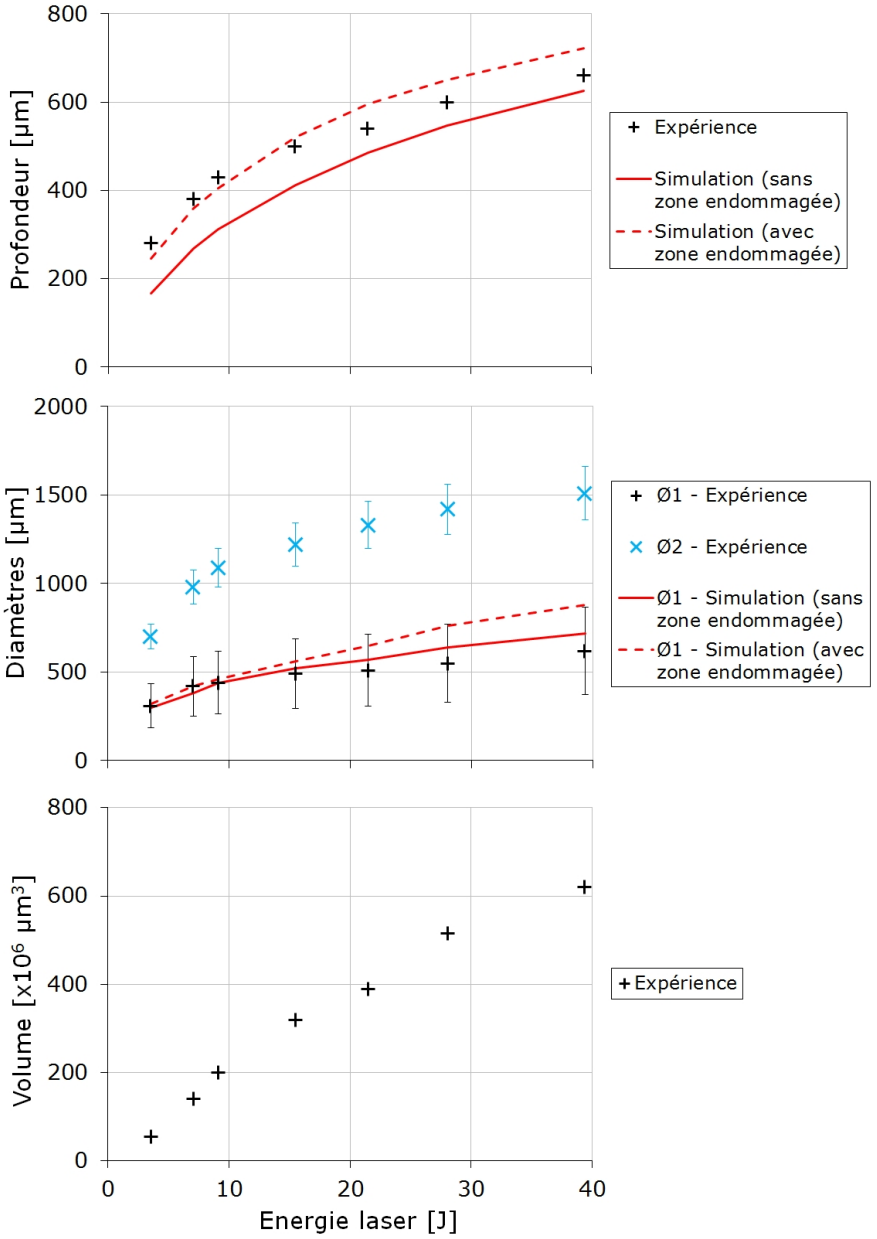


FIGURE 5.37 – Évolutions de $p$, $\phi_1$, $\phi_2$ et $V$ en fonction de l'énergie du laser dans le cas de tirs laser de durée 100 $ns$ avec une tache focale de diamètre 220 $\mu m$ sur des cibles en EDM3 : comparaison entre expérience et simulation.

bidimensionnels avec peu de déformations. Elles ne sont donc pas adaptées pour traiter les tirs de cratérisation qui nous intéressent. Dans ce chapitre, nous avons proposé une méthodologie adaptée à ces tirs particuliers qui font intervenir des petites taches focales et des longues durées de pulse. Elle repose sur l'utilisation du code monodimensionnel lagrangien ESTHER et du code 2D-axisymétrique eulérien HESIONE. ESTHER nous permet de calculer la pression d'ablation au centre de la tache focale. Celle-ci peut être extrapolée en un champ de pression 2D-axisymétrique connaissant le profil spatial de l'intensité laser. Ce champ de pression est ensuite appliqué comme condition aux limites

dans une simulation HESIONE. Pour ce faire, nous utilisons un fluide fictif placé devant la cible.

Afin de valider cette chaîne de simulation, nous avons commencé par étudier des tirs sur des cibles en aluminium car ce matériau ductile ne pose pas de problème de simulation. Nous avons d'abord utilisé des taches focales larges ($\phi = 1\ mm$) et des cibles fines ($e_p \simeq 200\ \mu m$). Sur ces mêmes cibles, nous avons ensuite considéré des taches focales nettement plus petites ($\phi = 220\ \mu m$) pour lesquels les effets de bords sont importants. Pour finir, nous nous sommes intéressés à des tirs de cratérisation sur des cibles semi-infinies. Dans toutes ces configurations, la méthodologie de simulation proposée a montré qu'elle était pertinente. Elle nous a permis de reproduire correctement les signaux de vitesse, y compris ceux mesurés loin de l'axe laser. Nous avons toutefois rencontré quelques difficultés pour restituer fidèlement les profils de cratère, notamment au niveau des lèvres. Cela provient du fait que nous découplons interaction laser/matière et effets mécaniques dans notre chaîne de simulation. Cependant, cela est essentiellement problématique pour les tirs à basse énergie sur cibles ductiles. Dans le cas des tirs sur matériaux fragiles, ce découplage est valide.

Nous avons ensuite utilisé la même méthodologie pour simuler des tirs sur EDM3. Dans un premier temps, nous avons considéré des tirs sur cibles fines ($e_p \simeq 200\ \mu m$). Dans ce cas, nous sommes parvenus à reproduire le signal de vitesse sur l'axe de manière satisfaisante mais la restitution des mesures hors axe pourrait être améliorée. Dans un second temps, nous nous sommes intéressés aux tirs de cratérisation sur cibles épaisses. L'EDM3 étant un matériau fragile, les cratères obtenus sont tous constitués d'un volume central entouré d'une imposante écaille. Par simulation, nous restituons très bien le volume central mais aucune écaille n'est formée. Cette différence peut provenir d'une mauvaise modélisation du chargement laser sur les bord du faisceau ou d'une mauvaise modélisation de l'endommagement de l'EDM3. Étant donné que nous avions déjà rencontré ce type de problème dans nos simulations d'impacts de projectile sur EDM3 (voir 4.3), le modèle d'endommagement de l'EDM3 semble être la source du problème. Par conséquent, notre modélisation du chargement laser semble être valide.

Sur la Figure 5.38, nous avons tracé le champ de pression adimensionné obtenu pour un tir laser sur EDM3. Temporellement, nous l'avons adimensionné par la durée du pulse laser (100 $ns$) et, spatialement, par le rayon de la tache focale (110 $\mu m$). Il serait intéressant de comparer ce champ de pression avec celui que nous avions déterminé dans le cas d'un IHV au chapitre précédent (voir Figure 4.24). Malheureusement, comme nous n'avons pas utilisé le même adimensionnement dans les deux cas, cette comparaison est hasardeuse. En effet, nous verrons dans le chapitre suivant que la durée du pulse laser ne

correspond pas exactement à la durée d'un aller retour de choc dans le projectile équivalent et que le diamètre du faisceau n'est pas égale au diamètre du projectile équivalent. Il faudra donc attendre d'avoir déterminé le projectile équivalent à nos tirs laser pour espérer une comparaison plus fine des champs de pression.

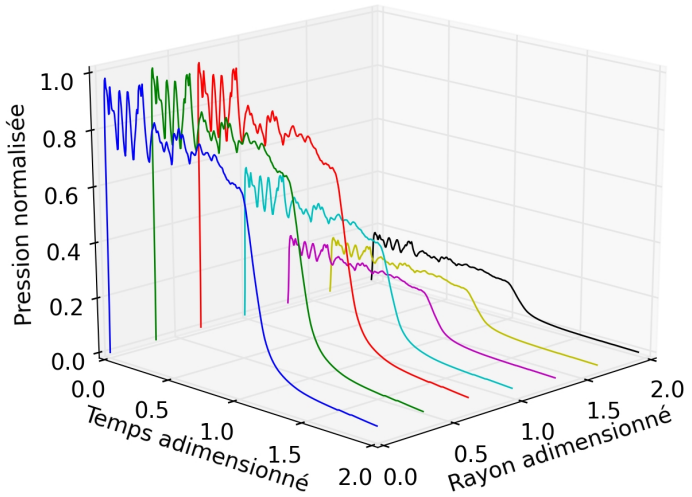


FIGURE 5.38 – Champ de pression d'ablation adimensionné dans le cas d'un tir laser de paramètres $E = 39.3\ J$, $\tau = 100\ ns$ et $\phi = 220\ \mu m$ sur une cible en EDM3.

# Chapitre 6

# Mise en place de l'analogie entre impacts hypervéloces et chocs laser

## 6.1 Objectifs

Tout au long des Chapitres 4 et 5, nous avons pu nous rendre compte que des erreurs importantes pouvaient être commises par les formules analytiques d'analogie proposées par Pirri en 1977 [1]. Nous avons notamment pu constater que ces formules utilisaient des représentations très simplifiées des lois de pressions générées par un projectile et par un tir laser. Ce chapitre a pour objectif de proposer une analogie moins simplificatrice et donc plus fidèle aux phénomènes réels. En 40 ans, des progrès colossaux ont pu être fait tant au niveau des expériences (maîtrise et performance des installations, métrologie...) que des moyens de calculs (développement des codes éléments finis, performances des calculateurs...). En conservant le même principe de base qui consiste à comparer les champs de pression générés par impacts de projectile et par chocs laser, nous sommes donc capables d'obtenir un gain de précision significatif par rapport aux formules analytiques.

Nous avons retenu deux séries de données expérimentales pour mettre en place cette analogie : une série d'impacts hypervéloces de billes en aluminium sur des cibles d'EDM3 et une série de tirs laser sur EDM3. L'objectif de la partie 6.2 est de déterminer les champs de pression générés au cours de chacun de ces tirs. La série d'impacts hypervéloces considérée ici est la même que celle que nous avions étudiée en 4.3. Les résultats expérimentaux sont donc brièvement rappelés en 6.2.1 et la loi de pression est extraite des simulations qui avaient été largement décrites en 4.3.2. Concernant les données laser présentées en 6.2.2, deux formes de profils temporels d'impulsion ont été utilisées : l'un carré et l'autre trapézoïdal décroissant. Les profils d'intensités carrés sont les plus

usuels et sont ceux qui sont utilisés par Pirri dans ses formules analytiques d'analogie. Cependant, nous avons constaté qu'en utilisant des profils d'intensité trapézoïdaux, le champ de pression obtenu est nettement plus ressemblant à celui généré par un impact de projectile sphérique donc cette forme de profil semble mieux adaptée pour une analogie.

En partie 6.3, nous allons chercher à déterminer les caractéristiques des projectiles équivalent à nos tirs laser sur EDM3. Étant donné que nous établissons ici l'analogie en nous basant sur des impacts de projectiles sphériques en aluminium, nous supposerons que les projectiles équivalents sont également des sphères d'aluminium. Pour un tir laser donné, il suffit donc de déterminer le diamètre de cette sphère et sa vitesse d'impact pour entièrement caractériser le projectile équivalent. Dans la pratique, nous commençons par déterminer l'énergie cinétique de ce projectile (6.3.1) puis sa vitesse (6.3.2) et enfin son diamètre (6.3.3). Nous traiterons les cas des profils d'intensité laser carrés et trapézoïdaux afin d'apprécier le gain de précision apporté par le second. Nous comparerons également les caractéristiques du projectile équivalent obtenu par notre méthode à celui que nous aurions obtenu en utilisant les formules analytiques de la littérature.

Afin de confirmer la pertinence de notre méthode d'analogie, il est nécessaire de valider le résultat obtenu. C'est l'objet de la partie 6.4. Pour ce faire, nous commençons par adimensionner la profondeur et le diamètre des cratères obtenus par impacts de projectile par le diamètre du projectile puis nous faisons de même pour les cratères générés par laser en utilisant, cette fois, le diamètre du projectile équivalent déterminé par analogie. Ces grandeurs adimensionnées sont comparées en 6.4.1 pour vérifier que les cratères générés par les deux procédés ont bien la même morphologie. D'autre part, nous vérifions en 6.4.2 que les lois de pression adimensionnées temporellement ont globalement la même allure. Cette étape est très importante car en plus de garantir des cratères identiques avec les deux procédés, l'analogie doit pouvoir garantir que ces cratères ont été formés de la même façon, i.e. par le même chemin thermodynamique. Pour finir, la plus évidente des validations consiste à réaliser expérimentalement un impact de projectile dont les caractéristiques sont issues de l'analogie et de vérifier que le cratère obtenu est bien identique à celui obtenu par choc laser. C'est ce que nous faisons en 6.4.3.

## 6.2 Données expérimentales et lois de pression

Dans cette partie, nous présentons toutes les données expérimentales qui seront utilisées dans ce chapitre pour mettre en place l'analogie. Côté IHV, nous nous basons sur des impacts de projectiles en aluminium sur des cibles en EDM3 qui ont déjà été largement décrits en 4.3. Côté laser, nous avons réalisé une campagne au GCLT sur des cibles en EDM3 dans une configuration très proche de celle décrite en 5.4. En employant

les méthodes numériques décrites aux Chapitres 4 et 5, nous déterminons les champs de pression spatio-temporels correspondant à tous ces tirs.

### 6.2.1 Impacts hypervéloces de projectiles en aluminium sur des cibles en EDM3

La série d'impacts retenue pour établir l'analogie a été obtenue sur le lanceur HERMES par THIOT Ingénierie (voir 3.1.1). Elle a fait l'objet d'une description complète en 4.3 donc nous nous contentons de rappeler ici les principaux résultats.

Six impacts ont été réalisés avec des projectiles en aluminium 2024 de diamètre 1 $mm$ sur des cibles en EDM3 d'épaisseur 15 $mm$. Les vitesses d'impacts étaient comprises entre 1 et 6 $km.s^{-1}$. Tous les cratères obtenus se composent d'un volume central entouré d'une écaille en surface. Sur la Figure 6.1, nous rappelons les définitions des grandeurs $p$, $\phi_1$, $\phi_2$ et $V$ et nous traçons l'évolution de toutes ces grandeurs en fonction de l'énergie cinétique $E$ du projectile. Les valeurs numériques correspondantes avaient été listées dans le Tableau 4.3. Nous constatons que $p$, $\phi_1$ et $\phi_2$ évoluent en $E^{1/3}$ tandis que $V$ dépend linéairement de $E$.

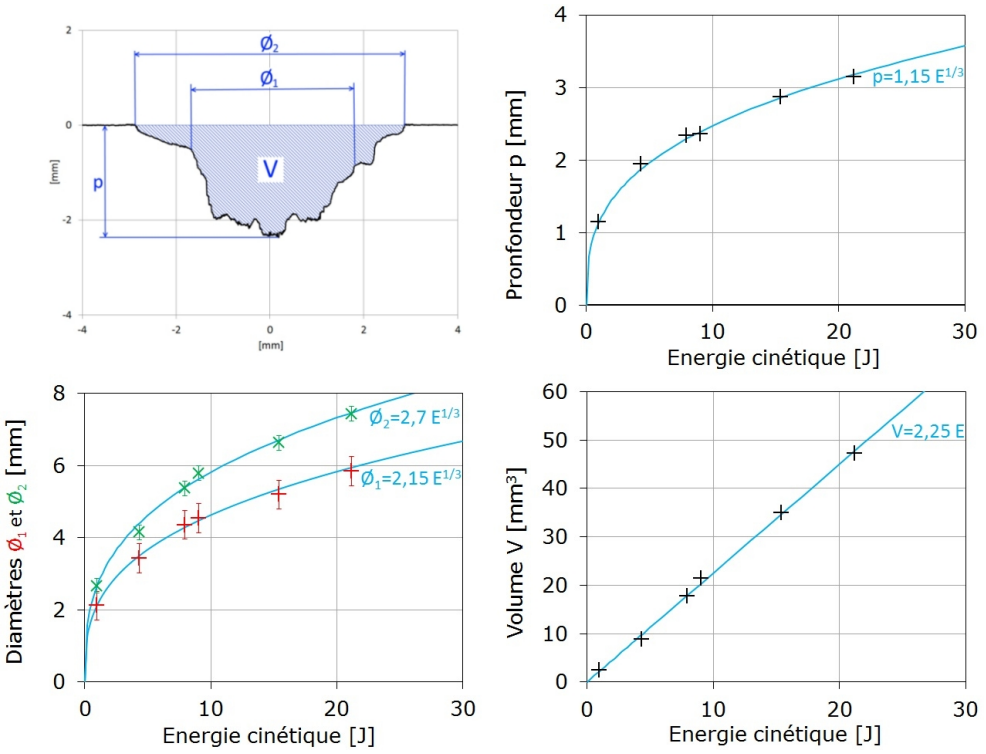


FIGURE 6.1 – Définitions de $p$, $\phi_1$, $\phi_2$ et $V$ sur le profil du cratère généré par l'impact d'une sphère en aluminium $\phi = 1$ $mm$ sur une cible en EDM3 à 3572 $m.s^{-1}$ et évolution de ces grandeurs en fonction de l'énergie cinétique du projectile.

Tous ces tirs ont été simulés en 4.3.2. Cela nous a permis d'extraire le champ de pression qu'exerce le projectile sur la surface de la cible. La Figure 6.2 présente le champ obtenu dans le cas de l'impact à 5475 $m.s^{-1}$. Ce sont ces champs de pression que nous utiliserons dans la partie 6.3 pour établir l'analogie.

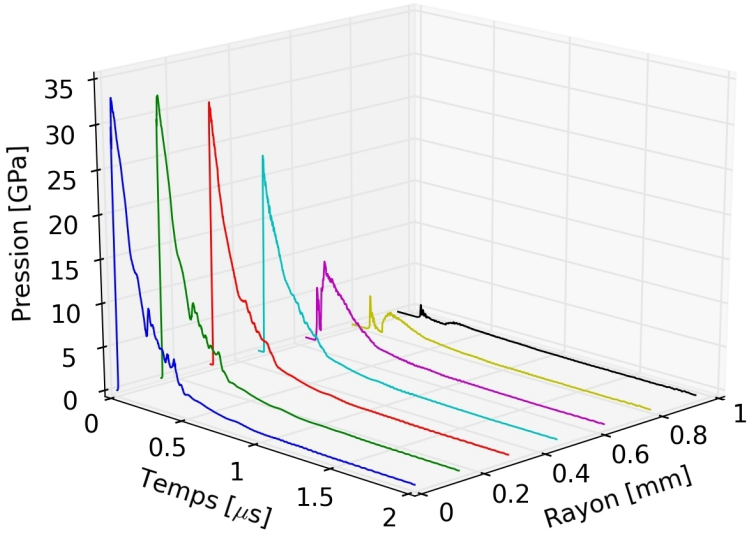


FIGURE 6.2 – Champ de pression généré sur la surface d'une cible en EDM3 impactée par une sphère en aluminium de 1 $mm$ de diamètre à 5475 $m.s^{-1}$.

### 6.2.2 Irradiations laser sur des cibles en EDM3

Les tirs laser que nous allons utiliser dans ce chapitre ont été réalisés sur le GCLT dans une configuration similaire à celle utilisée en 5.4. Une image de la tache focale utilisée est disponible sur la Figure 6.3. Elle a un diamètre d'environ 250 $\mu m$.

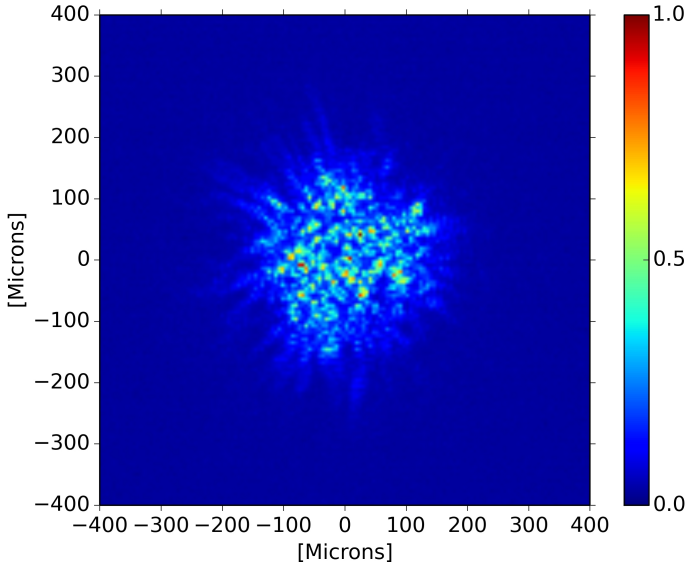


FIGURE 6.3 – Tache focale de diamètre 250 $\mu m$ mesurée au centre chambre.

Les simulations effectuées dans les Chapitres 4 et 5 nous ont permis de constater qu'en utilisant un profil temporel d'intensité carré, nous obtenons une pression d'ablation nettement différente de la pression générée par un IHV. Temporellement, la pression exercée par le projectile décroit plus rapidement que celle exercée par le laser. Cette différence de forme pouvant poser problème pour établir une analogie, nous avons choisi d'utiliser des profils temporels trapézoïdaux décroissants en compléments des profils carrés. Ces deux types de profils sont comparés sur la Figure 6.4. Ils ont tous les deux été normalisés de sorte à avoir la même intégrale, i.e. la même fluence.

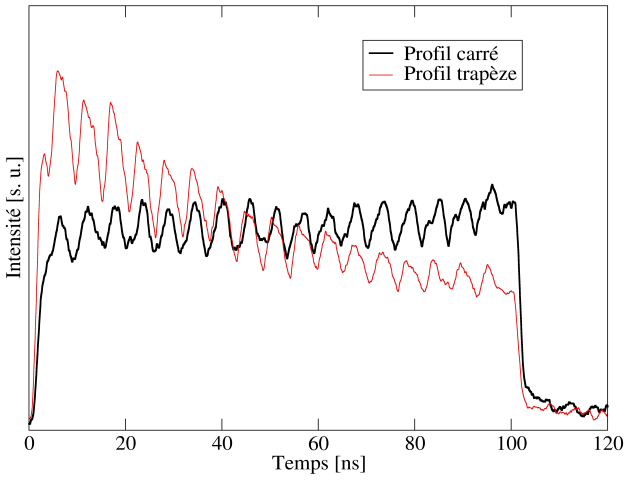


FIGURE 6.4 – Comparaison entre les profils temporels carrés et trapézoïdaux de 100 ns. Les deux profils ont été normalisés de sorte à avoir la même intégrale.

Nous avons réalisé une série de tir pour chaque type de profil en faisant varier les énergies entre 4 $J$ et 40 $J$ environ. Tous les cratères ainsi générés ont été mesurés au profilomètre. Sur chacun d'eux nous avons mesuré la profondeur maximale $p$, le diamètre du volume central $\phi_1$, le diamètre de l'écaille $\phi_2$ et le volume total $V$. Toutes ces grandeurs sont résumées dans le Tableau 6.1. Il est intéressant de comparer ces données avec celles du Tableau 5.7 qui avaient été obtenues lors d'une précédente campagne d'expérience sur le GCLT avec une configuration laser très proche (voir 5.4.1). Nous constatons qu'à énergies égales, les cratères générés pendant cette précédente campagne sont plus volumineux que ceux présentés ici (d'environ 25 %). En regardant plus en détail, nous nous apercevons que $p$ et $\phi_1$ varient assez peu d'une campagne à l'autre tandis que $\phi_2$ varie significativement. Cela signifie que les écailles étaient de taille plus importante lors de la campagne précédente. La principale différence entre les deux campagnes se situant au niveau du profil spatial d'énergie, nous pouvons penser que la taille et la forme de l'écaille sont principalement gouvernées par ce paramètre. Cette hypothèse est confortée par les autres campagnes d'expériences que nous avons pu réaliser sur le GCLT. En effet, une faible variation de la tache focale, notamment au niveau des ailes de tache, peut entraîner un important changement de forme de l'écaille formée autour du cratère.

