

Etude de la fragmentation dynamique de métaux sous choc laser

Emilien Lescoute

▶ To cite this version:

Emilien Lescoute. Etude de la fragmentation dynamique de métaux sous choc laser. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechique - Poitiers, 2010. Français. NNT : . tel-00565028

HAL Id: tel-00565028 https://theses.hal.science/tel-00565028

Submitted on 10 Feb 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Pour l'obtention du Grade de Docteur de l'ENSMA

Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique (Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur & Aéronautique

<u>Secteur de Recherche</u> : Mécanique des Solides, des Matériaux, des Structures et des Surfaces

Présentée par

Emilien LESCOUTE

* * * * * * * *

ÉTUDE DE LA FRAGMENTATION DYNAMIQUE DE MÉTAUX SOUS CHOC LASER

* * * * * * * *

Directeur de thèse

Thibaut DE RESSÉGUIER

Institut PPRIME

* * * * * *

Soutenue le 17 décembre 2010 devant la Commission d'Examen

 \sim <u>JURY</u> \sim

Rapporteurs M. KOENIG L. HALLO	Directeur de Recherche CNRS, LULI Ingénieur de Recherche HDR, CELIA
Examinateurs V. THIKONCHUK A. DRAGON JM. CHEVALIER T. DE RESSÉGUIER	Professeur, Université de Bordeaux I, CELIA Directeur de Recherche CNRS, Institut PPRIME Ingénieur de Recherche HDR, CEA/CESTA Chargé de Recherche CNRS, Institut PPRIME

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein de l'Institut Polytechnique de Poitiers de Recherche et Ingénierie en Mécanique, Matériaux et Énergétique.

Je tiens à remercier en tout premier lieu mon directeur de thèse **Thibaut de Rességuier**, qui a su être disponible et d'un soutien constant tout au long de cette thèse, ainsi que **Jean-Marc Chevalier** du CEA/CESTA, qui a collaboré activement à ce travail.

J'adresse mes remerciements les plus sincères à Monsieur Vladimir Thikhonchuk, Professeur à l'Université de Bordeaux I, pour avoir présidé mon jury, à Messieurs Ludovic Hallo du CELIA, et Michel Koenig du LULI pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être rapporteurs, ainsi qu'aux autres membres du jury.

Je tiens à remercier **Pierre-Henri Maire**, **Jérôme Breil** et **Guy Schurtz** du laboratoire CELIA, pour m'avoir permis de travailler sur le code CHIC.

Ce travail s'articulant autour d'une très forte composante expérimentale, il n'aurait pu être mis en œuvre sans le savoir-faire, le dynamisme et l'efficacité des équipes techniques des différentes installations laser sur lesquelles les expériences ont été réalisées, et plus particulièrement l'équipe Alisé qui nous a permis d'obtenir une grande partie de nos résultats.

Les multiples collaborations m'ont permis de rencontrer un certain nombre de personnes, parmi lesquelles je citerai Mariette Nivard, Elise Gay, Joëlle Bontaz-Carion, Laurent Berthe, Arnaud Sollier, Patrick Mercier ou encore Jacky Bénier, et avec qui j'ai éprouvé un réel plaisir à travailler.

Je voudrais exprimer toute ma gratitude à Monsieur **Wai Chan**, de la société britannique Specialised Imaging, qui a traversé le pays en voiture avec une caméra ultra-rapide pour participer à une de nos campagnes d'expériences bordelaises, nous fournissant ainsi une moisson de résultats particulièrement riche.

Je souhaite également remercier Madame **Elodie Boller** de l'ESRF, pour avoir réalisé les premiers essais de micro-tomographie X dans des gels, qui ont été la source de résultats importants.

J'associe à ces remerciements **Didier Raffestin** et **Alain Geille**, grâce à qui nous avons pu participer aux tirs laser effectués sur l'installation LIL et dédiés à l'étude de la fragmentation.

Enfin, je tiens à remercier, mes collègues de l'équipe Onde de Choc, **Michel Boustie**, **Jean-Paul Cuq-Lelandais** et **Didier Loison** pour leur sympathie, leur accueil et leur disponibilité, *Alain Claverie* pour son aide précieuse sur les aspects expérimentaux, ainsi que l'ensemble du laboratoire.

Table des matières

In	Introduction générale 1			
I	Des	criptio	n théorique et phénoménologique des processus de fragmentation	
	sou	s choc	laser	5
	I.1	Génér	ation d'une onde de choc par ablation laser	8
	1.2	Propa	gation d'une onde de choc dans la matière condensée	12
		1.2.1	Formation d'une onde de choc	12
		1.2.2	Equations caractéristiques	13
		1.2.3	Courbes représentatives des chocs	13
		1.2.4	Ondes de détente et amortissement hydrodynamique	14
		1.2.5	Transmission et réflexion d'une onde de choc	15
		1.2.6	Comportement élasto-plastique d'un matériau	16
	1.3	Proce	ssus de fragmentation induits par choc laser	19
		I.3.1	Microjetting	19
		1.3.2	Ecaillage	21
			I.3.2.1 Description phénoménologique de l'écaillage	21
			I.3.2.2 Etudes expérimentales	24
			I.3.2.3 L'écaillage multiple	24
			I.3.2.4 Modes de rupture	26
			I.3.2.5 Ecaillage en phase liquide (micro-écaillage)	27
		1.3.3	Rupture par perforation	27
	Dév	elonne	ment et utilisation d'outils expérimentaux et numériques	31
		Install	ations laser	33
				33
		11.1.1		36
		11.1.2		37
		11.1.3		20
	11.0	Diago		10
	11.2			40
		11.2.1		40
				40
				42
		11.2.2		47
				4/
				49
		11.2.3	Recuperation des tragments	52
			II.2.3.1 Polycarbonate	52
			II.2.3.2 Aérogel	53

			II.2.3.3	Varagel	. 56
			II.2.3.4	Analyse des collecteurs par micro-tomographie	. 59
	II.3	Codes	de simul	ation	. 61
		II.3.1	Choix d'	un code de calcul	. 61
			II.3.1.1	SHYLAC	. 61
			II.3.1.2	ESTHER	. 62
			II.3.1.3	CHIC	. 62
			II.3.1.4	Codes industriels	. 63
			II.3.1.5	Discussion sur le choix du code	. 63
		II.3.2	Apports	effectués dans le code CHIC	. 64
			II.3.2.1	Suppression des mailles	. 64
			II.3.2.2	Critères de suppression	. 65
			II.3.2.3	Critères de rupture en déformation	. 68
			II.3.2.4	Répartition statistique d'inhomogénéités	. 70
			II.3.2.5	Exemple de simulation avec l'ensemble des outils développés	. 71
Ш	Rés	ultats e	expérime	ntaux et simulations numériques associées	73
	III.1	Métho	dologie .		. 75
	III.2	Ecailla			. 78
		III.2.1	Ecaillage	e de l'or	. 78
		III.2.2	Ecaillage	e de l'aluminium	. 86
		III.2.3	Ecaillage	e du cuivre et du fer	. 93
		III.2.4	Observa	tions post-choc des cibles	. 101
		III.2.5	Récupér	ration des fragments dans des collecteurs en varagel	. 103
	III.3	Fragm	entation of	dynamique par perforation	. 106
		III.3.1	Perforati	on d'une cible épaisse	. 106
		III.3.2	Fragmer	ntation de cibles minces d'or	. 109
		III.3.3	Fragmer	ntation de cibles minces d'aluminium	. 118
		III.3.4	Fragmer	ntation de cibles minces de tantale	. 127
	III.4	Microje	etting		. 130
		III.4.1	Observa	tions expérimentales	. 130
		III.4.2	Etude nu	umérique et phénoménologique	. 132
		III.4.3	Expérier	nces dédiées	. 137
IV	Influ	ences	des para	mètres expérimentaux sur la fragmentation	141
	IV.1	Intens	ite laser ii	ncidente et epaisseur de la cible	. 143
	IV.2	Longu	eur d'ond	le	. 14/
	IV.3	Etat de	e surface	·····	. 149
	IV.4	iempė	erature ini		. 150
		IV.4.1	Basses		. 150
	D. (=	IV.4.2	Hautes t	emperatures	. 156
	IV.5	Durée	a'impulsi	on	. 160

	IV.6	Bilan récapitulatif	167		
v	App	Application au terme source du LMJ			
•	V1	Contexte I M.I	171		
	V2	Effets des impacts d'électas sur l'environnement proche	173		
	V.Z	Expériences III dédiées à la fragmentation	177		
	v.0		177		
		V.3.2 Tir TS5	181		
	V.4	Formation de nuclei par condensation dans le plasma d'ablation	185		
Сс	onclu	sion générale et perspectives	187		
			101		
BI	bilog	raphie	191		
Α	Con	densation dans les plasmas	197		
	A.1	Constat expérimental	199		
	A.2	Types de particules existant	200		
	A.3	Modèle physique	201		
		A.3.1 Condensation en détente isentropique	201		
		A.3.2 Modèles de croissance des gouttes	201		
		A.3.3 Hypothèses restrictives du modèle	202		
	A.4	Exemple d'expériences dédiées	202		
В	Арр	lications à d'autres thématiques	205		
	B.1	Fusion du fer sous choc laser intense	207		
		B.1.1 Objectifs de l'étude	207		
		B.1.2 Exemple d'expérience	207		
	B.2	Fragmentation de composites	210		
		B.2.1 Objectifs de l'étude	210		
		B.2.2 Exemple d'expérience	210		
	B.3	Tests d'adhérence sur des cellules photovoltaïques	212		
		B.3.1 Objectifs de l'étude	212		
		B.3.2 Exemple d'expérience	212		
С	Con	npléments sur le varagel	215		
	C.1	Expériences de calibration	217		
		C.1.1 Présentation du lanceur MICA	217		
		C.1.2 Exemple d'expérience	217		
	C.2	Dissolution d'un Varagel	219		
D	Cara	actéristiques physiques des matériaux étudiés	221		
	D.1	Principales caractéristiques physiques	223		
	D.2	Polaires et courbes de Hugoniot des métaux étudiés	224		

Introduction générale

L'irradiation d'un matériau métallique par une impulsion laser¹ de forte puissance provoque la sublimation d'une fine couche de matière, transformée en plasma, dont la détente induit une onde de choc à l'intérieur de ce matériau. Dans certaines conditions, cela peut conduire à la production de fragments, solides ou liquides, qui sont éjectés à des vitesses élevées, et sont alors susceptibles d'endommager l'environnement proche, notamment les équipements optiques (lentilles, miroirs, hublots, etc.).

L'endommagement des optiques est un problème récurrent lors d'expériences laser impliquant des impacts sur cibles métalliques. Des questions de maintenance et de coût se posent alors. Ce problème est particulièrement important dans le développement du Laser MégaJoule (LMJ) au CEA²/CESTA³ et du *National Ignition Facility* (NIF) au LLNL⁴ (USA) qui seront destinés à réaliser la Fusion par Confinement Inertiel (FCI) d'une bille de Deutérium-Tritium (DT) pour simuler le fonctionnement d'une bombe thermonucléaire, mais aussi pour valider de nouveaux concepts pour la production d'énergie du futur. Le schéma dit de "l'attaque indirecte" [1] consiste à positionner la bille de DT au centre d'une cavité cylindrique en or et à impacter l'intérieur de cette cavité avec de multiples faisceaux laser (Fig. 1). Durant l'interaction avec l'or une partie de l'énergie laser est convertie en rayons X qui vont comprimer la bille de DT et entraîner le processus de fusion.



FIGURE 1 – Illustration d'une cible LMJ impactée par 192 faisceaux laser ultra-violets. (a) Vue schématique. (b) Vue de la cible réelle. Le diamètre de la bille est de 2,4 mm.

L'attaque indirecte implique donc l'irradiation d'une cible métallique qui peut engendrer la création et l'éjection de fragments. Dans de telles installations la protection de l'environnement proche (optiques, hublots, diagnostics, ...) contre l'impact de ces fragments est cruciale pour le fonctionnement et la maintenance (Fig. 2).

^{1.} Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation

^{2.} Commissariat à l'Énergie Atomique

^{3.} Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine

^{4.} Lawrence Livermore National Laboratory





Il est alors essentiel de comprendre les processus de fragmentation induits par choc laser, et d'arriver à anticiper et quantifier les fragments qui seront générés afin de pouvoir prévoir les protections adéquates, dimensionner les expériences, et ainsi préserver les installations laser. Plus généralement, la capacité de prévoir les caractéristiques balistiques des fragments produits lors d'un choc (impact à grande vitesse, explosion accidentelle, etc.) est un enjeu majeur pour la sécurité industrielle. La fragmentation dynamique a donc fait l'objet de nombreux travaux de recherche, théoriques, expérimentaux et numériques, répondant à des motivations très diverses. En particulier, la thèse de Yann Michel intitulée "Phénomène d'impact à haute vitesse sur cibles minces fragiles - Application au projet de Laser MégaJoule et à la problématique des débris spatiaux" [2] et soutenue en Février 2007 a porté principalement sur l'étude des impacts de fragments sur des lames de verre, dans le double contexte du développement du Laser MégaJoule et de l'endommagement dans l'environnement spatial.

Le présent travail de recherche s'inscrit dans la continuité de cette thèse. Il a été mené au sein de l'institut PPRIME⁵ à l'ENSMA⁶, en partenariat avec le CEA/CESTA, en collaboration avec le laboratoire PIMM⁷ à l'ENSAM⁸ et le CEA/BIII pour la partie expérimentale, et avec le laboratoire CELIA⁹ à l'Université de Bordeaux I pour la partie numérique.

La méthodologie adoptée s'articule autour de trois axes :

- Conduire une étude phénoménologique et bibliographique des processus de fragmentation.
- Caractériser expérimentalement et analyser ces processus grâce aux diagnostics adéquats.
- Simuler ces phénomènes à l'aide de codes et de modèles numériques, tester les

6. École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique

^{5.} Institut Polytechnique de Poitiers : Recherche et Ingénierie en Mécanique, Matériaux et Énergétique

^{7.} Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux

^{8.} École Nationale Supérieure des Arts et Métiers

^{9.} Centre Lasers Intenses et Applications

capacités prédictives de ces outils, et le cas échéant, y introduire de nouveaux éléments pour améliorer ces capacités.

Ce mémoire est divisé en cinq chapitres.

Le chapitre I décrit les principaux processus de génération de fragments sous choc induits par irradiation laser. Ces processus sont :

- l'écaillage, c'est-à-dire l'éjection de débris produits par la traction dynamique induite dans un matériau solide suite aux interactions d'ondes dans ce matériau,
- l'écaillage en phase liquide (lorsque le matériau choqué est fondu sous l'effet d'une impulsion de pression intense) appelé aussi micro-écaillage,
- le microjetting, c'est-à-dire l'éjection de matière en surface par formation de microcharges creuses dues aux hétérogénéités surfaciques du matériau,
- la fragmentation de cibles minces par perforation.

Afin d'étudier ces processus, plusieurs campagnes expérimentales ont été réalisées sur différentes installations laser : Alisé¹⁰, LULI¹¹2000 et LULI100 TW. Au cours de ces campagnes, plusieurs diagnostics complémentaires ont été mis au point et utilisés :

- Mesure de vitesse de surface libre par VISAR et Vélocimétrie Hétérodyne,
- Visualisation transverse des éjectas,
- Récupération des fragments dans des collecteurs en aérogel et varagel.

En parallèle, des outils numériques ont été développés et implémentés dans un code de calcul, pour chercher à simuler les différents processus de fragmentation. Tous ces outils expérimentaux et numériques sont présentés dans le chapitre II.

Dans le chapitre III, des confrontations entre résultats expérimentaux et simulations numériques sont présentées en détail pour les différents processus de fragmentation, sur des cas représentatifs de l'ensemble des expériences effectuées.

Dans le chapitre IV, les influences des principaux paramètres expérimentaux sur la fragmentation dynamique sont analysées et illustrées par quelques exemples choisis.

Enfin, le chapitre V est dédié à l'application plus spécifique de ces outils et résultats à la problématique dite "terme source" du Laser MégaJoule, c'est-à-dire la génération de fragments à prévoir dans les futures expériences menées sur cette installation. Dans ce contexte, nous présentons brièvement des expériences dédiées à l'étude de la fragmentation qui ont été réalisées sur la LIL¹², prototype à l'échelle 1 d'une des 24 chaînes laser du LMJ.

^{10.} Activé Laser ImpulSionnel pour les Études

^{11.} Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (École Polytechnique)

^{12.} Ligne d'Intégration Laser

4

L'annexe A porte sur une étude théorique et expérimentale d'un autre processus d'éjection de matière, sans lien avec la fragmentation sous choc, pouvant aussi entraîner un endommagement des optiques : la formation de nuclei par condensation dans le plasma d'ablation. L'annexe B décrit l'application des outils expérimentaux et numériques à d'autres travaux tels que l'étude la fusion du fer sous hautes pressions ou la caractérisation de l'adhérence d'assemblages multi-couches. Enfin, l'annexe C décrit le travail consacré à la caractérisation du varagel.

Description théorique et phénoménologique des processus de fragmentation sous choc laser

Sommaire

I.1	Géné	nération d'une onde de choc par ablation laser	
1.2	Propa	agation d'une onde de choc dans la matière condensée	
	I.2.1	Formation d'une onde de choc	
	1.2.2	Equations caractéristiques 13	
	1.2.3	Courbes représentatives des chocs	
	1.2.4	Ondes de détente et amortissement hydrodynamique 14	
	1.2.5	Transmission et réflexion d'une onde de choc	
	I.2.6	Comportement élasto-plastique d'un matériau	
1.3	Proce	essus de fragmentation induits par choc laser	
	I.3.1	Microjetting	
	1.3.2	Ecaillage	
		I.3.2.1 Description phénoménologique de l'écaillage	
		I.3.2.2 Etudes expérimentales	
		I.3.2.3 L'écaillage multiple	
		I.3.2.4 Modes de rupture	
		I.3.2.5 Ecaillage en phase liquide (micro-écaillage) 27	
	1.3.3	Rupture par perforation	

Introduction

Les mécanismes d'interaction entre la matière et une onde électromagnétique dépendent de la gamme de fréquence de l'onde. Le spectre des fréquences (Fig. I.1) s'étend des basses fréquences (ondes radio) aux hautes fréquences (rayons gamma). Les rayonnements émis par les lasers de puissance qui nous intéressent ici se situent entre l'infrarouge et l'ultraviolet.



FIGURE I.1 – Spectre électromagnétique.

La physique de l'interaction du rayonnement laser avec la matière repose sur la transformation rapide de l'énergie photonique en énergie thermique ou cinétique dans un atome ou une molécule. Le paramètre le plus important qui caractérise l'interaction est l'intensité laser $I_L \approx \frac{E_L}{\tau_L S_L}$, où E_L est l'énergie contenue dans l'impulsion, τ_L sa durée à mi-hauteur et S_L la surface de dépôt de l'énergie. Les processus physiques se produisant dans la matière dépendent principalement de cette intensité (Fig. I.2). Nous nous intéresserons ici à des éclairements laser compris entre 10^{12} et 10^{15} W/cm², qui entraînent une ablation de la matière et la génération d'un plasma.



FIGURE I.2 – Echelle des intensités laser et processus physiques associés.

Dans ce chapitre nous décrivons dans un premier temps l'interaction entre une impulsion laser de haute énergie et une cible métallique. Cette interaction va générer un plasma dont l'expansion va induire par réaction une onde de compression dans la cible solide. Ce front de compression va devenir une onde de choc au cours de sa propagation dans la matière et générer des déformations et des contraintes très importantes dans le matériau, qui peuvent entraîner une fragmentation dynamique de l'échantillon. Nous présentons quelques éléments de thermodynamique et de mécanique pour une approche théorique de ces processus, puis une étude phénoménologique des différents mécanismes qui peuvent conduire à la fragmentation dans les conditions spécifiques des chocs laser.

I.1 Génération d'une onde de choc par ablation laser

Nous considérons ici une cible métallique impactée par une impulsion laser de durée τ_L et de longueur d'onde λ en incidence normale comme représenté sur la figure I.3.



FIGURE I.3 – Représentation schématique d'une cible métallique impactée par une onde laser de champ électrique \vec{E} et de champ magnétique \vec{B} .

L'énergie laser est absorbée dans un premier temps par les électrons libres. Cette absorption se produit dans une certaine épaisseur de la cible appelée épaisseur de peau l_{peau} , et définie comme la profondeur où l'intensité laser absorbée est divisée par e². Cette épaisseur de peau s'exprime :

$$l_{peau} = \frac{\lambda}{2\pi\kappa_L} \tag{I.1}$$

où κ_L est la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe caractéristique du matériau considéré. L'énergie absorbée par les électrons est ensuite communiquée aux ions par collision. Le temps τ_{ei} nécessaire à cet échange est de l'ordre de 20 ps pour les métaux. On distingue alors deux types d'impulsion laser : les impulsions courtes (si $\tau_L < \tau_{ei}$) et les impulsions longues (si $\tau_L \geq \tau_{ei}$).

Dans le cas d'une impulsion courte, les ions ne sont pas chauffés durant la durée de l'impulsion. Les phases de dépôt d'énergie et de chauffage de la cible sont alors découplées. Le coefficient d'absorption du rayonnement laser par la cible est donné par la relation :

$$A = \frac{4n_L}{\left(n_L + 1\right)^2 + \kappa_L^2}$$
(I.2)

où n_L est la partie réelle de l'indice de réfraction complexe du matériau. Cette valeur de A n'est valable qu'en incidence normale. En incidence oblique, l'angle d'incidence et de la polarisation du rayonnement influent sur ce coefficient. L'énergie absorbée est distribuée aux électrons qui vont la transporter par transfert thermique dans des couches plus profondes et vont, par collision, la transférer aux ions. Si l'énergie apportée aux atomes dépasse leur énergie d'ionisation, la matière chauffée est portée à l'état de plasma, gaz à haute température composé d'ions et d'électrons.Dans ce régime, l'énergie déposée est calculée en considérant le champ électrique de l'onde laser \vec{E} donné par les équations de Maxwell. On aboutit alors à l'équation de Helmholtz qui peut être résolue par les codes numériques.

Dans le cas d'une impulsion longue, qui nous intéresse plus particulièrement dans cette thèse, on considère que l'énergie est directement transmise aux ions. A l'échelle de temps d'une impulsion longue, on peut considérer que le rayonnement interagit directement avec le plasma. Cette interaction se décompose en trois processus (Fig. I.4) :

- l'absorption de l'énergie laser dans le plasma sous dense. L'énergie laser est déposée jusqu'à une densité critique n_{cr} (zone d'absorption). Cette énergie est convertie en énergie thermique par les électrons.
- le gradient de température induit au sein du plasma conduit au transport de l'énergie absorbée par diffusion thermique au delà de la densité critique jusqu'à la matière solide (zone de conduction).
- la matière ainsi chauffée est ablatée, ce qui a pour effet de soutenir le plasma en expansion.



FIGURE I.4 – Schéma de l'interaction d'une impulsion longue avec une cible solide. L'énergie laser est absorbée dans le plasma sous dense avant la densité critique. Elle est transformée en chaleur et la diffusion thermique effectue le transport d'énergie jusqu'à la matière solide.

Chapitre I. Description théorique et phénoménologique des processus de fragmentation sous 10 choc laser

Afin de déterminer la densité critique, il faut considérer la permittivité diélectrique du plasma, c'est à dire sa réponse au champ électrique \vec{E} appliqué par le rayonnement laser, qui est définie par :

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_L^2} = 1 - \frac{e^2 n_e^2}{m_e \varepsilon_0 \omega_L^2} \tag{I.3}$$

où ω_{pe} est la fréquence plasma électronique, ω_L la fréquence du rayonnement laser, n_e la densité électronique du plasma, ε_0 la permittivité diélectrique du vide et m_e la masse électronique. Si on considère un plasma inhomogène comportant un gradient de densité, la permittivité diélectrique de ce plasma diminue lorsqu'on se rapproche de la cible jusqu'à devenir nulle où $\omega_{pe} = \omega_L$. On définit alors la densité critique $n_{cr} = m_e \varepsilon_0 \omega_L^2/e^2$. Au delà de cette densité, l'onde ne peut exister et est donc réfléchie.

La matière ablatée va, par réaction, exercer une pression dans la matière solide. La valeur maximale (au cours du temps) de cette pression P_{abl} peut être approximée par le modèle élaboré par Phipps et al. [3]. Ce modèle empirique prend en compte la durée et la longueur d'onde de l'impulsion laser, la nature de la cible, et suppose que le dépôt de l'énergie s'effectue par absorption collisionnelle, communément appelée Bremsstralhung¹ inverse, ce qui restreint sa validité au régime nanoseconde. Ce modèle exprime la pression d'ablation sous la forme suivante :

$$P_{abl} = 0,622.10^{11} \frac{A^{7/16}}{Z^{9/16}} \frac{I_A^{3/4}}{(\lambda\sqrt{\tau})^{1/4}}$$
(I.4)

où P_{abl} est en Pa, A et Z sont respectivement le poids atomique et l'état d'ionisation du matériau, λ la longueur d'onde du laser en μ m, τ la durée d'impulsion en ns, et I_A l'intensité laser absorbée en TW/cm².

L'intensité laser absorbée peut être exprimée en fonction de l'intensité laser incidente I_L par : $I_A = \alpha I_L$, et on peut approximer α par une constante caractéristique dépendante du matériau. La relation de Phipps peut alors s'écrire :

$$P_{abl} = 0,622.10^{11} \frac{A^{7/16}}{Z^{9/16}} \frac{(\alpha I_L)^{3/4}}{\left(\lambda \sqrt{\tau_L}\right)^{1/4}}$$
(I.5)

La figure I.5 représente la pression d'ablation en fonction de l'intensité laser incidente dans l'or et l'aluminium. Les lignes continues montrent les pressions calculées par simulation numérique (cf. II.3.1.3), et les lignes pointillées les pressions estimées par le modèle de Phipps (Eq. I.5), avec $\alpha = 0,479$ pour l'aluminium et $\alpha = 0,634$ pour l'or, ces valeurs étant déterminées empiriquement dans la gamme explorée (0,5 à 2 TW/cm²) pour optimiser l'accord entre la loi empirique et la simulation numérique. Cette loi permet dès lors d'estimer la pression d'ablation maximale dans nos conditions expérimentales en régime d'impulsion

^{1.} Rayonnement de freinage



FIGURE I.5 – Pression d'ablation en fonction de l'intensité laser dans l'or *(vert)* et l'aluminium *(rouge)*, calculées par simulation numérique *(lignes continues)* et estimées par la relation de Phipps *(lignes pointillées)*. Les pressions ont été calculées pour une longueur d'onde de 1053 nm et une durée d'impulsion de 3 ns.

longue. Toutefois, le recours à la simulation numérique de l'interaction laser-matière reste essentiel car cette simulation fournira non seulement la valeur maximale de la pression d'ablation, mais aussi la forme temporelle complète de l'impulsion de pression exercée sur la cible solide par le plasma en expansion. C'est ce chargement en pression qui va donner lieu à la formation d'une onde de choc. On remarque qu'à flux incident équivalent, la pression générée dans les différents métaux est différente. Cette différence est due principalement au coefficient d'absorption du matériau qui définit la part du rayonnement laser incident globalement absorbée par la cible.

Propagation d'une onde de choc dans la matière condensée 1.2

Une onde de choc est définie comme une discontinuité des grandeurs caractéristiques de l'état d'un milieu. Dans ce qui suit, nous rappelons quelques généralités sur la physique et la mécanique qui régissent la propagation d'une onde de choc. En première approximation, le milieu considéré est assimilé à un fluide. Son état est alors défini par trois grandeurs thermodynamiques :

- la pression P,
- la masse volumique ρ (ou le volume massique $V = \rho^{-1}$),
- l'énergie interne E (ou la température T).

On y ajoute deux variables cinétiques :

- la vitesse particulaire (ou vitesse matérielle) u,
- la vitesse relative par rapport au milieu 0 de l'onde de choc D.

I.2.1 Formation d'une onde de choc

La vitesse du son c est définie par :

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_S} \tag{I.6}$$

où S est l'entropie. c est en général une fonction croissante de la pression. Une rampe de compression va donc se raidir jusqu'à devenir un front vertical, c'est-à-dire une onde de choc (Fig. I.6). A l'inverse, une rampe de détente va s'étaler au cours de sa propagation.



FIGURE I.6 – Evolution d'une impulsion de pression au cours de sa propagation dans un milieu condensé : le front de compression se raidit pour former une onde de choc, alors que le front de détente s'étale progressivement.