TABLE 6.1 – Dimensions des cratères générés au GCLT sur des cibles en EDM3 avec une tache focale de diamètre 250 $\mu m$ et une durée de pulse de 100 $ns$.

| Type de profil | $E$ $[J]$ ± 5 % | $p$ $[\mu m]$ ± 1 % | $\phi_1$ $[\mu m]$ ± 40 % | $\phi_2$ $[\mu m]$ ± 10 % | $V$ $[\times 10^6\ \mu m^3]$ ± 5 % |
|---|---|---|---|---|---|
| Carré | 6.5 | 320 | 300 | 880 | 115 |
| | 9.7 | 410 | 410 | 970 | 170 |
| | 14.6 | 430 | 440 | 1070 | 230 |
| | 21.2 | 450 | 570 | 1180 | 310 |
| | 27.1 | 560 | 610 | 1200 | 350 |
| Trapèze | 4.0 | 280 | 200 | 710 | 65 |
| | 8.0 | 370 | 450 | 930 | 140 |
| | 11.1 | 390 | 330 | 1010 | 190 |
| | 17.4 | 480 | 470 | 1150 | 305 |
| | 25.7 | 550 | 580 | 1300 | 430 |
| | 28.8 | 600 | 660 | 1300 | 400 |
| | 40.5 | 620 | 830 | 1350 | 490 |

Sur la Figure 6.5, nous traçons l'évolution de ces dimensions en fonction de l'énergie laser. Tout d'abord, il est intéressant de remarquer que les profils temporels carrés et trapézoïdaux conduisent à des cratères de dimensions comparables quelle que soit l'énergie du tir. L'allure du profil temporel ne semble donc pas être un paramètre déterminant pour la forme du cratère.

Concernant les lois d'échelle, $p$ évolue en $E^{1/3}$, $\phi_1$ en $E^{0.6}$, $\phi_2$ en $E^{0.28}$ et $V$ en $E^{0.8}$. A l'exception de $\phi_1$ qui est, rappelons-le, mesurée avec une incertitude importante, ces dépendances sont relativement proches des dépendances en énergies cinétiques que nous avions observées dans le cas des IHV. C'est encourageant vis-à-vis de l'analogie même si une similarité entre les lois d'échelles IHV et laser n'est pas indispensable. En effet, il est tout à fait possible de mettre en place l'analogie si les lois d'échelles sont différentes. Cependant, cette similarité sous-entend qu'il pourrait exister une relation directe simple entre l'énergie d'un tir laser et l'énergie cinétique du projectile équivalent. Nous discuterons l'existence d'une telle relation en 6.3.1.

Pour simuler tous ces cratères, nous avons utilisé la même procédure que celle décrite en 5.4. Dans un premier temps, nous avons validé notre modélisation du chargement en simulant des tirs sur des cibles fines en aluminium et en EDM3 dont la vitesse de la face arrière était mesurée par VISAR. Dans un second temps, nous avons simulé les tirs de cratérisation sur cibles épaisses en EDM3. Afin de ne pas surcharger ce manuscrit, nous ne présenterons pas toutes ces simulations mais il faut retenir que l'accord entre simulation/expérience est globalement satisfaisant. Pour l'illustrer, la Figure 6.6

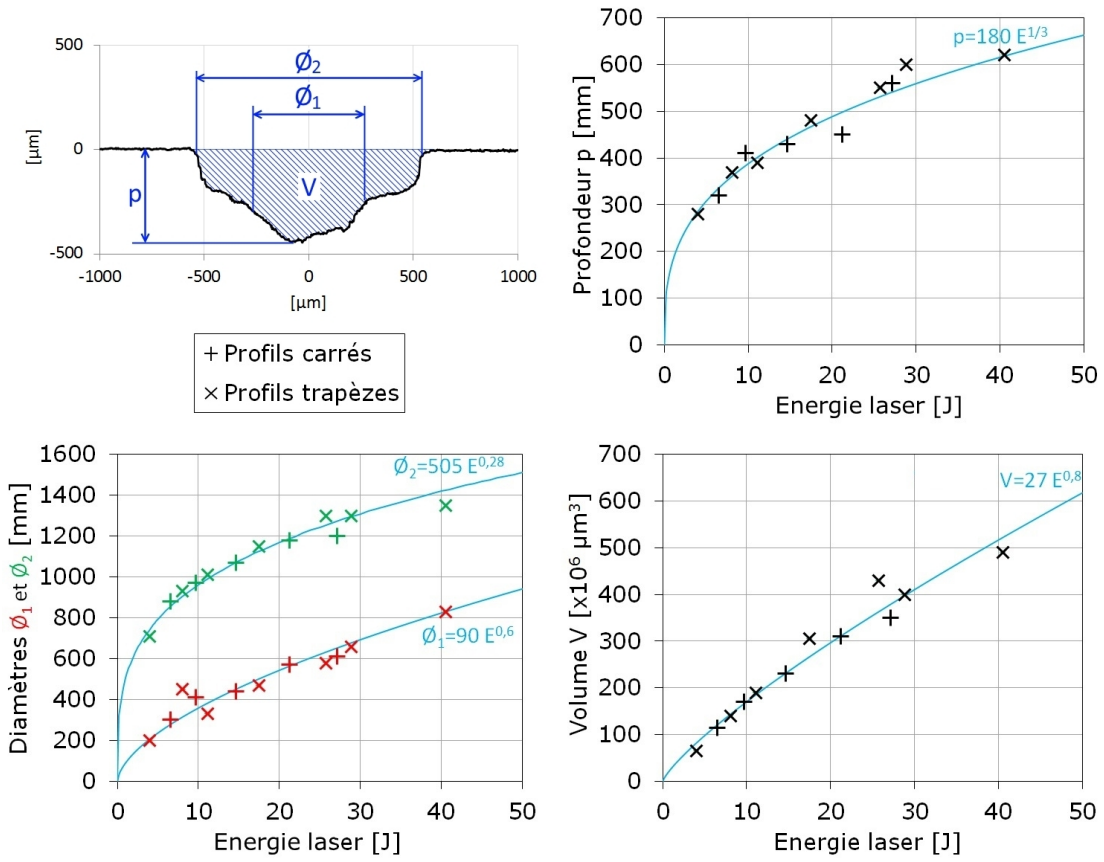


FIGURE 6.5 – Définitions de $p$, $\phi_1$, $\phi_2$ et $V$ sur le profil du cratère généré par le tir laser de paramètres $E = 14.6\ J$, $\tau = 100\ ns$ (carré) et $\phi = 250\ \mu m$ sur une cible en EDM3 et évolution de ces grandeurs en fonction de l'énergie laser.

compare le profil de cratère simulé (en rouge et bleu) au profil de cratère mesuré au profilomètre (en noir) pour le tir de 14.6 $J$ avec un profil temporel carré. Comme c'était déjà le cas en 5.4.3, le volume central du cratère est bien reproduit mais l'écaille est absente numériquement.

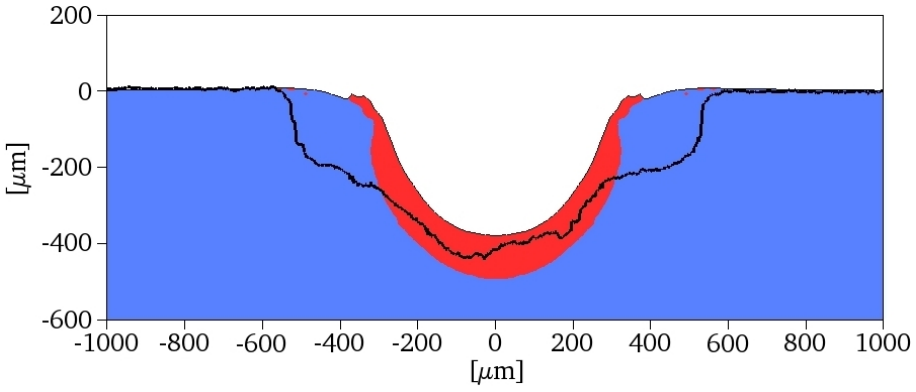


FIGURE 6.6 – Comparaison entre le cratère simulé (en rouge et bleu) et le profil expérimental mesuré au profilomètre (en noir) pour le tir laser de paramètres $E = 14.6\ J$, $\tau = 100\ ns$ (carré) et $\phi = 250\ \mu m$. Dans les zones bleues, le matériau cible n'est pas endommagé tandis que dans les zones rouges, il l'est.

Pour chacune de ces simulations, nous extrayons le champ de pression d'ablation exercé par le laser sur la surface de la cible. Le champ de pression correspondant au tir à 14.6 $J$ avec un profil carré est représenté sur la Figure 6.7.(a) et celui correspondant au tir à 17.4 $J$ avec un profil trapézoïdal est représenté sur la Figure 6.7.(b). Il est alors flagrant que le champ de pression obtenu avec un profil temporel trapézoïdal ressemble beaucoup plus au champ de pression exercé par un projectile sphérique (voir Figure 6.2).

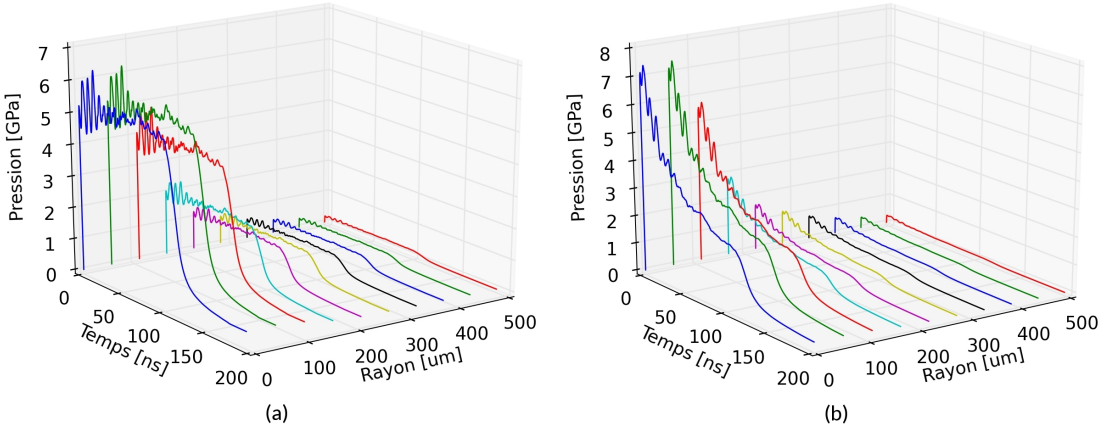


FIGURE 6.7 – Champs de pression d'ablation générés par des tirs laser de paramètres $E = 14.6\ J$, $\tau = 100\ ns$ (carré), $\phi = 250\ \mu m$ (a) et $E = 17.4\ J$, $\tau = 100\ ns$ (trapèze), $\phi = 250\ \mu m$ sur des cibles en EDM3.

## 6.3 Détermination du projectile équivalent au laser

L'objectif de cette partie est de déterminer les paramètres des IHV équivalents aux tirs laser sur EDM3 que nous venons de présenter. Nous avons fait le choix de nous baser sur des impacts de projectiles sphériques en aluminium pour établir l'analogie donc les projectiles équivalents que nous recherchons sont également des sphères en aluminium. Dans ce cas, il ne reste plus qu'à déterminer les vitesses d'impact et les diamètres de ces projectiles. Pour y parvenir, nous commençons par déterminer leurs énergies cinétiques.

### 6.3.1 Énergie cinétique du projectile équivalent

Comme nous avons pu le voir sur la Figure 6.1, les volumes des cratères générés par IHV suivent une loi linéaire par rapport à l'énergie cinétique du projectile. Cette loi est rappelée sur la Figure 6.8 en échelle logarithmique. Connaissant le volume des cratères générés par laser, nous pouvons ajouter les points laser sur cette courbe. Nous en déduisons alors l'énergie cinétique du projectile équivalent à chaque tir laser.

Il est intéressant de souligner que, pour un tir laser donné, l'énergie cinétique du projectile équivalent représente un très faible pourcentage de l'énergie délivrée par le

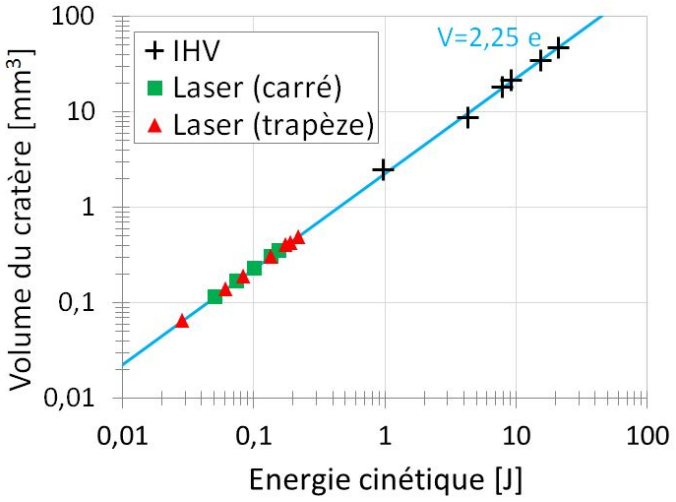


FIGURE 6.8 – Évolution du volume de cratère en fonction de l'énergie cinétique du projectile.

laser (voir Figure 6.9). Sur la gamme d'énergies étudiée, ce pourcentage est compris entre 0.6 % et 0.8 %. La majeure partie de l'énergie du laser est dissipée dans le plasma qui atteint de très grandes vitesses et de très hautes températures. Le pourcentage d'énergie convertie en énergie mécanique diminue très légèrement lorsque l'énergie totale délivrée par le laser augmente. Nous pouvions le prévoir car, dans le cas des tirs laser, le volume du cratère n'évolue pas linéairement par rapport à l'énergie laser mais il suit plutôt une loi puissance d'exposant 0.8 (voir 6.5). Cela sous-entend qu'il n'existe pas de relation simple entre l'énergie délivrée par le laser et l'énergie cinétique du projectile équivalent.

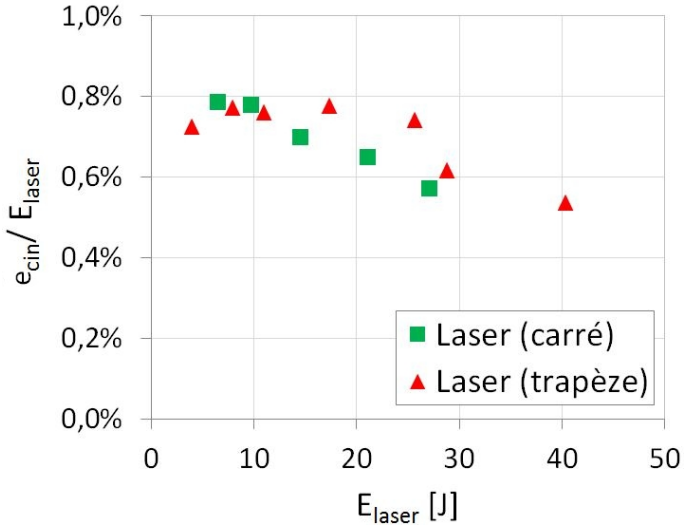


FIGURE 6.9 – Évolution du rapport entre l'énergie cinétique $e_{cin}$ du projectile équivalent et l'énergie laser $E_{laser}$ en fonction de $E_{laser}$.

### 6.3.2 Vitesse du projectile équivalent

Afin de déterminer la vitesse du projectile équivalent, nous utilisons le fait qu'il existe une loi puissance simple liant la pression d'impact d'un projectile à sa vitesse d'impact. Par la simulation numérique, nous avons été capable de déterminer la totalité du champ de pression spatio-temporel généré par un projectile (voir Figure 6.2) et par un laser sur la surface d'une cible (voir Figure 6.7). A l'instar de ce qui a été fait avec la courbe « Volume-Énergie cinétique » pour déterminer l'énergie cinétique du projectile équivalent, il est donc possible de déterminer sa vitesse en utilisant la courbe « Pression-Vitesse ». Cependant, pour tracer une telle courbe, il faut choisir une valeur scalaire représentative du champ de pression à trois dimensions.

De prime abord, il est naturel de penser à la valeur maximale $P_{max}$ de ce champ de pression. Cependant, plusieurs arguments nous laissent à penser que ce choix n'est pas le plus pertinent. D'une part, le bruit expérimental et le choix du maillage dans les simulations peut entraîner de fortes variations de la valeur maximale. D'autre part, les profils temporels de pression d'ablation peuvent avoir des formes très différentes selon les cas comme le montre la Figure 6.10 donc il semble un peu rapide de se limiter à une comparaison des valeurs maximales. Une comparaison des valeurs moyennes semble plus appropriée. Reste à déterminer sur quel intervalle de temps calculer cette moyenne. Pour les tirs laser, nous pourrions penser à la durée du pulse mais il n'y a pas d'équivalent pour les impacts de projectile à ce stade de l'analogie. Nous préférons donc utiliser un critère arbitraire qui consiste à calculer la pression moyenne $P_{moy}$ sur l'intervalle de temps où la pression est supérieure à $0.1P_{max}$. Ce raisonnement est représenté sur la Figure 6.10 dans le cas d'un IHV (a), d'un pulse laser carré (b) et d'un pulse laser trapézoïdal (c).

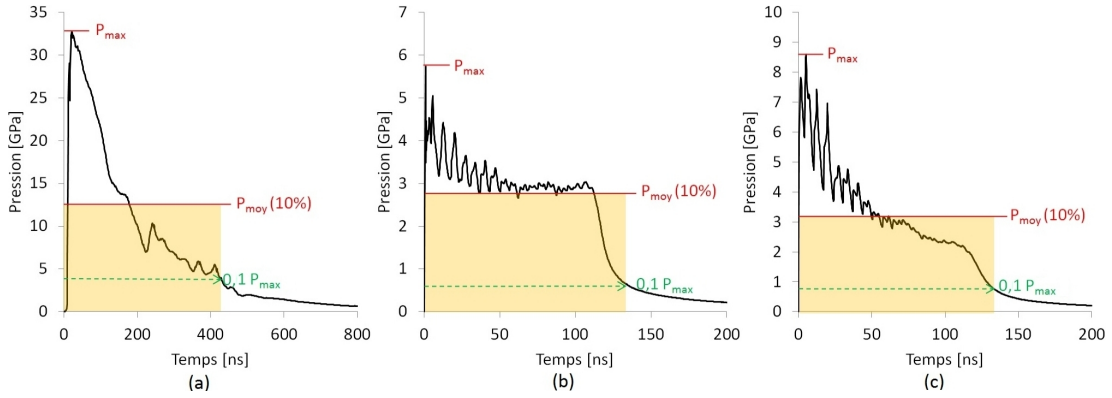


FIGURE 6.10 – Définition des grandeurs $P_{max}$ et $P_{moy}$ sur des profils temporels de pression typiques d'un IHV (a), d'un tir laser avec profil carré (b) et d'un tir laser avec profil trapézoïdal (c).

Nous avons choisi un seuil de 10 % car, quel que soit le cas considéré, il permet de discriminer uniquement la détente présente à la fin du chargement. Ce choix restant partiellement arbitraire nous avons réalisé une rapide étude de sensibilité pour ce paramètre en calculant $P_{moy}$ (10 %) mais aussi $P_{moy}$ (5 %) et $P_{moy}$ (15 %). Pour les IHV, il est alors possible de tracer les évolutions de $P_{max_IHV}$, $P_{moy_IHV}$ (5 %), $P_{moy_IHV}$ (10 %) et $P_{moy_IHV}$ (15 %) en fonction de la vitesse d'impact du projectile. Quel que soit le cas, les points expérimentaux peuvent être fittés par une loi puissance. Les quatre fits ainsi obtenues sont représentés sur la Figure 6.11.

Pour chaque tir laser, nous pouvons également accéder aux valeurs de $P_{max_laser}$, $P_{moy_laser}$ (5 %), $P_{moy_laser}$ (10 %) et $P_{moy_laser}$ (15 %) donc il est possible de déterminer la vitesse d'impact du projectile équivalent en utilisant les courbes de la Figure 6.11. Seuls les points correspondants au tir laser trapézoïdal à 17.4 $J$ sont représentés pour plus de clarté. Nous constatons que selon la définition de la pression choisie, les vitesses d'impacts obtenues sont différentes. Nous voyons apparaître ici une source d'incertitude inhérente à la méthode. Cette incertitude serait nulle si les profils de pression étaient tous parfaitement homothétiques pour les IHV et pour les tirs laser mais nous avons pu constater que ce n'était pas le cas sur la Figure 6.10.

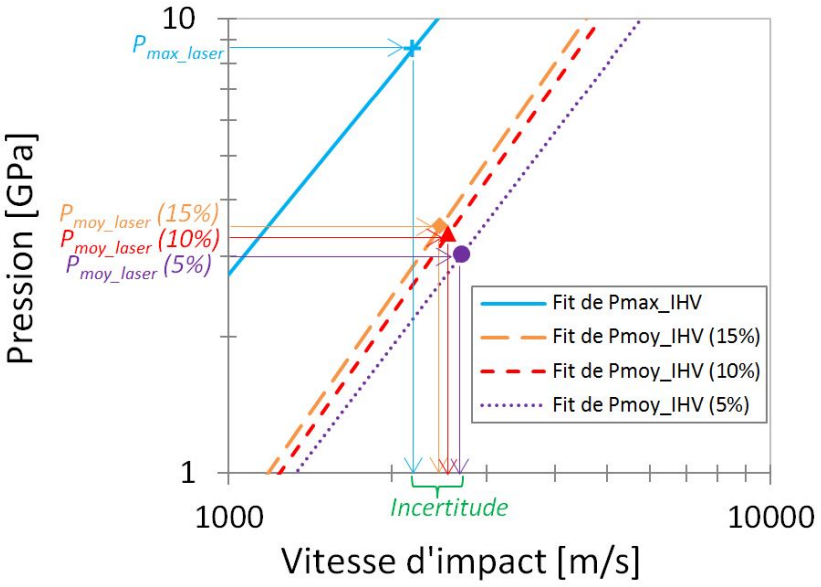


FIGURE 6.11 – Évolution de la pression d'impact en fonction de la vitesse d'impact du projectile pour plusieurs définitions de la pression. Les points correspondent au tir laser de paramètres $E = 17.4\ J$, $\tau = 100\ ns$ (trapèze) et $\phi = 250\ \mu m$.

Sur la Figure 6.12, nous traçons l'évolution de la vitesse d'impact du projectile équivalent en fonction de l'énergie du tir laser pour les quatre définitions de pression évoquées précédemment. Nous constatons que les vitesses obtenues avec $P_{max}$ sont très éloignées de celles obtenues avec $P_{moy}$ dans le cas des profils temporels carrés. C'est cohérent puisqu'avec ce type de profil, les lois de pression n'ont pas du tout la même

forme que pour les IHV. A l'inverse, le choix entre $P_{max}$ et $P_{moy}$ a moins d'influence dans le cas des profils temporels trapézoïdaux car ces profils conduisent à des lois de pressions très ressemblantes des lois de pression générées par IHV. Concernant l'influence du seuil de pression choisi pour calculer la moyenne, nous constatons qu'elle est moins importante dans le cas des profils carrés. Cela s'explique par le fait que les profils de pression obtenus avec ce type de profil sont très fortement décroissants à la fin de l'impulsion laser et que, par conséquent, choisir un seuil de 5 %, 10 % ou 15 % conduit à des valeurs de $P_{moy}$ très proches. Toutefois, ce n'est pas parce que les vitesses obtenues avec les profils temporels carrés sont moins dispersées qu'elles sont plus justes. Nous préférerons toujours utiliser les profils temporels trapézoïdaux qui ressemblent nettement plus au profils générés par les IHV même si nous savons que l'incertitude induite par le choix du seuil est plus importante avec ce type de profil.