I.2.2 Equations caractéristiques

Les grandeurs thermodynamiques P, ρ et E sont reliées par une relation d'état. Cette relation est une forme partielle de l'équation d'état E = E(V, S), dont on peut déduire P et T. Dans le cas des ondes de choc on peut utiliser le formalisme de Mie-Grüneisen :

$$P - P_R = \Gamma \rho \left(E - E_R \right) \tag{I.7}$$

où P_R et E_R sont les valeurs de la pression et l'énergie interne dans un état de référence, Γ le coefficient de Mie-Grüneisen pour le matériau considéré.

Les états en amont (état 0) et en aval (état 1) d'une onde de choc sont liés par les équations de Rankine-Hugoniot, qui définissent la conservation de la masse :

$$\rho_0 D = \rho_1 \left(D + u_0 - u_1 \right) \tag{I.8}$$

la conservation de la quantité de mouvement :

$$P_1 - P_0 = \rho_0 D \left(u_1 - u_0 \right) \tag{I.9}$$

et la conservation de l'énergie :

$$E_1 - E_0 = \frac{1}{2} \left(P_0 + P_1 \right) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho_1} \right) \tag{I.10}$$

Les deux variables cinétiques u et D sont généralement liées par une relation linéaire déterminée expérimentalement :

$$D = c_0 + su \tag{I.11}$$

où c_0 et *s* sont des paramètres caractéristiques du matériau. A partir des équations (I.8) à (I.11), on peut déterminer les états accessibles par choc en établissant la relation suivante :

$$P - P_0 = \frac{c_0^2 \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)}{V_0 \left(1 - s \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)\right)^2}$$
(I.12)

I.2.3 Courbes représentatives des chocs

La courbe correspondant à l'équation (I.12) dans le plan (P,V) est appelée courbe d'Hugoniot, ou adiabatique dynamique, lieu des états accessibles par choc à partir de l'état 0 (Fig. I.7(a)). On peut établir une relation entre P et u à partir des équations (I.9) et (I.11) :

$$P = P_0 + \rho_0 \left(c_0 + s \left(u - u_0 \right) \right) \left(u - u_0 \right) \tag{I.13}$$

Chapitre I. Description théorique et phénoménologique des processus de fragmentation sous 14 choc laser

On obtient alors la polaire de choc dans le plan (P,u) (Fig. I.7(b)). Dans le plan de la polaire, la droite joignant l'état initial à l'état sous choc s'appelle la droite de Rayleigh. La pente de cette droite est l'impédance de choc : $Z = \rho_0 D$.



FIGURE I.7 – (a) Courbe d'Hugoniot (H₀) dans le diagramme (P,V). (b) Polaire de choc (H₀) dans le diagramme (P,u).

I.2.4 Ondes de détente et amortissement hydrodynamique

Comme la vitesse du son augmente avec la pression, on a vu qu'une onde de détente s'étale au cours de sa propagation (Fig. I.6). On parle alors d'un faisceau de détente. La tête de ce faisceau se propage à $c_1 + u_1$ et la queue à c_0 . On peut montrer que :

$$c_0 < D < c_1 + u_1$$
 (I.14)

La tête de la détente se propage donc plus vite que le choc, et finit par le rattraper. L'impulsion de pression devient ainsi approximativement triangulaire (on parle de choc nonsoutenu, ou d'onde de Taylor) et son amplitude diminue au cours de sa propagation. C'est le phénomène d'amortissement hydrodynamique (Fig. I.8).



FIGURE I.8 – Représentation de l'amortissement hydrodynamique.

Comme la détente est progressive, on la suppose en général isentropique. Sur la figure I.7, le choc entraîne un saut de pression adiabatique de P_0 à P_1 , suivi d'une détente isentropique correspondant aux courbes (S₁)

I.2.5 Transmission et réflexion d'une onde de choc

Considérons la propagation d'un choc dans un milieu A en contact avec un milieu B. De part et d'autre de l'interface entre ces deux milieux, deux conditions d'équilibre sont imposées :

$$P_A = P_B \qquad u_A = u_B \tag{I.15}$$

Afin que ces conditions soient respectées, le passage de l'interface produit (Fig. I.9(a)) :

- un choc transmis dans le milieu B,
- un choc ou une détente réfléchi(e) dans le milieu A.



FIGURE I.9 – (a) Principe de la transmission et de la réflexion de choc entre deux milieux. (b) Choc réfléchi et choc transmis. (c) Détente réfléchie et choc transmis.

Chapitre I. Description théorique et phénoménologique des processus de fragmentation sous 16 choc laser

Dans le cas où la polaire du milieu B est plus raide que celle du milieu A (Fig.I.9(b)), un choc est réfléchi dans le milieu A. Dans le cas contraire (Fig.I.9(c)) l'onde réfléchie est une onde de détente.

Dans le cas particulier où le milieu B est du vide, l'interface entre les milieux A et B est une surface libre et la polaire (B) coïncide avec l'axe des abscisses. Le choc est intégralement réfléchi en une détente ramenant le milieu A à pression nulle. En première approximation, la vitesse de la surface libre u_{SL} est alors :

$$u_{SL} \approx 2u_1 \tag{I.16}$$

I.2.6 Comportement élasto-plastique d'un matériau

Nous avons considéré jusqu'à présent un matériau hydrodynamique, c'est-à-dire se comportant comme un fluide sous l'effet des hautes pressions et des déformations importantes qu'il subit. Le tenseur des contraintes s'exprime alors :

$$\bar{\bar{\sigma}} = -P\bar{\bar{I}} = -P\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$
(I.17)

La propagation d'un choc plan induit dans la matière des conditions de déformation uniaxiale dans la direction de propagation (Fig. I.10).



FIGURE I.10 – Représentation d'un élément de matière subissant une déformation uniaxiale ε_x .

La rigidité du matériau entraîne l'apparition d'une partie non sphérique dans le tenseur des déformations. On peut décomposer celui-ci sous la forme d'une partie sphérique et d'une partie déviatoire :

$$\bar{\bar{\varepsilon}} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\varepsilon_x}{3} & 0 & 0\\ 0 & \frac{\varepsilon_x}{3} & 0\\ 0 & 0 & \frac{\varepsilon_x}{3} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{2\varepsilon_x}{3} & 0 & 0\\ 0 & \frac{-\varepsilon_x}{3} & 0\\ 0 & 0 & \frac{-\varepsilon_x}{3} \end{bmatrix} = \bar{\varepsilon_s} + \bar{\varepsilon_d}$$
(I.18)

On peut alors écrire le tenseur des contraintes en utilisant la loi de Hooke :

$$\bar{\bar{\sigma}} = 3K\bar{\bar{\varepsilon}_s} + 2G\bar{\bar{\varepsilon}_d} = \bar{\bar{\sigma}_s} + \bar{\bar{\sigma}_d} \tag{I.19}$$

où K et G sont respectivement les modules de rigidité et de cisaillement. Le tenseur des contraintes s'exprime alors :

$$\bar{\bar{\sigma}} = K\varepsilon_x \bar{\bar{I}} + \begin{bmatrix} \frac{4G\varepsilon_x}{3} & 0 & 0\\ 0 & \frac{-2G\varepsilon_x}{3} & 0\\ 0 & 0 & \frac{-2G\varepsilon_x}{3} \end{bmatrix}$$
(I.20)

où $K\varepsilon_x = -P$. On peut donc exprimer σ_x , σ_y et σ_z :

$$\sigma_x = -P + \frac{4}{3}G\varepsilon_x = -P + S_x$$

$$\sigma_y = \sigma_z = -P - \frac{2}{3}G\varepsilon_x$$
(I.21)

En pratique, les contraintes déviatoires ne peuvent croître que jusqu'à une certaine limite d'écoulement dite "limite élastique". Au delà de cette limite, le matériau subit des déformations plastiques. Pour décrire ce comportement, on introduit la contrainte de Von Mises σ_{VM} :

$$\sigma_{VM} = \sqrt{\frac{1}{2} \left[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6 \left(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{zx}^2 \right) \right]}$$
$$\sigma_{VM} = \sqrt{\frac{1}{2} \left[(2G\varepsilon_x)^2 + (2G\varepsilon_x)^2 \right]} = 2G\varepsilon_x \tag{I.22}$$

Selon le modèle simple de réponse élastique-plastique parfaite, tant que $\sigma_{VM} \leq Y_0$, la réponse du matériau est élastique. Dans ces conditions :

$$\varepsilon_x \leq \frac{Y_0}{2G}$$
 d'où $S_x = \frac{4}{3}G\varepsilon_x \leq \frac{2}{3}Y_0$ (I.23)

Si $\sigma_{VM} > Y_0$, le matériau subit une déformation plastique. La partie déviatoire du tenseur des contraintes conserve alors la valeur qu'elle avait à la limite élastique :

$$S_x = \frac{2Y_0}{3}$$
(I.24)

On introduit donc au-dessus de la limite élastique d'Hugoniot notée σ_{HEL} un décalage constant entre la pression et la contrainte axiale σ_x qu'on note σ dans la suite (Fig. I.11) A cause de la rupture de pente due à l'introduction de la limite élastique (Fig. I.11), certains chocs voient leur droite de Rayleigh traverser l'Hugoniot. On peut alors montrer qu'ils sont instables, c'est-à-dire qu'ils se scindent en deux fronts successifs, le premier portant le milieu de l'état initial à la limite élastique, le second allant de cet état intermédiaire à l'état final (Fig. I.12). On nomme le premier front le précurseur élastique. Il se propage à la vitesse des ondes sonores longitudinales c_L .



FIGURE I.11 – Représentation dans le plan (σ ,V) de la courbe de compression isentropique hydrostatique (*ligne pointillée*) et de la courbe d'Hugoniot (*ligne continue*).



FIGURE I.12 – Représentations dans le plan (σ ,V) (a) et (σ ,x) (b) de l'instabilité d'un choc dûe à la présence d'une limite élastique. Le choc d'amplitude σ_B se scinde en deux fronts successifs au cours de sa propagation.

I.3 Processus de fragmentation induits par choc laser

Dans nos conditions expérimentales, nous avons identifié trois processus susceptibles de conduire à l'éjection de fragments sous choc laser : le microjetting, l'écaillage et la perforation de cibles minces. Dans cette partie nous procédons à une description phénoménologique de ces processus, avec une synthèse bibliographique portant principalement sur des études expérimentales (quelques travaux de modélisation seront évoqués dans le chapitre III).

I.3.1 Microjetting

La surface d'une cible présente en général des défauts à l'échelle microscopique, le cas le plus fréquent étant la présence de micro-rayures. Lorsqu'une onde de choc atteint une surface rugueuse, des effets de surface vont conduire à l'éjection rapide d'une certaine quantité de matière sous forme de jets, dont la taille caractéristique est celle des défauts géométriques déclenchant le processus : Ce phénomène surfacique parfois appelé "éjection de matière" dans la littérature, sera désigné dans cette thèse par le terme anglais *microjetting*.

Considérons une onde de choc se propageant dans une cible vers une surface libre présentant une rainure parfaitement triangulaire (Fig. I.13(a)). Lorsque cette onde de choc débouche en face arrière, un microjet se forme au sein de la rainure (Fig. I.13).



FIGURE I.13 – Description phénoménologique de la formation d'un microjet. (a), (b) Une onde de choc atteint la surface libre rainurée. (c) Un microjet commence à se former au niveau de la rainure. (d) Le microjet est éjecté avec une vitesse plus élevée que la surface libre plane. (e) Le jet se fragmente à cause des grandes déformations qu'il subit.

Ce phénomène s'apparente au principe des "charges creuses" dans le domaine militaire. Il a été étudié par Asay [4, 5, 6] lors d'expériences consistant à impacter des échantillons en aluminium par des projectiles en cuivre. Les particules éjectées depuis la surface rugueuse de la cible d'aluminium viennent ensuite impacter une fine feuille en aluminium, ou en acétate de cellulose avec un dépôt d'aluminium. Cette feuille est couramment appelée "fenêtre d'Asay". Son accélération due aux impacts de fragments est mesurée au cours de l'expérience. Dans ses travaux, Asay établit une relation permettant de quantifier la masse éjectée par microjets formés à partir de défauts de surface. Le modèle d'Asay-Bertholf donne :

$$M_j = V_d \rho_0 R \tag{I.25}$$

où M_j est la masse totale éjectée, V_d le volume des défauts présents sur la surface et R un facteur proche de 1 dépendant de la forme du défaut. Ce modèle semble cohérent avec les masses éjectées mesurées expérimentalement [7], mais ne donne cependant aucune indication sur la vitesse des microjets. On peut noter aussi qu'il n'exprime aucune dépendance à la pression de choc.

La formation de jets de matière depuis la surface libre rainurée de cibles soumises à des chocs par explosif a été étudiée en détail au cours d'expériences menées sur l'installation PHERMEX² en Californie et dont les résultats ont été publiés dans un ouvrage en 1980 [8]. Cet ouvrage regroupe des observations transversales par radiographie de la formation de jets dans différentes conditions expérimentales et pour différentes géométries (angle d'ouverture des rainures, matériau...) (Fig. I.14).



FIGURE I.14 – Observation expérimentale de la formation de jets métalliques réalisée par Taylor en 1965 [8] par radiographie X transverse sur une cible d'aluminium dont la surface est rainurée. Les rainures ont un profil triangulaire avec un angle d'ouverture de 90° et une profondeur de 6,35 mm. (a) Vue de la cible à l'instant initial. (b) Vue de l'échantillon 32,25 µs après la détonation de l'explosif.

Le microjetting a été également étudié par Pierre Chapron au CEA dans le cas d'une cible d'étain rainurée soumise à un choc généré par explosif (Fig. I.15) [7]. Dans cette étude, il a notamment mis en évidence l'influence de l'angle des rainures sur la vitesse maximale d'éjection des microjets. Plus l'angle d'ouverture de la rainure est faible, plus la vitesse d'éjection sera élevée. Le rapport entre la vitesse du microjet et la vitesse de surface libre plane peut atteindre 2,5 pour un demi-angle d'ouverture de 10°. Ce sujet est maintenant largement étudié par Zellner [9, 10, 11, 12], avec notamment des observations de cibles d'étain choquées par explosif par ombroscopie X transverse.

^{2.} Pulsed High Energy Radiographic Machine Emitting X-Rays



FIGURE I.15 – Expérience de mise en évidence du phénomène de microjetting réalisée par Chapron [7]. (a) Cible d'étain dont la surface est polie sur une moitié et rainurée sur l'autre moitié. Les rainures ont un profil triangulaire avec un angle d'ouverture de 110° et une profondeur de 100 μ m. (b) Vue radiographique transverse de l'échantillon, 4 μ s après la détonation induisant dans la cible un choc de 40 GPa.

Ce processus d'éjection peut se produire sur des surfaces rugueuses présentant par exemple des micro-rayures. Toutefois, même si les vitesses obtenues peuvent être très élevées, la nature surfacique du phénomène fait que la quantité de matière mise en jeu sera faible en comparaison avec les autres processus de fragmentation qui se produisent plus tard dans le volume de l'échantillon.

I.3.2 Ecaillage

I.3.2.1 Description phénoménologique de l'écaillage

L'onde de choc est suivie d'un faisceau de détente qui ramène le matériau à pression ambiante à la fin du chargement. Lorsqu'elle atteint la surface libre de la cible, elle se réfléchit en un nouveau faisceau de détente (cf. I.2.5). Quand ces deux faisceaux de détente se croisent, la cible est portée dans un état de traction (pression négative). Si l'amplitude et le temps de maintien de cette traction sont suffisants, il peut alors y avoir rupture du matériau et éjection d'une écaille (Fig. I.16). Chapitre I. Description théorique et phénoménologique des processus de fragmentation sous 22 choc laser



FIGURE I.16 – Description phénoménologique de l'écaillage induit par choc laser. (1) Un chargement en pression est généré par l'expansion du plasma d'ablation. (2) Le front de compression se raidit et l'onde de pression devient une onde de choc triangulaire. (3) Une fracture est générée lorsque la traction induit par la réflexion de l'onde de compression sur la surface libre atteint la limite à la rupture du matériau.

Considérons une cible métallique d'épaisseur *l* soumise à un chargement en pression en créneau de durée τ_c . Les figures I.17(a) et I.17(b) représentent respectivement dans les plans (x,t) et (P,u) les différents états atteints par la cible.



FIGURE I.17 – Illustration de l'écaillage. (a) Diagramme (x,t). (b) Diagramme (P,u).

Au temps initial, la cible est dans son état de repos (0) (P=0 et u=0). Le choc incident porte le matériau à un état choqué (1) (P=P₁ et u=u₁). Ce choc se réfléchit sur la surface libre de la cible en un faisceau de détente qui amène le matériau dans un état (2) (P=0 et u=2u₁). Au temps t= τ_c , le chargement en pression s'arrête. Un faisceau de détente incidente se propage alors de la face avant vers la surface libre de la cible, ramenant à l'état initial (0). Le débouché de cette onde de détente incidente en face arrière induit une décélération de la surface libre. L'interaction de cette détente incidente avec la détente réfléchie provenant de la surface libre génère un état de traction jusqu'à un état théorique (3). Si au cours de cette interaction, la traction dépasse la limite à la rupture σ_R du matériau, une fracture est alors amorcée dans la cible à l'état (4) et au temps t=t_e. La fracture fait apparaître deux nouvelles surfaces libres, provoquant une relaxation des contraintes qui conduit à la propagation d'une onde de recompression depuis le plan d'écaillage vers la surface libre. Son arrivée sur celle-ci entraîne une réaccélération de la surface libre à partir de l'état (5). Par la suite, on doit observer des oscillations correspondant à la réverbération des ondes de compression et de détente à l'intérieur de l'écaille (c'est-à-dire entre la fracture et la surface libre).

D'après la figure I.17(b), la décélération de la surface libre $\Delta u = u_2 - u_5$, souvent désignée par le terme anglais *pullback*, est liée à la résistance du matériau à la traction dynamique. Dans le cas limite où σ_R tend vers 0, cette décélération tend également vers 0. Une analyse simplifiée de ce lien peut être effectuée dans le cadre de l'approximation "acoustique", selon laquelle les ondes de détente (2-4) et de recompression (4-2 et 4-5) se propagent à la vitesse du son c_b dans un milieu de densité ρ_0 . Les variations correspondantes dans le plan (P,u) sont alors des droites de pente $\rho_0 c_b$, et on établit sur la base de la figure I.17(b) l'équation classique [13, 14, 15, 16, 17, 18] :

$$\sigma_R = \frac{1}{2}\rho_0 c_b \Delta u \tag{I.26}$$

qui fournit une estimation d'un "seuil de rupture dynamique" σ_R .

Plusieurs auteurs ont proposé de compléter cette approche simple. Dans les travaux de Kanel [19], l'aspect non-linéaire de la compressibilité est pris en compte en extrapolant la courbe de Hugoniot dans le domaine des pressions négatives, au lieu de l'approximer par une droite. L'expression de la limite à la rupture est alors donnée par :

$$\sigma_R = \frac{1}{2}\rho_0 \left(c_0 - \frac{s\Delta u}{2}\right)\Delta u \tag{I.27}$$

où c_0 et *s* sont les coefficients de l'équation I.11. Cette relation va minorer (de l'ordre de 5-7 % pour la plupart des métaux) la valeur de σ_R par rapport à l'équation classique (Eq. I.26) qui repose sur une approximation linéaire en traction. Toutefois, la validité de l'équation I.11 dans le domaine des pressions négatives n'est a priori pas assurée.

Dans les travaux de Stepanov [20], on prend en compte l'élasto-plasticité du matériau qui entraîne des célérités différentes pour les différentes ondes. Ainsi (si l'amplitude du choc débouchant sur la surface libre est supérieure au double de la limite élastique d'Hugoniot) l'onde de détente incidente est une onde plastique, qui se propage à la vitesse du son en volume c_b . En revanche, l'onde de relaxation, qui est a priori une recompression de faible amplitude (due à l'apparition de l'endommagement) se propageant dans le milieu détendu, est une perturbation élastique. Sa vitesse est donc la célérité des ondes élastiques longitudinales c_L . La valeur de σ_R est alors donnée par :

$$\sigma_R = \rho_0 c_l \Delta u \frac{1}{1 + \frac{c_L}{c_h}} \tag{I.28}$$

La limite à la rupture donnée par cette relation est supérieure (de l'ordre de 10-15% pour certains métaux) à celle donnée par l'équation I.26.

D'autres efforts ont été consacrés à la prise en compte d'autres effets, comme l'influence de l'épaisseur d'écaille [21]. Enfin, on peut souligner que cette limite à la rupture dynamique n'est pas une caractéristique intrinsèque du matériau, dans la mesure où elle dépend de nombreux paramètres expérimentaux, et notamment de la vitesse de déformation \dot{c} .

I.3.2.2 Etudes expérimentales

L'écaillage est très largement étudié depuis de nombreuses années. Outre l'impact laser, deux autres techniques expérimentales plus classiques sont employées pour générer un endommagement dynamique :

- l'impact de plaques permet, en fonction du lanceur utilisé, d'atteindre des pressions de choc de quelques GPa à quelques centaines de GPa pour des durées de choc de l'ordre de 0,1 µs à quelques µs.
- la détonation d'une charge explosive au contact de la cible permet d'atteindre des niveaux de choc similaire à la technique précédente, mais non soutenus. Le profil de chargement est typiquement représenté par une impulsion triangulaire dont la pente en détente est caractéristique de la géométrie de la structure et de la nature de l'explosif utilisé. La durée de cette phase de détente est de l'ordre de quelques dizaines de µs.

Ces techniques ont donné lieu à de multiples travaux synthétisés dans des ouvrages de référence tels que ceux de Davison [14], Antoun [15] ou encore Meyers [22]. La grande majorité de ces travaux porte sur les premiers stades de l'écaillage : nucléation et croissance de micro-cavités ou de micro-fissures. La coalescence de ces vides conduisant à la première rupture macroscopique est moins largement traitée. La fragmentation complète, plus tardive, et l'éjection des fragments qui en résultent ont été très peu étudiées.

Depuis quelques décennies, les impulsions laser de forte puissance sont utilisées pour étudier l'écaillage dans des gammes de temps de maintien plus court conduisant à des vitesses de déformations plus élevées (10⁵ - 10⁷ s⁻¹) [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29]. On notera notamment les travaux précurseurs de Eliezer [23, 24] et Boustie [25].

I.3.2.3 L'écaillage multiple

Les impulsions laser, tout comme les détonations de charges explosives, génèrent des ondes de choc non soutenues, c'est-à-dire que la détente incidente suit immédiatement le front de compression. On parle alors d'onde de Taylor et le profil de pression peut être assimilé à un triangle (Fig. I.6).

Au cours de la réflexion en traction d'une onde de choc non-soutenue suffisamment intense, la limite à la rupture σ_R pourra être atteinte à plusieurs reprises. La figure I.18 représente ce processus d'écaillage multiple, mis en évidence par Rinehart en 1952 [30]. Une première écaille est générée suite à la réflexion de l'onde de choc sur la surface libre initiale (Fig. I.18(a) et I.18(b)). Puis l'onde incidente continue à se réfléchir sur la nouvelle surface libre et la limite σ_R est atteinte une deuxième fois (Fig. I.18(c)). Une deuxième écaille est alors créée (Fig. I.18(d)). Le processus se poursuit tant que l'onde de pression incidente permet de générer un état de traction suffisant. Chaque écaille successive est alors créée à partir d'un état de compression moins élevé, et donc avec une vitesse initiale plus faible. Ce processus est clairement mis en évidence dans la figure I.19 issue des travaux de Rinehart [30].



FIGURE I.18 – Illustration schématique de l'écaillage multiple après réflexion sur la surface libre d'un échantillon d'une onde de choc non soutenue.



FIGURE I.19 – Cible ayant subi un écaillage multiple [30].

Chapitre I. Description théorique et phénoménologique des processus de fragmentation sous 26 choc laser

On peut y observer une vue en tranche d'une cible métallique récupérée après un chargment par explosif et présentant plusieurs plans d'écaillage.

I.3.2.4 Modes de rupture

On peut distinguer deux modes d'endommagement dynamique conduisant à l'écaillage dans les métaux, en fonction du matériau étudié et des conditions de sollicitation.

Le mode d'endommagement est qualifié de ductile s'il résulte essentiellement de la nucléation, la croissance et la coalescence de micro défauts volumiques (cavités) pour former une surface de rupture macroscopique (Fig. I.20(a)). La croissance de ces défauts est le résultat d'une déformation plastique locale permise par la ductilité du matériau.

A l'inverse le mode d'endommagement est dit fragile s'il résulte de la germination, la propagation et la jonction de micro défauts surfaciques (fissures), accompagnées d'une déformation plastique très limitée, concentrée en pointe de fissure (Fig. I.20(b)).



FIGURE I.20 – (a) Faciès de rupture ductile dans une cible de cuivre. (b) Faciès de rupture fragile dans une cible de fer. (c) Faciès de rupture ductile dans une cible de fer préchauffée à $800 \,^{\circ}$ C.

La distinction entre endommagement ductile ou fragile pour une large gamme de métaux est relativement mince. En effet un même matériau peut, en fonction du type de sollicitation thermomécanique imposé développer un processus de ruine de l'un ou l'autre type, une transition entre les deux ou même un mode mixte ductile-fragile. Par exemple, une augmentation de la vitesse de déformation aura tendance à faire passer d'un comportement ductile à un comportement fragile. Un accroissement de la température aura l'effet inverse. La figure I.20(c) montre une observation microscopique du cratère d'écaillage dans une cible de fer portée à une température initiale de 800° C et soumise à un choc laser. On distingue clairement un faciès de rupture ductile, alors qu'avec une température initiale de 20° C le fer présente un comportement fragile (Fig. I.20(b)).

I.3.2.5 Ecaillage en phase liquide (micro-écaillage)

Le passage de l'impulsion de pression peut provoquer la fusion du matériau, en compression ou en détente. Dans ces conditions, la traction induite par le croisement des détentes se produira dans un milieu à l'état liquide. Il en résulte un processus de fragmentation particulier, appelé micro-écaillage, qui conduit à la création d'un nuage de fines gouttelettes (Fig. I.21).



FIGURE I.21 – Description phénoménologique du micro-écaillage par irradiation laser. Un chargement en pression est généré par l'expansion du plasma d'ablation. Le passage de l'onde de choc entraîne la fusion du matériau. Le processus d'écaillage se produit alors dans un milieu liquide et génère un nuage de fines particules.

Le phénomène de micro-écaillage sous choc laser a été étudié dans la thèse de Loïc Signor, intitulée "Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc" [31]. Ces travaux ont principalement été menés sur l'étain qui possède un courbe de fusion relativement basse, et ont conduit à une meilleure compréhension et à une modélisation des mécanismes de fragmentation se produisant dans une cible fondue au passage d'un choc laser [32, 33, 34].

I.3.3 Rupture par perforation

La mise en vitesse de la matière derrière l'onde de choc entraîne une déformation de la cible. Dans un échantillon dit "épais" (typiquement quelques centaines de μ m), cette déformation reste globalement faible à la fin de l'expansion du plasma, de sorte que la partie non-écaillée de la cible solide reste apparemment intacte, en place dans son support après le tir. Lorsqu'on diminue l'épaisseur de la cible, deux effets accentuent la déformation globale : d'une part, l'amortissement hydrodynamique est moins important, donc le choc qui atteint la surface libre est plus intense et la mise en vitesse est plus élevée que pour une cible épaisse, d'autre part plusieurs allers-retours d'ondes de compression et de détente peuvent se produire dans l'épaisseur de la feuille alors que la pression dans le plasma reste significative, ce qui conduit à des rechargements successifs qui s'accompagnent d'accélérations. Pour une cible dite "mince" (typiquement inférieure à 100 μ m), la mise en vitesse globale est donc plus importante que dans une cible épaisse soumise au même chargement laser. Comme cette
Chapitre I. Description théorique et phénoménologique des processus de fragmentation sous 28 choc laser

mise en vitesse n'a lieu que dans la partie choquée de l'échantillon (sous la surface éclairée par le laser), elle produit un cisaillement intense et des contraintes de traction à la périphérie de cette partie, où peuvent se produire des ruptures comme sous l'effet d'un poinçon. Cet effet de poinçon dynamique peut conduire à une perforation de la cible qui génèrera des fragments indépendamment du phénomène d'écaillage.

La figure I.22 représente schématiquement la rupture d'une cible par perforation. La mise en vitesse de l'échantillon induite par l'onde de choc va provoquer une importante déformation, puis une rupture de la cible dans la périphérie de la zone impactée. La cible va se perforer, et une multitude de fragments vont être éjectés, avec une dispersion angulaire a priori plus large que dans le cas de l'écaillage.



FIGURE I.22 – Description phénoménologique de la rupture par perforation d'une cible par irradiation laser. Un chargement en pression est généré par l'expansion du plasma d'ablation. En plus de l'écaillage qui peut avoir lieu, la rupture totale de l'échantillon conduit à l'éjection d'une multitude de fragments et à la perforation de la cible.

La figure I.23 montre trois cibles d'or d'épaisseurs différentes ((a) 300 µm, (b) 50 µm et (c) 20 µm) impactées dans les mêmes conditions expérimentales (énergie, tache focale).

La cible épaisse de 300 µm présente un cratère d'écaillage et la partie non-écaillée n'a



FIGURE I.23 – Observations microscopiques des faces arrières de trois cibles d'or impactées sur des taches focales de 2 mm de diamètre à environ 2 TW/cm^2 . Les épaisseurs des cibles sont de : (a) $300 \,\mu\text{m}$, (b) $50 \,\mu\text{m}$ et (c) $20 \,\mu\text{m}$.

subi que très peu de déformations. En revanche, les cibles de 50 et $20 \,\mu m$ sont entièrement perforées. On peut observer une très grande déformation de ces deux cibles. On constate que le diamètre apparent de l'ouverture est plus important dans la cible de $20 \,\mu m$.

On trouve dans la littérature de nombreux travaux consacrés à l'accélération de feuilles minces par irradiation laser [35, 36, 37, 38], mais la plupart font intervenir un régime appelé interaction confinée (en présence d'un milieu transparent au contact de la cible irradiée), et aucun ne porte sur la génération de fragments accompagnant cette accélération.

Pour conclure cette description phénoménologique, soulignons que les différents processus mentionnés peuvent coexister pour un même tir : *microjetting* lors du débouché du choc, écaillage ou micro-écaillage lors de l'interaction des détentes au voisinage de la surface libre, puis perforation éventuelle de la partie non-écaillée de la cible. Ainsi, des vues plus détaillées d'une cible d'or perforée de 50 µm montrent qu'elle a également subi un écaillage multiple avant la perforation (Fig. I.24).



FIGURE I.24 – Observations MEB d'une cible d'or de 50 µm d'épaisseur après un tir laser à 0,98 TW/cm². La vue détaillée (b) au bord du trou montre que plusieurs écailles ont été arrachées successivement et éjectées de la surface libre.

Développement et utilisation d'outils expérimentaux et numériques

Sommaire

II.1	Instal	lations la	ser	33
	II.1.1	Alisé		33
	II.1.2	LULI 20	00	36
	II.1.3	LULI 10	τω	37
	II.1.4	LIL		38
II.2	Diagn	ostics ex	cpérimentaux	40
	II.2.1	Mesure	de vitesse de surface libre résolue en temps	40
		II.2.1.1	Système VISAR	40
		II.2.1.2	Vélocimétrie Hétérodyne	42
	II.2.2	Visualis	ation transverse	47
		II.2.2.1	Montage expérimental	47
		II.2.2.2	Evolution du dispositif	49
	II.2.3	Récupé	ration des fragments	52
		II.2.3.1	Polycarbonate	52
		II.2.3.2	Aérogel	53
		II.2.3.3	Varagel	56
		II.2.3.4	Analyse des collecteurs par micro-tomographie	59
II.3	Codes	s de simu	Ilation	61
	II.3.1	Choix d'	un code de calcul	61
		II.3.1.1	SHYLAC	61
		II.3.1.2	ESTHER	62
		II.3.1.3	CHIC	62
		II.3.1.4	Codes industriels	63
		II.3.1.5	Discussion sur le choix du code	63
	II.3.2	Apports	effectués dans le code CHIC	64
		II.3.2.1	Suppression des mailles	64
		II.3.2.2	Critères de suppression	65
		II.3.2.3	Critères de rupture en déformation	68
		II.3.2.4	Répartition statistique d'inhomogénéités	70
		II.3.2.5	Exemple de simulation avec l'ensemble des outils développés	71

Introduction

Ce travail de thèse comporte une importante partie expérimentale qui a pour but d'observer et d'analyser les phénomènes de fragmentation sous choc laser, et une partie numérique dont l'objectif est de modéliser les processus observés pour être capable, à terme, de les prévoir par simulation.

Dans ce deuxième chapitre nous allons décrire les installations laser de forte puissance sur lesquelles nos campagnes expérimentales ont été conçues et réalisées. Nous verrons ensuite les diagnostics expérimentaux qui ont été développés et utilisés durant ces expériences : Mesure de vitesse de surface libre, visualisation transverse et récupération des fragments. Ces campagnes fournissent une base de données expérimentales pour le développement des outils numériques. Nous décrirons enfin ces outils : codes numériques et modèles employés pour simuler les expériences, avec les améliorations apportées afin de prédire la fragmentation dynamique.

II.1 Installations laser

Les grandes installations laser du CEA/CESTA et du LULI (Tab. II.1), qui ont été accessibles pendant cette étude, permettent de couvrir une gamme de durée d'impulsion laser allant de la sub-picoseconde à 5 nanosecondes, et d'obtenir une énergie maximale supérieure au kilojoule dans le régime nanoseconde. En focalisant le faisceau sur une tache de quelques millimètres de diamètre, on obtient typiquement des intensités de l'ordre de 10¹² W/cm² en régime nanoseconde et 10¹⁵ W/cm² en régime sub-picoseconde.

Laser	Organisme	$ au_L \left[{f s} ight]$	E_L [J]	λ [nm]	Cadence	I_L [W/cm²] (ϕ =2 mm)
Alisé	CESTA	3.10 ⁻⁹	150	1053	1 heure	1,6.10 ¹²
LULI 2000	LULI	5.10 ⁻⁹	2 x 1200	1053	45 min	7,6.10 ¹²
100 TW	LULI	300.10 ⁻¹⁵	30	1057	20 min	3,2.10 ¹⁵
LIL	CESTA	5.10 ⁻⁹	4 x 9000	351	4 heures	2,3.10 ¹⁴

TABLEAU II.1 – Quelques caractéristiques des lasers utilisés et intensités d'éclairement sur une tache de 2 mm de diamètre.

II.1.1 Alisé

Le laser Alisé (Fig. II.1) est un laser de puissance capable, dans sa configuration nanoseconde et à sa longueur d'onde fondamentale (1053 nm), de délivrer une énergie de

150 J pendant une durée de 3 ns. C'est une installation du CEA/CESTA dédiée aux études de physique du laser et aux expériences d'interaction laser-matière internes au CEA, mais aussi ouverte via l'ILP¹ à la communauté scientifique Européenne. Du fait du partenariat établi avec le CESTA dans le cadre de cette thèse, nous avons pu accéder régulièrement à cette installation. Sa souplesse nous a permis de mettre en place et d'essayer une multitude de diagnostics, ainsi que de mener des expériences cryogéniques ou à hautes températures.



FIGURE II.1 – Installation laser Alisé : (a) Vue de la chaîne amplificatrice. (b) Vue de la chambre d'expériences de 70 cm de diamètre.

L'installation Alisé est composée d'un laser pilote et d'une chaîne amplificatrice Néodyme:Verre. Le laser pilote est un oscillateur qui délivre avec une cadence de 1 Hz des impulsions nanosecondes (1 à 10 ns) de faible énergie (1 à 5 mJ) et à une longueur d'onde de 1053 nm. Lors du tir de puissance, une de ces impulsions est envoyée dans la chaîne amplificatrice, détaillée dans la figure II.2.



FIGURE II.2 – Schéma optique simplifié de la chaîne amplificatrice de l'installation Alisé.

^{1.} Institut Lasers et Plasmas, Fédération de Recherche n°2707

Celle-ci se compose de :

- Trois amplificateurs à barreau de diamètre 50 mm,
- Deux amplificateurs à disques de diamètre 94 mm,
- Un amplificateur à disques de diamètre 150 mm,
- Cinq filtres spatiaux (FS),
- Des systèmes anti-retour : Cellule de Pockels (CP) et Rotateur de Faraday (RF).

Les filtres spatiaux servent à éliminer les fréquences spatiales non désirées. Pour cela, le faisceau est focalisé à l'aide d'une lentille convergente dans un tube sous vide. Au point de focalisation, la transformée de Fourier laisse apparaître les fréquences spatiales élevées loin du centre de focalisation. Celles-ci sont supprimées en disposant un diaphragme de très petit diamètre au point focal, ne laissant passer que les fréquences spatiales souhaitées. Le faisceau est ensuite recollimaté en sortie du filtre à l'aide d'une seconde lentille convergente.

Les systèmes anti-retour sont conçus pour que la lumière ne puisse se propager que dans une seule direction en jouant sur la polarisation de l'onde. Ils font office de "diode optique" et empêche qu'une réflexion parasite ne se propage dans la chaîne, soit amplifiée, et endommage les optiques.

Le temps de refroidissement de la chaîne après un tir à pleine puissance est de 60 minutes. Un cristal de KDP² peut être utilisé pour doubler la fréquence du rayonnement en sortie de chaîne amplificatrice. La longueur d'onde est alors divisée par 2 (527 nm). Le rendement maximal de conversion obtenu sur l'installation est de 80 %. La configuration nanoseconde à 1 ω (λ = 1053 nm) est celle qui a été utilisée lors de ces travaux, car c'est celle qui permet d'obtenir une énergie maximale. Une configuration femtoseconde est aussi disponible sur le laser Alisé. Pour cela, un autre laser pilote est utilisé. Celui-ci délivre des impulsions cadencées à 10 Hz qui possèdent une largeur spectrale plus importante (7 nm) que la précédente afin de pouvoir être compressée en sortie de chaîne amplificatrice. L'impulsion finale a alors une énergie de 30 J pour une durée de 600 fs.

^{2.} Dihydrogéno Phosphate de Potassium

II.1.2 LULI 2000

Le laser LULI 2000 (Fig. II.3) est une installation du laboratoire LULI à l'Ecole Polytechnique.



FIGURE II.3 – Installation laser LULI 2000 : (a) Vue d'une chaîne amplificatrice. (b), (c) Vue des deux chambres d'expériences de 2 m et 1,5 m de diamètre.

Son fonctionnement est souple, et elle est capable, grâce ses deux chaînes, de délivrer des impulsions laser de l'ordre du kilojoule avec une cadence relativement élevée. La technologie Néodyme:Verre employée est identique à celle du laser Alisé. Chaque chaîne est constituée de (Fig. II.4) :

- trois amplificateurs à barreau de diamètre 50 mm,
- deux amplificateurs à disques de diamètre 94 mm,
- un amplificateur à disques de diamètre 150 mm,

auxquels viennent s'ajouter :

- Trois amplificateurs à disques de diamètre 208 mm.



FIGURE II.4 – Schéma optique simplifié d'une chaîne amplificatrice de l'installation LULI 2000.

Ces derniers amplificateurs permettent d'obtenir une énergie d'environ 1200 Joules par impulsion à la longueur d'onde fondamentale ($\lambda = 1053$ nm). Une configuration picoseconde permet, via un compresseur après le dernier amplificateur, d'obtenir une impulsion de 1 ps

avec une énergie de 200 J. Depuis Mai 2010, les impulsions peuvent être envoyées dans deux salles d'éxpériences différentes. Le temps de refroidissement de chaque chaîne après un tir à pleine puissance est de 90 minutes. Les deux chaînes peuvent tirer simultanément (2400 J toutes les 90 minutes) ou en alternance (1200 J toutes les 45 minutes).

II.1.3 LULI 100 TW

Le LULI 100 TW est l'installation de forte puissance du laboratoire LULI, capable de délivrer des impulsions de 300 fs à 1057 nm avec une énergie de 30 J. Grâce à cet outil nous pouvons explorer l'influence de la durée d'impulsion sur les processus de fragmentation. Ce laser repose sur la technique d'amplification à dérive de fréquence avec des matériaux Titane:Saphir et Néodyme:Verre.

L'installation (Fig. II.5) est composée d'un oscillateur Ti:Sa qui délivre des impulsions de 100 fs à 1057 nm à une cadence de 82 MHz. L'impulsion pilote est étirée à 500 ps, puis envoyée dans un amplificateur régénératif Titane:Saphir à double passage pompé par un laser Néodyme:YAG³ doublé. Après cette pré-amplification, l'impulsion a une énergie de 2,5 mJ. Elle passe ensuite dans une série d'amplificateurs :

- deux amplificateurs de diamètre 16 mm (Nd:Verre Silicate et Nd:Verre Phosphate),
- deux amplificateurs de diamètre 25 mm,
- deux amplificateurs de diamètre 45 mm,
- un amplificateur à disques Nd:Phosphate de diamètre 108 mm (double passage).





En sortie de cet ensemble l'impulsion a une énergie de 100 J. 40 % de cette énergie est envoyée dans un compresseur à réseaux sous vide. Du fait de la faible largeur spectrale (9 nm) de l'impulsion due aux systèmes Nd:Verre, l'impulsion ne peut être comprimée qu'à 300 fs. Elle est ensuite envoyée dans la chambre d'expériences. Le temps de refroidissement de la chaîne après un tir à pleine puissance est de 20 minutes.

^{3.} Yttrium Aluminium Garnet : Grenat d'yttrium et d'aluminium (Y33+ Al53+ O122-)

Le laser 100 TW a été fermé en Mars 2009 pour permettre la construction de l'installation ELFIE⁴, qui permettra d'obtenir en plus des impulsions 60 J/500 ps et 30 J/300 fs délivrées par la chaîne 100 TW, une impulsion de 50 fs avec une énergie de 5 J.

II.1.4 LIL

La LIL (Fig. II.6(a)) est actuellement le laser le plus puissant en Europe, et détient le record mondial d'énergie par impulsion en lumière ultraviolette avec 9,5 kJ. C'est l'installation prototype à l'échelle 1 d'une des 24 chaînes laser du LMJ (Fig. II.6(b) et II.6(c)) qui sera destiné à produire la fusion par confinement inertiel d'une bille de deutérium-tritium. Chaque chaîne est constituée de 8 faisceaux carrés regroupés en quadruplets. L'objectif de ce prototype est de valider les choix technologiques effectués, et d'identifier les points faibles de la future installation.



(a)

(b)

(C)

FIGURE II.6 – Vues de la chambre d'expériences de la LIL de 5 m de diamètre (a), d'un hall laser du LMJ (b) et de la chambre d'expériences du LMJ, de 10 m de diamètre (c).

Le fonctionnement des lasers LIL et LMJ comporte plusieurs étapes (Fig. II.7) :

- Un laser pilote fournit une impulsion de 20 ns à 1053 nm (1ω), mise en forme spatialement et temporellement. L'énergie initiale de l'impulsion est de quelques nanojoules. Des modules pré-amplificateurs comprenant un amplificateur régénératif et un amplificateur quatre passages permettent de passer du nanojoule au joule, ainsi que de mettre en forme spatialement le faisceau qui a alors une section carrée de 40 mm de côté. Pour le LMJ, quatre faisceaux pilotes seront nécessaires pour alimenter les quatre halls laser.
- Chaque faisceau laser est amplifié dans la section amplificatrice où il réalise un quadruple passage à travers 18 plaques de Néodyme:Verre pompées par flash. En fin d'amplification, chaque faisceau a une énergie comprise entre 15 et 20 kJ et une section carrée de 40 cm de côté. Pour le LMJ, l'énergie totale prévue en fin de chaîne amplificatrice sera comprise entre 3 et 4 MJ à 1ω.
- Avant la focalisation et l'entrée dans la chambre d'expérience, les faisceaux sont convertis à 3ω (351 nm) à l'aide de deux cristaux de KDP deutéré (KD²PO⁴ type I et type

^{4.} Equipement Laser de Fortes Intensités et Energie

II). Le rendement de conversion est de 50 %, et l'énergie totale pour le LMJ sera alors d'environ 1,8 MJ.



FIGURE II.7 – Schéma optique simplifié d'une chaîne amplificatrice LIL/LMJ.

L'intérêt de cette installation dans le cadre de notre travail est de pouvoir obtenir une énergie très élevée, et ainsi se placer dans des conditions permettant une analogie avec l'objectif LMJ. Ainsi, nous avons participé à la réalisation et à l'exploitation de tirs dédiés à la fragmentation sur cette installation. Ces expériences sont présentées dans le chapitre V.

II.2 Diagnostics expérimentaux

Différents diagnostics complémentaires ont été mis en œuvre au cours des campagnes expérimentales afin d'étudier les processus de fragmentation, dans le cadre de collaborations avec différents laboratoires. On peut distinguer deux types de diagnostics : les diagnostics résolus en temps et les diagnostics post-test.

II.2.1 Mesure de vitesse de surface libre résolue en temps

Mesurer la vitesse de déplacement de la surface libre au cours du temps permet d'obtenir la vitesse d'éjection des fragments générés mais aussi des informations importantes sur le comportement sous choc et sur l'endommagement du matériau impacté. Deux systèmes de mesure opérationnels ont été utilisés durant cette étude : le VISAR⁵ et la VH⁶.

II.2.1.1 Système VISAR

Le VISAR [39] est un interféromètre optique dérivé de l'interféromètre de Michelson, capable d'effectuer une mesure de vitesse résolue en temps d'une surface réfléchissante grâce à l'effet Doppler. Le principe du VISAR consiste à créer des franges d'interférence dont le déplacement est proportionnel à la vitesse de la surface sondée.

Dans nos expériences, la surface libre de l'échantillon dont on veut mesurer la vitesse est éclairée par un laser continu monomode. Nous utilisons un laser Nd:YAG doublé (Verdi) dont la longueur d'onde d'émission est $\lambda_0 = 532$ nm. Ce laser est focalisé sur le point de mesure (typiquement une tache de 30 µm de diamètre), et la lumière diffusée par la cible est collectée et injectée dans l'interféromètre (Fig. II.8).



FIGURE II.8 – Schéma optique simplifié du système VISAR.

^{5.} Velocity Interferometer System for Any Reflector

^{6.} Vélocimétrie Hétérodyne

Une partie du faisceau d'entrée (5%) est prélevée par la lame LS1 et envoyée dans un photomultiplicateur appelé BIM (Beam Intensity Monitor) qui permet de détecter les variations d'intensité du signal lumineux. Le signal d'entrée est ensuite divisé en deux par la lame LS2. Un faisceau est injecté dans la branche de référence (LS2-M1), tandis que l'autre se propage dans la branche à retard (LS2-M2). Les deux branches ont initialement une longueur géométrique identique. On peut modifier la longueur optique de la branche à retard en insérant un étalon en verre de type BK7, de longueur L_e et d'indice optique n_e . On utilise ensuite la technique de "compensation de champ" [40] en déplaçant le miroir M1 d'une distance L:

$$L = L_e \left(1 - \frac{1}{n_e} \right) \tag{II.1}$$

La différence de chemin optique entre les deux branches correspond au temps τ_e :

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

A l'instant t_0 la surface de l'échantillon est immobile. Le déphasage $\varphi(t_0)$ entre le faisceau de référence et le faisceau retardé est :

$$\varphi(t_0) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \left(n_{e0} - \frac{1}{n_{e0}} \right) 2L_e \tag{II.3}$$

La variation de vitesse de la surface est détectée grâce à l'effet Doppler qui introduit un écart de longueur d'onde entre le faisceau incident (λ_0) et le faisceau réfléchi. La variation de la longueur d'onde est liée à la vitesse de déplacement par la relation suivante :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda\left(t\right) - \lambda_0}{\lambda_0} = -\frac{2v\left(t\right)}{C} \tag{II.4}$$

où v(t) est la vitesse de déplacement de la surface à l'instant t et C la vitesse de la lumière.

Le déphasage à l'instant t s'exprime :

$$\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} v(t) 2\tau_e(1+\beta) + \varphi(t_0)$$
(II.5)

où β est le facteur de corrélation de l'indice optique de l'étalon résultant du changement de longueur d'onde du faisceau sonde, et est donné par la relation :

$$\beta = -\frac{n_{e0}}{n_{e0}^2 - 1} \lambda_0 \left(\frac{dn_e}{d\lambda}\right)_{\lambda = \lambda_0} \tag{II.6}$$

La vitesse de déplacement v(t) se calcule à partir de la mesure du déphasage $\varphi(t)$:

$$v(t) = \frac{\varphi(t) - \varphi(t_0)}{2\pi} \frac{\lambda_0}{2\tau_e} \frac{1}{1+\beta}$$
(II.7)

Le terme correctif β est de l'ordre de 10⁻² et peut donc être négligé dans l'équation (II.7).

On obtient alors :

$$v(t) = K \frac{\varphi(t) - \varphi(t_0)}{2\pi}$$
(II.8)

où K est le facteur de frange qui s'exprime : $K = \frac{\lambda_0}{2\tau_e}$. Ce facteur est fixé par l'utilisateur en fonction de la longueur de l'étalon qui sera inséré dans la branche à retard.

La superposition de la branche de référence (de longueur d'onde $\lambda(t)$) et de la branche à retard ($\lambda(t - \tau_e)$) produit des interférences au niveau de la lame LS2. Ces interférences sont traitées pour produire quatre signaux lumineux (notés 1A, 2A, 1B, 2B sur la figure II.8), selon le principe de "*push-pull*" [41]. La combinaison de ces signaux fournit la variation de $\varphi(t)$, en levant les indéterminations sur le signe de cette variation, sur les composantes continues des signaux, et en doublant le rapport signal/bruit. Le déphasage est alors déterminé à 2π près, et la vitesse v(t) est donnée par l'équation II.8, avec une incertitude nK, c'est-à-dire un nombre entier de "sauts de franges". Pour lever cette dernière ambiguïté, on peut utiliser simultanément deux interféromètres avec deux étalons de longueurs différentes [42, 43]. Dans nos expériences, nous ne disposons que d'un interféromètre, mais nous choisissons systématiquement un étalon tel que le saut de vitesse attendu soit de l'ordre d'une demi-frange, de sorte qu'un écart lié à un éventuel saut de frange soit facilement repéré. Les quatre signaux lumineux sont mesurés par quatre photomultiplicateurs, dont le temps de réponse constitue la principale limitation de résolution temporelle du système, de l'ordre de 1 ns.

La figure II.9 montre une vue de l'interféromètre utilisé. Son caractère facilement transportable a constitué un avantage majeur pour notre étude.



FIGURE II.9 – Interféromètre VISAR utilisé pour cette étude (Valyn International).

II.2.1.2 Vélocimétrie Hétérodyne

La vélocimétrie hétérodyne est aussi appelée PDV (Photonic Doppler Velocimetry) et PDI (Photonic Displacement Interferometry). C'est une technique récente qui mesure, non pas la vitesse de la surface comme le VISAR, mais le déplacement de cette surface [44, 45]. Le



FIGURE II.10 – Schéma optique simplifié du système de Vélocimétrie Hétérodyne.

schéma optique de la vélocimétrie hétérodyne est représenté dans la figure II.10.

Un laser continu émet un rayonnement à une fréquence F_0 . Celui-ci est ensuite divisé en deux. Une partie sert de référence et ne subit donc aucune modification, tandis que l'autre est focalisée sur la cible en déplacement. Le rayonnement réfléchi par la cible a une fréquence F(t) affectée par l'effet Doppler et retourne dans la fibre d'injection.

La figure II.11 représente dans le plan (x,t) le trajet des faisceaux sonde (z(t)) et référence (y(t)). La distance L_0 est la distance séparant le laser source et la cible au repos. Elle est le



FIGURE II.11 – Représentation dans un diagramme x-t du parcours du faisceau sonde et du faisceau de référence.

double de la distance séparant le laser source et le détecteur. Considérons le faisceau sonde émis par le laser au temps t = 0. Ce faisceau éclaire la cible dont le déplacement x(t) est fonction de t. Ainsi, le faisceau sonde atteint la cible au temps $t = \frac{L_0 - x(t)}{c}$, et arrive ensuite sur le détecteur au temps $t = \frac{3L_0/2 - 2x(t)}{c}$. L'onde de référence qui atteint le détecteur au même instant que le faisceau sonde, est émise par le laser au temps $t = \frac{L_0 - 2x(t)}{c}$. Ainsi les amplitudes de ces deux ondes peuvent s'exprimer :

$$z(t) = z_0 \cos\left(\omega t + \phi\right) \tag{II.9}$$

$$y(t) = y_0 \cos\left(\omega \left(t + \frac{L_0 - 2x(t)}{c}\right) + \phi\right)$$
(II.10)

où z(t) est le faisceau sonde et y(t) est le faisceau de référence. Le détecteur est sensible à l'intensité lumineuse I(t) combinée des deux faisceaux, soit le carré de la somme des deux amplitudes (II.9) et (II.10) :

$$I(t) = (y(t) + z(t))^{2}$$
(II.11)

On obtient alors :

$$I(t) = 1 + \cos\left(2\frac{2\pi}{\lambda_0}x(t)\right) \tag{II.12}$$

où x(t) peut s'exprimer en fonction de la vitesse de déplacement, comme :

$$x(t) = \int_0^t v(u) du \tag{II.13}$$

Si on suppose à présent que la vitesse est uniforme dans un intervalle de temps compris entre 0 et t, l'équation (II.12) devient alors :

$$I(t) = 1 + \cos\left(2\frac{2\pi}{\lambda_0}v(t)t\right) \tag{II.14}$$

Dans le cadre de cette approximation, la fréquence F(t) du signal obtenu devient alors directement proportionnelle à la vitesse mesurée (Fig. II.12) :

$$v(t) = \frac{\lambda_0}{2} F(t) \tag{II.15}$$

Ainsi, avec une longueur d'onde $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ et un oscilloscope dont la bande passante est de 8 GHz, la vitesse maximale v_{max} que l'on pourra mesurer est de 6200 m/s.



FIGURE II.12 – (a) Evolution de la vitesse. (b) Evolution de l'intensité lumineuse détectée.

L'utilisation de deux lasers permet de pouvoir mesurer des vitesses plus élevées que cette vitesse maximale (Fig. II.13). L'un émet à la longueur d'onde λ_0 et sert à sonder la cible en mouvement, l'autre émet à la longueur d'onde λ_1 et sert de fréquence de référence. λ_1 est choisie de telle sorte que la différence de fréquence avec λ_0 soit inférieure à la bande passante de l'oscilloscope.



FIGURE II.13 – (a) Mesure d'une fréquence (F_D) avec un laser (F_0) . (b), (c) Mesure d'une fréquence (F_D) avec un laser sonde (F_0) et un laser de référence (F_1) . Dans le cas (b) $v_{réelle} = v_{pivot} \cdot v_{mesurée}$, et dans le cas (c) $v_{réelle} = v_{pivot} + v_{mesurée}$. Les zones hachurées correspondent aux vitesses non mesurables.

La différence de fréquence entre F_1 et F_0 fait apparaître une vitesse dite pivot sans qu'il y ait de déplacement de la cible, et facilite le réglage du système avant le tir laser. Lorsque la cible se déplace à une vitesse v_{réelle}, correspondant à la différence entre la fréquence mesurée F_D et la fréquence initiale du laser sonde F_0 , la vitesse mesurée v_{mesurée} est obtenue en effectuant la différence entre la fréquence de référence F_1 et la fréquence mesurée F_{mesurée}. La vitesse mesurée étant toujours positive, on ne peut pas déterminer si la vitesse réelle est supérieure ou inférieure à la vitesse pivot. La vitesse réelle s'exprime alors :

$$v_{r\acute{e}elle} = v_{pivot} \pm v_{mesur\acute{e}e} \tag{II.16}$$

Il existe donc deux solutions possibles, dont seulement une est physique. La solution non physique pourra être discriminée par une certaine connaissance à priori du comportement de la cible.

Dans la mesure où plusieurs objets, se déplaçant à des vitesses différentes, peuvent être présents dans le champ de mesure, le signal réfléchi peut contenir plusieurs fréquences correspondant à ces différentes vitesses. Dans ce cas, le calcul direct de la vitesse v(t) à partir de la fréquence réfléchie F(t) à partir de l'équation II.15 est incorrect, car il ne permettra d'obtenir qu'une seule solution qui ne sera pas représentative.

Pour réaliser le dépouillement du signal, un logiciel spécifique nommé VaHine est développé par le CEA/DIF. Celui-ci traite le signal mesuré en effectuant une analyse par transformée de Fourier. Cette analyse est réalisée dans une fenêtre temporelle glissante, qui balaie le signal et détermine le spectre de fréquence qui le compose. Chaque fréquence déterminée dans la fenêtre correspond, via l'équation II.15, à une vitesse mesurée (Fig. II.14).



FIGURE II.14 – Principe du dépouillement des signaux VH. Une analyse par transformée de Fourier réalisée dans une fenêtre temporelle de largeur *h* détermine le spectre des fréquences mesurées. Chaque fréquence correspond à une vitesse mesurée à l'instant considéré.

Si le détecteur sature au cours de l'expérience, le signal sinusoïdal de déplacement est alors écrêté. Dans ce cas, la transformée de Fourier fait apparaître des harmoniques parasites qui sont des nombres entiers de fois la fréquence mesurée.

La largeur temporelle de la fenêtre *h* et le pas de glissement τ_{VH} sont deux paramètres ajustables qui vont influer sur la précision du dépouillement. Le pas de glissement définit la résolution temporelle du dépouillement. Si on prend une fenêtre temporelle large, on réduit l'incertitude sur la vitesse ; avec une fenêtre étroite, on réduit l'incertitude sur le temps.