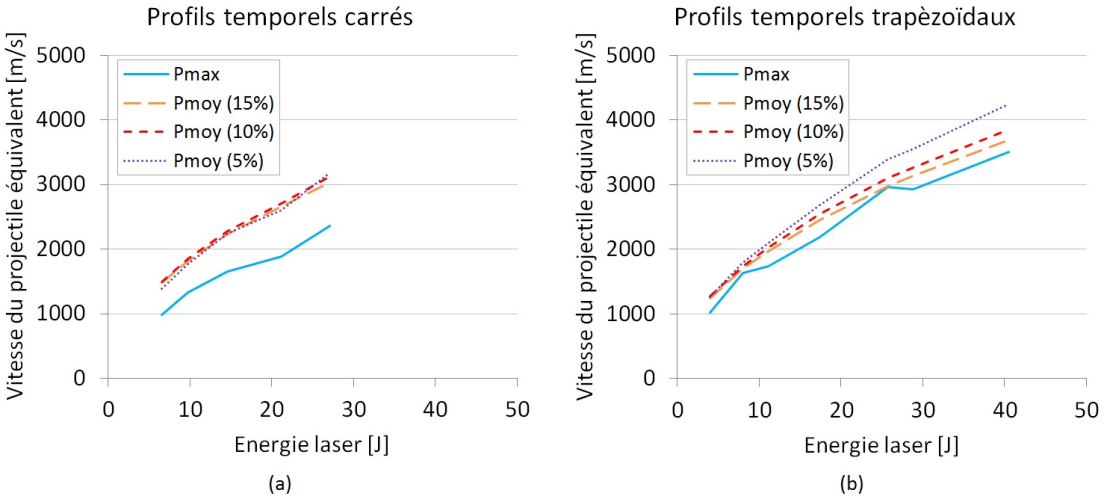


FIGURE 6.12 – Évolution de la vitesse d'impact du projectile équivalent en fonction de l'énergie du tir laser dans les cas des profils temporels carrés (a) et trapézoïdaux (b). Plusieurs définitions de la pression sont comparées.

Globalement, nous pouvons considérer qu'en utilisant des profils temporels trapézoïdaux et la valeur de $P_{moy}$ calculée avec un seuil de 10 %, nous sommes capables de prédire la vitesse du projectile équivalent avec une incertitude d'environ ± 15 %. Le lecteur aura noté que nous parlons ici uniquement de l'incertitude liée au choix de définition de la pression et que nous ne considérons pas toutes les autres sources d'incertitudes (mesures des vitesses expérimentales, simulations des pressions,...). Nous utiliserons ce seuil de 10 % pour calculer les pressions moyennes dans tout le reste de ce manuscrit. La Figure 6.13 présente l'ensemble des résultats obtenus avec les profils trapézoïdaux en utilisant cette pression moyenne. Les vitesses d'impact correspondantes sont comprises entre 1.2 $km.s^{-1}$ et 3.9 $km.s^{-1}$ pour ces tirs.

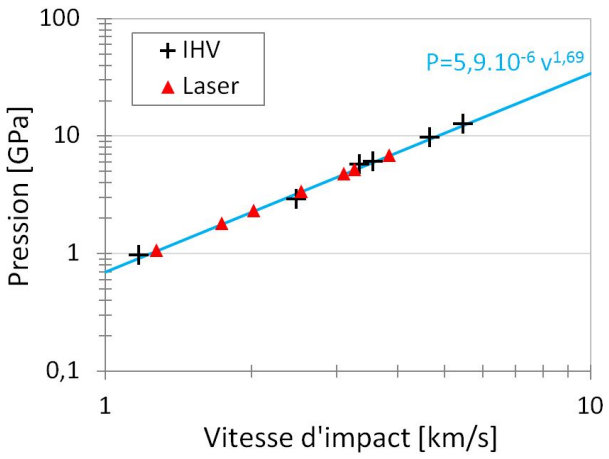


FIGURE 6.13 – Évolution de la pression d'impact en fonction de la vitesse d'impact du projectile. Les pressions correspondent aux pressions moyennes calculées avec un seuil de 10 %.

### 6.3.3 Dimension du projectile équivalent

A ce stade, nous connaissons l'énergie cinétique $e_{cin}$ du projectile équivalent et sa vitesse d'impact $v$ donc nous pouvons directement obtenir sa masse $m$ par la relation suivante :

$$m = \frac{2e_{cin}}{v^2}. \tag{6.1}$$

Comme le projectile est supposé être une sphère en aluminium, nous pouvons directement exprimer son diamètre $\phi$ en fonction de $m$ :

$$\phi = \left(\frac{6m}{\pi\rho}\right)^{1/3} \tag{6.2}$$

avec $\rho = 2700\ kg.m^{-3}$ la masse volumique de l'aluminium.

Sur la Figure 6.14, nous avons tracé l'évolution de la masse et du diamètre du projectile équivalent en fonction de l'énergie laser dans le cas des profils temporels trapézoïdaux. Sur la gamme d'énergies laser considérée, la masse est presque constante puisqu'elle reste comprise entre 30 $\mu g$ et 40 $\mu g$. Il en est bien évidemment de même pour le diamètre qui reste lui compris entre 270 $\mu m$ et 310 $\mu m$. Nous pouvons remarquer que ce diamètre est nettement supérieur au diamètre de tache focale utilisé (250 $\mu m$) contrairement à ce que supposait Pirri dans ses formules analytiques (voir 2.3.1). En propageant l'incertitude de ± 15 % sur la vitesse du projectile équivalent, nous obtenons une incertitude de ± 30 % sur la masse et de ± 10 % sur le diamètre.

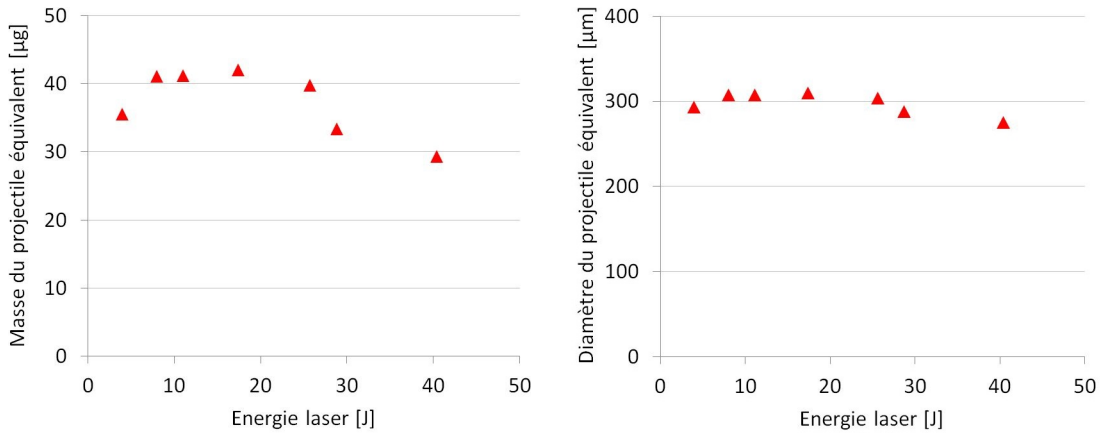


FIGURE 6.14 – Évolution de la masse (a) et du diamètre (b) du projectile équivalent en fonction de l'énergie laser.

### 6.3.4 Synthèse

Le Tableau 6.2 regroupe les résultats obtenus grâce à l'analogie pour l'ensemble des tirs laser présentés dans ce chapitre. Rappelons que ces données sont spécifiques à un couple projectile/cible donné. Dans notre cas, il s'agit du couple aluminium/EDM3.

TABLE 6.2 – Dimensions des cratères générés au GCLT sur des cibles en EDM3 avec une tache focale de diamètre 250 $\mu m$ et une durée de pulse de 100 $ns$.

| Laser | | | IHV équivalent | |
|---|---|---|---|---|
| $\phi_{laser}$ $[\mu m]$ | $\tau_{laser}$ $[ns]$ | $E_{laser}$ $[J]$ | $\phi_{proj}$ $[\mu m]$ | $v_{proj}$ $[m.s^{-1}]$ |
| 250 | 100 (Carré) | 6.5 | 319 | 1492 |
| | | 9.7 | 315 | 1850 |
| | | 14.6 | 303 | 2278 |
| | | 21.2 | 298 | 2712 |
| | | 27.1 | 282 | 3126 |
| | 100 (Trapèze) | 4.0 | 293 | 1275 |
| | | 8.0 | 307 | 1743 |
| | | 11.1 | 307 | 2028 |
| | | 17.4 | 310 | 2542 |
| | | 25.7 | 304 | 3103 |
| | | 28.8 | 287 | 3267 |
| | | 40.5 | 275 | 3851 |

## 6.4 Validation

Dans cette partie, nous vérifions la validité de l'analogie que nous venons de décrire. Pour cela, nous commençons par vérifier que les cratères ont globalement la même

morphologie dans le cas des IHV et des irradiations laser. Ensuite, nous comparons les lois de pression générées par chacun des procédés en les adimensionnant. Pour finir, nous vérifions l'analogie expérimentalement en étudiant des tirs lanceur réalisés avec des projectiles en aluminium très proches des projectiles équivalents que nous avons déterminés pour nos tirs laser.

### 6.4.1 Comparaison des tailles de cratère adimensionnées

Maintenant que nous avons déterminé les dimensions des projectiles équivalents à nos tirs laser, nous pouvons adimensionner les profondeurs et les diamètres des cratères par les diamètres des projectiles. Sur la Figure 6.15, nous avons tracé l'évolution de la profondeur et des diamètres adimensionnés en fonction de la vitesse d'impact. Seuls les tirs laser réalisés avec des profils temporels trapézoïdaux sont représentés.

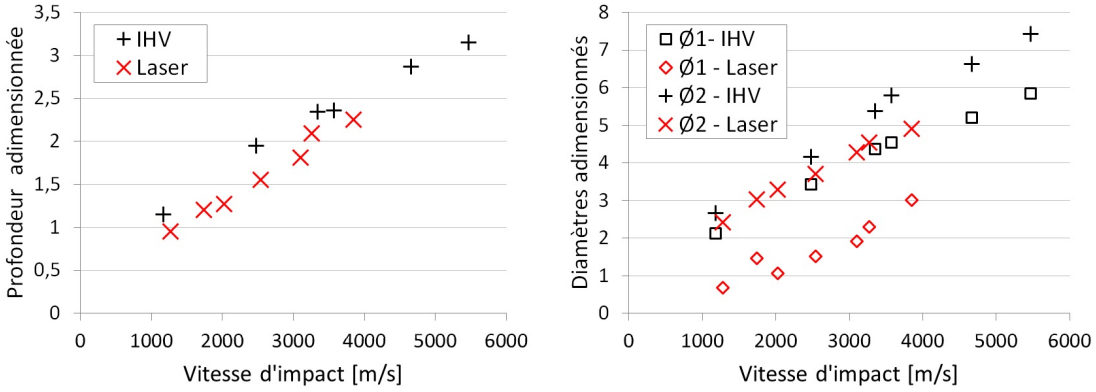


FIGURE 6.15 – Évolution de la profondeur et des diamètres de cratère adimensionnés en fonction de la vitesse d'impact du projectile pour une série d'IHV et une série de tirs laser trapézoïdaux. Pour les IHV, les grandeurs ont été adimensionnées par le diamètre du projectile réel. Pour les tirs laser, elles ont été adimensionnées par le diamètre du projectile équivalent déterminé par l'analogie.

L'accord sur la profondeur est correct puisque les cratères laser sont seulement 10 % moins profonds que les cratères lanceurs. De plus, la tendance est la même pour les deux procédés. L'accord sur le diamètre $\phi_2$ est également correct mais il n'en est pas de même pour $\phi_1$. En effet, $\phi_1$ est nettement plus petit pour les cratères laser que pour les cratères lanceur. Cela signifie que l'écaille entourant le cratère n'a pas la même forme selon le procédé utilisé. Nous avions déjà remarqué des différences de forme entre différentes campagnes laser (voir Figures 5.36 et 6.6) donc il n'est pas surprenant d'observer des différences sur ce point lorsque nous comparons lanceur et laser. Toutefois, étant donné que les évolutions de $V$ (par construction de l'analogie), $p$ et $\phi_2$ sont similaires, nous pouvons considérer que les cratères ont globalement la même morphologie et que l'analogie est valide sur ce point.

### 6.4.2 Comparaison des lois de pression adimensionnées

Connaître le diamètre du projectile équivalent peut également nous permettre d'adimensionner temporellement les lois de pression. En considérant une vitesse de propagation des ondes égale 5 $km.s^{-1}$ dans le projectile en aluminium, nous pouvons calculer le temps mis par le choc pour effectuer un aller-retour dans le projectile et utiliser cette valeur pour l'adimensionnement. Sur la Figure 6.16, nous comparons deux de ces lois de pression adimensionnées : celle correspondant à l'impact de projectile à 5475 $m.s^{-1}$ et celle correspondant au tir laser trapézoïdal à 17.6 $J$.

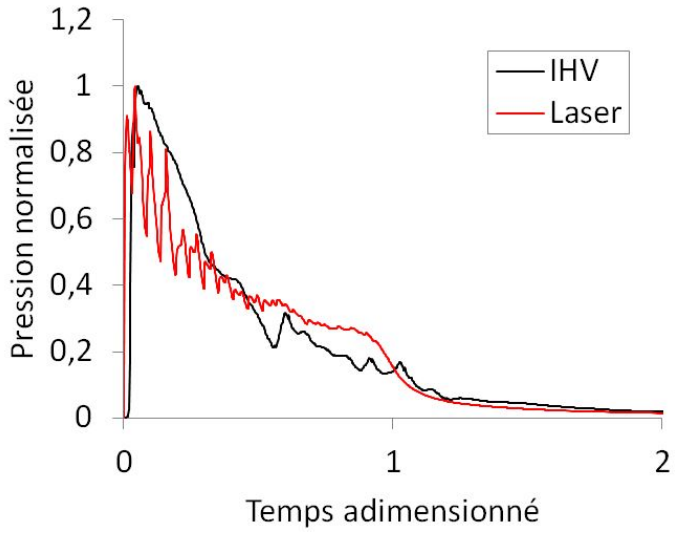


FIGURE 6.16 – Comparaison des lois de pression normalisées et adimensionnées temporellement pour un impact de sphère en aluminium $\phi = 1$ $mm$ sur une cible et un tir laser de paramètres $E = 17.4$ $J$, $\tau = 100$ $ns$ (trapèze) et $\phi = 250$ $\mu m$.

Même si l'accord n'est pas parfait, la similitude entre les deux profils est flagrante. D'autant qu'il faut garder à l'esprit que nous avons utilisé des profils temporels d'intensité trapézoïdaux très basiques pour obtenir ces premiers résultats. Au vu des très bons résultats obtenus, il serait intéressant de sculpter plus finement le profil temporel d'intensité laser pour améliorer encore la similitude avec les IHV. Une campagne expérimentale dédiée est envisagée sur le GCLT pour étudier cette piste d'amélioration à la suite de cette thèse.

### 6.4.3 Validation expérimentale

Dans le but de valider expérimentalement l'analogie, deux tirs ont été réalisés, à notre demande, sur un lanceur double-étage gaz/gaz de la JAXA, l'agence spatiale japonaise. Les vitesses d'impact ont été mesurées à 1330 $m.s^{-1}$ et 4196 $m.s^{-1}$. Les projectiles étaient des sphères en aluminium et les cibles étaient des blocs semi-infinis

d'EDM3. Nous avons vu au 6.3.3 que, selon l'analogie, les projectiles équivalents à nos tirs laser avaient un diamètre d'environ 300 $\mu m$. Ne pouvant pas lancer de projectiles de si petite taille sur le lanceur japonais, nous avons choisi d'utiliser des projectiles de 400 $\mu m$ de diamètre qui s'en approchent. Une fois impactés, les échantillons ont été mesurés au profilomètre par l'Institut de Physique de Rennes (IPR). La Figure 6.17 présente des vues de dessus et des profils de chacun de ces cratères.

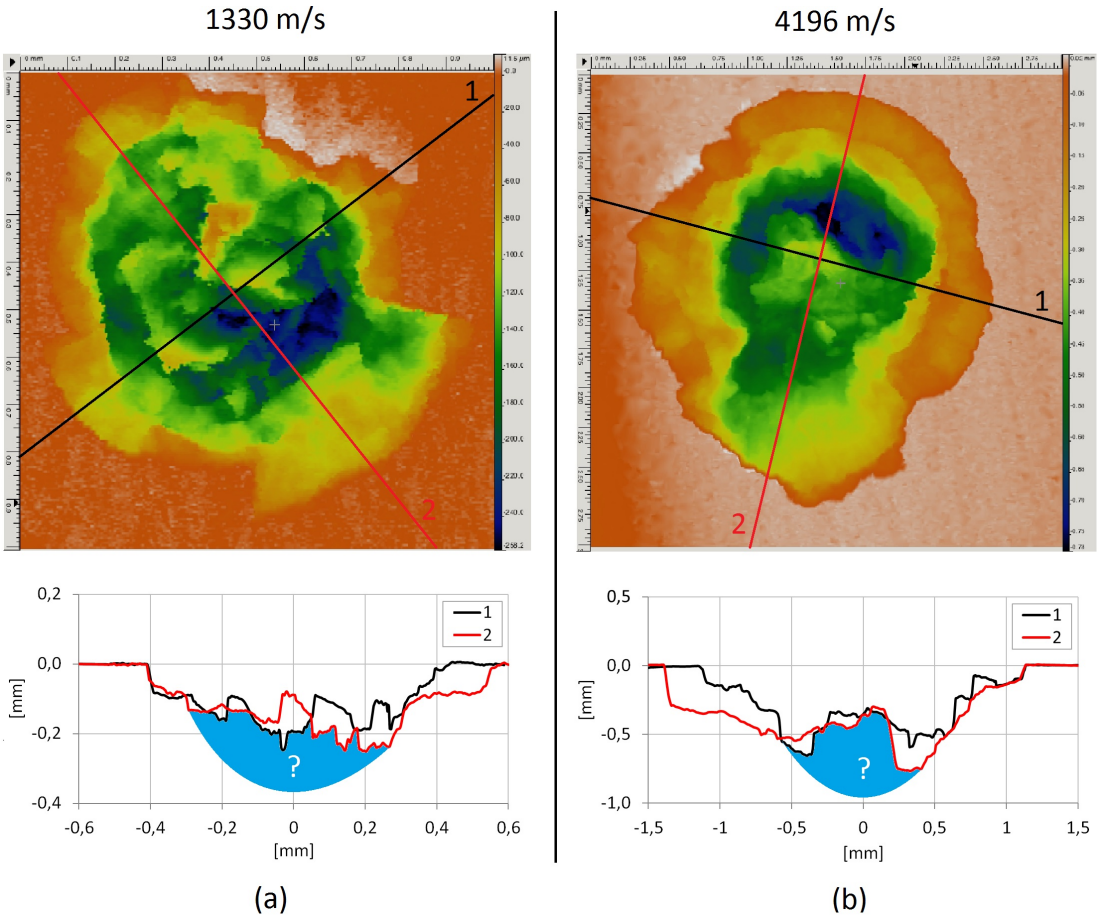


FIGURE 6.17 – Synthèse des mesures réalisées au profilomètre pour les impacts à 1330 $m.s^{-1}$ (a) et 4196 $m.s^{-1}$ (b) de sphères en aluminium $\phi = 400$ $\mu m$ sur des cibles en EDM3. Des profils 2D (en bas) ont été extraits des cartographies 3D (en haut). Nous avons représenté, en bleu, la zone que nous suspectons d'être totalement endommagée.

La première chose que nous remarquons est la présence d'une quantité importante de matière qui obstrue le fond des cratères. Cette matière est probablement très endommagée mais pas suffisamment pour se dégager du reste de la cible. Nous avions déjà observé ce phénomène sur certains cratères de plus grande taille que nous avions tomographiés mais il est, ici, proportionnellement accentué en raison de la petite taille des cratères. Par ailleurs, les deux cratères ne sont pas parfaitement axisymétriques. Nous observons un éclat sur un des bords en plus de l'écaille habituellement présente tout autour des cratères. La profondeur maximale $p$, les diamètres $\phi_1$ et $\phi_2$ et le volume $V$ de ces cratères ont été mesurés à l'aide d'un profilomètre par l'Institut de Physique de

Rennes (voir Tableau 6.3). Cependant, ces mesures sont très fortement dépendantes de la présence de matière au fond des cratères et d'éclats sur les bords. En effet, comme nous l'avons mis en évidence sur les profils de la Figure 6.17, il est fort probable que $p$ et $V$ soit nettement sous-estimés par ces mesures. Notons qu'il ne s'agit pas ici d'une incertitude de mesure car la mesure au profilomètre reste aussi précise quelque soit le cratère mesuré. Des travaux futurs prévoient de tomographier ces échantillons afin de caractériser l'état du matériau au fond du cratère et ainsi pouvoir déterminer le volume réel du cratère.

TABLE 6.3 – Synthèse des dimensions des cratères expérimentaux obtenus par impact de billes en aluminium $\phi$ 400 $\mu m$ sur des cibles en EDM3.

| $v$ $[m.s^{-1}]$ | $p$ $[mm]$ | $\phi_1$ $[mm]$ | $\phi_2$ $[mm]$ | $V$ $[mm^3]$ |
|---|---|---|---|---|
| 1330 | 0.27 | 0.6 | 0.8 | 0.06 |
| 4196 | 0.80 | 1.5 | 2.3 | 1.29 |

Sur la Figure 6.18, nous traçons l'évolution du volume de cratère en fonction de l'énergie cinétique du projectile. Les données obtenues avec des projectiles de 400 $\mu m$ de diamètre sont comparés à celles que nous avions obtenues avec des projectiles de 1 $mm$ de diamètre. Théoriquement, nous nous attendons à ce que tous les points soit alignés puisque le volume du cratère ne devrait dépendre que de l'énergie cinétique du projectile. Pourtant, nous constatons que les volumes correspondants aux projectiles de 400 $\mu m$ de diamètre sont nettement inférieurs. Cela pourrait signifier que la loi linéaire établie avec des projectiles en aluminium de 1 $mm$ de diamètre n'était pas valide sur le domaine où nous l'avons utilisé pour établir l'analogie. Toutefois, nous devons garder à l'esprit que les volumes mesurés au profilomètre sont largement sous-estimés à cause de la matière endommagée présente au fond. En première approximation, si nous évaluons le volume de la zone représentée en bleue sur la Figure 6.17 et que nous l'ajoutons au volume mesuré au profilomètre, nous obtenons des volumes corrigés qui vérifient la loi linéaire attendue. Il semble donc indispensable de répéter ces tirs pour voir si la matière est systématiquement présente au fond des cratères ou si elle est parfois évacuée complètement.

Sur la Figure 6.19, nous traçons l'évolution de $p$, $\phi_1$ et $\phi_2$ en fonction de la vitesse d'impact. Nous comparons les données listées dans le Tableau 6.3 aux données correspondants aux tirs laser trapézoïdaux que nous avions obtenues grâce à l'analogie en les adimensionnant par les diamètres de projectile. Pour les cratères générés par IHV, la profondeur adimensionnée est environ 20 % plus faible que pour les cratères générés par laser. Une nouvelle fois, cela s'explique par le fait que la profondeur mesurée au profilomètre est sous-estimée dans le cas des IHV. Les mesures des diamètres sont quant à elles moins impactées par la présence de matière au fond des cratères donc elles sont plus

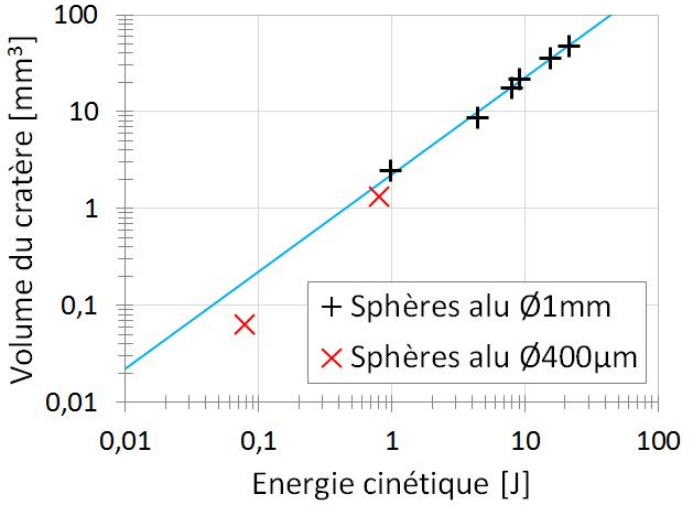


FIGURE 6.18 – Évolution du volume du cratère en fonction de l'énergie cinétique du projectile.

justes (bien que plus incertaines). Nous constatons que l'accord n'est pas très bon pour $\phi_1$ mais qu'il l'est pour $\phi 2$. Cela confirme la différence sur les formes des écailles que nous avions déjà observées avec les billes de 1 $mm$ de diamètre.

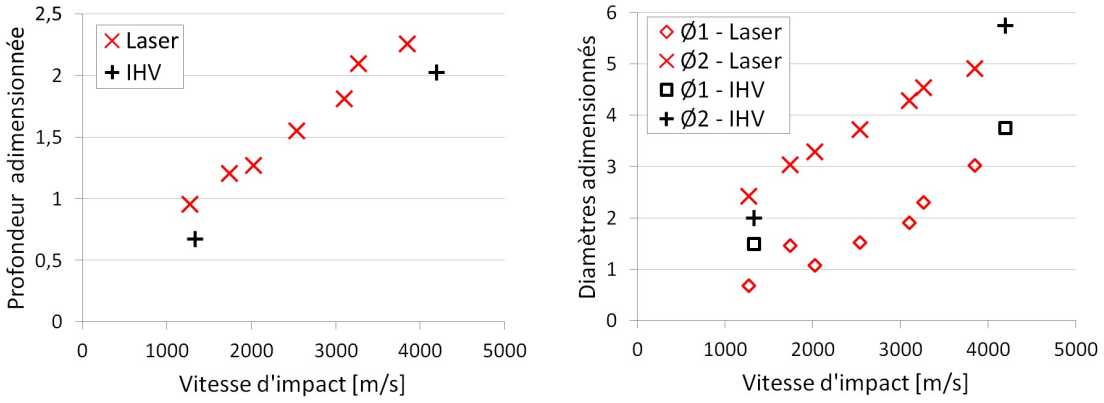


FIGURE 6.19 – Évolution de la profondeur et des diamètres de cratère en fonction de la vitesse d'impact du projectile.

Globalement, en supposant que la matière présente au fond des cratères peut être retirée, nous obtenons des courbes très proches de celle présentées sur la Figure 6.15. Mais, dans le cas présent, l'influence de l'adimensionnement est nettement moins conséquente puisque nous comparons des projectiles de 300 $\mu m$ et 400 $\mu m$ de diamètre alors qu'auparavant nous comparions des projectiles de 300 $\mu m$ et 1 $mm$ de diamètre. Nous validons ainsi l'extrapolation réalisée en 6.3.1.

## 6.5 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons déterminé les projectiles équivalents à des tirs laser réalisés sur le GCLT avec une tache focale de 250 $\mu m$ de diamètre et une durée de pulse de 100 $ns$ sur des cibles en EDM3. Pour cela, nous nous sommes basés sur une série d'IHV de projectiles sphériques de 1 $mm$ de diamètre en aluminium.

En utilisant la relation liant le volume des cratères à l'énergie cinétique du projectile, nous avons pu déterminer l'énergie cinétique des projectiles équivalents aux tirs laser. Nous avons ensuite utilisé la simulation numérique pour calculer le champ de pression généré par chacun des procédés. Pour déterminer la vitesse d'impact du projectile équivalent, nous avons comparé les lois de pressions lanceur aux lois de pressions laser. Plusieurs méthodes de comparaison ont été envisagées. Finalement, nous avons choisi de comparer les moyennes temporelles des champs de pression. Connaissant l'énergie cinétique et la vitesse du projectile équivalent, nous avons alors pu calculer sa masse ainsi que son diamètre.

Nous avons comparé deux profils temporels laser différents : des profils temporels carrés et trapézoïdaux. Les profils trapézoïdaux génèrent des lois de pression dont les formes ressemblent beaucoup à celles générées par des projectiles sphériques. Par conséquent, ils sont bien plus adaptés pour l'analogie que les profils temporels carrés. Les incertitudes sur la taille et la vitesse du projectile équivalent sont notamment réduites avec ce type de profil. Il serait encore possible d'améliorer les similitudes avec les IHV en sculptant plus finement le profil temporel laser.

Pour confirmer les résultats fournis par l'analogie, nous avons effectué quelques vérifications. Tout d'abord, nous avons constaté que les cratères lanceur et laser avaient globalement la même morphologie. Ensuite, nous avons vérifié que les lois de pression temporelles adimensionnées étaient comparables. Pour finir, nous avons tenté de valider expérimentalement l'analogie grâce à des impacts de petits projectiles réalisés sur un lanceur japonais. Sans pour autant invalider notre démarche, les tirs réalisés sur ce lanceurs ont soulevé quelques questions. Pour y répondre, il est indispensable de vérifier la reproductibilité de ces tirs.

Finalement, nous pouvons prédire que les tirs laser réalisés au GCLT sur EDM3 avec une tache focale de 250 $\mu m$ de diamètre, un profil temporel trapézoïdal de 100 $ns$ et des énergies comprises en 4 $J$ et 40 $J$ sont équivalents à des impacts de projectiles sphériques d'environ 300 $\mu m$ de diamètre à des vitesses comprises entre 1200 $m.s^{-1}$ et 4000 $m.s^{-1}$. Il est donc possible d'utiliser le GCLT pour étudier ce type d'impact. Par exemple, nous sommes capables d'évaluer, grâce à cette installation, le taux d'érosion de l'EDM3 face à des IHV de projectiles en aluminium qui est défini par le rapport entre

la masse du cratère et la masse du projectile (voir Figure 6.20). Ce facteur est très utile pour dimensionner les structures face aux IHV.

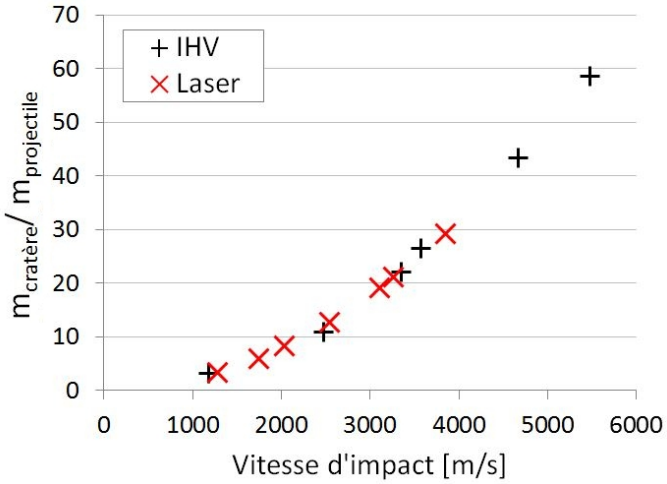


FIGURE 6.20 – Évolution du facteur d'érosion en fonction de la vitesse d'impact du projectile.

# Chapitre 7

# Application de l'analogie à des vitesses d'impact très élevées : utilisation du LULI2000

## 7.1 Objectifs

Comme nous l'avons évoqué en 1.3.3, les installations laser actuelles pourraient permettre de simuler des impacts de projectiles à des vitesses supérieures à celles atteignables par les lanceurs actuels. La vitesse d'impact équivalente étant essentiellement liée à l'intensité laser utilisée, c'est en augmentant cette intensité que nous pouvons atteindre de très hautes vitesses d'impact. Plusieurs options peuvent être utilisées pour augmenter l'intensité : augmenter l'énergie du faisceau laser, réduire la durée du pulse ou diminuer la surface de la tache focale. Cependant, certaines de ces options sont incompatibles avec la notion d'analogie. En effet, nous avons notamment montré que le diamètre du projectile équivalent à un tir laser est légèrement supérieur au diamètre de tache focale utilisé. Si nous nous intéressons à des projectiles de taille supérieure à la centaine de microns, il semble donc inadapté d'utiliser une tache focale inférieure à quelques dizaines de micromètres. De même réduire la durée de pulse du laser revient à considérer des projectiles moins "épais" donc il n'est pas judicieux non plus d'utiliser une durée de pulse inférieure à la dizaine de nanosecondes. Seule l'augmentation de l'énergie laser ne semble poser aucun problème vis-à-vis de l'analogie. Malheureusement, cette option est la plus complexe techniquement puisqu'elle nécessite des installations laser de taille très importante.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons eu l'occasion de réaliser une campagne de tir sur le LULI2000. Des énergies allant de 100 $J$ à 800 $J$ ont été délivrées avec une

durée de pulse de 15 $ns$ et un diamètre de tache focale de 900 $\mu m$ ou 150 $\mu m$ sur des cibles épaisses d'EDM3. Les intensités atteintes étaient de l'ordre de $10^{12}$ $W.cm^{-2}$ donc les vitesses d'impact équivalentes sont à priori très importantes.

La partie 7.2 est consacrée aux tirs laser réalisés avec la tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre. L'objectif est principalement de déterminer les champs de pression générés par de tels tirs laser. En plus des tirs de cratérisation sur cibles épaisses d'EDM3, nous avons réalisé des tirs préalables sur des cibles fines d'aluminium et d'EDM3 en utilisant des diagnostics de mesure de vitesse très complets (VISAR-ligne et VH multipoints). Le setup expérimental utilisé et les principaux résultats obtenus sont décrits en 7.2.1. En 7.2.2, nous présentons les simulations numériques correspondantes aux tirs de calibration et de cratérisation. Les champs de pression générés par le laser sont ensuite extraits de ces simulations.

Dans la partie 7.3, nous appliquons la même démarche aux tirs laser réalisés avec la tache focale de 150 $\mu m$ de diamètre. Après avoir présenté le setup et les résultats expérimentaux en 7.3.1, nous détaillerons les simulation numériques de ces tirs en 7.3.2. Malheureusement, en raison des très hautes intensités laser mises en jeu avec cette petite tache focale, nous ne sommes pas parvenus à obtenir des mesures de vitesse exploitables sur cibles fines. Nous nous contenterons donc des simulations des tirs de cratérisation pour calibrer le chargement laser.

Étant donnés la durée du pulse et le diamètre de tache focale utilisés sur le LULI2000, les projectiles équivalents ne sont plus sphériques comme c'était le cas au Chapitres 6. Dans le cas présent, ils seraient plutôt oblates, beaucoup moins épais que large. Cela ne remet pas en cause l'analogie mais modifie quelque peu la méthodologie employée. En effet, connaître l'énergie cinétique du projectile équivalent et sa vitesse ne suffit plus à déterminer sa forme. De plus, nous ne disposons pas de données expérimentales d'impacts de projectiles de cette forme donc nous devons nous aider de la simulation numérique pour établir l'analogie dans la partie 7.4. En 7.4.1, nous commençons par déterminer les énergies cinétiques des projectiles équivalents. En 7.4.2, nous déterminons leur vitesses d'impact. Pour finir, nous présentons, en 7.4.3, des simulations d'impacts de projectiles oblates afin de déterminer les dimensions des projectiles équivalents.

## 7.2 Détermination du chargement dans le cas d'une tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre

Afin de pouvoir mettre en place l'analogie avec les IHV, nous devons caractériser le chargement exercé par le laser sur la surface de la cible. Pour cela, des tirs laser préalables

sont réalisés sur des cibles fines en aluminium et en EDM3 et la vitesse de la face arrière de ces cibles est mesurée par VISAR et par VH. Cette démarche a déjà été largement décrite au Chapitre 5 pour des tirs réalisés sur le GCLT. Cependant, les configurations laser rencontrées sur le LULI2000 étant très différentes, nous la détaillons à nouveau au sein de cette partie. Une fois le chargement calibré sur cibles fines, nous nous intéressons aux simulations numériques des tirs de cratérisation sur cibles épaisses.

### 7.2.1 Données expérimentales

Une description complète du laser LULI2000 est disponible en 3.1.3. Nous nous contentons de rappeler ici que ce laser permet de délivrer des énergies comprises entre 100 $J$ et 800 $J$ sur deux chaînes distinctes appelées "Chaîne Nord" (CN) et "Chaîne Sud" (CS) avec des profils temporels de durée maximale 15 $ns$ et une longueur d'onde de 1064 $nm$. Tous les tirs présentés dans ce chapitre ont été effectués sur la CN pour limiter les problèmes de répétabilité.

Dans cette partie, seuls les tirs obtenus avec une tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre sont considérés. Une image de cette tache est présentées sur la Figure 7.1.(a). Une lame de phase a été utilisée pour mettre en forme le faisceau et ainsi obtenir une répartition homogène et axisymétrique de l'énergie. De cette mesure, nous avons extrait le profil radial visible sur la Figure 7.1.(b). Ce profil a été prolongé par une décroissance exponentielle afin d'éliminer le bruit de fond et l'énergie a été moyennée sur tout le plateau central (portions de courbe en pointillés).

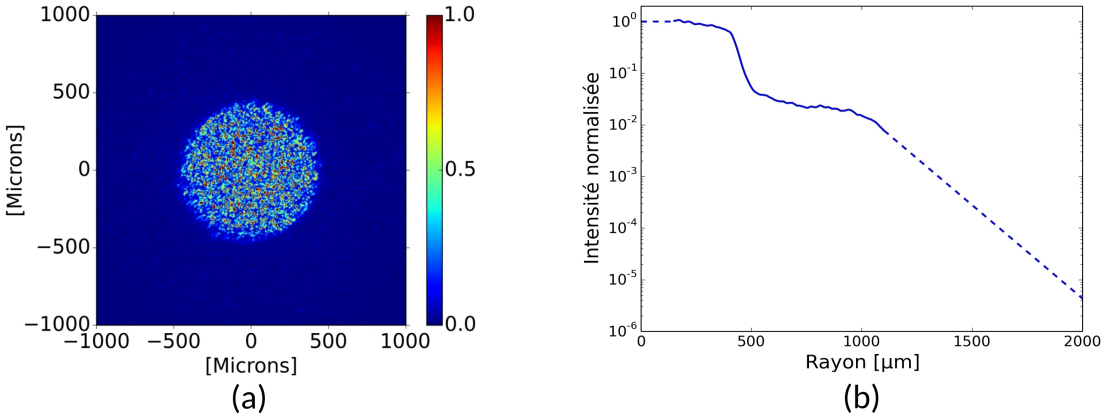


FIGURE 7.1 – Taches focales de diamètre 900 $\mu m$ mesurées au centre chambre (a) et profil radial normalisé correspondant (b).

La Figure 7.2 présente un profil temporel représentatif de tous les tirs de la campagne. Celui-ci ayant une durée d'environ 15 $ns$, il est difficile de sculpter un créneau parfait.

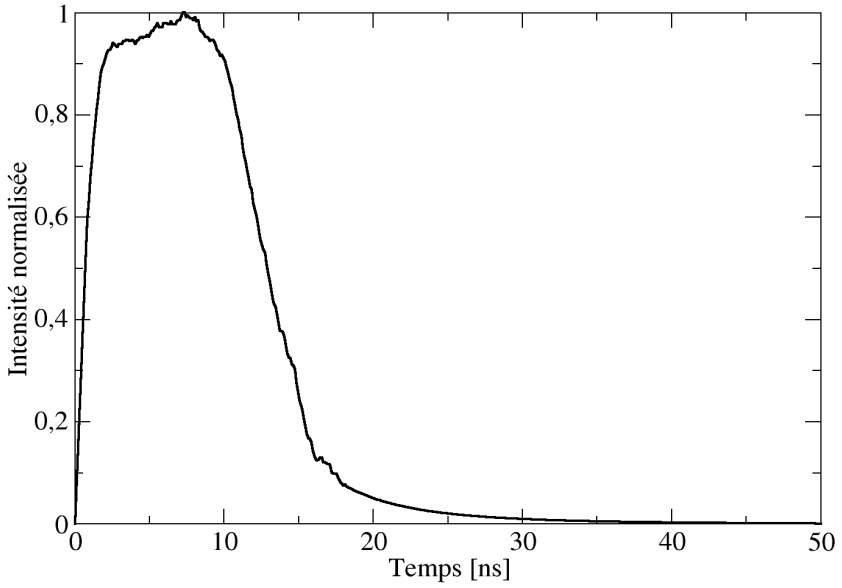


FIGURE 7.2 – Exemple de profil temporel de durée 15 $ns$ utilisé sur le LULI2000.

Trois types de cibles différentes ont été utilisées : des cibles en aluminium de 197 $\mu m$ d'épaisseur, des cibles en EDM3 de 191 $\mu m$ d'épaisseur et des cibles en EDM3 de 8 $mm$ d'épaisseur. Les cibles fines ont servi à la caractérisation tandis que les plus épaisses ont été utilisées pour les tirs de cratérisation. Au vu des très hautes intensités mises en jeu, la face arrière des cibles fines est susceptible de fondre totalement lors du débouché du choc. Une fois liquide, la face arrière peut se déformer de façon importante et perdre sa réflectivité. L'utilisation de la vélocimétrie sur une telle surface devient alors compliquée voire impossible. Pour s'affranchir de ce problème, nous avons collé une fenêtre transparente en LiF (fluorure de lithium) de 2 $mm$ d'épaisseur derrière toutes les cibles fines. Cela permet de contenir les déformations de la face arrière et de limiter l'endommagement de celle-ci. En effet, étant donné que l'aluminium et le LiF ont presque la même impédance de choc, il n'y a pas de réflexion du choc à l'interface aluminium/LiF et donc pas de risque d'écaillage. Pour les cibles en EDM3 qui ont une impédance différente, il y a une réflexion du choc à l'interface mais celle-ci reste nettement plus faible qu'en l'absence de fenêtre. L'épaisseur de colle mesurée entre la cible et la fenêtre est de l'ordre du micromètre donc nous négligerons son influence par la suite.

Pour mesurer la vitesse de l'interface cible/fenêtre, nous avons utilisé une VH multipoints et un VISAR ligne. Le fonctionnement de ces deux diagnostics a été présenté en 3.1.4. La Figure 7.3 schématise les montages expérimentaux retenus. La VH multipoints comporte 8 voies de mesure indépendantes espacées de 250 $\mu m$ les unes des autres. Ces deux diagnostics ont la particularité de permettre une mesure de la vitesse sur toute une ligne et non pas seulement ponctuellement. Cela permet de caractériser le chargement même hors de la tache laser.

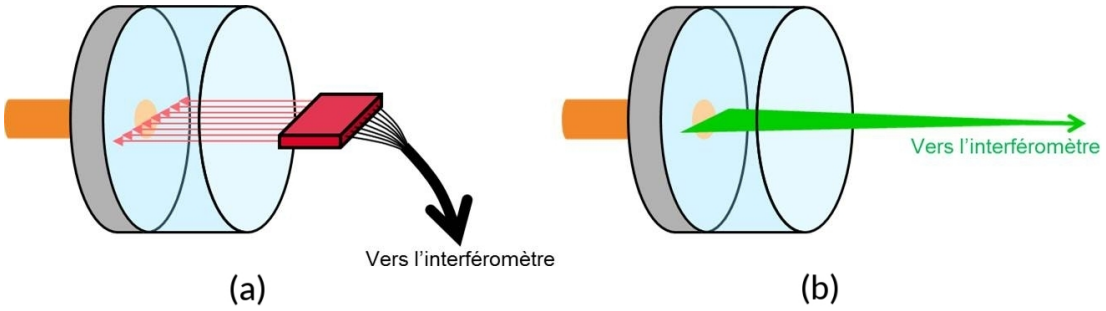


FIGURE 7.3 – Représentations schématiques de la VH multipoints (a) et du VISAR ligne (b).

Sur la Figure 7.4.(a), nous présentons un exemple de mesure fournie par l'une des huit voies de la VH. Il s'agit d'un spectrogramme de la vitesse. A chaque instant, il est possible de déterminer la vitesse de l'interface cible/fenêtre en recherchant le maximum sur ce spectrogramme (voir courbe jaune en pointillés). Par contre, la VH ne permet pas de déterminer avec précision le temps de débouché du choc car elle a une résolution temporelle de seulement 5 $ns$. A l'inverse, le VISAR ligne le permet puisque sa précision temporelle est inférieure à la nanoseconde. Dans notre cas, le débouché du choc est synonyme d'une chute de réflectivité importante (malgré la présence de la fenêtre) comme le montre la Figure 7.4.(b) (voir courbe verte en pointillés). Au centre de la tache focale, la cible se déforme un peu moins que sur les bords et la réflectivité reste suffisante pour pouvoir mesurer la vitesse. Lorsque c'est le cas, la mise en vitesse de l'interface se matérialise par un décalage des franges d'interférences (voir courbe jaune en pointillés). Connaissant le facteur de frange, ce décalage peut directement être converti en une vitesse. La fenêtre de mesure temporelle est cependant très réduite avec ce diagnostic puisqu'elle n'excède pas 20 $ns$. Quel que soit le diagnostic utilisé, la vitesse mesurée est différente de la vitesse réelle de l'interface car l'indice optique de la fenêtre en LiF est différent de celui du vide. Pour obtenir la vitesse réelle, il faut diviser la vitesse mesurée par 1.284 pour la VH et par 1.264 pour le VISAR [121].

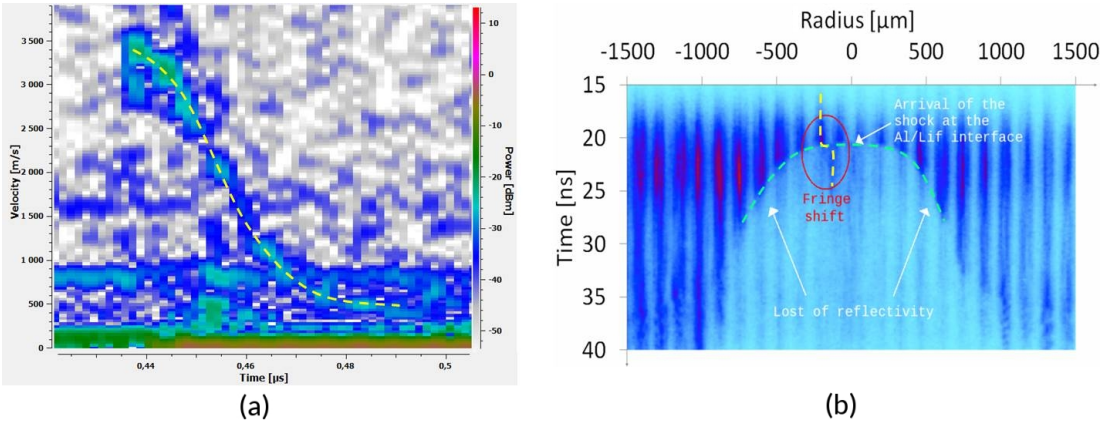


FIGURE 7.4 – Exemples de résultats de mesures fournis par la VH multipoints (a) et le VISAR ligne (b).

Dans le Tableau 7.1, nous listons l'ensemble des tirs de caractérisation sur cibles fines qui ont fourni des résultats exploitables. Nous considérons qu'un tir est exploitable s'il fournit la vitesse de l'interface ou le temps d'arrivée du choc en face arrière. Sous réserve que les modèles matériau utilisés soient corrects, ces deux données peuvent nous permettre de remonter numériquement au chargement mécanique exercé sur la face avant de la cible. Les différentes courbes de vitesse mesurées pendant ces tirs sont présentées sur la Figure 7.5.