II.2.2 Visualisation transverse

Si la VH et le VISAR permettent de connaître la vitesse de surface libre en un ou plusieurs points au cours du temps, ils ne permettent pas systématiquement d'identifier les phénomènes de fragmentation entrant en jeu. En effet, ces deux mesures étant effectuées sur une ou plusieurs zones ponctuelles sur la surface libre, elles ne renseignent pas sur la mise en vitesse du reste de la matière sollicitée. D'autre part, elles reposent sur l'analyse de la lumière diffusée par la surface libre, qui peut être perdue rapidement au cours de la fragmentation de la cible. Enfin, cette analyse ne renseigne pas sur les processus ayant lieu sous la surface réfléchissante (fragmentation secondaire, etc.). Un système de visualisation a donc été mis en place sur les expériences afin de compléter ces mesures. Ce diagnostic étant transverse, il est parfaitement compatible avec les deux systèmes précédents et également avec les techniques de récupération des éjectas évoquées plus loin. Il permet d'obtenir des images quasi-instantanées de la fragmentation de la cible à un ou différents instants, suivant le nombre de caméras installées et leurs caractéristiques. Il fournit dans certains cas une mesure de la vitesse moyenne de la surface libre, complémentaire par rapport aux mesures interférométriques décrites précédemment.

II.2.2.1 Montage expérimental

Afin d'imager les débris éjectés en face arrière d'une cible, on réalise un système afocal avec deux lentilles convergentes L₁ et L₂ (Fig. II.15) de distances focales f'_1 et f'_2 , respectivement.



FIGURE II.15 – Système afocal composé des lentilles L_1 et L_2 , permettant de faire l'image A'B' de l'objet AB.

Un faisceau sonde (laser, flash, ...) éclaire transversalement la face arrière de la cible. L'objet AB étant au foyer de la première lentille, son image est dans un premier temps renvoyée à l'infini, puis formée dans le plan focal image de la seconde lentille. Le grandissement γ obtenu dans cette configuration est :

$$\gamma = \frac{A'B'}{AB} = \frac{f'_2}{f'_1}$$
(II.17)

Le capteur CCD d'une caméra est ensuite positionné dans le plan focal image de la seconde lentille, permettant ainsi de réaliser l'acquisition de l'image A'B' (Fig. II.16(a)). Pour réaliser



FIGURE II.16 – (a) Schéma expérimental de la visualisation transverse. (b) Exemple de visualisation de la face arrière d'une cible au repos avant un tir laser.

plusieurs acquisitions du même phénomène à différents instants, on peut utiliser une caméra rapide, ou insérer des beamsplitters pelliculaires qui vont séparer le faisceau sonde après la reprise d'image et projeter celle-ci sur plusieurs caméras simultanément (Fig. II.16(a)). Cette deuxième possibilité permet de réaliser plusieurs acquisitions indépendantes avec des temps entre images parfaitement contrôlés par le biais de retards électroniques.

La figure II.16(b) montre un exemple de visualisation transverse avant un tir laser. La cible au repos et son porte-cible sont visibles sur la partie gauche de l'acquisition. Un champ de plusieurs millimètres est observable derrière la cible, dans lequel vont se déplacer les fragments après le tir laser. La résolution spatiale obtenue dans ce cas est de 3,57 µm/pixel. Par conséquent, si on observe un objet se déplaçant à 1000 m/s avec un temps d'exposition de 10 ns, on obtiendra un effet de flou (*blur motion*) sur environ trois pixels. Pour observer des débris très véloces, il faut que les temps d'exposition soient faibles, ce qui nécessite des caméras performantes et des sources lumineuses intenses.

Une seule acquisition de l'image des fragments ne permet de donner qu'une estimation de leur vitesse, étant donnée l'incertitude sur l'instant exact de leur éjection de la cible. En effet, si l'instant t_0 de l'impact laser peut être déterminé, il ne coïncide pas avec l'instant de création du fragment. Afin de déterminer précisément une vitesse d'éjection, deux acquisitions à deux instants différents du même objet en déplacement sont nécessaires. Seule la différence de temps entre les deux acquisitions est alors prise en compte, et l'instant t_0 de l'impact n'intervient plus. Il persiste toutefois une incertitude sur la vitesse mesurée qu'il convient d'évaluer. Cette vitesse mesurée v est calculée par la relation :

$$v = \frac{d}{\delta t} = \frac{nr}{\delta t} = \frac{(n_2 - n_1)r}{\delta t}$$
(II.18)

où δt est le délai entre les deux acquisitions, d la distance parcourue par l'objet en μ m et n la même distance en pixel pendant ce délai, r la résolution du système en μ m/pixel, et enfin n_1 et n_2 les distances en pixel de l'objet par rapport à la surface libre initiale de la cible sur les deux acquisitions. La résolution r est calculée en imageant un objet calibré de dimension l. Son image a une dimension en pixel n' et la résolution est alors $r = \frac{l}{n'}$. L'incertitude absolue sur la vitesse Δv est donnée par la relation :

$$\Delta v = \left(\frac{\Delta n_2 + \Delta n_1}{n_2 - n_1} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta n'}{n'} + \frac{\Delta \delta t}{\delta t}\right) v \tag{II.19}$$

où chaque terme ΔX est l'incertitude absolue sur le paramètre X.

II.2.2.2 Evolution du dispositif

Au cours de nos différentes campagnes expérimentales nous avons été amenés à améliorer ce système.Les deux principaux points d'amélioration sont la source lumineuse et les caméras. Trois sources différentes ont été utilisées :

- laser impulsionnel nanoseconde,
- laser continu,
- lampe flash.

Leurs différents avantages et inconvénients pour nos expériences sont résumés dans le tableau II.2 et illustrés dans le tableau II.3.

Source	Laser ns	Laser cw	Flash
Intensité lumineuse	+	+	•
Facilité de synchronisation	-	+	•
Facilité d'alignement	-	+	-
Homogénéité spatiale	-	+	•
Homogénéité temporelle	-	+	-
Speckle	-	-	+

TABLEAU II.2 – Avantages et inconvénients des différentes sources lumineuses utilisées dans le dispositif de visualisation transverse. Les points noirs indique une note moyenne.

Le terme anglais *speckle* désigne une figure d'interférence aléatoire qui peut se former au sein d'un faisceau cohérent. Ces interférences sont dues à la diffusion du faisceau par une surface dont les aspérités sont de l'ordre de la longueur d'onde (comme une lentille ou un miroir) et qui génère ainsi des sources secondaires avec des différences de marche aléatoires qui vont interférer entre elles. L'image obtenue présente alors un fond à l'allure tachetée (Tab. II.3) qui se trouve être très gênant pour nos observations dans la mesure ou les franges d'interférence destructives (taches sombres) peuvent empêcher l'observation de fragments. Ce phénomène se produit avec des sources cohérentes comme les lasers. Dans

Campagne	Faisceau d'éclairage	Taille speckle	Résolution spatiale	Durée acquisition	Exemple d'image obtenue
ALISE 2007	Laser Quanta ray (~20 ns)	> 100 µm	-	~20 ns	
100 TW 2008	Laser VERDI (continu)	~ 44 μm	14 µm	100 ns	
	Ø _D =600µm f'=40mm				<u>1mm</u>
ALISE 2008	Laser VERDI	~ 33 μm	11,44 μm	50 ns	
	Ø _□ =750µm f'=38mm				<u>.</u> 1
100 TW 2009	Laser VERDI	~ 10 μm	De 6 à 13 µm	50 ns	
	Ø _D =1000µm f'=15mm				
ALISE 2009	Lampe flash (~150 µs)	Pas de speckle	De 3,5 à 10 μm	5-10 ns	1.0

TABLEAU II.3 – Récapitulatif des caractéristiques du montage de visualisation transverse au cours de différentes campagnes expérimentales avec pour chaque cas un exemple de visualisation d'éjection de fragments (de la gauche vers la droite dans chaque image). ϕ_D et f' sont le diamètre de la fibre d'injection et la focale de la lentille de collimation.

notre montage avec un laser continu, celui-ci est injecté dans une fibre de diamètre de cœur ϕ_D puis collimaté en sortie de fibre avec une lentille convergente de focale f'. Dans ces conditions la taille caractéristique des franges d'interférence s dans la figure de speckle peut être calculé avec la relation :

$$s = \frac{1,22\lambda f'}{\phi_D} \tag{II.20}$$

où λ est la longueur d'onde d'émission du laser continu. Ainsi, en réduisant la focale de la lentille de collimation, et en augmentant le diamètre de la fibre, on réduit la taille caractéristique du speckle (Tab. II.3). Toutefois, on ne peut pas le supprimer totalement, et il continue à gêner les observations.

Par conséquent, la source qui s'est montrée la mieux adaptée pour ce type de dispositif est la lampe flash. Celle-ci émet une lumière blanche incohérente qui ne génère pas de speckle dans l'imagerie. L'acquisition obtenue présente alors un fond uniforme très satisfaisant. Une source de lumière blanche nécessite toutefois l'utilisation de lentilles achromatiques pour réaliser le système optique, afin d'éviter la présence d'aberrations chromatiques. Nous avons utilisé des lampes flash sur les campagnes Alisé en 2009 et 2010, et sur la campagne LULI 2000 en 2010.

Plusieurs caméras présentant des caractéristiques différentes ont été utilisées au cours des différentes campagnes, en particulier deux caméras rapides multi-acquisitions : la SIM (Fig. II.17(a)) et la HSFC (Fig. II.17(b)).



FIGURE II.17 - Vues des caméras rapides SIM (a) et HSFC (b).

La SIM est développée par la société *Specialised Imaging*⁷. Elle permet de réaliser 8 acquisitions de 12 bits avec des temps d'exposition minimum de 3 ns et une cadence maximale de 1 GHz. Le gain est ajustable indépendamment pour chaque acquisition, ce qui permet de compenser une éventuelle fluctuation temporelle de la source lumineuse. Cette caméra a été utilisée durant notre campagne Alisé de 2009.

La HSFC est développée par *Photonlines*⁸. Elle est composée de 4 caméras monoacquisition 12 bits. Le temps minimum d'acquisition est de 3 ns. Du fait de l'indépendance de chaque caméra, le temps entre deux acquisitions n'est pas limité. La HSFC a été utilisée pendant notre campagne Alisé de 2010.

^{7.} www.specialised-imaging.com

^{8.} www.photonlines.com

II.2.3 Récupération des fragments

La récupération des fragments donne des informations importantes sur les processus de fragmentation. Cette récupération s'effectue en disposant derrière la cible un collecteur capable de freiner les fragments sur une distance minimale tout en les altérant le moins possible. Plusieurs matériaux ont été utilisés durant cette thèse afin de remplir cette tâche :

- polycarbonate,
- aérogel,
- varagel.

II.2.3.1 Polycarbonate

Pour les expériences comportant des mesures de vitesse de surface libre (cf. II.2.1), une plaque de polycarbonate d'épaisseur 3 mm est insérée derrière la cible pour protéger la lentille ou la tête optique de l'impact des fragments éjectés. Ce matériau étant transparent au faisceau sonde, la mesure de vitesse s'effectue à travers la plaque. Positionnée à quelques millimètres de la surface libre elle est impactée par les particules qui pénètrent ou se déposent en surface. Elle fait alors office de collecteur. La figure II.18(a) montre une observation microscopique de la surface d'une plaque de polycarbonate impactée par des fragments d'aluminium. Cette surface peut aussi, après métallisation, être observée par microscopie électronique. Enfin, de par la transparence du polycarbonate, les fragments peuvent être observés transversalement après polissage de la tranche de la plaque, comme montré dans la figure II.18(b).



FIGURE II.18 – Collection de particules d'aluminium sur une plaque de polycarbonate. Vues microscopiques du dessus (a) et de la tranche (b).

Cette méthode de récupération semble toutefois agressive pour les fragments qui subissent probablement une forte altération lors de l'impact (la densité du polycarbonate étant de 1,2 g/cm³). L'histoire des sollicitations subies par la matière récupérée est donc très complexe, et les interprétations quantitatives des distributions des fragments et de leurs caractéristiques sont limitées. Pour réduire cette altération, nous avons recherché des collecteurs de plus faible densité.

II.2.3.2 Aérogel

Un matériau de type gel est composé d'une phase solide et d'une phase liquide. La phase solide forme un réseau tridimensionnel qui emprisonne la phase liquide dans ses interstices de dimensions submicroniques. En 1931, le scientifique américain Samuel Stephens Kistler chercha à retirer cette phase liquide du gel, sans modifier le réseau solide, et créa ainsi l'aérogel. Pour réaliser cette opération, il faut procéder à un séchage supercritique du gel qui permet d'évaporer la partie liquide sans altérer la partie solide. Pour cela on utilise un autoclave qui chauffe le gel à haute pression, ce qui a pour effet d'amener le liquide à l'état de fluide supercritique, puis de vapeur. Peu de gels peuvent subir cette opération, car il faut que la phase solide puisse supporter le séchage supercritique, et pour cela que son énergie de liaison soit suffisamment élevée. On obtient alors un solide composé à 99,8 % d'air, et dont la densité peut descendre jusqu'à 3 mg/cm³ (3 fois la densité de l'air), ce qui en fait un matériau aux propriétés singulières. Il existe plusieurs types d'aérogel : silice, alumine, oxyde de chrome, oxyde d'étain et carbone. Nous nous intéressons ici à l'aérogel de silice (Fig. II.19) qui présente une certaine transparence, malgré son apparence bleutée due à la diffusion Rayleigh de la lumière visible par sa microstructure dendritique dont la taille des pores est inférieure à 100 nm.



FIGURE II.19 – Vue d'un bloc cylindrique d'aérogel de diamètre 60 mm

Cette diffusion des basses longueurs d'ondes visibles rend les observations à travers le gel difficiles. L'aérogel est cependant un candidat intéressant pour la récupération de débris dans des expériences de fragmentation [46, 2]. Les cloisons formant le réseau solide présentent en effet une faible résistance mécanique, ce qui limite l'intensité du choc généré dans le fragment lors de l'impact, et réduit donc son endommagement. Le nombre important de cloisons compense cette faible résistance et assure un freinage progressif des débris collectés. En outre, la très faible masse volumique de ce matériau constitue un avantage crucial pour une utilisation au cours de missions spatiales scientifiques. L'exemple le plus connu est la sonde spatiale américaine Stardust lancée en 1999 avec à son bord un panneau d'aérogel d'une surface totale de 1 m² qui avait pour but de collecter dans un premier temps des poussières interstellaires, puis des poussières de la comète Wild 2.

Afin de permettre l'exploitation des échantillons, plusieurs expériences de calibration ont été menées en laboratoire sur des lanceurs à haute vitesse. On notera en particulier les travaux de

Hörz pour la NASA⁹ dès 1998 [47, 48, 49] et de Kitazawa pour la NASDA¹⁰ en 1999 [50]. Ce dernier a étudié l'impact de projectiles d'oxyde d'aluminium, d'olivine et de verre sodo-calcique de diamètre variant de 10 à 400 µm, lancés à des vitesses comprises entre 1 et 14 km/s dans des aérogels de silice de 0,03 g/cm³ de densité. Les impacts des fragments dans les aérogels ont ainsi fait l'objet d'une analyse résumée dans le tableau II.4.

L _{cav} / D _{ent}	L _{cav} / D _{er}	_{nt} >> 10	$L_{_{cav}}$ / $D_{_{ent}}$ ~ 10	L_{cav} / D_{ent} ~ 1
Type de cavité	Long conduit de pénétration « Carrot-shaped »		Cavités intermédiaires	Cavités hémisphériques ou dépressions
Ordre de grandeur de la vitesse d'impact	V < 3 km/s 3 < V < 5 km/s		5 < V < 7 km/s	V > 7 km/s
Géométrie de la cavité de pénétration				$\sum_{i=1}^{n}$
Caractéristiques de la cavité	 Conduit de type Carrot-shaped » Diamètre maximum sous la surface d'impact Multiples fractures coniques 	 Conduit de type « Carrot-shaped » classique Fragment peu endommagé au fond du conduit Petites fractures coniques en fin de conduit 	 Cavité plus courte et plus large que les conduits de pénétration Plusieurs conduits terminaux en fond de cavité Présence de résidus du projectile dans les conduits terminaux 	- Cavité quasi hémisphérique - Rares résidus de projectiles

TABLEAU II.4 – Caractéristiques des conduits de pénétration observés dans les aérogels [50]. L_{cav} et D_{ent} désignent respectivement la profondeur de pénétration et le diamètre d'entrée du conduit.

Cette étude met en avant les différences de morphologie des cavités creusées par les projectiles dans les aérogels en fonction de leur vitesse d'impact (Fig. II.20). La profondeur de pénétration maximale (15 à 20 mm) est atteinte pour une vitesse comprise entre 3 et 5 km/s. En dessous de 3 km/s, des fractures apparaissent le long des conduits, et il est possible de récupérer un projectile peu dégradé. Au dessus de 5 km/s, le projectile est fortement altéré par l'impact, et la profondeur de pénétration diminue.

^{9.} National Aeronautics and Space Agency

^{10.} National Space Development Agency (Agence Spatiale Japonaise)



FIGURE II.20 – Observation des différents types de conduits dans un aérogel [47]. (a) Conduits "carrot-shaped". (b) Fractures coniques observées autour du conduit. (c) Cavités intermédiaires.

Des expériences de récupération de fragments dans des aérogels ont été effectuées durant cette étude, et ont le plus souvent conduit à la destruction des collecteurs (Fig. II.21). En effet les aérogels de silice ont, comme le verre, un comportement fragile. Leur manipulation (mise en place avant le tir, démontage et observation) est une opération délicate, et les impacts de fragments métalliques véloces conduisent souvent à une destruction partielle du collecteur, rendant difficile son exploitation.



(a)



(b)

FIGURE II.21 – Fragmentation d'un aérogel suite à la collection de débris d'aluminium produits par choc laser. (a) Vue de dessus. (b) Vue en coupe.

II.2.3.3 Varagel

Pour s'affranchir de cette difficulté, nous avons opté pour un gel dénommé varagel 6527 conçu par la société Sasol Wax Gmbh. Ce gel est composé d'hydrocarbure pour la phase liquide et de polymère pour la phase solide. Sa densité, bien plus importante que celle de l'aérogel, est de 0.9 g/cm³. Sa structure de type gel, et non plus composée de vide comme l'aérogel, en font un matériau suffisamment solide et élastique pour résister aux hautes sollicitations dynamiques, tout en collectant les fragments sans trop les altérer. De plus, sa haute transparence aux longueurs d'ondes visibles permet de pouvoir observer aisément les fragments récupérés avec un simple microscope optique.

Afin de réaliser des expériences de récupération dans du varagel, on a donc été amené à mettre en forme des collecteurs avec ce matériau. Le varagel a une température de fusion comprise entre 64 et 86 °C. Un bloc de varagel est dans un premier temps placé dans une étuve et porté à une température comprise entre 85 et 90 °C. Une fois liquide, on verse le gel dans un récipient en plastique (Fig. II.22(a) dans lequel il va se solidifier. Ce récipient sera utilisé pour le maintien du gel et le positionnement du collecteur. La solidification peut faire apparaître des bulles d'air dans le gel au niveau des parois, du fait de la différence de température entre le gel et le récipient au moment du remplissage. Pour les éliminer, le collecteur, une fois parfaitement solidifié, est placé sous vide primaire. Sous l'effet du vide, le gel va se fracturer légèrement au niveau des bulles ce qui va permettre le dégazage, puis lors de la remise sous air, ces fractures vont se refermer totalement du fait du comportement viscoélastique du matériau.

Des essais de faisabilité ont été réalisés en Septembre 2008 sur l'installation Alisé, pour tester la récupération de fragments dans des varagels. Pour cela, le collecteur était positionnée à une distance de 1 cm de la surface libre de la cible (Fig. II.22(b)).







FIGURE II.22 - (a) Préparation d'un collecteur en varagel. (b) Première expérience de récupération de fragments de cibles impactées par laser dans des varagels réalisée sur Alisé.

Les tirs ont été effectués sur des cible d'or et d'aluminium avec une intensité laser d'environ 2,1 TW/cm². Ces tests ont permis de montrer le bon comportement du gel dans ces conditions expérimentales, ainsi que sa bonne efficacité de collection. Une fois récupérés, les fragments peuvent être facilement observés par microscopie optique à travers le collecteur avec une résolution spatiale pouvant atteindre quelques micromètres, et sous plusieurs angles différents. Dans la figure II.23 on peut observer des fragments d'or éjectés depuis une cible de 300 µm d'épaisseur.



FIGURE II.23 – Récupération dans du varagel de fragments d'une cible d'or de $300 \,\mu m$ d'épaisseur impactée par laser à 2,06 TW/cm². Les fragments ont pénétrés de la gauche vers la droite.

Leur profondeur de pénétration, qui atteint au maximum 11 mm, peut très probablement être corrélée à leur énergie cinétique au moment de l'impact, ainsi qu'à leur profil aérodynamique. Pour établir cette corrélation, des essais de calibration ont été entrepris au CESTA sur le lanceur MICA¹¹ qui permet de propulser des billes ou des poudres à des vitesses contrôlées. Les canaux creusés par les fragments pendant leur pénétration semblent s'être refermés. Ceci s'explique par le comportement viscoélastique du gel, ainsi qu'une température de liquéfaction basse, probablement atteinte localement pendant la pénétration du fragment. Cette fermeture des canaux de pénétration rend plus facile l'observation des fragments au sein du collecteur, mais elle supprime les éventuelles informations fournies par l'analyse des canaux (cf. II.2.3.2). Un de ces fragments est observé sous quatre angles différents dans la figure II.24.



FIGURE II.24 – Observation d'un fragment d'or provenant d'une cible de 300 µm d'épaisseur, sous quatre angles différents : (a) 90°, (b) 180°, (c) 270° et (d) 360°.

Afin d'obtenir des données quantitatives sur la population de fragments, nous avons

^{11.} MIni CAnon

effectué une analyse numérique des acquisitions réalisées par microscopie, à partir de deux images prises sous deux angles à 90° d'écart (Fig. II.25(a)). Ces vues ont ensuite été traitées avec le logiciel de traitement d'image *ImageJ* afin d'identifier les zones où se situent les fragments. Une fois les zones de matière identifiées pour chacune des deux vues, un programme écrit en Fortran détermine la correspondance entre ces vues et reconstruit ensuite une image 3D simplifiée des fragments dans le gel (Fig. II.25(b)) en supposant en première approximation qu'ils peuvent être assimilés à des parallélépipèdes rectangles.





A partir de là, nous pouvons tracer la distribution de la taille caractéristique des fragments (Fig. II.26(a)) ou leur répartition en fonction de leur distance de pénétration (Fig. II.26(b)). Cette distance de pénétration semble dépendre principalement de l'énergie cinétique des fragments à l'impact, mais aussi de leur forme. Ce point sera discuté dans la partie III.2.5. Une analyse d'image plus précise peut être envisagée avec une meilleure prise en compte de la forme des fragments. Toutefois, l'interprétation restera limitée par le fait que certains fragments peuvent être écrantés, masqués derrière d'autres fragments, en particulier dans le cas de populations d'éjectas plus denses.



FIGURE II.26 – (a) Distribution en taille des fragments récupérés dans le gel. (b) Répartition des fragments en fonction de leur taille et de leur distance de pénétration.

II.2.3.4 Analyse des collecteurs par micro-tomographie

Un moyen efficace d'obtenir des données quantitatives fiables sur la population des fragments collectés en s'affranchissant de cet "écrantage", est de réaliser une tomographie par rayons X. La tomographie est une technique d'imagerie qui permet de reconstruire le volume d'un objet à partir d'une série de mesures effectuées par tranches depuis l'extérieur. L'utilisation des rayons X permet, de par leur très petite longueur d'onde (Fig. I.1), d'obtenir une très bonne résolution spatiale. En outre, leur pouvoir de pénétration permet de traverser la matière et de quantifier des gradients de densité.

L'ESRF¹² (Fig. II.27) est l'un des trois plus importants synchrotrons actuellement en fonctionnement dans le monde avec l'APS¹³ aux États-Unis et SPring-8¹⁴ au Japon.



FIGURE II.27 – European Synchrotron Radiation Facility (ESRF).

^{12.} European Synchrotron Radiation Facility

^{13.} Advanced Photon Source

^{14.} Super Photon Ring - 8 GeV

Il est installé sur le polygone scientifique de Grenoble et est composé d'un accélérateur de particules d'environ 320 m de diamètre, où des électrons sont entraînés à très haute vitesse dans un anneau pour produire du rayonnement synchrotron. Nous avons mené une campagne préliminaire d'analyse par tomographie des fragments collectés dans des gels en Février 2010 lors d'un créneau de 8 heures sur la ligne ID 19. Les énergies du rayonnement X utilisé variaient de 15 à 40 keV en fonction du matériau contenu dans le varagel. Les résultats des tomographies sont fournis par l'ESRF sous la forme de fichiers *raw* (brut). Chaque scan est divisé en plusieurs fichiers *raw* de 1 Go, lui-même constitué d'un empilement de 256 images de 2048 \times 2048 pixels. Ainsi, chaque fichier contient 1 073 741 824 voxels, codés sur 8 bits (256 niveaux de gris), et représentant un volume dans l'échantillon de $5 \times 5 \times 5 \,\mu$ m. Nous avons alors créé un programme permettant, à partir de ces fichiers, de reconstituer en 3 dimensions l'image des fragments à l'intérieur du varagel (Fig. II.28).



FIGURE II.28 – (a) Vue microscopique des fragments d'or à travers le gel. (b) Recontruction 3D des fragments d'or dans un varagel après tomographie X.

Nous pouvons dès lors identifier les différentes particules quelle que soit leur position au sein du volume, et tracer leurs distributions en taille, au-dessus de 5µm de taille caractéristique, qui correspond à la limite de résolution du tomographe utilisé dans cette campagne préliminaire. Par la suite, on pourra utiliser un autre tomographe en service sur la ligne ID 19 de l'ESRF, qui permet d'augmenter cette résolution spatiale jusqu'à 0,27µm, le volume scanné étant alors réduit.

II.3 Codes de simulation

Plusieurs codes de simulation numérique permettent de simuler les expériences de choc laser et de reproduire le comportement dynamique des matériaux. Un des objectifs de cette thèse est de tester les capacités prédictives de différents codes et modèles, et éventuellement d'améliorer ces capacités, pour proposer un outil permettant d'anticiper par la simulation numérique les phénomènes de fragmentation sous choc laser dans des géométries plus ou moins complexes.

II.3.1 Choix d'un code de calcul

II.3.1.1 SHYLAC

Le code SHYLAC¹⁵ est développé par l'équipe "Ondes de choc" de l'institut PPRIME. C'est un code lagrangien mono-dimensionnel (1D) qui permet de modéliser la propagation des ondes de choc dans la matière condensée. Il peut traiter les calculs en hydrodynamique pure ou avec une prise en compte de comportements élasto-plastiques via différents modèles. Il intègre l'équation d'état de Mie-Grüneisen et les équations de conservation en utilisant la méthode classique des différences finies pour les dérivées spatiales et le formalisme explicite pour les dérivées temporelles.

Pour simuler le comportement dynamique des matériaux en traction, on approxime la courbe de Hugoniot par une droite dans le domaine des pressions négatives. Cette droite est tangente à l'origine de la courbe de Hugoniot.

Plusieurs types de chargements peuvent être appliqués à la cible :

- application d'une pression imposée au cours du temps,
- impact par un projectile animé d'une vitesse initiale,
- dépôt d'énergie à l'interface entre une couche transparente et une cible solide.

En revanche il ne permet pas de calculer l'interaction laser-matière. La fragmentation en 1D est traitée par la méthode de séparation des mailles. La cible est modélisée à l'aide d'un double maillage, les mailles paires représentant la matière et les mailles impaires d'épaisseur initiale nulle simulant le vide. Lorsque les conditions nécessaires à l'apparition d'une fracture sont atteintes localement, cela entraîne l'ouverture d'une maille de vide, et ainsi l'apparition de deux nouvelles surfaces libres. Ce procédé présente l'avantage de ne pas engendrer de perte de masse, et de pouvoir traiter la fermeture de la fracture en cas de recompression. Plusieurs critères de rupture ont été programmés (cf. II.3.2.2).

^{15.} Simulation Hydrodynamique LAgrangienne des Chocs

II.3.1.2 ESTHER

ESTHER¹⁶ est un code numérique développé par le CEA/DIF IIe-de-France à Arpajon [51]. C'est un code lagrangien mono-dimensionnel qui permet de modéliser l'interaction entre un rayonnement (laser, rayonnement X, électrons, ions, neutrons) et la matière. Il utilise d'importantes bases de données tabulées (équations d'état, indices optiques, conductivités thermiques, opacités, ...) de matériaux principalement métalliques.