TABLE 7.1 – Liste des tirs de caractérisation réalisés au LULI2000 avec une tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre.

| Réf. | Laser | | | Cible | | Diag. | Données exploitables | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $\phi$ [$\mu m$] | $\tau$ [$ns$] | $E$ [$J$] | Mat. | Ep. [$\mu m$] | | Vitesse | Temps d'arrivée |
| #1 | 900 | 15 | 742 | Al | 197 | VH | Oui | Non |
| #2 | 900 | 15 | 717 | Al | 197 | VISAR | Oui | Oui |
| #3 | 900 | 15 | 104 | Al | 197 | VH | Oui | Non |
| #4 | 900 | 15 | 717 | EDM3 | 191 | VH | Oui | Non |

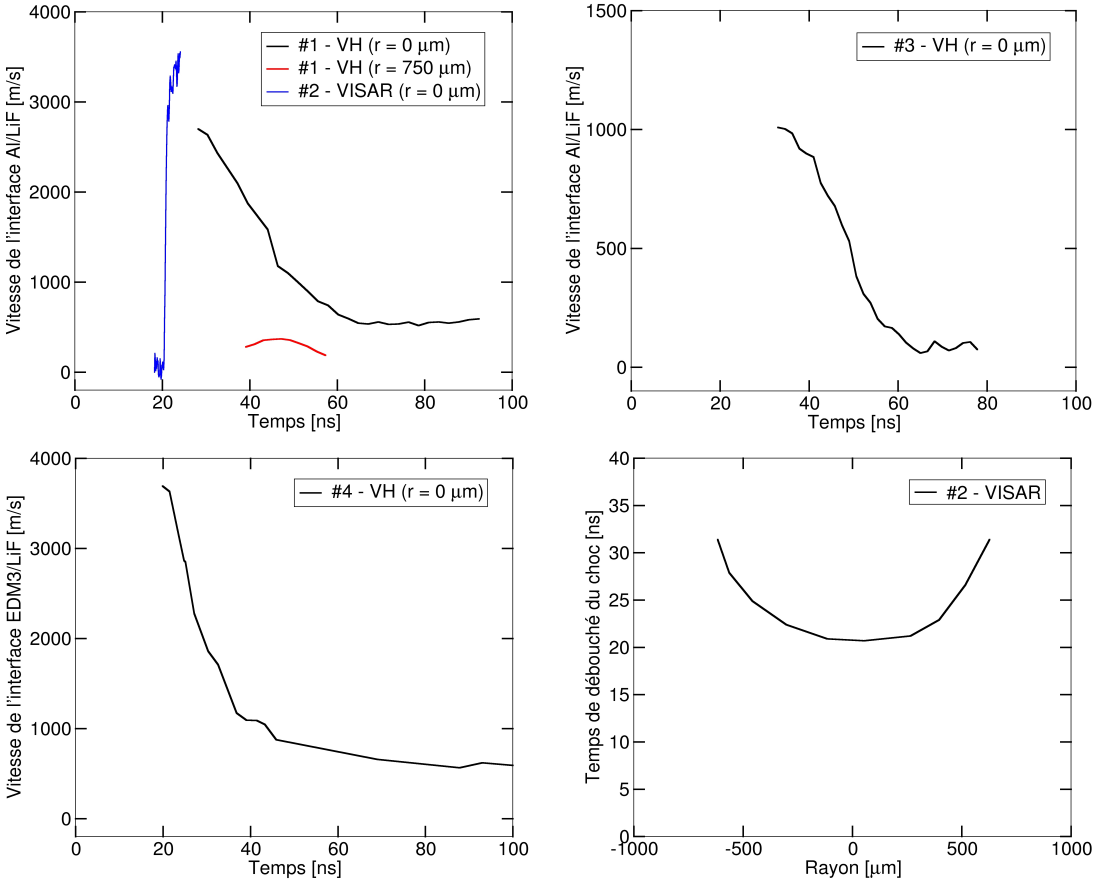


FIGURE 7.5 – Synthèse des mesures expérimentales obtenues sur cibles fines pour les différentes configurations listées dans le Tableau 7.1.

Le lecteur aura constaté que peu de signaux VH sont exploitables. En effet, sur les 8 voies de mesure, seule la voie placée au centre du faisceau est exploitable dans la plupart

des cas. Les cibles se déformant fortement sur les bords de la tache focale, les faisceaux VH visant hors de l'axe laser peuvent se réfléchir avec un angle important et ne pas être récupérés par leurs sondes respectives. Pour la configuration #1, la mesure de la vitesse en $r = 750\ \mu m$ semble tout de même exploitable. Les courbes des configurations #1 et #2 ont été superposées sur le même graphe car les paramètres laser utilisés sont très proches. Nous pouvons d'ailleurs remarquer que dans ce cas, le pic de vitesse mesuré par le VISAR est nettement supérieur à celui mesuré par la VH. Cela provient de la moins bonne résolution temporelle de la VH qui ne lui permet pas de capter le pic de vitesse qui est trop bref. En plus de ces courbes de vitesse, nous avons également tracé l'évolution du temps de débouché du choc en fonction de la position radiale pour la configuration #2. Cela nous permet de constater que le choc est bien symétrique.

Concernant les tirs de cratérisation, trois cratères ont été générés sur des cibles en EDM3 suffisamment épaisses pour pouvoir être considérées comme semi-infinies. Pour ces trois tirs, la tache focale et la durée de l'impulsion sont identiques. Seule l'énergie délivrée varie : 83 $J$, 445 $J$ et 662 $J$. Ces trois cratères ont été mesurés au profilomètre pour déterminer leur profondeur maximale $p$, leurs diamètres $\phi_1$ et $\phi_2$ ainsi que leur volume $V$. Le Tableau 7.2 résume l'ensemble de ces mesures.

Table 7.2 – Liste des tirs de cratérisation réalisés au LULI2000 avec une tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre.

| Laser | | | Cratère | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\phi$ $[\mu m]$ | $\tau$ $[ns]$ | $E$ $[J]$ | $p$ $[mm]$ | $\phi_1$ $[mm]$ | $\phi_2$ $[mm]$ | $V$ $[mm^3]$ |
| 900 | 15 | 83 | 0.65 | 1.55 | 2.20 | 0.83 |
| 900 | 15 | 445 | 1.18 | 2.35 | 3.80 | 4.01 |
| 900 | 15 | 662 | 1.36 | 2.55 | 3.80 | 4.44 |

Sur la Figure 7.6, nous avons tracé l'évolution des dimensions des cratères en fonction de l'énergie laser $E$. Les grandeurs $p$, $\phi_1$ et $\phi_2$ évoluent suivant $E^{1/3}$. A première vue, $V$ ne semble pas croître linéairement avec $E$ comme nous avions pu l'observer sur d'autres campagnes. Toutefois, pour comprendre cette différence, il faut se tourner vers la Figure 7.7 qui montre des vues de dessus des cratères. En effet, nous pouvons constater que l'écaille présente autour des cratères n'est pas complètement formée pour les tirs à 83 $J$ et 662 $J$ mais qu'elle l'est totalement pour celui à 445 $J$. Cette écaille représentant une part importante du volume totale du cratère (surtout à haute énergie), cela entraîne une sous-estimation importante du volume pour le premier et le troisième tir. Si l'écaille était totalement formée pour les trois cratères, nous aurions probablement observé une évolution linéaire de $V$ en fonction de $E$. Dans notre cas, trois tirs ne suffisent pas pour clairement discriminer une tendance sur l'évolution de $V$.

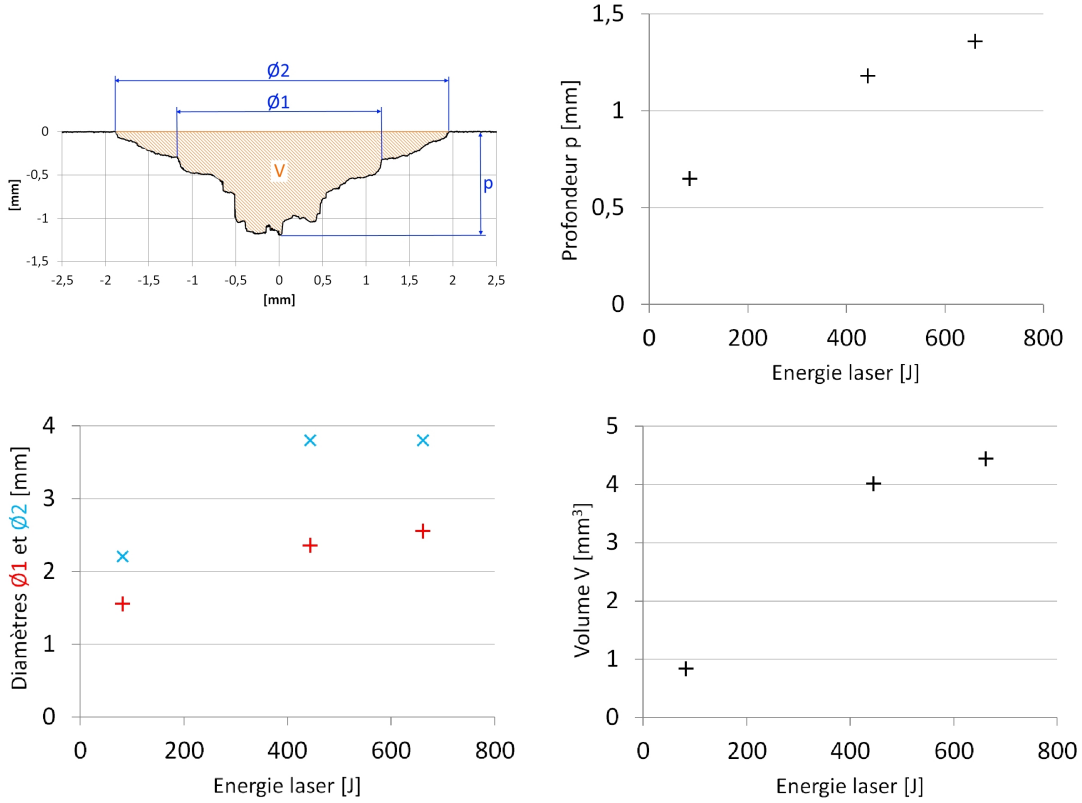


FIGURE 7.6 – Définitions de $p$, $\phi_1$, $\phi_2$ et $V$ sur le profil du cratère généré par le tir laser de paramètres $E = 445\ J$, $\tau = 15\ ns$ et $\phi = 900\ \mu m$ sur une cible en EDM3 et évolution de ces grandeurs en fonction de l'énergie laser.

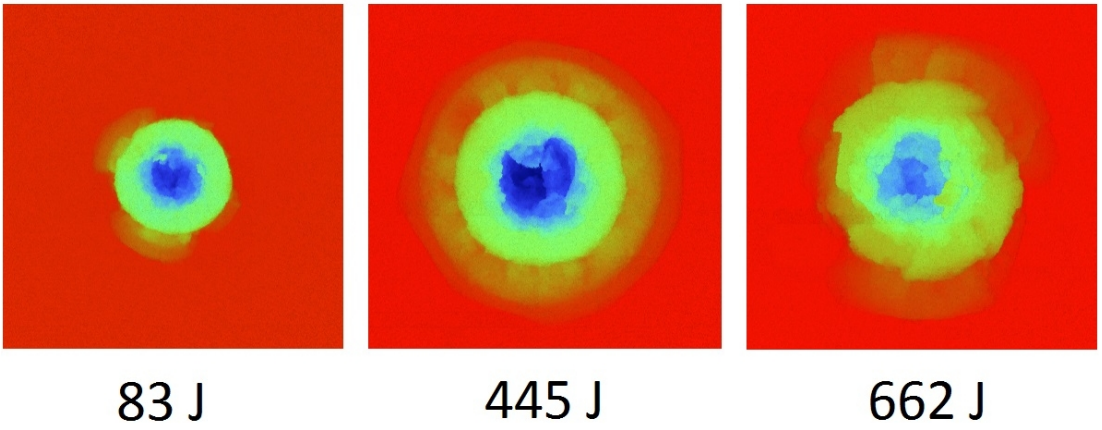


FIGURE 7.7 – Vues de dessus des cratères générés sur EDM3 avec une tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre et une durée de pulse de 15 $ns$ (mesures profilométriques).

### 7.2.2 Simulations numériques

Maintenant, nous allons simuler l'ensemble des tirs laser qui viennent d'être présentés. Pour cela, nous utilisons la méthodologie de simulation qui a été décrite en 5.4. Dans un premier temps, nous nous intéressons aux tirs sur cibles fines afin de valider

notre modélisation du chargement laser. A nouveau, le comportement de l'aluminium est décrit par l'équation d'état SESAME 3720, le modèle SCG et le modèle de fracturation de Johnson (voir 5.2.2). Celui de l'EDM3 est décrit par l'équation d'état 7832 et le modèle POREQST (voir 4.3.2). Pour les fenêtres en LiF, nous utilisons l'équation d'état SESAME 7270 et le modèle SCG. Toutes les mesures expérimentales recueillies sur cibles fines sont comparées aux résultats de ces simulations sur la Figure 7.8. Sans aucun ajustement, nos simulations surestiment toutes les vitesses expérimentales. Pour obtenir les courbes présentées ici nous avons donc décidé de réduire l'énergie de 20 % dans les simulations. Pour justifier cet écart, nous pouvons penser à des pertes d'énergie dans les optiques de fin de chaîne (lentille, hublot, lame de phase) qui sont situées en aval du calorimètre qui mesure l'énergie. Toutefois, ces pertes ne sont probablement pas de 20 % et nous devons garder à l'esprit que ce facteur correctif tient également compte des erreurs de modélisation commises et des erreurs de mesure.

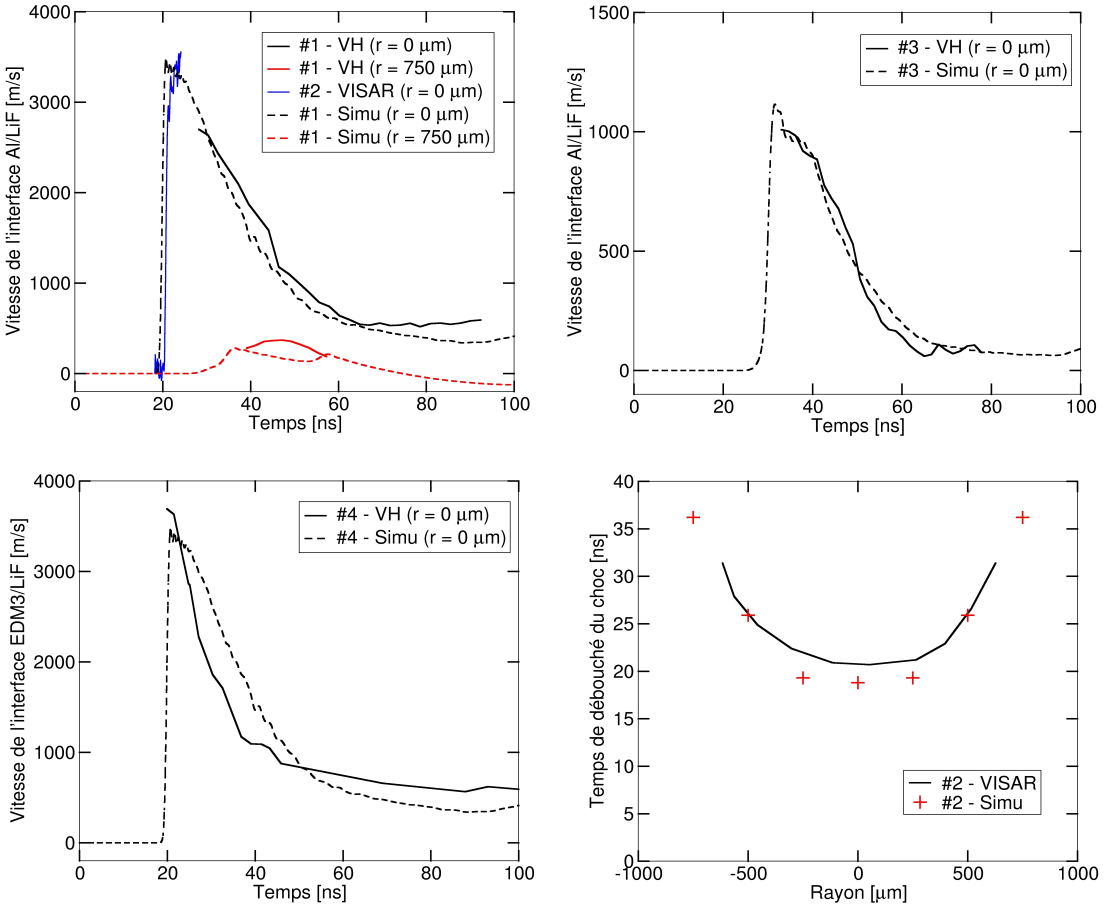


FIGURE 7.8 – Comparaison expérience/simulation pour les différentes configurations laser listées dans le Tableau 7.1.

Globalement, tous les signaux expérimentaux sont bien reproduits numériquement. Les niveaux de vitesse sont bons y compris à 750 $\mu m$ de l'axe pour la configuration #1. Temporellement, la simulation de la configuration #4 peut paraître en retard mais il ne

faut pas oublier que la mauvaise résolution temporelle de la VH nous empêche de l'utiliser pour déterminer les temps de débouché de choc. Dans le cas de la configuration #2, ce temps de débouché est d'ailleurs bien simulé puisque l'erreur commise est inférieure à 10% au niveau de l'axe. L'accord sur l'allure du front de choc est également satisfaisant.

Dans un second temps, nous avons simulé les tirs de cratérisation sur cibles épaisses en utilisant la même modélisation. Nous avons donc également réduit l'énergie de 20 % dans ces simulations. Sur la Figure 7.9, nous comparons la simulation (en rouge et bleu) et l'expérience (trait noir) pour le tir à 662 $J$. Dans les zones rouges, le matériau est totalement endommagé tandis qu'il est sain dans les zones bleues. Nous constatons que l'accord sur la partie centrale du cratère est satisfaisant puisque le profil expérimental se situe au sein de la zone endommagée. Par contre, l'écaille autour du cratère n'est pas du tout reproduite par la simulation. Cela est cohérent avec ce que nous avions déjà observé sur le GCLT (voir Figure 5.36) ainsi que pour des IHV (voir Figure 4.15).

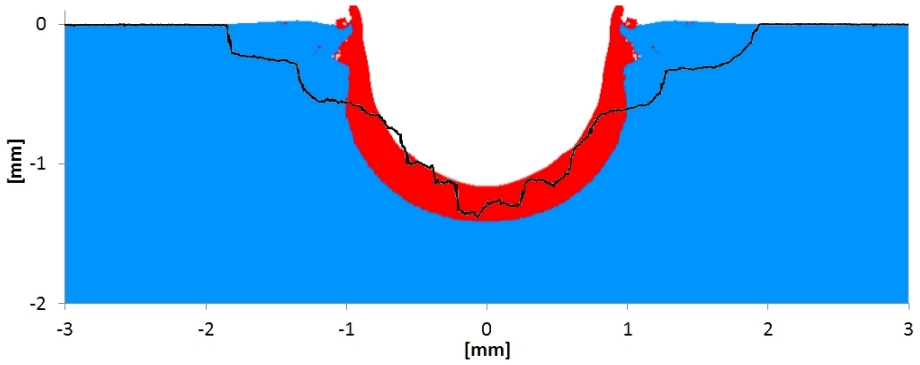


FIGURE 7.9 – Comparaison entre le cratère simulé (en rouge et bleu) et le profil expérimental mesuré au profilomètre (en noir) pour le tir laser de paramètres $E = 662\ J$, $\tau = 15\ ns$ et $\phi = 900\ \mu m$. Dans les zones bleues, le matériau cible n'est pas endommagé tandis que dans les zones rouges, il l'est.

Toutes les simulations que nous venons de présenter valident notre modélisation du chargement. Nous pouvons donc extraire les champs de pression correspondants aux trois tirs de cratérisation. Celui du tir à 662 $J$ est représenté sur la Figure 7.10. Ces champs de pression seront ensuite utilisés dans la partie 7.4 pour déterminer les paramètres des IHV équivalents à ces tirs laser.

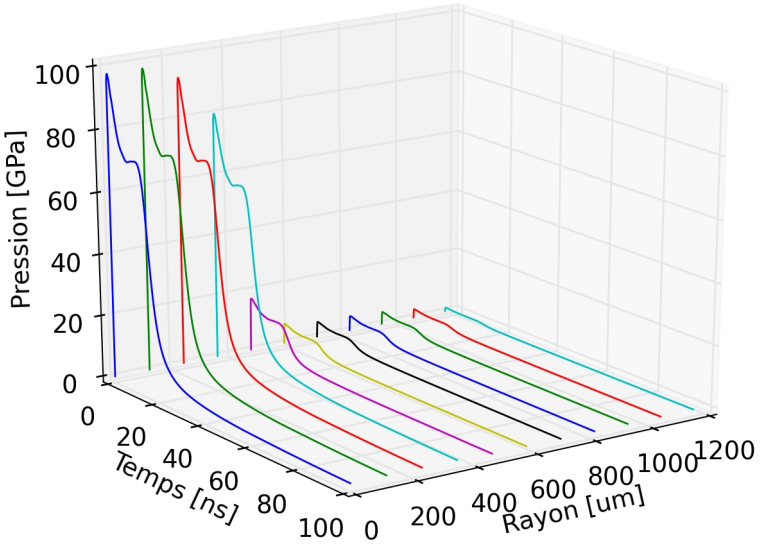


FIGURE 7.10 – Champ de pression d'ablation généré par un tir laser de paramètres $E = 662\ J$, $\tau = 15\ ns$ et $\phi = 900\ \mu m$ sur une cible en EDM3.

## 7.3 Détermination du chargement dans le cas d'une tache focale de 150 $\mu m$ de diamètre

Dans cette partie, nous considérons les tirs laser réalisés avec une tache focale de 150 $\mu m$ environ sur la chaîne Nord du LULI2000. Une nouvelle fois, l'objectif est de déterminer le champ de pression généré sur la surface de la cible pour pouvoir ensuite établir l'analogie avec les IHV. Malheureusement, avec cette configuration laser très contraignante, aucun tir de caractérisation sur cible fine n'a fourni de résultats exploitables. Nous allons donc nous contenter des simulations des tirs de cratérisation pour calibrer le chargement. Dans un premier temps, nous détaillons le setup expérimental utilisé et les résultats expérimentaux obtenus. Dans un second temps, nous présentons les simulations numériques de ces tirs et nous en extrayons les champs de pression d'ablation.

### 7.3.1 Données expérimentales

Une image de la tache focale utilisée est présentée sur la Figure 7.11.(a). Celle-ci ayant été obtenue sans lame de phase, la répartition de l'énergie n'est ni homogène, ni axisymétrique. Puisque les simulations que nous effectuerons par la suite seront axisymétriques, nous avons tout de même extrait un profil radial de cette image (voir Figure 7.11.(b)). Nous sommes conscient que cette approximation très forte est discutable mais elle reste nécessaire. Les profils temporels utilisés étaient tous similaire à celui présenté sur la Figure 7.2.