L'interaction laser-matière est traitée par résolution des équations d'Helmholtz, ce qui permet de réaliser des calculs dans le régime femtoseconde, c'est à dire pour des impulsions dites courtes (cf. l.1).

Il traite aussi l'endommagement par séparation des mailles suivant les mêmes critères de rupture (II.3.2.2).

II.3.1.3 CHIC

CHIC¹⁷ est un code hydrodynamique bi-dimensionnel (2D) du laboratoire CELIA [52, 53], développé initialement dans le but de réaliser les simulations numériques de la FCI en attaque directe.

Son schéma hydrodynamique est basé sur un formalisme Lagrangien centré du second ordre utilisant une approchant de type MUSCL¹⁸. Dans ce schéma, les variables principales (volume spécifique, pression, énergie, température) sont centrées, et les vitesses sont calculées aux nœuds grâce à une extension bidimensionnelle du solveur acoustique de Godunov. La discrétisation temporelle est basée sur un schéma de Runge-Kutta d'ordre deux. Le calcul de conduction thermique utilise un schéma centré de diffusion d'ordre élevé s'appuyant sur un maillage non structuré.

Ce code traite l'hydrodynamique, la conduction ionique et électronique, le couplage thermique, le transport radiatif et la magnétisation du plasma. Il peut fonctionner avec plusieurs types de grilles (rectangle, couronne, cylindre) et d'éléments (triangle, quadrangle). Un module ALE ¹⁹ a été implémenté dans le but d'améliorer la précision et la robustesse des calculs en permettant un repositionnement du maillage dans le cas de trop grandes déformations. Il utilise des équations d'état tabulées telles que SESAME [54] ou BLF ²⁰ [55, 56], des tables d'ionisation et d'opacité, ainsi qu'un modèle d'Equilibre Thermodynamique Local (ETL) ou non local.

Plusieurs types de conditions aux limites sont possibles :

- irradiation laser,
- chargement en pression,
- dépôt d'énergie,
- mise en vitesse.

19. Arbitrary Lagrangian-Eulerian

^{16.} EffetS Thermo-mécaniques et Hydrodynamiques Engendrés par un Rayonnement

^{17.} Code Hydrodynamique et d'Implosion du CELIA

^{18.} Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws

^{20.} Bushman Lomonosov Fortov

La propagation et la réfraction du laser sont traitées par un algorithme tridimensionnel de *raytracing* (lancer de rayons). L'interaction laser-matière est calculée par absorption collisionnelle (bremsstrahlung²¹ inverse), ce qui restreint l'utilisation du code au régime nanoseconde. L'énergie laser est déposée jusqu'à la densité critique, et est ensuite transportée par conduction thermique dans le reste de la cible (cf. l.1). La description des solides est hydrodynamique (cf. l.2), sans réponse élasto-plastique ni endommagement.

II.3.1.4 Codes industriels

Certains codes du commerce comme RADIOSS, LS-DYNA ou encore ABAQUS peuvent être utilisés pour simuler les expériences de choc. Ce sont des codes tri-dimensionnels (3D) qui décrivent plus ou moins finement l'élastoplasticité et la fragmentation, mais ne permettent pas de calculer l'interaction laser-matière.

II.3.1.5 Discussion sur le choix du code

Les codes brièvement décrits précédemment présentent des caractéristiques et des capacités différentes qui sont résumées dans la table II.5.

Codes	SHYLAC	ESTHER	СНІС	RADIOSS, LS-DYNA
2D (et/ou 3D)	×	×	~	~
Elastique-Plastique	~	×	×	~
Interaction laser-matière	×	~	V	×
Fragmentation	~	~	×	~

TABLEAU II.5 – Comparaison des codes numériques.

Notre objectif étant de simuler la fragmentation dynamique de cibles métalliques sous choc laser, le code utilisé devrait, dans l'idéal, regrouper les capacités suivantes :

- multidimensionnel,
- interaction laser-matière,
- élastoplasticité,
- fragmentation.

On constate qu'aucun des codes disponibles ne regroupe ces quatre caractéristiques. Toutefois, pour traiter la fragmentation dynamique sous choc laser, il nous a paru primordial (i)

^{21.} Rayonnement de freinage
de traiter l'interaction laser-matière, et (ii) de pouvoir réaliser des calculs dans des géométries bidimensionnelles.

Notre choix s'est donc porté sur le code CHIC, qui semble être le plus adapté pour réaliser de telles simulations. On constate qu'il ne gère pas l'élastoplasticité, mais les domaines de pression et de taux de déformation dans lesquels nous travaillons sont tels que cet aspect peut être négligé en première approche. En revanche, la prise en compte de la fragmentation est évidemment indispensable pour traiter notre problématique. Un des objectifs de cette thèse a donc porté sur l'implémentation d'un modèle de fragmentation dans le code CHIC.

II.3.2 Apports effectués dans le code CHIC

II.3.2.1 Suppression des mailles

Afin de pouvoir reproduire les processus de fragmentation, il faut simuler la rupture dans la matière. Cela peut se faire en séparant les mailles comme dans le code 1D SHYLAC, mais cette opération basée sur un double maillage serait très lourde et complexe en 2D. Une autre possibilité consiste à supprimer des mailles afin de créer du vide et représenter les fractures, comme cela est fait dans la plupart des codes du commerce (RADIOSS, DYNA, etc.). Cette méthode appelée "érosion" entraîne une perte de matière et viole les lois de conservation (masse, énergie, ...), il faut donc s'assurer que la proportion de mailles détruites reste globalement faible.

Comme il est impossible de supprimer des mailles en cours de calcul, on va simuler la destruction de la matière qu'elles contiennent, en modifiant leurs grandeurs caractéristiques. La procédure décrite dans la figure II.29 permet de simuler l'apparition de vide.



FIGURE II.29 – (a) Procédure de suppression d'une maille dans le code CHIC. (b) Apparition d'une fracture *(rouge)* dans un maillage structuré.

La pression, la masse, l'énergie et la vitesse du son sont annulées au sein de la maille "à détruire". La conductivité thermique est annulée afin d'interdire tout transfert de chaleur à travers la fracture. Enfin, on veille à ce que les mailles supprimées ne soient pas recalculées dans l'équation d'état.

II.3.2.2 Critères de suppression

Une fois la suppression des mailles programmée, il convient de déterminer des critères de rupture, qui, une fois validés, entraîneront cette suppression.

Les modèles existants vont de la modélisation simple de la rupture instantanée dès qu'un seuil de traction est atteint, à ceux plus complexes décrivant un endommagement progressif et tenant compte de la microstructure initiale des matériaux. On peut distinguer des critères dits passifs qui n'agissent pas sur les caractéristiques du matériau avant la rupture et des critères actifs qui font intervenir un effet du taux d'endommagement dans le calcul du comportement des matériaux.

a/ Modèles de rupture

Dans un modèle de rupture en traction, le comportement du matériau n'est pas affecté jusqu'à ce que survienne la rupture, accompagnée d'une relaxation totale et instantanée des contraintes de traction.

Critère de traction maximale (cut-off)

Le critère de cut-off est fondé uniquement sur le niveau de la contrainte : lorsque la contrainte dépasse localement un seuil donné, la rupture a lieu (Fig. II.30(a)) :

$$\sigma > \sigma_{\text{seuil}} \Rightarrow \text{rupture}$$
 (II.21)

Ce critère ne prend pas en compte le caractère dynamique de l'endommagement. De fait, il a été montré que le seuil de rupture évolue avec le temps de maintien de la pression [40] et avec la vitesse de déformation [15]. Toutefois, dans la mesure où nous travaillons avec une durée d'impulsion peu variable, et donc avec un taux de déformation évoluant peu entre les tirs, ce critère peut s'avérer suffisant, au moins sur une gamme expérimentale délimitée.

Critère de Tuler-Butcher

Le critère de Tuler-Butcher est un critère passif plus évolué que le critère du Cut-off car il prend en compte un aspect cumulatif de l'endommagement, en introduisant une dépendance au temps d'application de la traction, donc de l'influence de la durée (Fig. II.30(b)) [57]. Plus le niveau de traction est élevé, plus la fracture apparaît rapidement.

$$I = \int (\sigma - \sigma_{seuil})^{A} dt \quad tant que \quad \sigma > \sigma_{seuil}$$
(II.22)

$$I > K \Rightarrow rupture$$
 (II.23)

où σ_{seuil} , A et K sont des paramètres constants caractéristiques du matériau.



FIGURE II.30 – Représentation de l'évolution de la contrainte en fonction du temps avant la déclaration de rupture pour les critères du Cut-off (a) et de Tuler-Butcher (b).

b/ Modèle d'endommagement

Dans les modèles actifs, ou modèles d'endommagement, le matériau subit un endommagement progressif qui dégrade ses propriétés mécaniques, via un couplage endommagement / loi de comportement. Quand cet endommagement atteint un stade critique, on décrète la rupture.

Un modéle d'endommagement utilisé dans les codes décrits plus haut est le modèle de Kanel [58]. Il comporte une variable d'endommagement sous la forme d'un volume de vide dans chaque élément du matériau. Cette variable croît pendant la traction et décroît pendant une recompression (refermeture des porosités ou des micro-fissures). Le volume de vide V_t évolue de la manière suivante :

k et V_{t1} sont des paramètres propres au matériau considéré. σ_{seuil} est une valeur limite qui évolue au cours du temps en fonction de V_t telle que :

$$\sigma_{seuil} = \sigma_{seuil}^0 \frac{V_{t1}}{V_t + V_{t1}} \tag{II.25}$$

où σ_{seuil}^0 dépend du matériau. On constate donc que σ_{seuil} diminue après que l'endommagement ait commencé, traduisant ainsi une plus grande facilité d'endommager un matériau déjà détérioré.

Le couplage avec la loi de comportement vient du fait que le volume de vide V_t présent dans l'élément modifie le calcul de pression dans celui-ci. Le volume pris en compte dans l'équation d'état est le volume réel de matière, soit : $V_{matiere} = V - V_t$, où V est le volume géométrique de la maille. Ainsi, la propagation des ondes à travers l'élément est modifiée par l'apparition du vide. L'endommagemnt dégrade aussi les modules élastiques du matériau en fonction de l'évolution du vide. Toutefois, CHIC ne décrivant pas l'élasticité, cet aspect du critère n'a pas été implémenté. Enfin, la rupture intervient lorsque V_t atteint une valeur critique V_{max} . La matière est alors considérée comme entièrement fracturée et l'élément est supprimé. Ce modèle purement phénoménologique fait donc intervenir quatre paramètres constants caractéristiques du matériau $(k, V_{t1}, \sigma_{seuil}^0, V_{max})$.

La procédure de suppression des mailles par érosion et les trois critères mentionnés précédemment (traction maximale, Tuler-Butcher et Kanel) ont été implémentées dans le code CHIC.

La figure II.31 montre une vue partielle d'une simulation numérique 2D axisymétrique réalisée avec ce code. Une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur, modélisée avec l'équation d'état BLF, est soumise à un choc de 40 GPa pendant 3 ns appliqué sur une surface de 2 mm de diamètre sur la face gauche (non visible sur la figure). Les vues partielles montrent l'émergence de ce choc sur la surface libre (à droite) de la cible. Une limite à la rupture de 2 GPa est modélisée dans la simulation via le critère de Cut-off. La figure II.31(b) montre la cible 50 ns après le tir laser. Le croisement des détentes incidentes et réfléchies a conduit à la création de multiples plans d'écaillage à proximité de la surface libre. Les figures II.31(c) et II.31(d) montrent l'éjection d'écailles successives à des vitesses différentes.

Les critères de rupture et d'endommagement décrits plus haut peuvent donc suffire pour simuler l'apparition de fractures dues à l'écaillage d'un matériau. Toutefois, ils ne suffisent pas pour reproduire, même grossièrement, la fragmentation d'une cible. Par exemple, dans le cas de l'écaillage présenté dans la figure II.31, le détachement de l'écaille du reste de la cible n'est pas restitué, car il est dû principalement à des rupture en cisaillement dans les mailles périphériques, et à des tractions qui ne peuvent être reproduites dans ces mailles où la gestion des surfaces libres impose une pression nulle. Les multiples écailles restent donc liées entre elles et au reste de la cible par des mailles très déformées qui ne semblent retranscrire aucune réalité physique. Au final, ces mailles vont entraîner des problèmes numériques qui empêcheront la poursuite des calculs.



FIGURE II.31 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible d'aluminium de 200 μ m d'épaisseur soumise à un chargement en pression de 40 GPa, avec une limite à la rupture de 2,0 GPa. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les axes sont gradués en μ m. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=0 ns, (b) t=50 ns, (c) t=250 ns et (d) t=350 ns après le tir laser. La proportion finale d'éléments supprimés est de 4,8 %.

II.3.2.3 Critères de rupture en déformation

Pour autoriser le détachement de l'écaille, nous avons ajouté dans le code un critère de rupture basé sur une déformation jugée excessive de la maille. Trois types de très grandes déformations ont été rencontrés durant les différentes simulations, et sont représentés dans la figure II.32. Chaque type de déformation fait l'objet d'une vérification. Dans le cas représenté dans la figure II.32(a), la déformation est principalement longitudinale. On vérifie le rapport des moyennes des côtés opposés :

$$\delta_1 = \frac{\alpha_1 + \alpha_3}{2} \qquad \delta_2 = \frac{\alpha_2 + \alpha_4}{2} \tag{II.26}$$



FIGURE II.32 – Critères de déformations pour la suppression des mailles.

$$\frac{\max\left(\delta_{1}, \delta_{2}\right)}{\min\left(\delta_{1}, \delta_{2}\right)} > \text{seuil} \Rightarrow \text{rupture}$$
(II.27)

Si le rapport des deux moyennes dépasse un certain seuil, alors le critère est validé et la maille sera supprimée. La figure II.32(b) représente une déformation qui se fait suivant une des deux diagonales. On vérifie alors le rapport des deux diagonales :

$$\frac{\max\left(\beta_{1},\beta_{2}\right)}{\min\left(\beta_{1},\beta_{2}\right)} > \text{seuil} \Rightarrow \text{rupture}$$
(II.28)

Ces deux cas sont simples. Généralement la déformation de la maille est plus complexe, comme cela est représenté dans la figure II.32(c). Pour ce cas plus général, on vérifie, suivant la direction de la déformation, le maximum entre deux côtés opposés et la moyenne des projections orhogonales sur ces côtés de deux points opposés :

$$\operatorname{Si} \frac{\alpha_{1} + \alpha_{3}}{2} < \frac{\alpha_{2} + \alpha_{4}}{2} \qquad \operatorname{Si} \frac{\alpha_{1} + \alpha_{3}}{2} > \frac{\alpha_{2} + \alpha_{4}}{2} \\ \lambda_{1} = |\alpha_{1} \operatorname{sin} (\phi_{1} - \phi_{3})| \\ \lambda_{3} = |\alpha_{3} \operatorname{sin} (\phi_{3} - \phi_{4})| \qquad \lambda_{2} = |\alpha_{2} \operatorname{sin} (\phi_{2} - \phi_{3})| \\ \lambda_{4} = |\alpha_{4} \operatorname{sin} (\phi_{4} - \phi_{1})| \qquad (II.29) \\ \frac{\lambda_{1} + \lambda_{3}}{2} < \frac{\max(\alpha_{4}, \alpha_{2})}{\operatorname{seuil}} \Rightarrow \operatorname{rupture} \qquad \frac{\lambda_{2} + \lambda_{4}}{2} < \frac{\max(\alpha_{1}, \alpha_{3})}{\operatorname{seuil}} \Rightarrow \operatorname{rupture}$$

Ce test est plus complexe mais permet de détecter une déformation aberrante d'une maille même si celle-ci ne correspond pas aux deux premiers cas simples.

Une fois ce critère mis en place, on est en mesure de simuler le détachement de l'écaille. On notera toutefois que ce critère est purement empirique, la valeur seuil n'étant reliée à aucune propriété physique du matériau considéré.

II.3.2.4 Répartition statistique d'inhomogénéités

Nous avons considéré jusqu'à présent une valeur constante de la limite à la rupture, et identique dans toutes les mailles. La cible est alors homogène. Comme le chargement est uniforme dans la zone centrale de la cible, au voisinage de l'axe de symétrie, le calcul reste mono-dimensionnel dans cette zone, avec la propagation d'ondes planes, la formation de fractures planes, et l'éjection de couches planes et parallèles dans la direction d'application du choc. Les seuls effets bidimensionnels sont des effets de bord, intervenant uniquement à la périphérie de la zone choquée. Nous verrons que cette fragmentation essentiellement 1D n'est pas conforme aux observations. En effet, une cible réelle, en particulier un échantillon polycristallin, présente des sites privilégiés pour l'amorçage des fractures (joints de grains, impuretés, ...).

Pour simuler la présence de ces défauts, la piste que nous allons suivre ici est de ne pas affecter une limite à la rupture identique à toutes les mailles, mais une limite dont la valeur se situe sur une distribution gaussienne de largeur à mi-hauteur $\delta \times \sigma_{ref}$ (Fig. II.33a) et centrée sur la valeur σ_{ref} déterminée expérimentalement grâce à l'équation (I.26) [59]. Pour calculer cette limite à la rupture, on utilise l'algorithme de Box-Muller [60] :

$$\sigma_C = \sigma_{ref} \left(1 + \frac{\delta}{2} \sqrt{-2log(u_1)cos(2\pi u_2)} \right)$$
(II.30)

où u_1 et u_2 sont des valeurs aléatoires comprises entre 0 et 1 telles que 0 < $u_{1,2}$ < 1. Cette limite à la rupture est ensuite répartie aléatoirement dans la cible (Fig. II.33b).

Cette approche essentiellement numérique n'est qu'une étape préliminaire vers une réelle prise en compte des inhomogénéités d'un matériau (joints de grain, inclusions, impuretés, etc.).



FIGURE II.33 – (a) Distribution gaussienne de la valeur de limite à la rupture avec $\delta = 0,02$ et $\sigma_{ref} = 4,1$ GPa. (b) Vue partielle d'une cible où les différentes valeurs de limite à la rupture sont réparties aléatoirement.

En effet, elle présente trois principales limitations :

- La taille caractéristique et l'espacement des inhomogénéités sont directement contraints par la taille des éléments (de l'ordre du µm), probablement trop petits pour être physiquement représentatifs.
- Les simulations bi-dimensionnelles ne fournissent pas le volume des fragments générés, ce qui nécessitera des calculs tri-dimensionnels.
- Le paramètre δ qui définit la largeur à mi-hauteur de la distribution gaussienne est fixé de manière empirique. Il n'est à ce stade relié à aucune caractéristique physique du matériau considéré.

L'approche statistique dans l'étude de la fragmentation a été initiée par Mott en 1943 [61, 62]. Plus récemment, des approches probabilistes plus complexes et fondées sur des bases plus physiques ont été proposées pour modéliser la fragmentation dynamique des matériaux ductiles par Czarnota et al. [63] ou Trumel et al. [64], des matériaux fragiles par Denoual et al. [65], ou encore la propagation des fissures dans les matériaux fragiles par Silberschmidt [66, 67]. Ces travaux pourraient fournir une base pour des améliorations futures de notre approche empirique.

II.3.2.5 Exemple de simulation avec l'ensemble des outils développés

La figure II.34 montre une vue partielle de la même simulation numérique que celle présentée dans la figure II.31 avec les apports présentés en II.3.2.3 et en II.3.2.4. Le critère de déformation détecte les formes géométriques aberrantes des éléments, et une limite à la rupture de 2,0 GPa \pm 1 % a été répartie aléatoirement dans la cible.

Sur la figure II.34(b) on constate que l'on n'obtient plus de plans d'écaillage linéaires



FIGURE II.34 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un chargement en pression de 40 GPa, avec une limite à la rupture de 2,0 GPa \pm 1%. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les axes sont gradués en µm. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=0 ns, (b) t=50 ns, (c) t=250 ns et (d) t=350 ns après le tir laser. La proportion finale d'éléments supprimés est de 9,9%.

(Fig. II.31(b), mais totalement désordonnés du fait des fluctuations aléatoires de la limite à la rupture. Ces fractures vont donner lieu ensuite à des fragments bien distincts, qui, comme nous le verrons dans le chapitre III, semblent plus proches des observations expérimentales.

Dans la figure II.34(c) on peut constater que l'écaille est entièrement détachée du reste de la cible contrairement à la simulation précédente (Fig. II.31(c)). Ce détachement est reproduit par le critère de déformation qui supprime les mailles périphériques de l'écaille, déformées par la mise en vitesse de celle-ci. Ces mailles étant sur la surface libre leur pression est nécessairement nulle. Elles ne peuvent donc pas entrer en traction et satisfaire les critères de rupture ou d'endommagement classiques.

Résultats expérimentaux et simulations numériques associées

Sommaire

III.1	Méthodologie	5
III.2	Ecaillage	8
	III.2.1 Ecaillage de l'or	8
	III.2.2 Ecaillage de l'aluminium	6
	III.2.3 Ecaillage du cuivre et du fer	3
	III.2.4 Observations post-choc des cibles	1
	III.2.5 Récupération des fragments dans des collecteurs en varagel 10	3
III.3	Fragmentation dynamique par perforation 10	6
	III.3.1 Perforation d'une cible épaisse 10	6
	III.3.2 Fragmentation de cibles minces d'or	9
	III.3.3 Fragmentation de cibles minces d'aluminium 11	8
	III.3.4 Fragmentation de cibles minces de tantale 12	7
III.4	Microjetting	0
	III.4.1 Observations expérimentales	0
	III.4.2 Etude numérique et phénoménologique	2
	III.4.3 Expériences dédiées	7

Introduction

Dans ce troisième chapitre nous présentons les principaux résultats expérimentaux obtenus en mettant l'accent sur la complémentarité des techniques mises en œuvre, et nous confrontons ces résultats aux simulations numériques correspondantes réalisées avec le code CHIC, utilisant le modèle de fragmentation que nous y avons implémenté (cf. II.3.2). Les deux principaux métaux étudiés sont les deux composants métalliques de la cible LMJ : l'or et l'aluminium. Cependant, nous avons étendu notre champ d'investigation à d'autre métaux, comme le cuivre, le fer et le tantale. D'autres résultats complémentaires assortis d'un bilan récapitulatif seront fournis dans le chapitre IV, qui portera sur les influences des différents paramètres expérimentaux sur la fragmentation.

III.1 Méthodologie

Le dispositif expérimental est schématisé dans la figure III.1. Une impulsion de haute puissance à 1,06 µm de longueur d'onde est focalisée sur la cible sur une tache de 2 mm de diamètre. La durée de l'impulsion varie entre 2 et 5 ns et l'énergie maximale peut atteindre 1200 J. L'intensité laser correspondante est d'environ 1.10^{13} W/cm². La cible est positionnée au centre d'une chambre d'expérience sous vide secondaire ($\sim 10^{-4}$ mbar) afin d'éviter le claquage de l'impulsion laser (ionisation de l'air) lors de sa focalisation.

Comme nous l'avons décrit dans le chapitre I, l'irradiation laser produit l'ablation d'une fine couche de matière dont l'expansion induit par réaction une onde de compression dans la cible solide. Durant sa propagation dans la cible, la compression se raidit et la détente s'étale. L'impulsion de pression devient alors une onde de choc triangulaire et la pression maximale décroît. Lorsque cette onde de choc atteint la surface libre, les processus de fragmentation décrits dans la partie I.3 peuvent se produire :

- microjetting,
- écaillage,
- rupture par perforation.

Plusieurs diagnostics complémentaires, détaillés dans la partie II.2 et représentés dans la figure III.1, sont utilisés pour observer et analyser ces processus de fragmentation et l'éjection des débris générés :

- visualisation transverse,
- mesure de vitesse de surface libre par VISAR ou VH,
- récupération des fragments dans des collecteurs en aérogel ou varagel.

Certaines expériences ont nécessité l'installation de montages spécifiques pour l'étude des basses et hautes températures. Ces montages seront décrits dans les paragraphes dédiés à cette étude (cf. IV.4).



FIGURE III.1 – Schéma du dispositif expérimental. Les fragments éjectés depuis la cible (de gauche à droite) suite à l'impact laser sont observés par le montage de visualisation transverse. Trois diagnostics peuvent être mis en place en face arrière : récupération des fragments dans un collecteur en varagel ou mesure de vitesse de la surface libre par VISAR ou VH.

Le code numérique CHIC permet a priori de réaliser un calcul complet en géométrie 2D, incluant la simulation de l'interaction laser-matière. Cependant la déformation des mailles sublimées est très importante et rapide, en particulier sur les bords de la tache laser, et pose des problèmes numériques. De plus, un calcul d'interaction laser-matière nécessite un maillage extrêmement raffiné au niveau de la zone d'absorption, et les dimensions de nos cibles imposeraient alors un nombre d'éléments trop important. Pour pallier ces problèmes, on découple le calcul d'interaction laser-matière et le calcul de propagation d'ondes. Dans un premier temps, on calcule l'interaction laser-matière en 1D à partir des données expérimentales :

- forme temporelle de l'impulsion laser (mesurée par une photodiode rapide),
- énergie laser (déterminée par un calorimètre en fin de chaîne amplificatrice),
- surface de la tache irradiée (mesurée à partir du faisceau pilote sans amplification au moyen d'un système d'imagerie en centre chambre).

On détermine ainsi pour chaque tir l'amplitude et le profil temporel de l'onde de compression générée dans la cible solide. Dans un second temps, on réalise une simulation 2D axisymétrique où l'on modélise une moitié de cible, sur laquelle on vient appliquer le chargement en pression calculé précédemment.

Ce découplage est légitime si les ondes réfléchies depuis la surface libre de la cible

ne viennent pas modifier la pression d'ablation appliquée par le plasma. En toute rigueur, il suppose donc une cible d'épaisseur infinie. En pratique, le chargement en pression induit sur la surface irradiée ne dure que quelques ns. Tant que cette durée est inférieure au temps d'un aller-retour d'onde dans l'épaisseur de l'échantillon, on peut appliquer ce chargement comme condition à la limite sur la surface choquée sans qu'il ne soit affecté par des ondes réfléchies.

III.2 Ecaillage

Pour étudier le phénomène d'écaillage, des expériences de choc laser ont été réalisées sur des cibles d'or, d'aluminium, de cuivre et de fer d'épaisseur variant entre 150 et 300 µm. Les expériences ont été principalement effectuées sur les lasers Alisé et LULI 2000, avec le montage présenté dans la figure III.1. Pour illustrer l'intérêt des diagnostics complémentaires et la nature des informations qu'ils apportent sur le processus d'écaillage, nous détaillons quelques expériences sur les quatre métaux étudiés, en confrontant les résultats obtenus aux simulations numériques correspondantes.

III.2.1 Ecaillage de l'or

La figure III.2 montre un exemple de visualisation transverse obtenue avec la caméra rapide SIM sur une cible d'or de 300 µm d'épaisseur soumise à une irradiation laser de 1,99 TW/cm². D'après le calcul, le choc généré dans la cible solide a une amplitude initiale de 47 GPa, et son amplitude lors du débouché en surface libre, après traversée de l'échantillon, est de 15 GPa.



FIGURE III.2 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'or de $300 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,99 TW/cm². Les images ont été obtenues avec la caméra rapide SIM. Le délai entre deux acquisitions est de 1,425 µs et la durée d'exposition de 10 ns. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de la première écaille est de $310 \pm 5 \,\text{m/s}$.

La première image montre la déformation de la surface libre après le débouché du choc. La surface, légèrement inclinée par rapport à l'axe de la visualisation, fait apparaître la réflexion de cette déformation, ainsi qu'une zone claire entre la partie déformée et le reste de la cible. Une première écaille plane est ensuite éjectée. Sa vitesse moyenne d'éjection estimée à 310 ± 5 m/s est déduite des acquisitions successives. Durant le temps d'exposition de chaque

acquisition qui est de 10 ns, le déplacement de l'écaille est de 3 µm, ce qui rend négligeable l'effet de flou. Son épaisseur apparente, plus importante que l'épaisseur initiale de la cible, est due à une courbure sur sa périphérie suite à son détachement du reste de la cible. Des fragments plus lents sont visibles derrière cette écaille principale. Plusieurs processus peuvent expliquer de tels débris. Tout d'abord, la séparation de l'écaille principale de la cible peut produire de petits fragments sur la périphérie. Ensuite le multi-écaillage [30] (cf. 1.3.2.3), qui peut survenir suite à la réflexion d'un choc triangulaire, peut entraîner la génération d'écailles secondaires plus lentes.

La figure III.3 présente la mesure VH réalisée lors de ce tir. Elle montre un front d'accélération rapide au moment du débouché du choc, puis une vitesse de déplacement à peu près constante de 300 m/s.



FIGURE III.3 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible d'or de 300 μ m d'épaisseur impactée à 1,99 TW/cm². Les lignes verticales en pointillées représentent les instants auxquels ont été effectuées les acquisitions par visualisation transverse (Fig. III.2). Les paramètres de dépouillement sont *h* = 50 ns et τ_{VH} = 5 ns.

Cette vitesse concorde avec la vitesse moyenne de déplacement de l'écaille visible dans la figure III.2. Les lignes pointillées représentent les instants auxquels ont été réalisées les acquisitions par visualisation transverse. On peut alors déterminer la vitesse instantanée de l'écaille lors des différentes acquisitions. On constate que cette vitesse est constante, et que par conséquent, le calcul de la vitesse moyenne d'éjection à l'aide de la visualisation est justifié. La mesure VH semble aussi indiquer une vitesse de déplacement de 600 m/s. En fait, ce signal est une harmonique parasite due au dépouillement (cf. II.2.1.2) et ne doit pas être pris en compte.

L'équation II.15 nous indique que choisir une longueur d'onde du laser sonde λ_0 élevée, permet de mesurer de grandes vitesses de déplacement. En contrepartie, on obtiendra une incertitude relative importante pour des vitesses de déplacement faibles. Dans le cas de l'or qui a une impédance de choc élevée conduisant à des vitesses de déplacement relativement peu importantes, on constate donc une certaine imprécision dans la mesure. Ce problème pourrait être résolu en utilisant un laser sonde émettant à une longueur d'onde plus faible (comme le verdi à 532 nm par exemple).

A cause de cette imprécision, mais aussi d'une résolution temporelle insuffisante, limitée par la largeur de la fenêtre glissante utilisée pour la transformée de Fourier (cf. II.2.1.2). Cette mesure de vitesse de surface libre ne nous permet pas de distinguer nettement le front d'accélération, la décélération (*pullback*) qui s'ensuit et le signal d'écaillage (*spall pulse*), et donc de déterminer une limite à la rupture.

La mesure VISAR permet à priori d'obtenir une meilleure résolution sur ces premières phases d'accélération et de décélération après le débouché du choc et sur le début du processus d'écaillage. Un exemple de profil de vitesse de surface libre mesuré par VISAR lors d'un tir laser à 1,68 TW/cm² sur une cible d'or de 300 µm d'épaisseur est présenté dans la figure III.4.



FIGURE III.4 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VISAR après un tir laser à 1,68 TW/cm² sur une cible d'or de 300 µm d'épaisseur.

Dans cette expérience, l'impact laser induit un choc de 39 GPa sur la surface irradiée, puis la pression s'atténue jusqu'à 14 GPa après la traversée de la cible. La surface libre subit une accélération très raide, suivie par une décélération due au débouché de l'onde de détente. Ensuite, l'initiation de l'endommagement à une certaine distance sous la surface libre entraîne une relaxation des contraintes de traction, ce qui conduit à la propagation d'une nouvelle onde de compression depuis la zone endommagée vers la surface libre qui va alors réaccélérer. Cette mesure est donc tout à fait conforme à la description phénoménologique de la partie I.3.2.1. La vitesse moyenne mesurée par le VISAR au terme de cette phase transitoire est environ 300 m/s, ce qui correspond bien à la vitesse d'éjection de 304 \pm 22 m/s déduite de la visualisation transverse pour cette expérience.

On rappelle qu'en utilisant une approximation acoustique et une description simple

de l'écaillage, la décélération Δu , entre le pic de vitesse et la vitesse minimale avant la réaccélération, peut être utilisée pour estimer la contrainte nécessaire pour amorcer l'endommagement (cf. I.3.2.1). Cette contrainte est appelée limite à la rupture et est notée σ_R . On rappelle l'équation I.26 qui permet d'estimer cette limite :

$$\sigma_R = \frac{1}{2}\rho_0 c_b \Delta u$$

où ρ_0 est la densité initiale du matériau et c_b la vitesse du son en volume (Tableau III.1).

Matériau	Vitesse du son (m/s)	Densité (g/cm ³)
Or	2928	19,30
Aluminium	5375	2,71
Fer (α)	4960	7,87
Cuivre	3940	8,96

TABLEAU III.1 – Valeurs de vitesses du son et densités pour l'or, l'aluminium, le fer et le cuivre.

Dans le cas présenté dans la figure III.6 on obtient une limite à la rupture de 4,1 GPa. Cette valeur est supérieure à celle de 3,0 GPa obtenue par Robbins dans des expériences d'impact de plaques [17] (Fig. III.5).

On sait que la limite à la rupture augmente fortement avec le taux de déformation $\dot{\varepsilon}$. Ce taux peut être calculé à partir du profil de vitesse mesuré par VISAR. La déformation monodimensionnelle du matériau peut s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0} = \frac{V - V_0}{V_0} = \frac{V}{V_0} - 1$$
 (III.1)

En se plaçant dans l'approximation acoustique (donc en assimilant $D \ge c_b$), l'équation (I.8) traduisant la conservation de la masse peut se mettre sous la forme :

$$\frac{V}{V_0} - 1 = -\frac{u}{c_b}$$
(III.2)

On obtient donc :

$$\varepsilon = -\frac{u}{c_b} \tag{III.3}$$

Le taux de déformation $\dot{\varepsilon}$ s'écrit alors :

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{\dot{u}}{c_b} \tag{III.4}$$

L'équation (I.16) nous donne l'expression approchée de la vitesse de surface libre : $u_{SL} = 2u$ d'où $\dot{u}_{SL} = 2\dot{u}$. On peut donc estimer le taux de déformation $\dot{\varepsilon}$ grâce à la mesure de vitesse de surface libre, en utilisant la relation [15] :

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{du_{SL}}{dt} \frac{1}{2c} \tag{III.5}$$

où $\frac{du_{SL}}{dt}$ est la pente moyenne de la décélération Δu sur le profil de vitesse. Cette équation est couramment utilisée pour évaluer la vitesse de déformation à partir de mesures de vitesse dans des expériences d'écaillage [15, 19, 18, 68]. Ansi, le taux de déformation correspondant à la mesure présentée dans la figure III.4 est estimé à 2,4.10⁶ s⁻¹ au lieu de 10⁶ s⁻¹ dans les travaux de Robbins [17]. Cette différence explique probablement l'écart entre ses valeurs de σ_R et celles que nous avons déterminées sous choc laser (Fig. III.5).



FIGURE III.5 – Limite à la rupture de l'or en fonction du taux de déformation. Les valeurs obtenues pendant cette thèse (+) sont comparées à celles obtenues par Robbins (<) [17]

La simulation numérique de ces expériences est réalisée avec le code CHIC, et les outils décrits dans la partie II.3.2. Dans la figure III.6(a) le profil de vitesse de surface libre mesuré (*ligne pointillée*) sur une cible d'or de 300 µm d'épaisseur impactée à 1,68 TW/cm² (Fig. III.4) est comparé avec le profil de vitesse calculé (*ligne continue*). La simulation est réalisée avec un critère du Cut-off. La limite à la rupture de 4,1 GPa, déterminée à partir du signal VISAR, est utilisée comme valeur seuil constante σ_{seuil} pour le critère de rupture. On obtient un bon accord entre les deux profils au niveau du pic de vitesse, de la décélération et de la première oscillation du signal d'écaillage. Le diagramme (x,t) (Fig. III.6(b)) représente la pression le long de l'axe de symétrie de la cible et montre la formation de quatre écailles. La formation de ces différentes écailles est visible dans les figures III.6(c) à III.6(g) qui représentent une vue partielle de la cible à la périphérie de la zone choquée, à différents instants indiqués sur le profil de vitesse (Fig. III.6(a)) et le diagramme (x,t) (Fig. III.6(b)). On y distingue donc la partie centrale (en bas) où le choc est plan et la déformation est mono-dimensionnelle, et la partie



FIGURE III.6 – (a) Comparaison entre la vitesse de surface libre mesurée par VISAR *(ligne pointillée)* après un tir laser à 1,68 TW/cm² sur une cible d'or de 300 µm d'épaisseur, et la vitesse calculée *(ligne continue)* par simulation numérique. (b) Représentation dans un diagramme (x,t) de la pression dans la cible le long de l'axe de symétrie. (c), (d), (e), (f), (g) Vues partielles de la cible en 2D. Le choc laser est appliqué sur la face gauche (non visible). Les différentes vues représentent la pression dans la cible à différents instants après l'impact laser : (c) 70 ns, (d) 86 ns, (e) 92 ns, (f) 95 ns et (g) 98 ns.

périphérique (en haut) où se manifestent les effets de bords. Cette simulation prédit une écaille principale de 15 µm d'épaisseur, et une épaisseur totale écaillée de 35 µm.

Les figures III.7 et III.8 sont deux simulations de l'expérience présentée dans les figures III.2 et III.3. La cible d'or de 300 µm d'épaisseur est modélisée avec l'équation d'état BLF et est constituée de 160 000 mailles carrées de 1,5 µm de côté. Dans le premier cas (Fig. III.7)



FIGURE III.7 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible d'or de $300 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,99 TW/cm², avec une limite à la rupture de 4,1 GPa. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les distances sont indiquées en μm . Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=200 ns, (b) t=1000 ns et (c) t=2500 ns après le tir laser. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 296 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 1,1 %.



FIGURE III.8 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible d'or de $300 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,99 TW/cm², avec une limite à la rupture de 4,1 GPa ± 1 %. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les distances sont indiquées en μ m. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=200 ns, (b) t=1000 ns et (c) t=2500 ns après le tir laser. La vitesse moyenne d'éjection de la première écaille est de 270 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 1,4%.

la limite à la rupture est uniforme et vaut $\sigma_{seuil} = 4,1$ GPa. Les fractures obtenues dans le matériau sont planes dans la partie centrale et entraînent la formation et l'éjection d'une écaille principale à 296 m/s. Celle-ci est suivie d'une écaille secondaire plus lente selon le processus de multi-écaillage. Dans le second cas (Fig. III.8) on applique une fonction de distribution gaussienne à la valeur de la limite à la rupture telle que $\sigma_{seuil} = 4,1$ GPa ± 1 % (Fig. II.33a). Cette valeur est ensuite répartie aléatoirement dans la cible (Fig. II.33b). Du fait de la présence de zones plus résistantes, l'écaille principale est retenue avant son éjection. Cela a pour effet de la ralentir globalement (270 m/s) et de la déformer. On obtient des

fractures discontinues dans le matériau qui entraînent la génération de fragments distincts de différentes tailles derrière l'écaille principale au lieu de l'écaille secondaire plane obtenue avec une limite à la rupture uniforme. Cette seconde simulation semble être plus en adéquation avec les observations expérimentales, qui révélaient des fragments de tailles diverses derrière la première écaille (Fig. III.2).

La figure III.9 présente une comparaison directe de la visualisation transverse et de la simulation numérique à trois différents instants : 365 (Fig. III.9(a)), 1790 (Fig. III.9(b)) et 3215 ns (Fig. III.9(c)) après l'impact laser.



FIGURE III.9 – Comparaison entre les visualisations transverses des fragments ejectés d'une cible d'or de 300 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,99 TW/cm² et la simulation numérique correspondante à différents temps après le tir laser : (a) 365 ns (b) 1790 ns (c) 3215 ns. Les distances sont indiquées en mm.

On obtient une bonne cohérence entre le résultat expérimental et le résultat numérique. La vitesse d'éjection de l'écaille calculée est en accord avec la vitesse obtenue lors de l'expérience, et sa courbure due au détachement du reste de la cible semble concorder. Toutefois, on peut rappeler que les valeurs des paramètres intervenant dans le modèle de fragmentation (dispersion et répartition spatiale de la limite à la rupture dynamique) ont été fixés arbitrairement, en l'absence de données physiquement fondées, avec pour seul objectif une exploration des possibilités offertes par cette approche numérique.

III.2.2 Ecaillage de l'aluminium

La figure III.10 montre une visualisation transverse obtenue lors d'un tir réalisé sur une cible d'aluminium avec une intensité laser incidente de 0,47 TW/cm². La pression maximale générée dans la cible est de 20,5 GPa, et elle s'atténue à 10 GPa après traversée de la cible de 200 µm.



FIGURE III.10 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 0,47 TW/cm². Les images ont été obtenues avec la caméra rapide SIM. Le délai entre deux acquisitions est de 0,425 µs et la durée d'exposition de 10 ns. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 656 \pm 16 m/s.

L'écaille, qui ne conserve pas une forme plane durant son envol, est éjectée à une vitesse moyenne de 656 ± 16 m/s. Son diamètre apparent est de 1,87 mm au temps t=1,215 µs et 1,56 mm à t=3,340 µs, ce qui suggère une courbure de l'écaille au cours de son envol. Elle est suivie par une grande quantité de petits fragments secondaires dont la distribution de vitesse semble plus continue que dans le cas de l'or, conduisant à l'expansion d'un nuage de petits débris. La limite à la rupture de l'aluminium étant plus faible que celle de l'or, le seuil de rupture est atteint plus souvent au cours du processus de multi-écaillage (cf. 1.3.2.3), ce qui entraîne la génération d'un plus grand nombre de fragments de plus petites dimensions.

La vitesse d'envol de l'écaille principale déterminée à partir de la visualisation transverse (Fig. III.10) est confirmée par la mesure VH (Fig. III.11), qui indique une vitesse de déplacement constante d'environ 600 m/s. Comme dans le cas de l'or (Fig. III.3), cette mesure ne permet pas de distinguer avec précision la décélération et le signal d'écaillage. La résolution temporelle du système d'acquisition est de 25 ps, nettement supérieure à celle du VISAR, mais le dépouillement du signal brut par transformée de Fourier réduit cette résolution à quelques ns, en fonction des paramètres de la fenêtre temporelle glissante (cf. II.2.1.2). Après dépouillement, on est alors incapable de discerner les oscillations du signal d'écaillage dont la période, qui dépend du matériau et de l'épaisseur de la première écaille générée, est typiquement d'une dizaine de ns.

Par ailleurs, une large gamme de composantes de vitesses est enregistrée après le



FIGURE III.11 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur impactée à 0,47 TW/cm². Les lignes verticales en pointillées représentent les instants auxquels ont été effectuées les acquisitions par visualisation transverse (Fig. III.15). Les paramètres de dépouillement sont h = 50 ns et $\tau_{VH} = 5$ ns.

débouché du choc, avant de se réduire pour faire apparaître la vitesse d'envol de l'écaille. Ces différentes composantes n'ont pas a priori de réalité physique claire.

Dans la figure III.12, la mesure VH (*en rouge*) est effectuée sur une cible d'aluminium beaucoup plus épaisse de 1000 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 2 TW/cm².



FIGURE III.12 – Comparaison entre les profils de vitesse mesurés par VISAR (*en noir*) et par VH (*en rouge*) lors d'un tir sur cible d'aluminium de 1000 µm d'épaisseur à 2 TW/cm².

La pression maximale induite dans la cible solide est de 63 GPa. Du fait de l'épaisseur élevée de la cible, l'étalement de l'onde de détente incidente est plus important, ce qui a pour effet d'augmenter de manière significative la durée de l'impulsion de pression, et par conséquent l'épaisseur de l'écaille générée et la période d'oscillation du signal d'écaillage. Dans ces conditions, la résolution temporelle de la mesure VH est suffisante pour détecter les premières phases de l'écaillage dans le profil de vitesse de la surface libre. Ainsi, dans la figure III.12, on distingue nettement la décélération derrière le choc, le signal d'écaillage, et les oscillations qui s'ensuivent. Ce profil est comparé avec une mesure effectuée par VISAR (*en noir*) lors d'un tir réalisé dans les mêmes conditions. On constate un bon accord entre les deux profils de vitesse, notamment dans la période des oscillations.

La figure III.13 présente une autre mesure VISAR (*ligne pointillée*) sur une cible d'aluminium de 250 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 0,96 TW/cm² induisant un choc de 27 GPa.



FIGURE III.13 – Comparaison entre la vitesse de surface libre mesurée par VISAR *(ligne pointillée)* après un tir laser à 0,96 TW/cm² sur une cible d'aluminium de 250 µm d'épaisseur, et la vitesse calculée *(ligne continue)* par une simulation hydrodynamique.

Le signal obtenu présente un front d'accélération raide traduisant le débouché du choc, suivi d'une décélération correspondant à l'arrivée de l'onde de détente incidente. Toutefois il ne présente pas de signal d'écaillage comme dans le cas précédent, ce qui peut être dû à une perte significative de la réflexion du faisceau sonde en raison de la non-planéité de l'écaille.

Les équations (I.26) et (III.5) et les données du tableau III.1 nous donnent pour cette expérience une limite à la rupture de 2,0 GPa pour un taux de déformation de 3,8.10⁶ s⁻¹. Dans l'ensemble, ces valeurs sont cohérentes avec les valeurs publiées dans la littérature et représentées dans la figure III.14. A titre d'exemple, une limite à la rupture de 1,6 GPa a été mesurée dans les travaux de Tollier [27], pour des chocs laser de plus faible intensité et de plus longue durée, où le taux de déformation obtenu avec l'équation (III.5) est de 0,8.10⁶ s⁻¹. On peut noter toutefois des valeurs plus importantes obtenues par Kanel [19]. Cet écart s'explique sans doute en partie par la prise en compte dans ses travaux du comportement élasto-plastique de l'aluminium par le biais d'une expression différente de σ_R (Eq.1.28) (cf. I.3.2.1) conduisant à



FIGURE III.14 – Limite à la rupture de l'aluminium en fonction du taux de déformation. Les valeurs représentées sont celles obtenues par Moshe ($^{\circ}$) [69], Tollier ($^{\diamond}$) [40], Cuq-Lelandais ($^{\circ}$) [68] et Kanel ($^{\circ}$) [19], et celles indiquées dans le Handbook ($^{\Box}$) [70].

des limites à la rupture plus importantes que celles fournies par l'approximation acoustique (Eq. I.26).

Dans la figure III.13 le profil de vitesse de surface libre mesuré (*ligne pointillée*) sur une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur impactée à 0,96 TW/cm² est comparé avec le profil de vitesse calculé (*ligne continue*) avec un critère de cut-off et une valeur seuil de 2,0 GPa. On obtient un accord correct entre les deux profils jusqu'à la fin de la décélération. Une perte du signal de mesure intervient vraisemblablement après ce moment au cours de l'expérience. En effet, la vitesse mesurée décroît sans faire apparaître le signal d'écaillage, alors que la vitesse calculée oscille suite à la formation de l'écaille.

Avec des intensités laser supérieures à 1 TW/cm² sur des cibles d'aluminium de 200 µm d'épaisseur, une perte rapide du faisceau sonde est constatée au débouché du choc, significative d'une perte de réflectivité et/ou d'intégrité de la surface libre de l'échantillon. Par conséquent, aucune mesure VISAR correcte n'a pu être réalisée pour de telles intensités sur des cibles de cette épaisseur. Cependant, l'écaillage a pu être étudié par visualisation transverse et interférométrie VH.

La figure III.15 présente une expérience sur une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur, avec une intensité laser de 1,27 TW/cm².



FIGURE III.15 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,27 TW/cm². Les images ont été obtenues avec la caméra rapide SIM. Le délai entre deux acquisitions est de 0,425 µs et la durée d'exposition de 10 ns. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 1735 \pm 27 m/s.

La pression de chargement maximale est ici de 46 GPa, et la pression en débouché du choc de 21 GPa. Une écaille est éjectée de la surface libre avec une vitesse moyenne d'éjection de 1735 ± 27 m/s et un diamètre d'environ 1,48 mm. Elle est suivie d'une multitude de fragments comme décrit précédemment. On note que dans le cas présent, le diamètre apparent de l'écaille est moins important que lors du tir présenté dans la figure III.10. Ces plus faibles dimensions laissent supposer une probable fragmentation partielle de l'écaille lors de sa formation, due à la plus importante pression de débouché de choc.

La figure III.16 montre la mesure de vitesse réalisée par VH lors du même tir. Après le débouché du choc, une vitesse constante d'environ 1700 m/s est mesurée. Cette vitesse est cohérente avec la vitesse d'éjection déduite de la visualisation transverse. Au temps t $\approx 6 \,\mu$ s, l'écaille sort du champ de mesure (après impact sur la plaque de polycarbonate), et des vitesses plus faibles comprises entre 800 et 1500 m/s sont alors mesurées. Ces vitesses correspondent aux fragments secondaires plus lents, visibles derrière l'écaille dans la figure III.15. Ces fragments subissent une décélération subite lors de leur impact sur la plaque de polycarbonate protégeant la tête optique. Cet impact se produit logiquement d'autant plus tôt que le fragment est rapide. Ainsi, l'enveloppe de cette décélération a une forme hyperbolique en accord avec le temps de vol sur la distance initiale d'environ 12 mm entre la cible et la plaque protectrice. Cet accord lève d'éventuels doutes quant à l'interprétation des différentes composantes de vitesses visibles sur la mesure, qu'on aurait pu attribuer à des signaux parasites (cf. Fig. III.3).



FIGURE III.16 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur impactée à 1,27 TW/cm². Les lignes verticales en pointillés représentent les instants auxquels ont été effectuées les acquisitions par visualisation transverse (Fig. III.15). L'hyperbole en pointillés représente l'instant t(v) où un fragment de vitesse constante v doit impacter la plaque de protection située entre la cible et la sonde VH. Les paramètres de dépouillement sont h = 50 ns et $\tau_{VH} = 5$ ns.

Les figures III.17 et III.18 montrent les simulations numériques de l'expérience présentée dans les figures III.15 et III.16. Dans le premier calcul, on utilise une limite à la rupture uniforme de 2,0 GPa ; dans le second, on introduit une distribution aléatoire de 2,0 GPa \pm 1%. Comme dans le cas de l'or, l'apport de la distribution inhomogène réside dans la formation de fractures discontinues dans le matériau qui entraînent la formation de fragments distincts de tailles variées au lieu d'écailles secondaires planes derrière l'écaille principale. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 1708 m/s dans la figure III.17 et 1605 m/s dans la figure III.18. Du fait d'une limite à la rupture plus faible dans l'aluminium que dans l'or, on produit ici un nombre de fragments beaucoup plus important, ce qui concorde avec les observations expérimentales.



FIGURE III.17 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible d'aluminium de 200 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,27 TW/cm², avec une limite à la rupture de 2,0 GPa. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les distances sont indiquées en μ m. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=100 ns, (b) t=500 ns et (c) t=1000 ns après le tir laser. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 1708 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 6,0 %.



FIGURE III.18 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,27 TW/cm², avec une limite à la rupture de 2,0 GPa \pm 1 %. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les distances sont indiquées en µm. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=100 ns, (b) t=500 ns et (c) t=1000 ns après le tir laser. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 1605 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 9,9 %.

Dans la figure III.19, la visualisation transverse présentée dans la figure III.15 est comparée à la simulation numérique de la figure III.18. On constate une bonne concordance entre les vitesses d'éjection de l'écaille principale. La simulation numérique permet aussi, malgré le caractère arbitraire de la prise en compte des inhomogénéités, de reproduire la génération de multiple fragments derrière cette écaille, avec des tailles caractéristiques qui semblent être du même ordre de grandeur que celles des fragments visibles sur la visualisation.



FIGURE III.19 – Comparaison entre les visualisations transverses des fragments ejectés d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,27 TW/cm² et la simulation numérique correspondante à différents temps après le tir laser : (a) 365 ns (b) 1215 ns et (c) 2065 ns. Les distances sont indiquées en mm.

III.2.3 Ecaillage du cuivre et du fer

La figure III.20 présente une expérience similaire sur une cible de cuivre de 250 µm d'épaisseur. La cible est impactée avec une intensité laser de 1,82 TW/cm², induisant un choc de 57 GPa sur la surface irradiée et de 19 GPa lors du débouché en surface libre.



FIGURE III.20 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible de cuivre de 250 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,82 TW/cm². Les acquisitions ont été réalisées à différents instants après le tir laser : (a) 2 µs, (b) 4 µs et (c) 6 µs. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 552 \pm 88 m/s.

Les trois acquisitions réalisées à différents temps après l'impact montrent l'éjection d'une écaille principale suivie d'une multitude de fragments de plus petites dimensions. La vitesse d'éjection de l'écaille peut être estimée à 552 ± 88 m/s. Cette vitesse d'éjection est corroborée par la mesure VH (Fig. III.21). L'écaille sort du champ de mesure après 20-25 µs. Comme dans le cas de l'aluminium (Fig. III.16), la mesure détecte ensuite des fragments plus lents (250-430 m/s), puis l'impact de ces fragments sur la protection de polycarbonate au temps t \approx 39 µs. Après cet impact, on peut observer d'autres particules plus lentes qui n'ont pas encore atteint la protection.



FIGURE III.21 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible de cuivre de 250 µm d'épaisseur impactée à 1,82 TW/cm². La ligne verticale en pointillées représente l'instant auquel a été effectuée l'acquisition par visualisation transverse (Fig. III.20). Les paramètres de dépouillement sont h = 50 ns et $\tau_{VH} = 5$ ns.

Une mesure VISAR de vitesse de surface libre a été réalisée sur une cible de cuivre de 250 µm d'épaisseur impactée par laser avec une intensité de 1,31 TW/cm² (Fig. III.22) (*ligne*



FIGURE III.22 – Comparaison entre la vitesse de surface libre mesurée par VISAR *(ligne pointillée)* après un tir laser à 1,31 TW/cm² sur une cible de cuivre de 250 µm d'épaisseur, et la vitesse calculée *(ligne continue)* par simulation numérique.

pointillée) . Le pic de vitesse lors du débouché du choc atteint 500 m/s, et on mesure une décélération de 175 m/s. La réaccélération qui devrait lui succéder n'apparaît pas sur le profil de vitesse, probablement à cause d'une dégradation du signal réfléchi due à une fragmentation ou une déformation de l'écaille.

Les équations (I.26) et (III.5) donnent ici une limite à la rupture de 3,1 GPa pour un taux de déformation de 3,3.10⁶ s⁻¹. Ce résultat est en bon accord avec ceux obtenus par Moshe [69] et Kaczkowski [71] pour des taux de déformation plus élevés (Fig. III.23). Comme pour l'aluminium (Fig. III.14), les valeurs données par Kanel sont systématiquement plus élevées avec une prise en compte du comportement élasto-plastique du métal.

Le profil de vitesse de surface libre mesuré par VISAR (*ligne pointillée*) est comparé dans la figure III.22 au profil calculé avec une limite à la rupture de 3,1 GPa (*ligne continue*). On obtient une bonne correspondance des deux profils jusqu'à la décélération. Ensuite le profil expérimental décroît sans faire apparaître de signal d'écaillage probablement à cause de la perte de la réflexion du faisceau sonde.



FIGURE III.23 – Limite à la rupture du cuivre en fonction du taux de déformation. Les valeurs obtenues pendant cette thèse (+) sont comparées à celles obtenues par Moshe ($^{\circ}$) [69], Kaczkowski ($^{\circ}$) [71] et Kanel ($^{\circ}$) [18], et celles indiquées dans le Handbook ($^{\Box}$) [70].

Des simulations numériques ont été réalisées sur des cibles de cuivre de $250 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur, modélisées avec l'équation d'état BLF, afin de simuler l'expérience présentée dans la figure III.20. Ces calculs ont été réalisés avec des limites à la rupture de 3,1 GPa (Fig. III.24) et 3,1 GPa \pm 1 % (Fig. III.25).

Dans les deux simulations, la vitesse d'éjection de l'écaille principale est de 550 m/s et concorde avec la vitesse mesurée par la VH et la visualisation transverse. La fluctuation



FIGURE III.24 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible de cuivre de 250 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,82 TW/cm², avec une limite à la rupture de 3,1 GPa. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les distances sont indiquées en μ m. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=100 ns, (b) t=500 ns et (c) t=1500 ns après le tir laser. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 550 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 2,14 %.



FIGURE III.25 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible de cuivre de 250 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,82 TW/cm², avec une limite à la rupture de 3,1 GPa \pm 1 %. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les distances sont indiquées en µm. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=100 ns, (b) t=500 ns et (c) t=1500 ns après le tir laser. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 550 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 2,6 %.

aléatoire de la limite à la rupture (Fig. III.25) permet de reproduire le nuage de fragments éjectés derrière l'écaille principale, conforme aux observations expérimentales.

La figure III.26 présente un tir laser réalisé sur une cible de fer de 250 µm d'épaisseur avec une intensité incidente de 2,19 TW/cm².



FIGURE III.26 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible de fer de 250 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de 2,19 TW/cm². Les acquisitions ont été réalisées à différents instants après le tir laser : (a) 2 μ s et (b) 6 μ s. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 373 \pm 58 m/s.

Un chargement en pression de 48 GPa est généré par l'irradiation laser. On observe l'éjection d'une écaille principale avec une vitesse moyenne de 373 ± 58 m/s. Elle est suivie par des fragments secondaires distincts comme dans le cas de l'or. L'importante courbure de l'écaille peut être reliée à la limite à la rupture élevée, qui doit rendre le détachement complet de l'écaille plus difficile sur la périphérie.