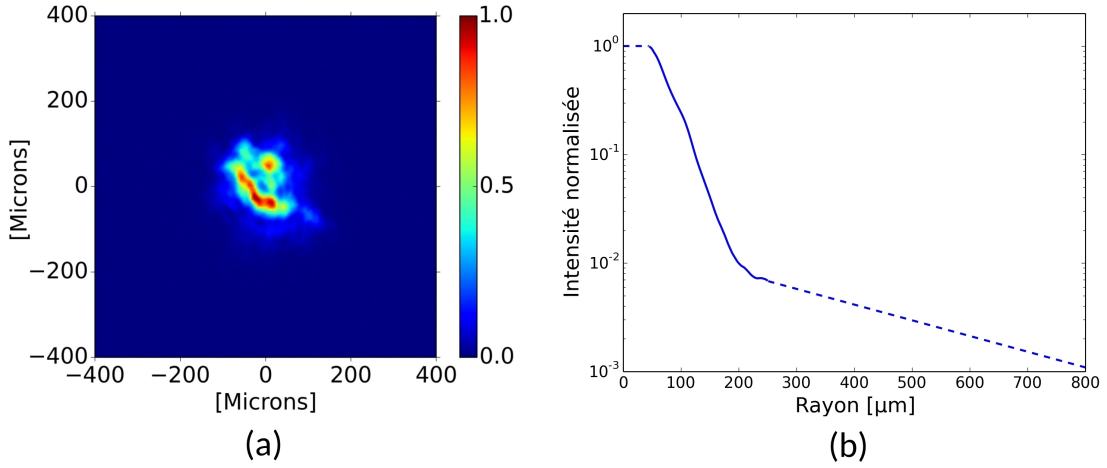


FIGURE 7.11 – Taches focales de diamètre 150 $\mu m$ mesurées au centre chambre (a) et profil radial normalisé correspondant (b).

Au total, trois cratères ont été générés sur des cibles en EDM3 de 8 $mm$ d'épaisseur avec des énergies de 107 $J$, 368 $J$ et 681 $J$. Au profilomètre, nous avons mesuré leur profondeur maximale $p$, leurs diamètres $\phi_1$ et $\phi_2$ ainsi que leur volume $V$. Le Tableau 7.3 résume l'ensemble de ces mesures.

TABLE 7.3 – Liste des tirs de cratérisation réalisés au LULI2000 avec une tache focale de 150 $\mu m$ de diamètre.

| Laser | | | Cratère | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\phi$ $[\mu m]$ | $\tau$ $[ns]$ | $E$ $[J]$ | $p$ $[mm]$ | $\phi_1$ $[mm]$ | $\phi_2$ $[mm]$ | $V$ $[mm^3]$ |
| 150 | 15 | 107 | 0.66 | 1.32 | 1.95 | 0.73 |
| 150 | 15 | 368 | 0.85 | 1.90 | 2.70 | 1.93 |
| 150 | 15 | 681 | 1.26 | 2.05 | 3.00 | 3.20 |

Sur la Figure 7.12, nous avons tracé l'évolution des dimensions de cratère en fonction de l'énergie laser $E$. Les tendances observées sont très proches de celles que nous avions rencontrées avec la tache de 900 $\mu m$ de diamètre (voir Figure 7.6). Les grandeurs $\phi_1$ et $\phi_2$ suivent des lois en $E^{1/3}$. A première vue, il semble que ce ne soit pas le cas pour $p$ mais il se trouve que le fond du cratère à 368 $J$ est très encombré. La présence de matière endommagée au fond de ce cratère entraîne une sous-estimation de $p$ au profilomètre. Ce faible écart sur $p$, ne se répercute pas sur l'évolution de $V$ qui est bien linéaire.

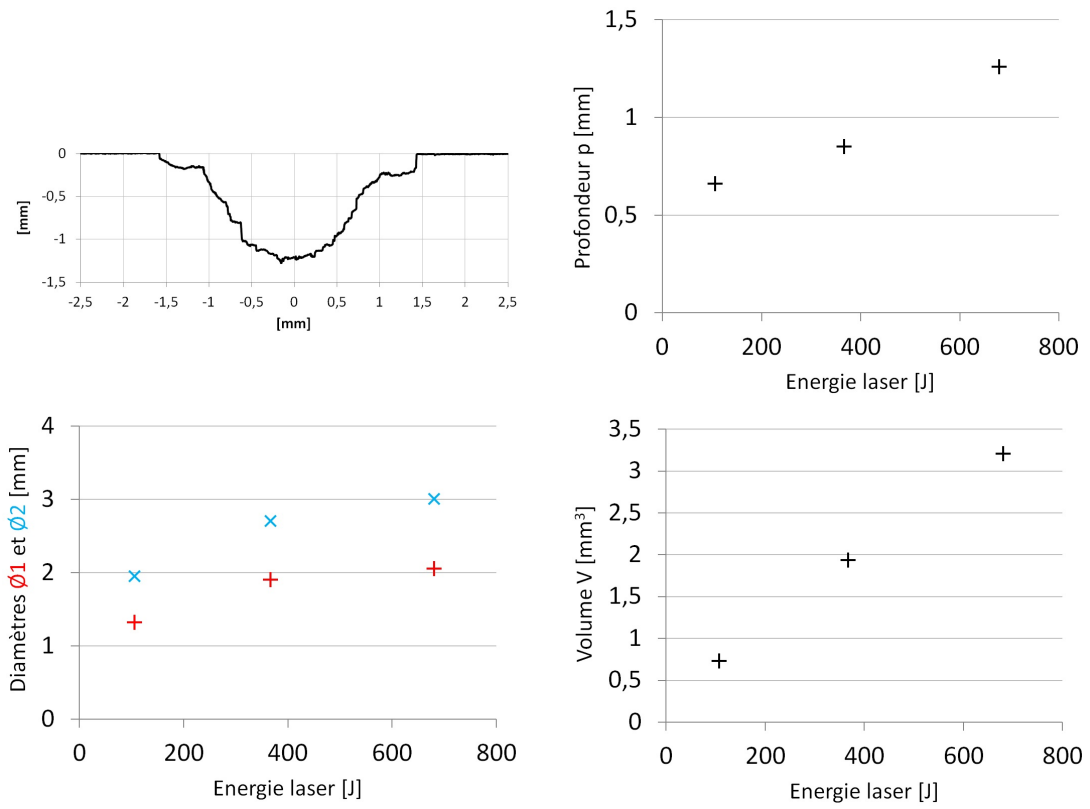


FIGURE 7.12 – Profil du cratère généré par le tir laser de paramètres $E = 681\ J$, $\tau = 15\ ns$ et $\phi = 150\ \mu m$ sur une cible en EDM3 et évolution de $p$, $\phi_1$, $\phi_2$ et $V$ en fonction de l'énergie laser.

### 7.3.2 Simulations numériques

Pour simuler les tirs de cratérisation que nous venons de présenter, nous utilisons exactement la même méthode que celle employée dans la partie précédente. Sans aucun ajustement, la taille des cratères que nous obtenons est surestimée. Nous avons donc décidé de réduire l'énergie du laser dans nos simulations. En diminuant l'énergie de 20 %, comme nous l'avions fait avec la tache focale de 900 $\mu m$, nous obtenons un accord satisfaisant. Les trois cratères simulés sont comparés aux mesures expérimentales sur la Figure 7.13. Nous observons un bon accord sur la partie centrale des cratères mais la reproduction des écailles reste à améliorer. Des fissures sont tout de même présentes sur les bords des cratères. Celles-ci semblent être à l'origine de la formation de l'écaille.

Même si ces simulations sur cibles épaisses ne sont pas aussi complètes que celles sur cibles minces, elles nous permettent d'affirmer que notre modélisation du chargement laser est satisfaisante. Nous pouvons donc extraire les champs de pression d'ablation de chacun de ces tirs. Celui du tir à 681 $J$ est présenté sur la Figure 7.14. Nous utiliserons ces champs de pression pour établir l'analogie avec les IHV dans la partie suivante.

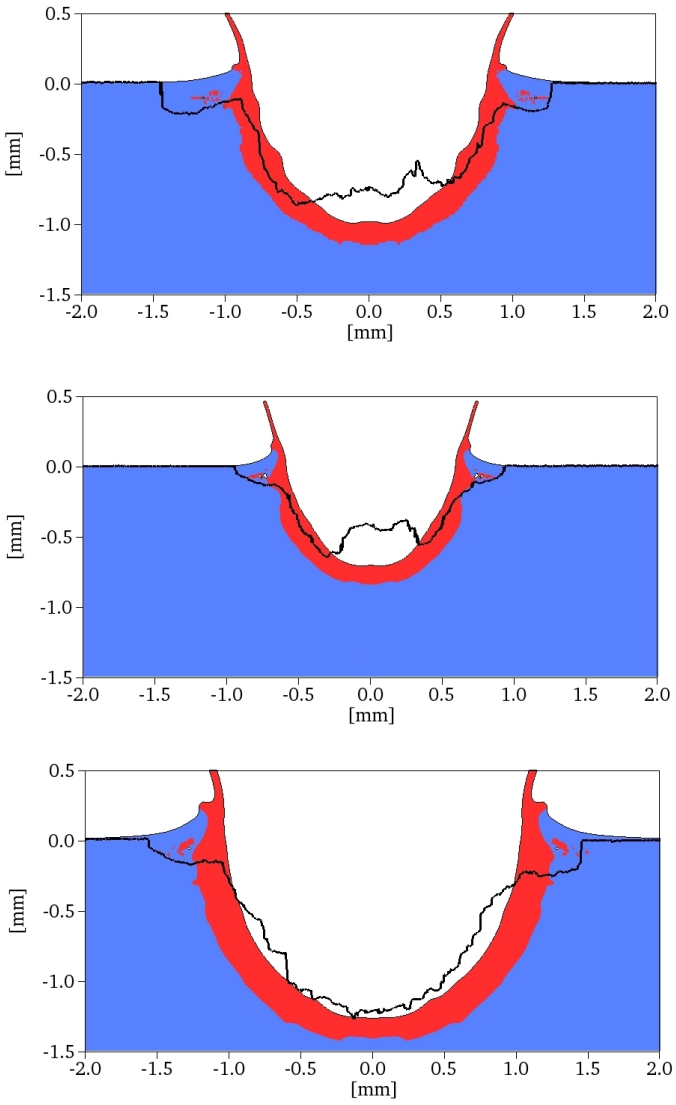


FIGURE 7.13 – Comparaison entre les cratères simulés (en rouge et bleu) et les profils expérimentaux mesurés au profilomètre (en noir) pour les trois configurations de tir présentées dans le Tableau 7.3. Dans les zones bleues, le matériau cible n'est pas endommagé tandis que dans les zones rouges, il l'est.

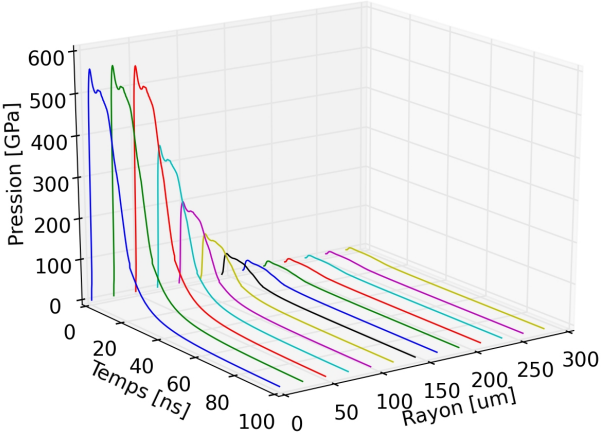


FIGURE 7.14 – Champ de pression d'ablation généré par un tir laser de paramètres $E = 681\ J$, $\tau = 15\ ns$ et $\phi = 150\ \mu m$ sur une cible en EDM3.

## 7.4 Recherche des impacts de projectiles équivalents

Dans cette partie, nous recherchons les paramètres des IHV équivalents à nos tirs laser. Pour cela, nous nous basons sur les IHV de projectiles sphériques en aluminium déjà présentés en 4.3 et 6.2.1. La démarche employée s'appuie sur les raisonnements que nous avions détaillés en 6.3. Toutefois, la durée de pulse de 15 $ns$ étant relativement courte par rapport aux diamètres de tache focale utilisés (150 $\mu m$ et surtout 900 $\mu m$), nous verrons que les projectiles équivalents à ces tirs laser ne sont pas sphériques.

### 7.4.1 Énergie cinétique du projectile équivalent

Ne disposant pas de données expérimentales d'impacts de projectiles aplatis, nous utilisons les données expérimentales d'impacts de projectiles sphériques en aluminium que nous avions déjà utilisées au Chapitre 6 pour mettre en place l'analogie. Nous commençons par déterminer les énergies cinétiques des projectiles équivalents en exploitant la relation linéaire qui lie le volume des cratères à l'énergie cinétique du projectile. Nous obtenons ainsi la courbe présentée sur la Figure 7.15. Pour chaque tir, l'énergie cinétique obtenue représente moins de 0.5 % des énergies laser. C'est encore moins que ce que nous avions observé pour les tirs réalisés sur le GCLT.

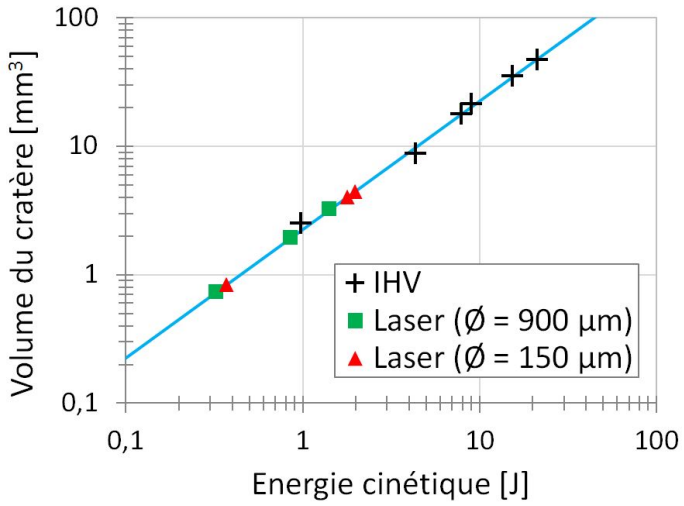


FIGURE 7.15 – Évolution du volume de cratère en fonction de l'énergie cinétique du projectile.

L'utilisation de cette loi linéaire pour des projectiles non sphériques est litigieuse puisque cela suppose que le volume du cratère ne dépend pas du rapport d'aspect du projectile mais uniquement de son énergie cinétique. Selon les simulations que nous avons pu réaliser, cela n'est pas tout à fait exact pour des vitesses d'impact modérées. Par contre, cette hypothèse est valide lorsque les vitesses d'impact sont très élevées (typiquement

supérieures à 20 $km.s^{-1}$) car, dans ce cas particulier, les cratères sont beaucoup plus grands que les projectiles et la forme de ces derniers n'a plus aucune influence.

### 7.4.2 Vitesse du projectile équivalent

Nous cherchons à présent à déterminer les vitesses d'impact des projectiles équivalents. Pour cela, nous utilisons les champs de pression que nous avons déterminés dans les parties précédentes. Pour chacun d'eux, nous calculons la valeur de la pression moyenne en utilisant la méthode décrite en 6.3.2 (avec un seuil de 10 %). Les valeurs ainsi obtenues sont placées sur la courbe correspondant aux IHV de projectiles sphériques en aluminium (voir Figure 7.16). Nous en déduisons des vitesses d'impact comprises entre 3 $km.s^{-1}$ et 8 $km.s^{-1}$ pour la tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre et entre 15 $km.s^{-1}$ et 32 $km.s^{-1}$ pour la tache focale de 150 $\mu m$ de diamètre.

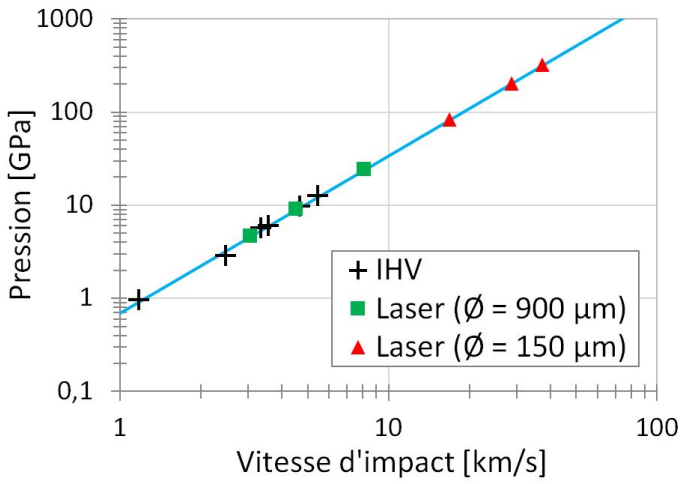


FIGURE 7.16 – Évolution de la pression d'impact en fonction de la vitesse d'impact du projectile. Les pressions correspondent aux pressions moyennes.

Nous avions vu en 6.3.2 que l'incertitude sur la vitesse était d'environ ±15 % pour les tirs trapézoïdaux réalisés sur le GCLT. Pour ceux réalisés sur le LULI2000, cette incertitude est plus importante. En effet, nous comparons des lois de pression générés par des IHV de projectiles sphériques avec des lois de pressions laser équivalentes à des impacts de projectiles non sphériques. A ce stade, il est encore difficile de quantifier l'erreur induite par cette approximation.

### 7.4.3 Dimension du projectile équivalent

Maintenant que nous connaissons l'énergie cinétique et la vitesse d'impact des projectiles équivalents, nous pouvons déterminer leur masse. La Figure 7.17 représente l'évolution de cette masse en fonction de l'énergie du laser. Les tirs réalisés avec une tache

focale de 900 $\mu m$ de diamètre conduisent à des masses d'environ 100 $\mu g$. Il est important de noter que cette masse varie du simple au double selon les tirs avec cette tache focale. Cela est dû à l'écaille qui est partiellement absente sur deux des trois cratères de cette série de tirs (voir Figure 7.7). Pour ces deux tirs, le volume du cratère est nettement plus faible donc l'énergie cinétique déduite par analogie est sous-estimée et, par conséquent, les masses calculées sont également plus faibles. Les trois tirs réalisés avec une tache focale de 150 $\mu m$ de diamètre conduisent, quant à eux, à des masses quasi-identiques d'environ 2 $\mu g$.

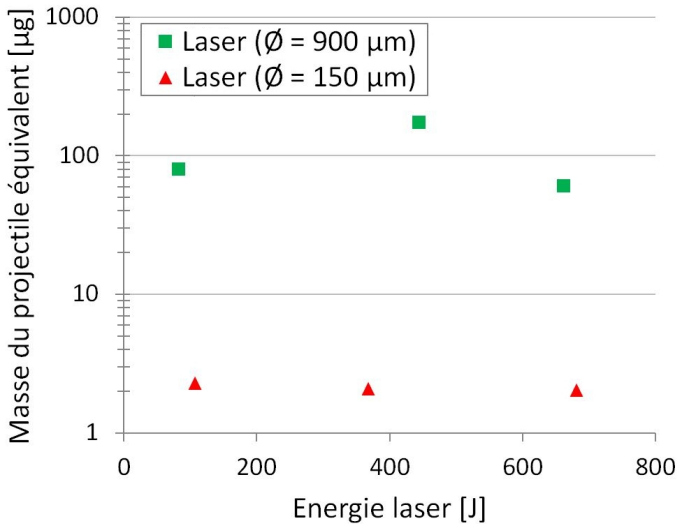


FIGURE 7.17 – Évolution de la masse du projectile équivalent en fonction de l'énergie laser.

Pour déterminer les dimensions des projectiles équivalents, nous ne pouvons plus supposer que ceux-ci sont sphériques. Prenons l'exemple du tir laser de paramètres $E = 662\ J$, $\tau = 15\ ns$ et $\phi = 900\ \mu m$. Nous savons que celui-ci était équivalent à l'impact d'un projectile de 100 $\mu g$ à environ 8 $km.s^{-1}$. Pourtant, comme le montrent les résultats de simulations HESIONE présentés sur la Figure 7.18, un projectile sphérique en aluminium de masse 100 $\mu g$ (i.e. $r = 207\ \mu m$) qui impacte une cible en EDM3 à une vitesse de 8 $km.s^{-1}$ génère une pression sur la cible qui n'a pas du tout la même allure que celle générée par notre tir laser. Pour obtenir une allure plus en accord, il faut considérer un projectile plus aplati. Nous avons choisi un projectile elliptique de demi petit axe $a = 40\ \mu m$ et de demi grand axe $b = 470\ \mu m$. Ce projectile à lui aussi une masse de 100 $\mu g$. Nous pouvons donc considérer que notre tir laser est équivalent à l'impact d'un projectile de cette forme. Le diamètre de ce projectile équivalent (ici, 940 $\mu m$) est assez proche du diamètre de tache focale utilisé.

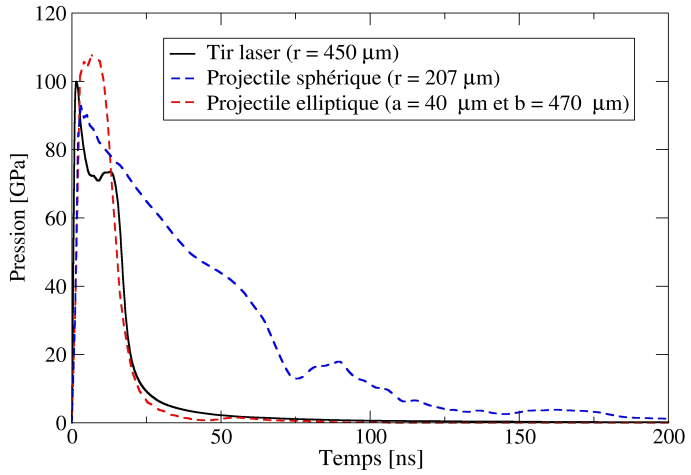


FIGURE 7.18 – Comparaison des lois de pression temporelles dans le cas du tir laser de paramètre $E = 662\ J$, $\tau = 15\ ns$ et $\phi = 900\ \mu m$, d'un impact de projectile sphérique en aluminium à 8 $km.s^{-1}$ et d'un impact de projectile elliptique à 8 $km.s$. Ces deux projectiles ont la même masse de 100 $\mu g$.

## 7.5 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons appliqué l'analogie à des tirs laser réalisés sur le LULI2000. Nous avons utilisé deux diamètres de tache focale différents : l'un de 900 $\mu m$ et l'autre de 150 $\mu m$. Tous les tirs avaient par contre le même durée de pulse de 15 $ns$. C'est la durée maximale utilisable sur cette installation.

Dans un premier temps, nous avons déterminé les champs de pression générés par de tels tirs laser. Dans le cas de la tache focale la plus large, nous avons pu calibrer ce chargement grâce à des tirs sur cibles fines. Nous avons alors utilisé une VH multipoints et un VISAR ligne pour mesurer les vitesses des faces arrières des cibles. Bien que limitée par une fenêtre en LiF, la déformation de la face arrière était conséquente au moment du débouché du choc. Nous avons donc été confronté à des problèmes de perte de réflectivité qui ont compliqué les mesures. Néanmoins, nous sommes parvenus à extraire des signaux exploitables pour calibrer le chargement. Dans le cas des petites taches focales, aucun signal de vitesse mesuré sur cible fine n'était exploitable donc nous avons du nous contenter des tirs de cratérisations sur cible épaisse pour calibrer le chargement.

Pour rechercher les IHV équivalents à ces tirs laser, nous avons utilisé la série de tirs que nous avions réalisé sur le lanceur HERMES avec des projectiles sphériques de diamètre 1 $mm$. Nous avons appliqué la procédure que nous avions décrite dans le Chapitre 6. Pour commencer, nous déterminons les énergies cinétiques des projectiles équivalents grâce à la relation linéaire liant le volume du cratère à l'énergie cinétique du projectile. Ensuite, nous déterminons la vitesse d'impact en utilisant les pressions d'impact simulés. Nous avons obtenu des vitesses comprises entre 3 $km.s^{-1}$ et 8 $km.s^{-1}$

pour la tache focale de 900 $\mu m$ de diamètre et entre 15 $km.s^{-1}$ et 32 $km.s^{-1}$ pour la tache focale de 150 $\mu m$ de diamètre. Pour finir, nous avons déterminé la masse de ces projectiles : environ 100 $\mu g$ pour la grande tache focale et 2 $\mu g$ pour la petite. La détermination de la forme du projectile connaissant sa masse n'est pas aussi triviale qu'au Chapitre 6 car cette fois, les projectiles ne sont plus sphériques. Grâce à des simulations numériques d'impacts de projectiles aplatis, nous sommes tout de même parvenu à obtenir ces dimensions.

En comparant les simulations d'impacts de projectiles aplatis avec celles de projectiles sphériques de même masse, nous nous sommes aperçus que les cratères n'avaient pas le même volume. Lorsque les vitesses d'impact ne dépassent pas 20 $km.s^{-1}$, les projectiles sphériques conduisent à des cratères plus volumineux (deux fois plus volumineux à faibles vitesses d'impact). Pour aller plus loin et, par la même occasion, réduire les incertitudes qui restent pour l'heure difficiles à évaluer, il faudrait itérer notre démarche. Maintenant que nous avons une estimation du rapport d'aspect du projectile équivalent, nous pouvons en déduire une nouvelle relation entre volume de cratère et énergie cinétique par simulation numérique. Cette nouvelle loi nous conduirait à une nouvelle masse et donc à une nouvelle forme de projectile. Après quelques itérations, nous devrions converger vers la forme de projectile à retenir. Néanmoins, nous ne disposons pas de données expérimentales permettant de valider cette approche.

# Conclusion et perspectives

## Conclusion

Cette thèse avait pour objectif la démonstration d'une analogie entre IHV et irradiations laser. Cette analogie intéresse particulièrement le secteur aérospatial puisqu'elle pourrait être utilisée pour traiter la problématique des débris spatiaux. En effet, les lanceurs actuellement utilisés en laboratoire sont limités en termes de gamme de vitesses d'impact accessible et les installations laser pourraient servir à étudier des vitesses d'impact hors de cette gamme.

Avant cette thèse, la littérature relative à l'analogie se limitait aux travaux de Pirri et de Nebolsine qui dataient de la fin des années 1970. Les relations analytiques qu'ils proposaient pour lier les deux procédés étaient, certes, simples d'utilisation mais elles étaient également peu précises. Nous avons donc entrepris de poursuivre leurs travaux pour aboutir à une analogie plus précise et plus robuste. Notre démarche consistait à caractériser, d'une part, le champ de pression généré par un impact de projectile sphérique et, d'autre part, celui généré par un tir laser.

Des données expérimentales d'impacts de projectiles sur des cibles en EDM3 ont été obtenues sur le lanceur double étage gaz/gaz HERMES. Les projectiles étaient des sphères en aluminium de diamètre 1 $mm$ et les vitesses d'impact étaient comprises entre 1 et 6 $km.s^{-1}$. Les cratères ainsi générés ont une forme particulière bien reproductible : un volume central entouré d'une écaille en surface. Leurs volumes évoluent linéairement en fonction de l'énergie cinétique du projectile. Nous avons reproduit numériquement ces cratères à l'aide du code HESIONE que nous avons au préalable validé en simulant des impacts sur cibles ductiles extraits de la littérature. L'accord observé entre simulation et expérience étant satisfaisant, nous avons extrait le champ de pression exercé par le projectile sur la cible de chaque simulation. Nous avons mis en évidence que le projectile exerce une pression non négligeable sur un diamètre plus large que le sien. Cela s'explique par le fait que le projectile s'étale sur la cible au moment de l'impact.

Du côté des irradiations laser, nous avons mené plusieurs campagnes sur l'installation GCLT du CEA-DIF. Nous avons principalement utilisé des pulses temporels longs de 100 $ns$ et des taches focales petites de 250 $\mu m$ de diamètre. Cette configuration est bien adaptée pour traiter la problématique des débris spatiaux mais elle est également très peu usuelle. Nous avons donc dû proposer une chaîne de simulation adaptée à cette configuration atypique. Celle-ci repose sur l'utilisation du code d'interaction laser/matière monodimensionnel ESTHER et du code d'hydrodynamique bidimensionnel HESIONE. Connaissant les paramètres laser, la pression d'ablation monodimensionnelle est calculée à l'aide du premier code. Elle est ensuite extrapolée en un champ de pression axisymétrique en utilisant le profil spatial de la tache focale. Pour finir, ce champ de pression est utilisé comme donnée d'entrée du second code qui se charge de simuler la propagation de l'onde de choc dans le matériau et la formation du cratère qui en résulte. Afin de valider le couplage entre les deux codes, nous l'avons testé sur des tirs lasers réalisés avec une tache focale plus large de 1 $mm$ de diamètre pour laquelle les effets de bord sont limités. Pour ces tirs de validation, nous avons utilisé des cibles fines en aluminium d'environ 200 $\mu m$ d'épaisseur dont nous avons mesuré la vitesse de la face arrière par VISAR. Le très bon accord observé entre expérience et simulation nous a permis de valider notre chaîne de calcul. Nous avons alors pu l'utiliser pour simuler les tirs avec des taches focales plus petites de 220 $\mu m$ de diamètre. Nous avons profité de ces simulations pour estimer les effets thermiques induits par le laser. Nous avons conclu que l'épaisseur de matière affectée thermiquement était le plus souvent négligeable devant la taille des cratères. Donc, il est licite de négliger ces effets thermiques et de supposer que les cratères générés par laser sont entièrement déterminés par la loi de pression générée en surface de la cible. Les simulations nous ont également fourni les champs de pression d'ablation exercés par le laser sur les cibles. L'allure temporelle de ces champs de pression dépend directement du profil temporel utilisé. Spatialement, le laser génère une pression sur une aire plus grande que le diamètre de tache focale utilisée. Cela est dû à l'énergie contenue dans les ailes de tâche du faisceau.

Ayant une bonne connaissance des champs de pression générés par chacun des procédés, nous disposions alors de toutes les données nécessaires pour mettre en place l'analogie. Nous avons donc cherché à déterminer les paramètres des IHV équivalents aux tirs laser réalisés sur le GCLT. Pour cela, nous avons utilisé les impacts de projectiles réalisés sur le lanceur HERMES comme référence. Tout d'abord, nous avons déterminé les énergies cinétiques des projectiles équivalents en utilisant la relation liant le volume des cratères à cette énergie. Nous avons alors obtenu des énergies cinétiques environ cent fois plus faibles que les énergies laser utilisées. Nous avons, ensuite, déterminé la vitesse d'impact des projectiles équivalents en utilisant la courbe pression-vitesse. Pour cela,

nous avons dû choisir une valeur scalaire représentative des champs de pression spatio-temporels issus de nos simulations. Nous avons montré que choisir la valeur maximale n'était pas le choix le plus judicieux. Il est préférable d'utiliser une valeur moyenne. Cette liberté de choix engendre une incertitude sur la détermination de la vitesse. Afin de réduire cette incertitude, nous avons comparé deux formes de profil d'intensité laser : des profils carrés et des profils trapézoïdaux. Nous avons constaté que l'incertitude sur la vitesse était moins importante avec les profils trapézoïdaux car ces profils conduisent à des lois de pression très ressemblantes aux IHV. Nous estimons que cette incertitude est de $\pm$ 15 % avec les profils trapézoïdaux. Connaissant alors l'énergie cinétique et la vitesse d'impact du projectile, nous avons pu déterminer sa masse. Celle-ci est globalement constante quelle que soit l'énergie laser et vaut $35 \pm 10$ $\mu g$. En supposant que le projectile équivalent est une sphère en aluminium, nous avons pu déterminer le diamètre des projectiles. Dans notre cas, il vaut $300 \pm 30$ $\mu m$. Ce diamètre est plus grand que le diamètre de tache focale qui était de 250 $\mu m$.

Nous avons ensuite validé l'analogie sur plusieurs points. Tout d'abord, nous avons comparé les dimensions de cratère adimensionnées pour chacun des deux procédés. Nous avons constaté que les cratères avaient globalement la même allure. Seule l'écaille entourant les cratères avait une forme différente. Néanmoins, cela n'est pas un point bloquant car nous avons remarqué, lors des différentes campagnes menées sur le GCLT, qu'une faible variation de forme de la tache focale conduisait à un changement de forme de l'écaille. Il serait donc possible d'ajuster ce profil spatial plus finement pour améliorer la ressemblance. Nous avons également comparé les profils temporels de pression adimensionnés pour chacun des deux procédés. La ressemblance est alors flagrante pour les tirs réalisés avec des profils trapézoïdaux. Cela valide notre analogie car, en plus de garantir une équivalence sur la taille des cratères, nous garantissons une équivalence de leur processus de formation. Enfin, nous avons cherché à valider expérimentalement l'analogie en réalisant deux tirs sur un lanceur japonais avec des projectiles sphériques en aluminium de 400 $\mu m$ de diamètre. Ces tirs devaient permettre de valider l'extrapolation de la loi linéaire liant le volume de cratère à l'énergie cinétique du projectile. Toutefois, l'allure globale de ces deux cratères soulève quelques questions. En effet, beaucoup de matière endommagée encombre le fond de ces cratères donc les volumes mesurés au profilomètre ne vérifient pas la loi linéaire attendue. Cela ne remet pas en cause l'analogie puisqu'il se peut également que cette matière présente au fond des cratères soit à retirer du fait de sa très faible tenue mécanique. Il est prévu de refaire ces tirs de validation sur un autre lanceur afin de vérifier leur reproductibilité. Si la matière présente au fond des cratères est parfois évacuée, nous devrions retrouver la bonne relation linéaire entre volume de cratère et énergie cinétique du projectile. Cela finirait de valider l'analogie proposée.

Pour finir, nous avons appliqué l'analogie à une campagne expérimentale réalisée sur le LULI2000. Cette installation de grande envergure permet de délivrer des énergies allant jusqu'à 800 $J$. Elle nous a permis de représenter des impacts allant de 3 $km.s^{-1}$ à 32 $km.s^{-1}$. Nous comprenons alors tout l'intérêt de l'utilisation des lasers pour étudier les IHV car ces très hautes vitesses ne sont pas atteignables par les lanceurs actuels les plus performants. La durée de pulse étant limitée à 15 $ns$ sur le LULI2000, les projectiles équivalents ne sont pas sphériques. Néanmoins, nous avons montré que la méthodologie pouvait être adaptée pour déterminer la forme des projectiles équivalents. Pour y parvenir, nous avons utilisé des simulations numériques d'impacts de projectiles oblates.

## Perspectives

Ces travaux de thèse ont permis de développer et de valider des outils expérimentaux et numériques adaptés à l'étude des IHV. Ces moyens peuvent désormais être utilisés pour des applications diverses. Ils peuvent, par exemple, être directement utilisés pour caractériser de nouveaux matériaux. L'installation LULI2000 a même déjà été utilisée pour caractériser les verres métalliques sous impact [123]. Il sont également utilisables pour traiter les problèmes de planétologie et de cosmologie même s'il faut au préalable étudier les effets d'échelles qui sont très importants dans ces domaines. Des études sont notamment menées pour préparer la mission spatiale AIDA qui vise, à terme, à dévier un astéroïde par laser. En plus de pouvoir représenter des vitesses d'impacts très élevées, les installations laser offrent la possibilité d'étudier l'endommagement cumulatif en réalisant plusieurs tirs successifs au même endroit. Il offre également la possibilité d'étudier des matériaux hétérogènes tels que des composites puisqu'il est possible de cibler un mésoconstituant en particulier.

Néanmoins, quelques points peuvent encore être améliorés. Dans cette thèse, nous avons uniquement considéré des projectiles de formes sphérique ou ellipsoïdique. Quand est-t-il des formes plus complexes ? Est-il possible de simuler par laser l'impact d'un projectile pointu par exemple ? Il serait également intéressant d'étudier des impacts de projectiles ayant un angle d'incidence différent de 90° voire un mouvement de rotation initial. La notion de transfert d'impulsion pourrait également être abordée. Les débris générés lors d'un tir laser sont-ils similaires à ceux générés par un IHV ?

Au cours de cette thèse, nous avons également pu constater de l'importance d'une bonne modélisation. Nous avons été contraints de corriger l'énergie de 20 % dans certaines de nos simulations pour nous recaler sur les expériences. Des travaux doivent encore être menés pour comprendre d'où provient ce facteur correctif et pouvoir s'en passer. Au vu des niveaux de pressions rencontrés, il serait par exemple intéressant de vérifier la

validité des modèles matériaux et même des équations d'état utilisées dans ces régimes. Nous avons également pu constater, grâce aux tirs réalisés avec des fenêtres en LiF, que des codes monodimensionnels tels qu'ESTHER ne permette pas de reproduire fidèlement la détente du plasma sur des temps longs. Cette détente joue pourtant un rôle majeur dans les tirs de cratérisation. Les simulations FCI2 réalisées, nous ont fourni des pistes d'améliorations intéressantes qu'il serait bon d'approfondir afin de corriger les légères défaillances de notre chaîne de calcul.

Enfin, la validation expérimentale de l'analogie est un point essentiel. Les tirs que nous avons réalisés sur le lanceur japonais avec des projectiles de 400 $\mu m$ de diamètre n'ont pas permis une validation nette. Ils ont soulevé quelques questions auxquelles il est important de répondre. Pour cela, il faudrait commencer par reproduire ces tirs afin de vérifier leur reproductibilité.

# Bibliographie

[1] A. N. Pirri. Theory for laser simulation of hypervelocity impact. *Physics of Fluids*, 20 :221 – 228, 1977. doi : 10.063/1.861859. (Cité pp.1, 22, 41, 44, 46 et 133)

[2] P. E. Nebolsine. Laser simulation of hypervelocity impact. In *AIAA 14th Aerospace Sciences Meeting*, January 1976. (Cité pp.1, 22 et 47)

[3] URL www.esa.int. (Cité pp.5, 7 et 14)

[4] A. Rossi, C. Pardini, L. Anselmo, A. Cordelli, and P. Farinella. Effects of the rorsat nak drops on the long term evolution of the space debris population. In *48th International Astronautical Congress*, October 1997. (Cité p.6)

[5] URL www.whereisroadster.com. (Cité p.6)

[6] *Orbital Debris Quarterly News*, volume 21. NASA, 2017. (Cité p.6)

[7] *Space Debris Mitigation Guidelines*. IADC, 2007. (Cité p.8)

[8] M. Shan, J. Guo, and E. Gill. Review and comparison of active space debris capturing and removal methods. *Progress in Aerospace Sciences*, 80 :18 – 32, 2016. doi : 10.1016/j.paerosci.2015.11.001. (Cité pp.8 et 9)

[9] C. R. Phipps, G. Albrecht, H. Friedman, D. Gavel, E. V. Georges, J. Murray, C. Ho, W. Priedhorsky, M. M. Michaelis, and J. P. Reilly. Orion : Clearing near-earth space debris using a 20 kw, 530 nm, earth-based, repetively pulsed laser. *Laser and Particle Beams*, 14 :1 – 44, 1996. doi : 10.1017/S0263034600009733. (Cité p.8)

[10] URL www.nasa.gov. (Cité pp.10 et 21)

[11] B. G. Cour-Palais and J. L. Crews. A multi-shock concept for spacecraft shielding. *International Journal of Impact Engineering*, 10 :135 – 146, 1990. doi : 10.1016/0734-743X(90)90054-Y. (Cité pp.10 et 27)

[12] E. L. Christiansen, J. L. Crews, J. E. Williamsen, J. H. Robinson, and A. M. Nolen. Enhanced meteoroid and orbital debris shielding. *International Journal of Impact Engineering*, 17 :217 – 228, 1995. doi : 10.1016/0734-743X(95)99848-L. (Cité pp.10, 12 et 27)

[13] E. L. Christiansen, B. G. Cour-Palais, and L. J. Friesen. Extra vehicular activity suit penetration resistance. *International Journal of Impact Engineering*, 23 :113 – 124, 1999. (Cité p.11)

[14] R. P. Bernhard, E. L. Christiansen, J. Hyde, and J. L. Crews. Hypervelocity impact damage into space shuttle surfaces. *International Journal of Impact Engineering*, 17 :57 – 68, 1995. doi : 10.1016/0734-743X(95)99835-F. (Cité p.11)

[15] R. C. Tennyson and C. Lamontagne. Hypervelocity impact damage to composites. *Composites (Part A : applied science and manufacturing)*, 31 :785 – 794, 2000. doi : 10.1016/S1359-835X(00)0029-4. (Cité pp.11 et 18)

[16] Technical report, Columbia Accident Investigation Board, 2003. (Cité p.11)

[17] B. G. Cour-Palais. Hypervelocity impact in metals, glass and composites. *International Journal of Impact Engineering*, 5 :221 – 237, 1987. doi : 10.1016/0734-743X(87)90040-6. (Cité p.11)

[18] A. Chadegani, K. A. Iyer, D. S. Mehoke, and R. C. Batra. Hypervelocity impact of a steel microsphere on fused silica sheets. *International Journal of Impact Engineering*, 80 :116 – 132, 2015. doi : 10.1016/j.ijimpeng.2015.02.005. (Cité pp.11 et 32)

[19] H. Krag, M. Serrano, V. Braun, P. Kuchynka, M. Catania, J. Siminski, M. Schimmerohn, X. Marc, D. Kuijper, I. Shurmer, A. O'Connell, M. Otten, Isidro Muñoz, J. Morales, M. Wermuth, and D. McKissock. A 1 cm space debris impact onto the sentinel-1a solar array. *Acta Astronautica*, 137 :434 – 443, 2017. doi : 10.1016/j.actaastro.2017.05.010. (Cité p.12)

[20] M. Lambert, F. K. Schäfer, and T. Geyer. Impact damage on sandwich panels and multi-layer insulation. *International Journal of Impact Engineering*, 26 :369 – 380, 2001. doi : 10.1016/S0734-743X(01)00108-7. (Cité p.12)

[21] P. Michel. In *Workshop of the ACO CHOCOLAS : Chocs et applications spatiales*, January 2018. (Cité pp.12 et 14)

[22] R. M. Canup. Lunar-forming collisions with pre-impact rotation. *Icarus*, 196 :518 – 538, 2008. doi : 10.1016/j.icarus.2008.03.011. (Cité pp.12 et 33)

[23] J. Gattacceca, A. Lamali, P. Rochette, M. Boustie, and L. Berthe. The effects of explosive-driven shocks on the natural remanent megnetization and the magnetic properties of rocks. *Physics of the Earth and planetary interiors*, 162 :85 – 98, 2007. doi : 10.1016/j.pepi.2007.03.006. (Cité p.13)

[24] P. Rochette, L. Hood, G. Fillion, R. Ballou, and B. Ouladdiaf. Impact demagnetization by phase transition on mars. *EOS Transactions*, 84 :561 – 572, 2003. doi : 10.1029/2003EO500001. (Cité p.13)

[25] A. Tsuchiyama, M. Uesugi, T. Matsushima, T. Michikami, T. Kadono, T. Nakamura, K. Uesugi, T. Nakano, S. A. Sandford, R. Noguchi, T. Matsumoto, J. Matsuno, T. Nagano, Y. Imai, A. Takeuchi, Y. Suzuki, T. Ogami, J. Katagiri, M. Ebihara, T. R. Ireland, F. Kitajima, K. Nagao, H. Naraoka, T. Noguchi, R. Okazaki, H. Yurimoto, M. E. Zolensky, T. Mukai, M. Abe, T. Yada, A. Fujimura, M. Yoshikawa, and J. Kawaguchi. Three-dimensional structure of hayabusa samples : origins and evolution of itokawa regolith. *Science*, 333 :1125 – 1128, 2011. doi : 10.1126/science.1207807. (Cité p.13)

[26] P. Michel and A. Morbidelli. Review of the population of impactors and the impact cratering rate in the inner solar system. *Meteoritics and Planetary Science*, 42 : 1861 – 1869, 2007. doi : 10.1111/j.1945-5100.2007.tb00545.x. (Cité p.13)

[27] G. Neukum, B. König, and J. Arkani-Hamed. A study of lunar impact crater size-distributions. *The Moon*, 12 :201 – 229, 1975. doi : 10.1007/BF00577878. (Cité p.14)

[28] K. Zahnle and M.-M. Mac Low. The collision of jupiter and comet shoemaker-levy 9. *Icarus*, 108 :1 – 17, 1994. doi : 10.1006/icar.1994.1038. (Cité p.14)

[29] M. F. A'Hearn, M. J. S. Belton, W. A. Delamere, J. Kissel, K. P. Klaasen, L. A. McFadden, K. J. Meech, H. J. Melosh, P. H. Schultz, J. M. Sunshine, P. C. Thomas, J. Veverka, D. K. Yeomans, M. W. Baca, I. Busko, C. J. Crockett, S. M. Collins, M. Desnoyer, C. A. Eberhardy, C. M. Ernst, T. L. Farnham, L. Feaga, O. Groussin, D. Hampton, S. I. Ipatov, J.-Y. Li, D. Lindler, C. M. Lisse, N. Mastrodemos, W. M. Owen Jr., J. E. Richardson, D. D. Wellnitz, and R. L. White. Deep impact : Excavating comet tempel 1. *Science*, 310 :258 – 264, 2005. doi : 10.1126/science.1118923. (Cité p.14)

[30] Z. Rosenberg, Y. Ashuach, Y. Yeshurun, and E. Dekel. On the main mechanisms for defeating ap projectiles, long rods and shaped charge jets. *International Journal of Impact Engineering*, 36 :588 – 596, 2009. doi : 10.1016/j.ijimpeng.2008.09.003. (Cité p.15)

[31] F. Malaise. *Réponse d'une céramique à l'impact d'un barreau à grande vitesse (1500 m/s). Croisement essais dynamiques - modélisation numérique*. PhD thesis, Ecole nationale supérieure d'Arts et Métiers, 1999. (Cité p.15)

[32] M. A. Meyers. *Dynamic Behavior of Materials*. Wiley-Interscience publication. Wiley, 1994. ISBN 9780471582625. (Cité p.15)

[33] M. J. Murphy. Shaped-charge penetration in concrete : a unified approach. Technical report, Lawrence Livermore Laboratory, 1983. (Cité p.15)

[34] URL www-lmj.cea.fr. (Cité p.16)

[35] Y. Michel. *Phénomènes d'impact à haute vitesse sur cibles minces fragiles - Application au projet de laser Megaloule et la problématique des débris spatiaux.* PhD thesis, Université de Toulouse III, 2007. (Cité p.16)

[36] Y. Michel, J.-M. Chevalier, C. Durin, C. Espinosa, F. Malaise, and J.-J. Barrau. Hypervelocity impacts on thin brittle targets : Experimental data and sph simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 33 :441 – 451, 2006. doi : 10.1016/j.ijimpeng.2006.09.081. (Cité pp.16, 26, 27 et 33)

[37] P. Pradel. *Etude de la compaction dynamique de mousses polymères : expériences et modélisation.* PhD thesis, Ecole nationale supérieure de mécanique et d'aérotechnique, 2017. (Cité pp.16, 63 et 102)

[38] D. C. Eder, A. E. Koniges, O. L Landen, N. D. Masters, A. C. Fisher, O. S. Jones, T. I. Suratwala, and L. J. Suter. Debris and shrapnel mitigation procedure for nif experiments. *Journal of Physics : Conference Series*, 112 :032023, 2008. doi : 10.1088/1742-6596/112/3/032023. (Cité p.16)

[39] E. Schneider and F. Schäfer. Hypervelocity impact research - acceleration technology and applications. *Advances in Space Research*, 9 :1417 – 1424, 2001. doi : 10.1016/S0273-1177(01)00448-3. (Cité p.17)

[40] T. F. Thornhill, L. C Chhabildas, W. D. Reinhart, and D. L. Davidson. Particle launch to 19 km/s for micro-meteoroid simulation using enhanced three-stage light gas gun hypervelocity launcher techniques. *International Journal of Impact Engineering*, 33 :799 – 811, 2006. doi : 10.1016/j.ijimpeng.2006.09.015. (Cité pp.17 et 19)

[41] N. Kawai, K. Tsurui, S. Hasegawa, and E. Sato. Single microparticle launching method using two-stage light-gas gun for simulating hypervelocity impacts of micrometeoroids and space debris. *Review of scientific instruments*, 81 :115105, 2010. doi : 10.1063/1.3498896. (Cité p.18)

[42] URL www.thiot-ingenierie.com. (Cité pp.18, 53 et 78)