Sur la figure III.27 on peut observer la mesure de vitesse de surface libre réalisée par



FIGURE III.27 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible de fer de 250 μ m d'épaisseur impactée à 2,19 TW/cm². La ligne verticale en pointillées représente l'instant auquel a été effectuée l'acquisition par visualisation transverse (Fig. III.26). Les paramètres de dépouillement sont *h* = 50 ns et τ_{VH} = 5 ns.

VH lors du tir présenté dans la figure III.26. La vitesse mesurée après le débouché du choc est dans un premier temps de 410 m/s. Une décélération se produit ensuite au temps t \approx 2 μ s probablement avant le détachement de l'écaille du reste de la cible. En effet, du fait de la réduction de la pression par les effets de bords (détentes latérales), cette séparation s'avère plus difficile dans la zone périphérique, d'autant plus que l'épaisseur de l'écaille est importante dans ces conditions, comme nous le verrons plus loin. L'écaille est donc momentanément freinée et prend alors la courbure observée dans la figure III.26. Lorsqu'elle parvient à se détacher, la décélération cesse, et l'écaille est éjectée à une vitesse constante d'environ 375 m/s. Ce phénomène n'apparaît pas sur les mesures de vitesses précédentes réalisées sur les cibles d'or (Fig. III.3), d'aluminium (Fig. III.11 et III.16) et de cuivre (Fig. III.21) . Les écailles étant d'épaisseurs moindres, et les limites à la rupture plus faible, le détachement des écailles peut se produire plus rapidement sans engendrer de diminution notable sur la vitesse d'éjection de l'écaille. Les lignes pointillées représentent les instants auxquels les visualisations transverses ont été effectuées. On peut considérer que la vitesse d'éjection est constante entre ces deux instants, et la vitesse de 373 m/s déduite de la visualisation transverse dans la figure III.26 est cohérente avec la mesure VH.

La figure III.28 montre la mesure VISAR (*ligne pointillée*) effectuée sur une cible de fer de 250 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 2,25 TW/cm². Un pic de vitesse à 500 m/s précède un *pullback* de 270 m/s. Le profil de vitesse mesuré montre un précurseur élastique devant le front d'accélération. L'amplitude et le profil de ce précurseur, avec la relaxation précédant l'onde plastique, sont cohérents avec le comportement élastique-plastique du fer pur [72]. Les équations (I.26) et (III.5) donnent une limite à la rupture de 4,9 GPa et un taux de déformation de 2,4.10⁶ s-1. On obtient donc une bonne cohérence avec des tirs laser de plus forte intensité [72] (Fig. III.29) où la limite à la rupture pour le fer- α a été calculée à 5 GPa, et avec des résultats d'expériences d'impacts de plaques [73, 74, 75]

Pour simuler ces expériences, le comportement du fer est modélisé avec l'équation d'état SESAME 2150, car l'équation d'état BLF du fer ne restitue pas la transition de phase solide



FIGURE III.28 – Comparaison entre la vitesse de surface libre mesurée par VISAR *(ligne pointillée)* après un tir laser à 1,78 TW/cm² sur une cible de fer de 250 µm d'épaisseur est comparé à la vitesse calculée *(ligne continue)* par simulation numérique.



FIGURE III.29 – Limite à la rupture du fer en fonction du taux de déformation. Les valeurs obtenues pendant cette thèse (+) sont comparées à celles obtenues obtenues par Razorenov (\bigtriangledown) [74], De Rességuier (\Box) [72], Veeser (\diamondsuit) [76] et Voltz (\bigtriangleup) [73].

 α - ε qui se produit pour une pression de choc de 13 GPa, et qui joue un rôle majeur dans la propagation des ondes de choc [72]. Conformément à la mesure précédente, on utilise une limite à la rupture de 4,9 GPa.

Dans la figure III.28 on compare le profil de vitesse mesuré par VISAR (*ligne pointillée*) sur une cible de 250 µm d'épaisseur et le profil obtenu par simulation numérique (*ligne continue*). Comme le code CHIC ne comporte pas de loi de comportement élasto-plastique, la simulation ne permet pas de reproduire le précurseur élastique visible sur le profil expérimental. On obtient toutefois un bon accord entre les deux signaux.

Les simulations du tir correspondant à la figure III.26, sur une cible de fer de 250 μ m d'épaisseur avec une intensité laser de 2,19 TW/cm², sont présentées dans les figures III.30 et III.31. La limite à la rupture est fixée uniformément à 5,0 GPa (Fig. III.30) ou distribuée aléatoirement à 5,0 GPa \pm 0,5% (Fig. III.31). L'écaille principale présente une épaisseur



FIGURE III.30 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible de fer de 250 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de 2,19 TW/cm², avec une limite à la rupture de 5,0 GPa. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les distances sont indiquées en μ m. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=200 ns, (b) t=1000 ns et (c) t=2000 ns après le tir laser. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 402 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 1,79 %.



FIGURE III.31 – Vue partielle d'une simulation 2D axisymétrique d'une cible de fer de 250 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de 2,19 TW/cm², avec une limite à la rupture de 5,0 GPa \pm 1 %. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche (non visible) sur un rayon de 1 mm. Les distances sont indiquées en μ m. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=200 ns, (b) t=1000 ns et (c) t=2000 ns après le tir laser. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 390 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 2,22 %.
importante et est éjectée à 402 m/s dans la figure III.30 et 390 m/s dans la figure III.31. Une quantité peu importante de fragments est éjectée derrière l'écaille, due à la limite à la rupture élevée du fer, ce qui concorde avec les observations (Fig. III.26). La figure III.32 représente l'évolution du profil spatial de l'impulsion de pression dans la zone centrale de la cible.





Du fait des différences entre les vitesses du son dans les phases α et ε , la transition α - ε se produisant au-dessus de 13 GPa, puis la transition inverse ε - α se produisant en détente, entraînent une évolution de ce profil vers un créneau de pression. La réflexion de ce créneau sur la surface libre explique la formation d'une écaille d'épaisseur importante et l'absence de multi-écaillage (qui ne peut se produire qu'avec un choc triangulaire).

III.2.4 Observations post-choc des cibles

Une analyse des cibles récupérées est réalisée après le tir par microscopie à balayage électronique (MEB), afin d'examiner les cratères d'écaillage des différentes cibles (Fig. III.33).



FIGURE III.33 – Représentation schématique de l'observation par microscopie électronique de la surface libre d'une cible écaillée.

Des exemples d'observation de cibles récupérées après choc laser sont présentées dans les figures III.34 et III.35.





FIGURE III.34 – Observations MEB des cratères d'écaillage dans des échantillons après le tir laser : (a) Cible d'or de $300 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur (1,99 TW/cm²), (b) cible d'aluminium de $200 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur (1,78 TW/cm²), (c) cible de fer de $250 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur (2,19 TW/cm²) et (d) cible de cuivre de $250 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur (1,82 TW/cm²).



(c) (d)

FIGURE III.35 – Observations MEB à plus fort grossissement des faciès de rupture dans des échantillons écaillés par choc laser : (a) Cible d'or de $300 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur (1,99 TW/cm²), (b) cible d'aluminium de $200 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur (1,78 TW/cm²), (c) cible de fer de $250 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur (2,19 TW/cm²) et (d) cible de cuivre de $250 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur (1,82 TW/cm²).

Les différentes vues montrent les cratères d'écaillage sur les surfaces libres d'où ont été éjectés les multiples fragments. Les figures III.34(a) et III.34(d) sont caractéristiques du comportement ductile de l'or et du cuivre. Dans ce mode de rupture, l'endommagement résulte de l'apparition, l'accroissement et la coalescence de vides sphériques, donnant lieu à une structure en cupules (cf. I.3.2.4). Les vues détaillées présentées dans les figures III.35(a) et III.35(d) montrent que la taille de ces cupules varie de 1 à quelques µm pour les deux métaux.

A l'inverse, on observe dans la cible de fer (Fig. III.34(c) et III.35(c)) un comportement fragile avec l'apparition et la croissance de fractures rectilignes conduisant à des faciès plus lisses localement, qui concordent avec de précédentes observations [72, 77].

L'échantillon d'aluminium montre un comportement mixte, combinaison des aspects ductile et fragile (Fig. III.34(b) et III.35(b)). Nous reviendrons sur ce comportement dans la partie IV.5.

III.2.5 Récupération des fragments dans des collecteurs en varagel

La figure III.36(a) est une vue en microscopie optique à travers un collecteur en varagel, positionné à 1 cm derrière une cible d'or de 300 µm d'épaisseur impactée par un tir laser à 2,35 TW/cm². L'écaille principale (Fig. III.36(b)) possède une face lisse correspondant à la surface libre initiale de la cible, et une face rugueuse correspondant à la fracture. Une population de fragments submillimétriques peut être observée, et associée aux fragments détectés derrière l'écaille principale sur la visualisation transverse d'un tir similaire présentée dans la figure III.2.





La figure III.37(a) montre les fragments récupérés après un tir laser à 7,25 TW/cm² sur une cible d'or de 300 µm d'épaisseur. Contrairement au cas précédent (Fig. III.36), on n'observe ici aucune écaille principale, mais une multitude de fragments submillimétriques. Le choc induit dans la cible a une amplitude initiale de 144 GPa, et 43 GPa lors du débouché en surface libre. Cette pression de débouché de choc plus élevée que pour le cas précédent (16 GPa) a probablement entraîné une fragmentation de l'écaille lors de son éjection.

Ce varagel a été analysé par tomographie X lors d'une campagne expérimentale réalisée à l'ESRF (cf. II.2.3.3). Les figures III.37(b) et III.37(c) montrent une reconstruction 3D des fragments sous deux angles de vue différents. La taille des voxels sur cette reconstruction est de 5 µm, ce qui correspond à la résolution du tomographe. On note une très bonne reproduction de la forme et des dimensions des fragments visibles dans la figure III.37(a) grâce à cette technique qui permet d'avoir une caractérisation complète (position, forme, dimensions) de chaque débris contenu à l'intérieur du gel, et dont la taille est supérieure à la résolution du tomographe. Dans cet exemple, l'analyse tomographique identifie 1 421 408 voxels de matière dans l'échantillon. Chaque voxel représentant un volume de 1,25.10⁻¹⁶ m³ d'or, la masse totale récupérée et détectée dans le varagel est de 3,42 mg. Le diamètre du cratère d'écaillage étant d'environ 3 mm, si on suppose que tous les fragments ont été récupérés et détectés, on en déduit une épaisseur totale écaillée de l'ordre de 26 µm.





FIGURE III.37 – (a) Vue microscopique à travers un collecteur en varagel des fragments récupérés après un tir à 7,25 TW/cm² sur une cible d'or de 300 μ m d'épaisseur. (b), (c) Vues sous deux angles différents après reconstruction 3D de la population de fragments par tomographie X. Les fragments sont entrés du haut vers le bas. Les axes sont gradués en mm.

La tomographie permet en particulier de construire une distribution en taille des fragments récupérés dans le varagel. La figure III.38 représente la distribution des fragments en fonction de leur taille caractéristique. Les fragments ayant des géométries variées, cette taille caractéristique est calculée comme étant le diamètre d'une sphère de volume égal au volume réél du fragment donné par la tomographie. Dans l'exemple analysé, on dénombre 400 fragments, dont les tailles suivent une distribution décroissante avec un maximum compris entre 5 et 25 µm. La taille caractéristique moyenne des fragments récupérés est de 56 µm.



FIGURE III.38 – Distribution en taille des fragments d'or collectés dans le varagel présenté dans la figure III.37.

La figure III.39 montre les fragments collectés dans un varagel après un tir laser sur une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur avec une intensité laser de 1.54 TW/cm². L'écaille principale est récupérée intègre et a pénétré profondément dans le gel. Ses dimensions semblent cohérentes avec celles de l'écaille visible sur la visualisation transverse réalisée lors d'un tir similaire et présentée dans la figure III.15. Cette écaille est accompagnée d'une population de fragments dont la taille caractéristique ne semble pas dépasser 200 µm. Ces fragments sont issus du multi-écaillage et du détachement de l'écaille du reste de la cible, comme sur la figure III.15.



FIGURE III.39 – Vues microscopiques à travers un collecteur en varagel des fragments d'aluminium récupérés. Le collecteur était positionné derrière une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur impactée par un tir laser à 1,54 TW/cm². Les fragments sont entrés de la gauche vers la droite.

III.3 Fragmentation dynamique par perforation

Dans la partie 1.3.3 nous avons mentionné l'épaisseur de la cible comme principal paramètre déterminant le processus de perforation (Fig. 1.23), tout en indiquant que ce mode de rupture pouvait coexister avec l'écaillage dans un même tir. L'intensité laser est un autre paramètre expérimental qui peut permettre l'obtention du processus de rupture. Ainsi, une augmentation significative de cette intensité peut engendrer une rupture par perforation d'une cible dite épaisse. Dans ce qui suit, nous illustrons ce cas par un exemple, puis nous étudions la réponse de cibles minces où la rupture par poinçon dynamique est le principal mécanisme de fragmentation, conduisant à des populations d'éjectas sensiblement différentes de celles générées par écaillage.

III.3.1 Perforation d'une cible épaisse

La figure III.40 montre une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur ayant subi un choc laser de 7,59 TW/cm² (Fig. III.40).



FIGURE III.40 – Observation microscopique de la face arrière d'une cible d'aluminium de 200 μ m d'épaisseur impactée sur une tache focale de 2 mm de diamètre avec une intensité laser de 7,59 TW/cm².

Les pressions maximale et de débouché de choc obtenues dans ces conditions sont respectivement de 166 et 72 GPa. La mise en vitesse de la matière entraîne un effet de cisaillement important sur la périphérie de la zone impactée. Cet effet de poinçon engendre une rupture de l'échantillon et l'éjection de toute la zone choquée (y compris la zone non-écaillée). On distingue le contour d'un cratère d'écaillage autour de la zone perforée, qui montre que le processus d'écaillage s'est produit avant la perforation.

La figure III.41(a) montre les fragments collectés dans un varagel à l'issue de cette expérience. On observe une multitude de fragments de petites dimensions, ainsi que des traînées sombres dans le sillage de ces fragments, probablement dues à la présence de débris micro ou sub-micrométriques, que l'observation microscopique ne permet pas de distinguer.



(a)



FIGURE III.41 – (a) Vues microscopiques à travers un collecteur en varagel des fragments récupérés après un tir laser à 7,59 TW/cm² sur une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur. (b), (c) Reconstructions 3D de l'image des fragments dans le varagel après tomographie X. Les fragments sont entrés du haut vers le bas. Les axes sont gradués en mm.

La fusion dans l'aluminium est atteinte sous choc au dessus de 100 GPa et en détente entre 60 et 100 GPa [78]. On en déduit donc que l'intégralité de la cible d'aluminium est fondue après le passage de la détente incidente. Par conséquent, l'interaction de cette onde avec la détente réfléchie se produit dans le métal fondu, et elle conduit au processus de micro-écaillage (cf. I.3.2.5). D'après les études expérimentales et théoriques de ce processus, il doit générer des gouttelettes de tailles comprises entre quelques fractions de µm et quelques µm [78, 79]. Ces gouttelettes resolidifiées sont probablement présentes dans le varagel (dans l'amas sombre visible sous la surface d'impact), mais leur taille est insuffisante pour qu'elles puissent être détectées en microscopie optique.

Une tomographie X a été réalisée sur cet échantillon, et la reconstruction 3D des fragments obtenue est présentée dans les figures III.41(b) et III.41(c). Les traînées sombres observées sur la figure III.41(a) n'apparaissent pas sur la reconstruction 3D, ce qui indique que la taille caractéristique des débris qui les composent est inférieure à la résolution spatiale du

tomographe (5 µm). La distribution en taille des fragments contenus dans le varagel est représentée dans la figure III.42.



FIGURE III.42 – Distribution en taille des fragments d'aluminium collectés dans le varagel présenté dans la figure III.41.

Cette distribution montre un grand nombre de fragments (~ 27000) dont la taille caractéristique moyenne est de 21 µm. La masse totale récupérée et détectée est de 2,2 mg. Cette masse correspond à un volume d'aluminium très proche du volume manquant dans la cible perforée récupérée après l'expérience. Cela indique que la perforation de la cible, sur un diamètre légèrement supérieur à la tache focale laser (2 mm), a produit des éjectas qui ont été pratiquement intégralement récupérés dans le varagel. Toutefois, cette masse reconstituée ne comprend pas les fragments composant les traînées sombres visibles sur les observations microscopiques (Fig. III.41(a)) et qui ne sont pas détectés par la tomographie.

La figure III.43 montre la répartition des fragments par rapport à l'axe central du collecteur en fonction de leur profondeur de pénétration. On constate que les fragments entrés profondément dans le gel sont proches de l'axe central. Leur éjection, comme on peut le voir sur les visualisations transverses dans des tirs similaires, s'effectue suivant une direction normale à la cible. En revanche, les fragments les plus lents, rentrés peu profondément sous la surface du gel, sont éloignés de l'axe central. Cette distance suggère des fragments issus de la perforation de la zone choquée, éjectés avec une composante de vitesse centrifuge.



FIGURE III.43 – Distance des fragments dans le varagel par rapport à l'axe central en fonction de leur profondeur de pénétration.

III.3.2 Fragmentation de cibles minces d'or

La figure III.44 présente la visualisation transverse obtenue lors d'un tir laser sur une cible d'or de 20 µm d'épaisseur avec une intensité incidente de 1,59 TW/cm². L'impact laser induit dans l'échantillon un chargement en pression de 37 GPa.

Un premier amas de fragments est éjecté à une vitesse de 809 ± 41 m/s. Ce premier groupe de fragments correspond probablement à une écaille fragmentée. Ce phénomène de fragmentation des écailles pour de fortes pressions de débouché de choc a été évoqué dans la partie III.2. Dans les cibles minces, l'onde de choc est peu atténuée lorsqu'elle atteint la surface libre, et la pression de débouché de choc est donc plus élevée que dans une cible épaisse. La perforation de la cible se produit ensuite et s'accompagne d'un nuage dense d'éjectas. La première image obtenue par visualisation transverse (t=0,365 µs) montre la lumière émise par le plasma d'ablation entre la cible et son support (à gauche). Cette lumière est encore légèrement visible dans la deuxième acquisition (t=0,965 µs), puis disparaît avec l'extinction du plasma.



FIGURE III.44 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'or de $20 \,\mu m$ d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,59 TW/cm². Les images ont été obtenues avec la caméra rapide SIM. Le délai entre deux acquisitions est de 0.570 µs et la durée d'exposition de 5 ns. Le choc se propage de la gauche vers la droite. La vitesse maximale d'éjection des fragments est de 809±41 m/s.

Une mesure de la vitesse de surface libre par vélocimétrie hétérodyne a été effectuée lors de ce tir (Fig. III.45). Le profil enregistré met en évidence dans un premier temps un front d'accélération raide traduisant le débouché de l'onde de choc. Ensuite, plusieurs composantes de vitesse comprises entre 750 et 800 m/s sont mesurées, cohérentes avec les vitesses moyennes de déplacement des fragments associés à l'écaille (Fig. III.46(b)) déduites des visualisations transverses. Après 2 µs, de nouvelles composantes de vitesse plus basses apparaissent (à partir de 400 m/s). Leur apparition est conforme avec l'observation de l'expansion d'un nuage de fragments éjectés avec une large gamme de vitesses (Fig. III.46(a)).



FIGURE III.45 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible d'or de 20 μ m d'épaisseur impactée à 1,59 TW/cm². Les lignes verticales en pointillées représentent les instants auxquels ont été effectuées les acquisitions par visualisation transverse (Fig. III.44). Les paramètres de dépouillement sont *h* = 50 ns et τ_{VH} = 5 ns.

Cette mesure illustre bien la capacité du système VH à sonder une large population de fragments de petites dimensions, regroupés dans un petit volume, animés de vitesses différentes.

Après 5 µs, des vitesses plus élevées que la vitesse d'écaille (comprises entre 800 et 1200 m/s) apparaissent sur l'enregistrement. Elles peuvent correspondre aux fragments générés par le processus de *microjetting*, visibles dans la visualisation transverse devant l'écaille fragmentée (Fig. III.46(a)). Ce processus de *microjetting* sera détaillé dans la partie III.4.



FIGURE III.46 – Identification de l'origine des fragments visibles sur la visualisation transverse présentée dans la figure III.44.

Tous ces éjectas plus ou moins rapides impactent la protection de polycarbonate à des instants successifs, d'autant plus tôt que leur vitesse de vol est élevée. Cet impact entraîne sur la mesure une chute brutale de leur vitesse. Il se produit à un temps t qui dépend de la vitesse d'éjection v et de la distance initiale d entre la cible et la plaque de polycarbonate ($\sim 12 \text{ mm}$). Dans le plan (t,v) de la mesure de vitesse, les impacts sont donc situés sur une hyperbole d'équation $t = \frac{d}{v}$ représentée dans la figure III.45. Comme nous l'avons souligné précédemment, cette enveloppe hyperbolique très claire est un élément important de validation de la mesure VH, au même titre que la cohérence avec les visualisations transverses.

La figure III.47 montre la simulation numérique de cette expérience. L'intégralité de la cible a été discrétisée en 57000 mailles carrées de 1 μ m de côté. La limite à la rupture est de 4,1 GPa \pm 1 %, valeur issue des expériences d'écaillage (cf. III.2.1). Elle est aléatoirement répartie dans la cible. Tout d'abord, une écaille est formée et est éjectée à une vitesse de



FIGURE III.47 – Vue partielle d'une simulation 2D d'une cible d'or de $20 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,59 TW/cm², avec une limite à la rupture de 4,1 GPa \pm 1%. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche sur un diamètre de 2 mm. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=200 ns, (b) t=500 ns, (c) t=2000 ns et (d) t=4000 ns après le tir laser. La vitesse maximale d'éjection des fragments est de 800 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 18,6%.

800 m/s, suivie par des fragments plus lents de taille micrométrique dus à un écaillage multiple. La rupture de la feuille intervient ensuite sur la périphérie de la zone impactée et entraîne l'éjection de la partie découpée à une vitesse de 400 m/s. Les fragments générés au cours de cette simulation ont une vitesse d'éjection comprise en 400 (perforation) et 800 m/s (écaillage), ce qui correspond à la gamme de vitesse enregistrée par la mesure VH (Fig. III.45). Au temps $t = 4 \mu s$, la cible est entièrement percée et présente une forte courbure au niveau des bords de la zone perforée.

Cette simulation montre l'intérêt des outils numériques décrits dans les parties II.3.2.3 et II.3.2.4, et implémentés dans le code CHIC. En effet, un simple critère de rupture en traction ne permettrait pas de reproduire la perforation d'une cible. En revanche, le critère de déformation permet de traiter de façon géométrique l'effet de cisaillement qui caractérise ce processus de fragmentation, même si la valeur seuil intervenant dans ce critère reste empirique à ce stade exploratoire. La fluctuation aléatoire de la limite à la rupture permet quant à elle de générer des fragments distincts conformes aux observations expérimentales. Toutefois, la fragmentation de l'écaille principale n'est pas reproduite. De plus, on note que la proportion d'éléments supprimés est importante (18,6%), ce qui pose un problème de non-conservation de la matière (masse, énergie ...).

Dans la figure III.48, la simulation numérique (Fig. III.47) est comparée à la visualisation transverse (Fig. III.44) à trois différents instants : 365 (Fig. III.9(a)), 1790 (Fig. III.9(b)) et 3215 ns (Fig. III.9(c)) après l'impact laser. On note une certaine cohérence entre la simulation et l'expérience, même si la visualisation ne permet pas de discerner les éjectas, dans la mesure où elle intègre les informations suivant l'axe transverse à la cible, et ne fait alors apparaître qu'un amas opaque de débris. On peut observer dans l'expérience une mise en vitesse de la surface libre de la cible, hors de la zone choquée (avancée de la surface en haut



FIGURE III.48 – Comparaison entre les visualisations transverses des fragments ejectés d'une cible d'or de 20 μm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,59 TW/cm² et la simulation numérique correspondante à différents temps après le tir laser : (a) 365 ns (b) 1505 ns (c) 3215 ns. Les distances sont indiquées en mm.

à gauche des acquisitions), qui n'est pas reproduite dans la simulation.

Afin d'estimer la taille des fragments éjectés, une expérience similaire a été réalisée en disposant un collecteur en varagel derrière une cible d'or de 20 µm. L'impact laser de 1,18 TW/cm² induit dans la cible solide une pression maximale de 27,5 GPa. La figure III.49 présente des observations par microscopie optique à travers le collecteur des fragments d'or récupérés dans le varagel. Ces observations nous permettent de distinguer deux types de fragments : (i) les fragments "liquides" et (ii) les fragments "solides".





FIGURE III.49 – Vues microscopiques à travers un collecteur en varagel des fragments d'or récupérés. Le collecteur était positionné derrière une cible d'or de 20 μ m d'épaisseur impactée par un tir laser à 1,18 TW/cm². Les fragments sont entrés de la gauche vers la droite.

Les fragments dits liquides ont une forme sphérique et une surface lisse (Fig. III.49(d)), qui indiquent qu'ils ont fondu, puis se sont resolidifiés (au moins partiellement) avant de pénétrer dans le gel. Ils ont ainsi conservé leur forme sphérique (due à la tension de surface) pendant cette pénétration. La pression générée dans la cible est insuffisante pour atteindre la fusion de l'or sous choc ou en détente. La fusion observée est donc due au chauffage par le laser. Ces fragments liquides proviennent donc sans doute de la face avant. Du fait de la perforation de la cible, ils ont été éjectés vers le gel (Fig. III.50).

La plupart de ces fragments sont proches de la surface d'entrée du varagel, ce qui



FIGURE III.50 – Description schématique de la fragmentation d'une cible par choc laser, entraînant différents processus d'éjection de matière : *microjetting*, écaillage et perforation, et conduisant à des fragments solides et liquides.

indique une vitesse d'impact faible. La figure III.49(d) met cependant en évidence un fragment sphérique entré profondément dans le collecteur (\sim 10,5 mm). Son diamètre de 200 µm correspond à 10 fois l'épaisseur initiale de la cible. Sa distance de pénétration importante malgré sa vitesse d'impact supposée faible s'explique par sa masse élevée.

Les fragments dits solides proviennent de la partie restée solide de la cible, et sont générés par les processus de perforation et d'écaillage. Leurs formes sont irrégulières et leurs tailles caractéristiques sont de quelques dizaines de μ m. Les fragments issus de l'écaillage sont rentrés profondément dans le gel (jusqu'à ~ 10 mm) étant donnée leur vitesse élevée (~ 800 m/s).

Ce varagel a été tomographié lors de la campagne à l'ESRF (cf. II.2.3.4). Dans la figure III.51 on peut observer deux vues sous deux angles différents de la reconstruction 3D des fragments dans le collecteur.

La masse totale des débris récupérés dans le varagel est de 25 mg. Elle correspond à un volume cylindrique d'or de 20 µm de hauteur et 9 mm de diamètre. Ce diamètre est très supérieur au diamètre d'impact (2 mm), mais la cible récupérée après le tir présente en effet un manque volumique proche de celui déduit de la masse récupérée. On peut en déduire que l'ouverture de la cible suite à la perforation a entraîné une éjection supplémentaire de matière, avec des vitesses centrifuges importantes, conduisant à une large zone d'impact sur la surface du varagel (diamètre ~ 10 mm). Cette éjection tardive n'a pas été observée sur les visualisations.



FIGURE III.51 – Vues sous deux angles différents de la reconstruction 3D des fragments d'or dans le varagel après tomographie X. Les fragments sont entrés du haut vers le bas. Les axes sont gradués en mm.

La distribution des fragments en fonction de leur taille caractéristique est présentée dans la figure III.52. Le maximum est compris entre 5 et 20 µm, et la taille moyenne est de 26 µm.



FIGURE III.52 – Distribution en taille des fragments collectés dans le varagel.

La répartition des fragments (Fig. III.53) montre clairement deux catégories d'éjectas. Les éjectas proches de l'axe central et rentrés profondément sous la surface sont issus majoritairement du multi-écaillage et de la perforation. Les éjectas proches de la surface sont composés essentiellement de particules sphériques provenant de la matière chauffée par le laser, éjectées avec un certain angle par rapport à la normale à la cible du fait de son ouverture.



FIGURE III.53 – Distance des fragments d'or collectés dans le varagel par rapport à l'axe central en fonction de leur profondeur de pénétration.

III.3.3 Fragmentation de cibles minces d'aluminium

Des expériences similaires ont été réalisées sur des cibles d'aluminium de 20 µm d'épaisseur. La figure III.54 montre la visualisation transverse obtenue avec une cible soumise à un impact laser de 1,81 TW/cm² induisant dans l'échantillon une pression maximale de 61 GPa.