[43] B. Lexow, M. Wickert, K. Thoma, F. Schäfer, M. H. Poelchau, and T. Kenkmann. The extra-large light-gas gun of the fraunhofer emi : Applications for impact cratering research. *Meteoritics and Planetary Science*, 48 :3 – 7, 2013. doi : 10.1111/j.1945-5100.2012.01427. (Cité p.18)

[44] S. Hasegawa, Y. Hamabe, A. Fujiwara, H. Yano, S. Sasaki, H. Ohashi, T. Kawamura, K.-I. Nogami, K. Kobayashi, T. Iwai, and H. Shibata. Microparticle

acceleration for hypervelocity experiments by a 3.75mv van de graaff accelerator and a 100kv electrostatic accelerator in japan. *International Journal of Impact Engineering*, 26 :299 – 308, 2001. doi : 10.1016/S0734-743X(01)00098-7. (Cité p.19)

[45] A. Shu, A. Collette, K. Drake, E. Grün, M. Horanyi, S. Kempf, A. Mocker, T. Munsat, P. Northway, R. Srama, Z. Sternovsky, and E. Thomas. 3 mv hypervelocity dust accelerator at the colorado center for lunar dust and atmospheric studies. *Review of scientific instruments*, 83 :075108, 2012. doi : 10.1063/1.4732820. (Cité p.19)

[46] P. W. Keaton, G. C. Idzorek, L. J. Rowton, J. D. Seagrave, and G. L. Stradling. A hypervelocity microparticle impacts laboratory with 100 km/s projectiles. *International Journal of Impact Engineering*, 10 :295 – 308, 1990. doi : 10.1016/0734-743X(90)90067-6. (Cité p.19)

[47] R. Roybal, C. Stein, C. Miglionico, and J. Shively. Laboratory simulation of hypervelocity debris. *International Journal of Impact Engineering*, 17 :707 – 718, 1995. doi : 10.1016/0734-743X(95)99893-V. (Cité pp.19 et 48)

[48] R. Verker, N. Eliaz, I. Gouzman, S. Eliezer, M. Fraenkel, S. Maman, F. Beckmann, K. Pranzas, and E. Grossman. The effect of simulated hypervelocity space debris on polymers. *Acta Materialia*, 52 :5539 – 5549, 2004. doi : 10.1016/j.actamat.2004.08.013. (Cité p.19)

[49] S. Takasawa, A. M. Nakamusra, T. Kadono, M. Arakawa, K. Dohi, S. Ohno, Y. Setoand M. Maeda, K. Shigemori, Y. Hironaka, T. Sakaiya, S. Fujioka, T. Sano, K. Otani, T. Watari, K. Sangen, M. Setoh, N. Machii, and T. Takeuchi. Silicate dust size distribution from hypervelocity collisions : implication for dust production in debris disks. *The Astrophysical Journal Letters*, 39 :733, 2011. doi : 10.1088/2041-8205/733/2/L39. (Cité p.19)

[50] S. Watson and J. E. Field. Integrity of thin, laser-driven flyer plates. *Journal of Applied Phisics*, 88 :3859 – 3864, 2000. doi : 10.1063/1.1310186. (Cité p.19)

[51] H. J. Melosh and G. S. Collins. Meteor crater formed by low-velocity impact. *Nature*, 434 :157, 2005. doi : 10.1038/434157a. (Cité p.20)

[52] K. A. Holsapple and R. M. Schmidt. Point source solutions and coupling parameters in cratering mechanics. *Journal of Geophysical Research*, 92 :6350 – 6376, 1987. doi : 10.1029/JB092iB07p06350. (Cité pp.20 et 30)

[53] K. A. Holsapple. The scaling of impact processes in planetary sciences. *Annual Review of Earth Planetary Sciences*, 21 :333 – 373, 1993. doi : 10.1146/annurev.ea.21050193.002001. (Cité p.30)

[54] R. M. Schmidt and K. R. Housen. Some recent advances in the scaling of impact and explosion cratering. *International Journal of Impact Engineering*, 5 :543 – 560, 1987. doi : 10.1016/0734-743X(87)90069-8. (Cité p.30)

[55] K. R. Housen and K. A. Holsapple. Ejecta from impact crater. *Icarus*, 211 :856 – 875, 2011. doi : 10.1016/j.icarus.2010.09.017. (Cité pp.20 et 30)

[56] T. De Resseguier. Communication personnelle, Août 2017. (Cité p.21)

[57] G. Seisson. *Etude expérimentale et théorique de l'endommagement du graphite sous sollicitation dynamique - Application aux impacts hypervéloces.* PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2014. (Cité pp.23, 43, 60, 64, 65, 66, 79, 80 et 82)

[58] F. Hörz, M. Cintala, R. P. Bernhard, and T. H. See. Penetration experiments in aluminum and teflon targets of widely variable thickness. *AIP Conference Proceedings*, 310 :329 – 344, 1994. doi : 10.1063/1.46520. (Cité pp.25, 26, 27 et 29)

[59] C. Pontirolli, A. Rouquand, L. Daudeville, and J. Baroth. Soft projectile impacts analysis on thin reinforced concrete slabs : tests, modelling and simulation. *European Journal of Environmental and Civil Engineering*, 16 :1058 – 1073, 2012. doi : 10.1080/19648189.2012.699745. (Cité pp.26 et 32)

[60] W. J. Cantwell and J. Morton. Impact perforation of carbon fibre reinforced plastic. *Composites Science and Technology*, 38 :119 – 141, 1990. doi : 10.1016/0266-3538(90)90002-M. (Cité p.26)

[61] S. Ryan, F. Schaefer, R. Destefanis, and M. Lambert. A ballistic limit equation for hypervelocity impacts on composite honeycom sandwich panel satellite structures. *Advances in Space Research*, 41 :1152 – 1166, 2008. doi : 10.1016/j.asr.2007.02.032. (Cité p.26)

[62] X. Huang, C. Yin, J. Huang, X. Wen, Z. Zhao, J. Wu, and S. Liu. Hypervelocity impact of tib2-based composites as front bumpers for space shield applications. *Materials and Design*, 97 :473 – 482, 2016. doi : 10.1016/j.matdes.2016.02.126. (Cité pp.26 et 27)

[63] W. Herrmann and J. S. Wilbeck. Review of hypervelocity penetration theories. *International Journal of Impact Engineering*, 5 :307 – 322, 1987. doi : 10.1016/0734-743X(87)90048-0. (Cité p.27)

[64] W. Harrison, C. Loupias, P. Outrebon, and D. Turland. Experimental data and hydrocode calculations for hypervelocity impacts of stainless steel into aluminium

in the 2-8 km/s range. *International Journal of Impact Engineering*, 17 :363 – 374, 1995. doi : 10.1016/0734-743X(95)99862-L. (Cité pp.28, 67, 68, 69 et 70)

[65] H. Iglseder and E. Igenbergs. Crater morphology at impact velocities between 8 and 17 km/s. *International Journal of Impact Engineering*, 10 :271 – 280, 1990. doi : 10.1016/0734-743X(90)90065-4. (Cité pp.27 et 28)

[66] Y. Shanbing, S. Gengchen, and T. Qimgming. Experimental laws of cratering for hypervelocity impacts of spherical projectiles into thick target. *International Journal of Impact Engineering*, 15 :67 – 77, 1994. doi : 10.1016/S0734-743X(05) 80007-7. (Cité pp.27 et 29)

[67] E. A. Taylor, L. Kay, and N. R. G. Shrine. Hypervelocity impact on brittle materials of semi-infinite thickness : fracture morphology related to projectile diameter. *Advances in Space Research*, 20 :1437 – 1440, 1997. doi : 10.1016/S0273-1177(97)00411-0. (Cité p.29)

[68] D. Koschny and E. Grün. Impact into ice-silicate mixtures : crater morphologies, volumes, depth-to-diameter ratios, and yield. *Icarus*, 154 :391 – 401, 2001. doi : 10.1006/icar.2001.6707. (Cité pp.29 et 30)

[69] S. Latunde-Dada, C. Cheesman, D. Day, W. Harrison, and S. Price. Hypervelocity impacts into graphite. *Journal of Physics : Conference Series*, 286 :012042, 2011. doi : 10.1088/1742-6596/286/1/012042. (Cité pp.29 et 30)

[70] Y. Tanabe, T. Saitoh, T. Akatsu, and A. Sawaoka. Crater formation of carbon materials by impact of a high velocity sphere. *Carbon*, 33 :1547 – 1552, 1995. doi : 10.1016/0008-6223(95)00113-R. (Cité pp.29 et 30)

[71] G. Seisson, D. Hébert, L. Hallo, J.-M. Chevalier, F. Guillet, L. Berthe, and M. Boustie. Penetration and cratering experiments of graphite by 0.5-mm diameter steel spheres at various impact velocities. *International Journal of Impact Engineering*, 70 :14 – 20, 2014. doi : 10.1016/j.ijimpeng.2014.03.004. (Cité p.30)

[72] G. Seisson, D. Hébert, I. Bertron, J.-M. Chevalier, L. Hallo, E. Lescoute, L. Videau, P. Combis, F. Guillet, M. Boustie, and L. Berthe. Dynamic cratering of graphite : Experimental results and simulations. *International Journal of Impact Engineering*, 63 :18 – 28, 2014. doi : 10.1016/j.ijimpeng.2013.08.001. (Cité pp.32 et 92)

[73] R. D. Hornung, A. M. Wissink, and S. R. Kohn. Managing complex data and geometry in parallel structured amr applications. *Engineering with Computers*, 22 :181 – 195, 2006. doi : 10.1007/s00366-006-0038-6. (Cité p.32)

[74] L. E. Senft and S. T. Stewart. Modeling impact cratering in layered surfaces. *Journal of Geophysical Research*, 112 :E11002, 2007. doi : 10.1029/2007JE002894. (Cité p.32)

[75] J. W. Swegle, D. L. Hicks, and S. W. Attaway. Smoothed particles hydrodynamics stability analysis. *Journal of Computational Physics*, 116 :123 – 134, 1995. doi : 10.1006/jcph.1995.1010. (Cité p.32)

[76] T. De Vuyst, R. Vignjevic, and J. C. Campbell. Coupling between meshless and finite element methods. *International Journal of Impact Engineering*, 31 :1054 – 1064, 2005. doi : 10.1016/j.ijimpeng.2004.04.017. (Cité p.33)

[77] T. J. Holmquist and G. R. Johnson. A computational constitutive model for glass subjected to large strains, high strain rates and high pressures. *Journal of Applied Mechanics*, 78 :051003, 2011. doi : 10.1115/1.4004326. (Cité pp.33 et 35)

[78] G. R. Johnson and W. H. Cook. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures. In *7th International Symposium on Ballistics*, pages 541 – 547, January 2018. (Cité p.34)

[79] D. J. Steinberg, S. G. Cochran, and M. W. Guinan. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate. *Journal of Applied Phisics*, 51 :1498 – 1504, 1980. doi : 10.1063/1.327799. (Cité pp.34 et 70)

[80] J. N. Johnson. Dynamic fracture and spallation in ductile solids. *Journal of Applied Physics*, 52 :2812 – 2825, 1981. doi : 10.1063/1.329011. (Cité p.35)

[81] A. L. Gurson. Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth : Part i - yield criteria and flow rules for porous ductile media. *Journal of Engineering Materials and Technology*, pages 1 – 15, 1977. doi : 10.1115/1.3443401. (Cité p.35)

[82] G. R. Johnson and W. H. Cook. Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures. *Engineering Fracture Mechanics*, 21 :31 – 48, 1985. doi : 10.1016/0013-7944(85)90052-9. (Cité p.35)

[83] M. L. Wilkins, R. D. Streit, and J. E. Reaugh. Cumulative-strain-damage model of ductile fracture : simulation and prediction of engineering fracture tests. Technical report, Lawrence Livermore Laboratory, 1980. (Cité p.35)

[84] G. R. Johnson and T. J. Holmquist. A computational constitutive model for brittle materials subjected to large strains, high strain rates and high pressures. *Shockwave and high-strain-rate phenomena in materials*, pages 1075 – 1081, 1992. (Cité p.35)

[85] G. R. Johnson and T. J. Holmquist. An improved computational constitutive model for brittle materials. *AIP Conference Proceedings*, 309 :981 – 984, 1994. doi : 10.1063/1.46199. (Cité p.35)

[86] G. R. Johnson, T. J. Holmquist, and S. R. Beissel. Response of aluminum nitride (including a phase change) to large strains, high strain rates, and high pressures. *Journal of Applied Physics*, 94 :1639 – 1646, 2003. doi : 10.1063/1.1589177. (Cité p.35)

[87] C. Denoual and F. Hild. A damage model for dynamic fragmentation of brittle solids. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 183 :247 – 258, 2000. doi : 10.1016/S0045-7825(99)00221-2. (Cité p.35)

[88] P. Forquin and F. Hild. A probabilistic damage model of the dynamic fragmentation process in brittle materials. *Advances in Applied Mechanics*, 44 :1 – 72, 2010. doi : 10.1016/S0065-2156(10)44001-6. (Cité p.35)

[89] B. Erzar. *Ecaillage, cratérisation et comportement en traction dynamique de bétons sous impact : approches expérimentales et modélisation.* PhD thesis, Université Paul Verlaine de Metz, 2010. (Cité p.36)

[90] J. Thouvenin. Action d'onde de choc sur un solide poreux. *Le journal de Physique*, 27 :183 – 189, 1966. doi : 10.1051/jphys:01966002703-4018300. (Cité p.36)

[91] P. J. Torvik. On the attenuation of diverging shock waves in a porous material. Technical report, Air Force Institute of Technology Wright-Patterson, 1971. (Cité p.36)

[92] W. Herrmann. Constitutive equation for dynamic compaction of ductile porous materials. *Journal of Applied Physics*, 40 :2490 – 2499, 1969. doi : 10.1063/1.1658021. (Cité p.36)

[93] L. Seaman, R. E. Tokheim, and D. R. Curran. Computational representation of constitutive relation for porous material. Technical report, Stanford Research Institute, 1974. (Cité pp.37 et 38)

[94] J. Grün, R. Decoste, B. H. Ripin, and J. Gardner. Characteristics of ablation plasma from planar, laser-driven targets. *Applied Physics Letters*, pages 545 – 547, 1981. doi : 10.1063/1.92788. (Cité p.41)

[95] R. Dautray and J.-P. Watteau. *La fusion thermonucléaire inertielle par laser.* Commissariat à l'Energie Atomique, 1993. ISBN 2-7272-0170-2. (Cité p.41)

[96] C. R. Phipps, T. P. Turner, R. F. Harrison, G. W. York, W. Z. Osborne, G. K. Anderson, X. F. Corlis, L. C. Haynes, H. S. Steele, K. C. Spicochi, and T. R. King. Impulse coupling to targets in vacuum by krf, hf and co2 single-pulse lasers. *Journal of Applied Physics*, 64 :1083 – 1096, 1988. doi : 10.1063/1.341867. (Cité p.41)

[97] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, and E. Bartnicki. Wavelength dependent of laser shock-wave generation in the water-confinement regime. *Journal of Applied Physics*, 85 :7552 – 7555, 1999. doi : 10.1063/1.370553. (Cité p.43)

[98] L. Tollier, R. Fabbro, and E. Bartnicki. Study of the laser-driven spallation process by the velocity interferometer system for any reflector interferometry technique. i. laser-shock characterization. *Journal of Applied Physics*, 83 :1224 – 1230, 1998. doi : 10.1063/1.366819.

[99] J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, L. Berthe, T. de Resseguier, P. Combis, J.-P. Colombier, M. Nivard, and A. Claverie. Spallation generated by femtosecond laser driven shocks in thin metallic targets. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 42 : 065402, 2009. doi : 10.1088/0022-3727/42/6/065402. (Cité p.43)

[100] A. Deom, D. D. De Lavergne, and D. L. Balageas. In *6th International Conference on Erosion and Solid Impact*, September 1983. (Cité pp.47 et 48)

[101] C. E. Swain. The effect of particle/shock layer interaction on reentry vehicle performance. In *AIAA 10th Thermophysics Conference*, May 1975. (Cité p.47)

[102] J.-P. Bibring, F. Cottet, M. Hallouin, Y. Langevin, and J.-P. Romain. Simulation laser d'impacts de particules de très grande vitesse. *Journal de Physique - Lettres*, 44 :189 – 194, 1983. (Cité p.47)

[103] S. R. Borodziuk, J. L. Kostecki, and J. Marczak. Laser simulation of impact of particles and foil acceleration. *Proceedings of SPIE : Laser Technology II*, 859 :140 – 145, 1987. doi : 10.1117/12.943354. (Cité p.48)

[104] S. R. Borodziuk and J. L. Kostecki. Studies of hypervelocity impact problem by mean of laser-target experiments - a new approach. *Laser and Particle Beam*, 8 : 241 – 245, 1990. doi : 10.1017/S0263034600007990.

[105] S. R. Borodziuk, A. Kasperczuk, and T. Pisarczyk. Application of laser simulation method for the analysis of crater formation experiment on pals laser. *Czechoslovak Journal of Physics*, 53 :799 – 810, 2003. doi : 10.1023/A:1025926617637. (Cité p.48)

[106] B. Arad, S. Eliezer, I. Gilath, E. Moshe, and C. G. Simon. Laser simulation of hypervelocity impacts in space. *Transactions on the Built Environment*, 19 :431 – 440, 1996. doi : 10.2495/DCSS960271. (Cité pp.48 et 120)

[107] K. Nagaki, T. Kadono, T. Sakaiya, T. Kondo, K. Kurosawa, Y. Hironaka, K. Shigemori, and M. Arakawa. Recovery of entire shocked samples in a range of pressure from 100gpa to hugoniot elastic limit. *The Moon*, 51 :1153 – 1162, 2016. doi : 10.1111/maps.12654. (Cité p.48)

[108] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43 :4669 – 4675, 1972. doi : 10.1063/1.1660986. (Cité p.57)

[109] O. T. Strand, D. R. Goosman, C. Martinez, T. L. Whitworth, and W. W. Kuhlow. Compact system for high-speed velocimetry using heterodyne techniques. *Review od Scientific Instruments*, 77 :083108, 2006. doi : 10.1063/1.2336749. (Cité p.58)

[110] M. L. Wilkins. *Calculation of elastic-plastic flow.* University of California Lawrence Radiation Laboratory, 1963. (Cité p.61)

[111] M. L. Wilkins. Use of artificial viscosity in multidimensional fluid dynamic calculations. *Journal of Computational Physics*, 36 :281–303, 1980. doi : 10.1016/0021-9991(80)90161-8. (Cité p.61)

[112] P. Woodward and P. Colella. The numerical simulation of two-dimensional fluid flow with strong shocks. *Journal of Computational Physics*, 54 :115–173, 1984. (Cité p.61)

[113] S. Bardy. *Contrôle et optimisation du test d'adhérence par choc laser sur assemblages collés.* PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Arts et métiers, 2017. (Cité pp.62 et 63)

[114] B. Jodar. Damage and fragmentation of a porous graphite under high dynamic pressures. Master's thesis, Technische Universitat Braunschweig, 2014. (Cité pp.63 et 102)

[115] S. Bardy, B. Aubert, L. Berthe, P. Combis, D. Hebert, E. Lescoute, J.-L. Rullier, and L. Videau. Numerical study of laser ablation on aluminum for shock-wave applications : development of a suitable model by comparison with recent experiments. *Optical Engineering SPIE*, 56 :011014, 2017. doi : 10.1117/1.OE.56.1.011014. (Cité pp.63 et 102)

[116] URL www.poco.com. (Cité p.64)

[117] R. G. Sheppard, D. Morgan, D. M. Mathes, and D. J. Bray, editors. *Properties and characteristics of graphite for the EDM industry.* Poco graphite, Inc., fifth edition, February 2002. (Cité pp.64 et 65)

[118] D. Hebert, G. Seisson, J.-L. Rullier, I. Bertron, J.-M. Chevalier, C. Thessieux, F. Guillet, and L. Berthe. Hypervelocity impacts into porous graphite : experiments and simulations. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 375, 2017. doi : 10.1098/rsta. 2016.0171. (Cité p.82)

[119] B. Jodar, G. Seisson, D. Hebert, I. Bertron, M. Boustie, and L. Berthe. Enhancement of a dynamic porous model considering compression-release hysteresis behavior : application to graphite. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 49 : 325301, 2016. doi : 10.1088/0022-3727/49/32/325301. (Cité p.89)

[120] C. Denoual. *Approche probabiliste du comportement à l'impact du carbure de silicium : application aux blindages moyens.* PhD thesis, Ecole nationale supérieure de Cachan, 1998. (Cité pp.91 et 92)

[121] J. Wackerle, H. L. Stacy, and J. C. Dallman. Refractive index for shocked windows in interface velocimetry. *Proceedings of SPIE*, 0832 :72, 1988. doi : 10.1117/12. 942211. (Cité pp.111 et 159)

[122] V. V. Semak and A. Matsunawa. The role of recoil pressure in energy balance during laser material processing. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 30 :2541 – 2552, 1997. doi : 10.1088/0022-3727/30/18/008. (Cité p.121)

[123] B. Jodar. *Comportement dynamique sous choc de verres métalliques massifs.* PhD thesis, Université de Rennes 1, 2018. (Cité p.178)

# COMPORTEMENT DE MATERIAUX CARBONES SOUS SOLLICITATIONS DYNAMIQUES INTENSES : ANALOGIE ENTRE IRRADIATIONS LASERS ET IMPACTS HYPERVELOCES


**RESUME :**

L'étude des impacts hypervéloces (IHV) est essentielle dans de nombreux domaines tels que l'aérospatial, la cosmologie ou l'armement. Pour les reproduire en laboratoire, il est usuel d'utiliser des lanceurs à gaz ou à poudre. Toutefois, ce type de moyen se limite à des vitesses d'impact de l'ordre de 10 km.s$^{-1}$ pour des projectiles millimétriques. Afin d'étudier des vitesses plus élevées, il faut se tourner vers des moyens alternatifs. Dans cette étude, nous démontrons qu'une analogie est possible entre irradiations laser et IHV. Pour parvenir à ce résultat, des données expérimentales ont été obtenues sur le lanceur HERMES et sur l'installation laser GCLT. Deux matériaux cibles ont été considérés : l'aluminium 6061-T6 et l'EDM3, un graphite poreux. Par simulation numérique, nous avons caractérisé spatialement et temporellement les champs de pression générés en surface des cibles par un projectile et par un laser. Cela nous a permis de proposer et de valider une procédure permettant de lier IHV et essais laser. Pour finir, une campagne expérimentale été réalisée sur l'installation laser du LULI2000 afin d'étudier des vitesses d'impact pouvant atteindre 32 km.s$^{-1}$.



**Mots clés :** Laser, Impacts hypervéloces, Graphite


# BEHAVIOUR OF CARBON MATERIALS UNDER INTENSE DYNAMIC LOADING: ANALOGY BETWEEN LASER IRRADIATIONS AND HYPERVELOCITY IMPACTS


**ABSTRACT:**

The study of hypervelocity impacts (HVI) is essential in many fields such as aerospace, cosmology or defense. To reproduce them in laboratory, it is usual to use gas or powder launchers. However, this type of facility is limited to impact velocities under 10 km.s$^{-1}$ for projectiles of millimeter size. In order to study higher velocities, it is necessary to consider alternative means. In this study, we demonstrate that an analogy is possible between laser irradiations and HVI. To do this, experimental data were obtained on the HERMES launcher and the GCLT laser facility. Two target materials were considered: 6061-T6 aluminum and EDM3, a porous graphite. By numerical simulation, we spatially and temporally characterized the pressure fields generated on the surface of the targets by a projectile and a laser. It allowed us to propose and validate a procedure to link HVI and laser shots. Finally, an experimental campaign was carried out on the LULI2000 laser facility to study impact velocities up to 32 km.s$^{-1}$.



**Keywords** : Laser, Hypervelocity impacts, Graphite



ARTS ET MÉTIERS ParisTech

ParisTech INSTITUT DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES PARIS INSTITUTE OF TECHNOLOGY