FIGURE III.54 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 20 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,81 TW/cm². Les images ont été obtenues avec la caméra rapide SIM. Le délai entre deux acquisitions est de 0.570 μ s et la durée d'exposition de 5 ns. Le choc se propage de la gauche vers la droite. La vitesse maximale d'éjection des fragments est estimée à 4200 m/s. Dans la seconde acquisition, la saturation d'une partie du capteur de la caméra est due au rayonnement de particules chaudes.

La vitesse maximale d'éjection des fragments est estimée à partir de la première acquisition à 4200 m/s. Au temps t = $1,505 \,\mu$ s, ces fragments rapides sont sortis du champ d'observation et la cibles est ouverte. Cette ouverture s'accentue par la suite. Dans les dernières acquisitions, le champ d'observation de la caméra est presque entièrement occulté par les bords de la cible et les débris qui en sont éjectés.

Une mesure VH a été réalisée lors d'un tir sur une cible identique avec une intensité laser incidente de 1,61 TW/cm². Cette mesure est présentée dans la figure III.55. Il est plus difficile dans ce cas d'interpréter la mesure de vitesse. Celle-ci fait apparaître une large gamme de composantes de vitesse allant jusqu'à environ 4500 m/s, mais qui ne sont pas détectées simultanément et de manière continue. Les premiers impacts sur la fenêtre de polycarbonate ont lieu aux alentours de 1,5 µs pour les fragments les plus rapides. Après cet instant, une vitesse nulle qui correspond aux fragments déposés sur la plaque de polycarbonate apparaît sur l'enregistrement.



FIGURE III.55 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible d'aluminium de 20 µm d'épaisseur impactée à 1,61 TW/cm². Les paramètres de dépouillement sont h = 50 ns et $\tau_{VH} = 1$ ns.

La figure III.56 est une mesure VH réalisée sur une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 8,95 TW/cm². On peut distinguer sur cette mesure un ensemble de vitesses jusqu'à environ 13 000 m/s. Le signal disparaît au bout de 0,7 µs, ce qui correspond au temps mis par ces fragments pour atteindre la plaque de protection. Ces vitesses extrêmes approchent des limites du système. Dans ce tir, la vitesse maximale correspondant à la bande passante de l'oscilloscope (cf. II.2.1.2) est de l'ordre de 10000 m/s. Toutefois l'utilisation d'une vitesse pivot permet de dépasser cette vitesse limite.



FIGURE III.56 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible d'aluminium de 50 µm d'épaisseur impactée à 8,95 TW/cm². Les paramètres de dépouillement sont h = 20 ns et $\tau_{VH} = 5$ ns.

Dans le cas de cibles minces d'aluminium de 20 µm d'épaisseur, il convient de vérifier si le découplage entre le calcul d'interaction laser-matière et celui de la réponse de la cible au chargement en pression est toujours valable (cf. III.1). En effet, la vitesse des ondes dans



FIGURE III.57 – Profils de pression induits par un impact laser de 2 TW/cm² sur des cibles d'aluminium d'épaisseur semi-infinie *(en noir)* et 20 µm *(en pointillés rouges)*

le matériau étant élevée et l'épaisseur de la cible étant faible, le retour de l'onde de détente réfléchie par la surface libre vers la face avant peut survenir avant la fin de l'impulsion de pression générée par l'expansion du plasma, et ainsi la perturber. Pour cette vérification, deux calculs d'interaction ont été réalisés avec un flux laser incident de 2 TW/cm², sur une cible d'aluminium de 20 μ m d'épaisseur et sur une cible semi-infinie. Les profils de pression ont été extraits du calcul 1 μ m sous la face irradiée de la cible (Fig. III.57). Dans le premier cas, la cible étant semi-infinie, aucune onde de détente n'est réfléchie par la surface libre. Le profil de pression résultant de ce calcul *(en noir)* représente donc la contribution seule du plasma d'ablation. Dans le second cas, le profil *(en pointillés rouges)* est identique au premier jusqu'au temps t = 4 μ s, puis un écart apparaît entre les deux profils, dû au retour de l'onde de détente réfléchie, qui accentue la chute de la pression dans le cas de la cible d'épaisseur finie. Toutefois, cette différence est négligeable, étant donné qu'elle n'intervient qu'à la fin du profil de pression. Le découplage des calculs d'interaction et de propagation reste donc légitime dans le cas de cible d'aluminium de 20 μ m d'épaisseur, qui est pour nous le cas le plus critique en terme de durée de traversée des ondes.

La simulation de l'expérience présentée dans la figure III.54 est présentée dans la figure III.58. La limite à la rupture est de 2,0 GPa \pm 1 %. Une première écaille est éjectée avec une vitesse moyenne globale de 4230 m/s. L'écaille est suivie par un nuage de fragments dus au multi-écaillage, puis par la perforation de la cible.



FIGURE III.58 – Vue partielle d'une simulation 2D d'une cible d'aluminium de $20 \,\mu$ m d'épaisseur soumise à un chargement en pression de 61 GPa, avec une limite à la rupture de 2,0 GPa \pm 1 %. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche sur un diamètre de 2 mm. Les différentes vues correspondent aux temps (a) t=200 ns, (b) t=500 ns, (c) t=1000 ns et (d) t=2000 ns après le tir laser. La vitesse maximale d'éjection des fragments est de 4230 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 24,5%.

La simulation numérique (Fig. III.58) a été comparée aux observations expérimentales (Fig. III.54) à trois différents instants après l'impact laser : 365 (Fig. III.59(a)), 1215 (Fig. III.59(b)) et 2065 ns (Fig. III.59(c)). On note une certaine cohérence entre les deux résultats. Dans la figure III.59(a), les vitesses maximales des fragments concordent, et leur direction d'éjection est essentiellement normale à la cible. De plus, la visualisation transverse laisse apparaître la lumière du plasma à la base de l'éjection, ce qui témoigne du début de la rupture de la cible, bien reproduit dans la simulation. Dans les figures III.59(b) et III.59(c) les débris sont éjectés avec une composante de vitesse centrifuge. L'ouverture de la cible et l'angle d'éjection des fragments semblent assez bien reproduits par la simulation.



FIGURE III.59 – Comparaison entre les visualisations transverses des fragments ejectés d'une cible d'aluminium de 20 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,81 TW/cm² et la simulation numérique correspondante à différents temps après le tir laser : (a) 365 ns (b) 1215 ns (c) 2065 ns.

Les fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 20 µm d'épaisseur après un impact laser de 2,55 TW/cm² et récupérés dans un collecteur en varagel sont observés par microscopie optique dans la figure III.60. Comme dans le cas de l'or (Fig. III.49), on observe des fragments "liquides". La pression maximale induite par l'impact est de 78 GPa. Après atténuation durant la traversée de la cible, l'amplitude du choc qui débouche est de 70 GPa. Comme dans le cas présenté précédemment (cf. III.3.1) la cible a été entièrement fondue par le passage de la détente incidente, ce qui a entraîné le processus de micro-écaillage, conduisant à des gouttelettes de tailles micro et sub-micrométriques, probablement présentes dans les traînées sombres sous la surface impactée (Fig. III.60(a) et III.60(b)), mais indiscernables dans ces traînées. En revanche, on distingue sur les vues de la figure III.60 des fragments de plus grandes tailles, en majorité "liquides" (sphériques), provenant de la partie non-écaillée de la cible. Enfin, on note beaucoup moins d'éjectas présents autour du conduit principal sous la surface d'impact que dans le cas de l'or. Ainsi, les fragments éjectés hors de l'axe principal ont été probablement stoppés dès la surface du varagel, en raison de leur faible densité, et donc de leur faible énergie cinétique.







(d)

FIGURE III.60 - Vues microscopiques à travers un collecteur en varagel des fragments d'aluminium récupérés. Le collecteur était positionné derrière une cible d'aluminium de 20 µm d'épaisseur impactée par un tir laser à 2,55 TW/cm². Les fragments sont entrés de la gauche vers la droite.

Ces tirs sur des cibles minces d'aluminium, qui produisent des fragments multiples et très rapides, ont été mis à profit pour comparer la récupération des éjectas dans le varagel et dans l'aérogel de silice de 0,3 g/cm³. Deux tirs laser ont été réalisés sur des cibles d'aluminium de 20 µm d'épaisseur avec des intensités incidentes très proches, de 0,59 et 0,57 TW/cm². Les pressions de choc sont environ de 24 GPa en face avant, et de 22 GPa au débouché. Dans le premier cas les fragments sont collectés dans un varagel, et dans le second cas, dans un aérogel. La distance entre les cibles et les surfaces d'entrée des collecteurs est 12 cm dans les deux cas. La figure III.61 montre les acquisitions par visualisation transverse réalisées pendant le tir à 0,59 TW/cm². La vitesse maximale d'éjection est de 3190 ± 380 m/s. Le champ d'observation plus grand que dans la figure III.54 permet de mieux observer l'ouverture de la cible et l'éjection des fragments.



FIGURE III.61 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 20 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 0,59 TW/cm². Le délai entre deux acquisitions est de 1 µs et la durée d'exposition de 5 ns. Le choc se propage de la gauche vers la droite. La vitesse maximale d'éjection des fragments est de 3190 \pm 380 m/s.

Les deux collecteurs ont été tomographiés à l'ESRF après l'expérience afin de déterminer quantitativement la population des débris collectés. La figure III.62 montre des vues de la reconstruction 3D des débris détectés dans le varagel. Les fragments ont pénétrés jusqu'à une profondeur maximale de 5,9 mm, et sont, pour la majorité, uniformément répartis le long d'un axe central jusqu'à cette profondeur maximale. Une deuxième population, due à l'ouverture de la cible, se situe au niveau de la surface du collecteur et couvre une large surface. L'observation dans la figure III.60(b), d'une faible pénétration de ces fragments périphériques, contrairement au cas de l'or (Fig. III.49(b)), est ainsi confirmée par l'analyse tomographique.



(a)

(b)

FIGURE III.62 – Vues sous deux angles différents de la reconstruction 3D des fragments d'aluminium dans le varagel (cible de $20 \,\mu m$ d'épaisseur soumise à un tir laser de 0,59 TW/cm²) après tomographie X. Les fragments sont entrés du haut vers le bas. Les axes sont gradués en mm.

Dans les figures III.63(a) et III.63(b), on peut observer la reconstruction 3D des fragments détectés dans l'aérogel.

La profondeur maximale de pénétration est de 7,1 mm. Si les fragments semblent se répartir



FIGURE III.63 – (a), (b) Vues sous deux angles différents de la reconstruction 3D des fragments d'aluminium dans l'aérogel après tomographie X. Les fragments sont entrés du haut vers le bas. Les axes sont gradués en mm. (c) Reconstruction 3D de l'aérogel. (d), (e) Coupes transversales du collecteur issues de la tomographie.

suivant le même schéma (une première partie autour d'un axe central et une deuxième partie proche de la surface), la population collectée semble moins dense que dans le cas du varagel. Cette constatation est confirmée par le calcul des masses collectées et détectées qui sont de 2,71 mg dans le varagel et 1,37 mg dans l'aérogel. Cette différence importante, malgré des conditions expérimentales identiques (cible, intensité laser, distance cible-collecteur), peut s'expliquer par une possible fragmentation des éjectas durant la pénétration dans l'aérogel, ce qui entraînerait la formation de plus petits débris dont la taille pourrait être inférieure à la résolution spatiale du tomographe utilisé (5 μ m). A l'échelle sub-micronique, l'aérogel est en effet composé d'une multitude de cloisons. L'effet des impacts successifs des éjectas sur ces cloisons, supposé minime, reste en fait mal connu. Il est aussi possible que cette différence de masse récupérée soit due à une fragmentation de l'aérogel lui-même.

Le niveau de gris de chaque voxel obtenu par l'analyse tomographique est proportionnel à l'atténuation du rayonnement X par le matériau qu'il traverse. Chaque matériau a un coefficient d'atténuation différent qui dépend de l'énergie du rayonnement. Il est donc possible, en effectuant un seuillage adéquat, de visualiser la silice. Les figures III.63(c), III.63(d) et III.63(e)

montrent une reconstruction 3D et deux coupes transversales de l'aérogel. On peut voir sur la figure III.63(c) que la surface du collecteur est nettement endommagée, et les coupes transversales révèlent un vide dans le collecteur au niveau du point d'impact principal. Il est possible que de la matière ait été perdue à cet endroit, morceaux de silice mais aussi particules d'aluminium.

Les distributions détectées dans les deux collecteurs sont montrées dans la figure III.64. La taille moyenne mesurée est de 12 µm pour le varagel *(en rouge)* et 9 µm pour l'aérogel *(en bleu)*. Ce léger écart irait dans le sens d'une possible fragmentation secondaire lors de la pénétration dans l'aérogel.



FIGURE III.64 – Distribution en taille des fragments collectés dans l'aérogel.

Une expérience similaire de comparaison a été effectuée avec des fragments issus de cibles d'or de 20 µm d'épaisseur, mais a conduit à la destruction de l'aérogel, probablement à cause de la quantité de mouvement importante des éjectas d'or, plus lourds que les débris d'aluminium.

III.3.4 Fragmentation de cibles minces de tantale

Des expériences de perforation ont été réalisées sur d'autres matériaux, afin de compléter l'étude sur ce processus de fragmentation dynamique jusqu'ici peu étudié sous choc laser.

Ainsi, la figure III.65 présente les acquisitions par visualisation transverse obtenues au cours d'un tir effectué sur une cible de tantale de 20 µm d'épaisseur avec une intensité laser de 1,21 TW/cm². L'amplitude initiale du choc généré dans la cible est de 30 GPa.



FIGURE III.65 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible de tantale de 20 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,21 TW/cm². Le délai entre les deux acquisitions est de 3 µs et le durée d'exposition de 5 ns. Le choc se propage de la gauche vers la droite. La vitesse moyenne d'éjection de l'écaille est de 875 ± 96 m/s.

On peut observer l'éjection d'une écaille principale à une vitesse moyenne de 875 ± 96 m/s. Celle-ci est accompagnée d'une quantité de plus petits débris. L'ouverture de la cible est très nette sur ces acquisitions, qui permettent aussi de visualiser l'apparition de fractures transversales sur les bords du trou (fractures qui vont conduire à la formation de "pétales"). Les images acquises au temps t=3 µs et t=6 µs permettent de distinguer trois populations d'éjectas : (i) les fragments issus de l'écaillage plus rapides (à droite de l'image), (ii) les débris dus à la perforation (au centre de l'image), et enfin (iii) l'éjection, depuis la face avant de la cible retournée, de la matière chauffée par le laser avec une composante de vitesse centrifuge.

La simulation numérique de cette expérience, présentée dans la figure III.66, a été réalisée avec une limite à la rupture de 8 GPa \pm 1 % déterminée à partir d'un profil de vitesse de surface libre, mesuré lors d'une précédente expérience. La première couche écaillée est éjectée à une vitesse de 870 m/s, cohérente avec la vitesse mesurée lors de l'expérience. En revanche, la partie non-écaillée de la cible est éjectée à 260 m/s, alors que les fragments issus de la perforation visibles sur la visualisation ont une vitesse moyenne d'environ 560 m/s. Cela montre les limites du critère de rupture en déformation qui pilote le phénomène de perforation, et dont le seuil est, dans l'état actuel du modèle, empirique et commun à tous les matériaux.



FIGURE III.66 – Simulation 2D d'une cible de tantale de 20 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,21 TW/cm², avec une limite à la rupture de 8 GPa ± 1 %. Le chargement en pression est appliqué sur la face gauche sur un diamètre de 2 mm. Les vues correspondent aux temps (a) t=1000 ns et (b) t=4000 ns après le tir laser. La vitesse maximale d'éjection des fragments est de 870 m/s. La proportion finale d'éléments supprimés est de 13,56%.

Les éjectas d'une cible de tantale impactée avec une intensité incidente de 2,36 TW/cm² (choc de 55 GPa) ont été récupérés dans un collecteur en varagel. Des observations microscopiques des fragments ont été réalisées à travers le collecteur (Fig. III.67).



FIGURE III.67 – Vues microscopiques à travers un collecteur en varagel de fragments de tantale récupérés. Le collecteur était positionné derrière une cible de tantale de 20 µm d'épaisseur impactée par un tir laser à 2,36 TW/cm². Les fragments sont entrés de la gauche vers la droite.

Contrairement au cas de l'aluminium dans des conditions de chargement similaires, les fragments entrés profondément dans le gel (Fig. III.67(b) sont exclusivement des fragments solides dont les dimensions sont inférieures à l'épaisseur de la cible. Cette observation est

cohérente avec le fait qu'il est impossible dans nos conditions expérimentales d'atteindre la fusion sous choc ou en détente du tantale. La figure III.67(c) montre un morceau de cible issu d'une zone non choquée, éjecté tardivement après l'ouverture de l'échantillon. Cette vue illustre bien la capacité du varagel à supporter l'impact de débris denses de grandes dimensions sans subir d'endommagement, avec toujours une refermeture du conduit de pénétration dans le sillage de ces débris.

III.4 Microjetting

La réflexion d'une onde de choc sur une surface libré présentant des défauts géométriques peut conduire à l'éjection de matière sous forme de jets. Ce phénomène surfacique appelé *microjetting* (cf. 1.3.1) est donc un des processus susceptibles de produire des fragments dans une cible métallique (dont les surfaces présentent toujours une certaine rugosité) soumise à un choc laser. Dans cette partie, nous montrons que ce phénomène se produit effectivement dans certaines de nos expériences, et qu'il peut être mis en évidence au moyen des diagnostics décrits précédemment (cf. III.1). Nous présentons ensuite une étude numérique menée pour mieux comprendre les aspects fondamentaux qui gouvernent ce processus, puis quelques expériences spécifiques qui permettent de compléter cette étude fondamentale.

III.4.1 Observations expérimentales

La figure III.68 montre la visualisation transverse obtenue avec la caméra rapide SIM après un tir laser sur une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur, avec une intensité incidente de 1,75 TW/cm².



FIGURE III.68 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,78 TW/cm². Les images ont été obtenues avec la caméra rapide SIM. Le délai entre deux acquisitions est de 0,285 µs et la durée d'exposition de 10 ns. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de l'écaille principale est de 1996 \pm 33 m/s.

La pression maximale induite dans la cible par l'expansion du plasma est de 58 GPa. Après traversée de l'échantillon, l'amplitude de l'onde de choc est de 25 GPa. Les acquisitions permettent d'observer l'éjection d'une écaille principale avec une vitesse moyenne de 1996 ± 33 m/s. Celle-ci est précédée par une nuage de particules (Fig. III.69(a)) généré par le

processus de *microjetting*, qui semble être de faible densité, visible dans les quatre premières acquisitions. La vitesse maximale de propagation de ce nuage est estimée à 3000 m/s, soit 1,5 fois la vitesse moyenne d'écaille, et environ 1,3 fois la vitesse pic de surface libre. Ces particules rapides ne sont pas détectées par la vélocimétrie hétérodyne, ce qui confirme la faible densité du nuage, et donc la faible quantité de matière qu'il contient.

Lors du tir présenté dans la figure III.15, réalisé sur une cible identique et avec une intensité laser plus faible de 1,27 TW/cm², le même type de particules peut être observé. Sur la première acquisition (Fig. III.69(b)), on distingue un nuage légèrement visible devant la première couche écaillée . En revanche, sur le tir similaire présenté dans la figure III.10, avec une intensité laser incidente de 0,47 TW/cm², le phénomène ne semble pas se produire (Fig. III.69(c)). Ces différences sont observées malgré des états de surface de cible a priori identiques, et semblent donc indiquer une influence de la pression de débouché du choc sur l'apparition du phénomène et/ou la masse de matière éjectée.



FIGURE III.69 – Visualisation transverse de surfaces libres de cibles d'aluminium de 200 μ m d'épaisseur, 365 ns après l'impact laser, et pour trois pressions de débouché de choc (P_{SB}) différentes : (a) 26 GPa, (b) 21 GPa et (c) 10 GPa.

Toutes ces cibles d'aluminium sont découpées dans des feuilles de pureté 99,0 %, réalisées par laminage, vendues par la société Goodfellow. Afin d'identifier les défauts présents en surface, et pouvant être responsables du phénomène, la cible d'aluminium impactée dans la figure III.68 a été analysée par microscopie électronique. Les vues obtenues sont présentées dans la figure III.70.

Ces observations permettent de mettre en évidence plusieurs types de défauts :

- des micro-rayures de dimensions et d'orientations aléatoires créées durant les diverses manipulations avant l'analyse (transport, stockage, ...),
- des marques de laminage dues au processus de fabrication des feuilles, présentant une direction privilégiée,
- des vides de formes et de tailles diverses répartis de façon aléatoire.

Ce sont sans doute ces multiples défauts de surface, dont la taille caractéristique est de l'ordre de la dizaine de µm, qui donnent naissance à la formation de microjets de matière. Les feuilles d'or utilisées pour nos expériences présentent un meilleur état de surface que



FIGURE III.70 – Observations MEB de la surface libre d'une cible d'aluminium de 200 μm d'épaisseur.

les cibles d'aluminium. En outre, les pressions de choc induites au niveau des surfaces libres sont globalement moins élevées dans l'or que dans l'aluminium. Pour ces deux raisons, nous n'avons observé le phénomène de *microjetting* dans l'or qu'au cours d'un tir sur une cible de 20 µm d'épaisseur (cf. III.3.2, Fig. III.44 et III.46).

III.4.2 Etude numérique et phénoménologique

Afin d'étudier le phénomène, le débouché d'une onde de choc sur une surface présentant un défaut géométrique bien contrôlé a été simulé avec le code CHIC.

Dans la figure III.71, un créneau de pression de 3 ns de durée et de 20 GPa d'amplitude est appliqué sur une cible d'aluminium modélisée par l'équation d'état BLF. La surface libre de cette cible présente une rainure avec un profil symétrique, un demi-angle de d'ouverture $\alpha = 63,4^\circ$, et une profondeur de 2 µm. Les différentes vues montrent à différents temps après l'instant t₀ (pris arbitrairement comme temps de référence) l'évolution de la forme de la surface libre et des vitesses longitudinales des différents éléments. La simulation met en évidence la formation d'un jet de matière, amorcé dès le débouché du choc, avec une vitesse maximale d'éjection de 3450 m/s. Le même choc débouchant sur une surface plane lui communiquerait une vitesse de 2200 m/s, soit un rapport de 1,57 entre la vitesse de jet et la vitesse de surface libre.



FIGURE III.71 – Vues, à différents instants, des vitesses longitudinales dans une cible d'aluminium présentant une rainure de $2 \mu m$ de profondeur avec un demi-angle d'ouverture $\alpha = 63,4^{\circ}$. Un créneau de pression de 3 ns de durée et 20 GPa d'amplitude est appliqué sur la face avant (non visible). Les distances sont indiquées en μm .

La figure III.72 représente à différents instants les déplacements des nœuds situés de part et d'autre de l'extrémité de la rainure, ainsi que leur vecteur vitesse.



FIGURE III.72 – Evolution, à différents instants après le débouché du choc, de la position et des vecteurs de vitesse de quelques nœuds situés sur la surface libre de part et d'autre de l'extrémité de la rainure modélisée dans la simulation présentée dans la figure III.71.

Au temps t_0 les nœuds sont dans leurs positions initiales et forment un angle total de 126,8°. Le débouché du choc induit une vitesse de déplacement représentée dans la figure par les vecteurs. On constate que le nœud central possède une vitesse exclusivement longitudinale (suivant \vec{x}), alors que les vitesses de ses voisins ont une composante transversale non-nulle (suivant \vec{y}), de telle sorte qu'ils convergent vers l'axe de symétrie de la rainure. Au cours du temps, cette composante transversale diminue, jusqu'à s'annuler complètement. Le jet est alors formé.

Cette simulation montre la capacité du code à reproduire ce phénomène en formalisme lagrangien, malgré les grandes déformations subies par les mailles. Toutefois, il faut noter qu'on ne traite pas ici le *microjetting* comme un processus de fragmentation. En effet, on ne reproduit que les premiers instants de la formation du jet de matière. Sa fragmentation qui se produit plus tard ne peut être reproduite avec les outils numériques implémentés dans le code et décrits précédemment, étant donnée l'importante déformation de l'ensemble des éléments composant le jet (le critère de rupture en déformation conduirait à supprimer la quasi-totalité de ces éléments). Elle est, en outre, difficile à modéliser avec un code Lagrangien, et nécessite des méthodes de calcul plus robustes comme la méthode SPH¹.

Un autre exemple de simulation d'un cas "écolé est présenté dans la figure III.73. Un chargement en pression triangulaire de 30 GPa et de 3 ns est appliqué sur une cible

^{1.} Smoothed Particle Hydrodynamics



FIGURE III.73 – Débouché d'une onde de choc sur la surface libre d'une cible d'aluminium présentant des rainures de 10 μ m de largeur et 5 μ m de profondeur. Les pressions dans la cible sont représentées en GPa.

d'aluminium de 50 µm d'épaisseur dont la surface libre présente périodiquement des rainures de 5 µm de profondeur avec un demi-angle d'ouverture de 45°. Au moment du débouché du choc, les microjets se forment dans les différentes rainures, comme détaillé dans la figure III.71. On constate que sur les bords de l'impact, la pression étant moins élevée, la vitesse des microjets formés est moins importante que dans la zone centrale, où la vitesse maximale atteinte est de 3500 m/s. Les jets se forment dès le débouché du choc qui va ensuite se réfléchir en une onde de détente et donner lieu au processus d'écaillage. Dans cette simulation, un critère de cut-off avec une limite à la rupture de 2,0 GPa a été utilisé. La surface libre de la cible étant accidentée, et bien que la limite à la rupture soit constante, les fractures engendrées par l'interaction des ondes de détente réfléchie et incidente ne se forment pas sur des plans parallèles. La réflexion de l'onde de choc est en effet perturbée par les défauts géométriques, de sorte que l'onde réfléchie n'est plus plane et la déformation n'est plus mono-dimensionnelle dans la zone centrale. Cet effet est visible sur la figure III.73 au temps t=8ns. De plus, des croisements d'ondes de détentes réfléchies par les bords des rainures engendrent des zones de traction 2D très proches de la surface libre avant l'interaction avec l'onde de détente incidente. Ces croisements ont pour conséquence la production de débris beaucoup plus petits et beaucoup plus nombreux que dans le cas de l'écaillage au voisinage d'une surface libre plane (indépendamment des microjets, qui génèrent eux aussi des débris de petite taille).

L'intérêt de cette simulation, malgré les dimensions volontairement exagérées des défauts géométriques, est de vérifier la possibilité d'obtenir simultanément le phénomène de *microjetting* et d'écaillage. Elle permet aussi de montrer l'influence que peuvent avoir les
diverses aspérités présentes sur la surface libre, même de plus petites dimensions, sur la réflexion de l'onde de choc, et donc sur les fractures générées.

Les expériences menées par Chapron [7] mettent en évidence l'influence de l'angle des rainures sur la vitesse de d'éjection du microjet. Des cibles d'étain avec des surfaces présentant des rainures calibrées et des angles différents ont été soumises à la détonation d'explosifs induisant dans les cibles des pressions de l'ordre de 20 GPa. La mesure des vitesses des microjets et de la surface libre plane a été réalisée par un système de visualisation transverse (Fig. I.15(b)). Ces expériences ont montrées que la vitesse des microjets (adimensionnée par la vitesse de surface libre) est directement dépendante de l'angle des rainures. Les résultats expérimentaux et numériques (avec le code CEA HESIONE) obtenus par Chapron sont reportés dans la figure III.74. Des simulations identiques sur l'aluminium ont été réalisées avec le code CHIC, avec différents angles de rainures. Le rapport entre les vitesses de jet et de surface libre calculées est reporté pour différentes valeurs de α dans la figure III.74. Les points sont cohérents avec ceux obtenus expérimentalement et numériquement par Chapron. On constate ainsi que plus l'angle d'ouverture est petit, plus la vitesse d'éjection du jet est grande.



FIGURE III.74 – Rapport entre la vitesse maximale des microjets et la vitesse maximale de surface libre plane en fonction du demi-angle d'ouverture des rainures. Les simulations réalisées avec le code CHIC (+) sur l'aluminium sont comparées aux expériences (■) et simulations HESIONE (●) sur l'étain issues des travaux de Chapron [7].

On obtient par exemple un rapport d'environ 2,2 pour une valeur de α de 30°. Ce rapport tend logiquement vers 1 lorsque le demi-angle d'ouverture tend vers 90° (surface plane). Ces valeurs sont cohérentes avec celles trouvées par Zellner [10], comprises entre 1,27 et 2,29 pour des usinages différents effectués sur la surface libre de cibles d'étain.

III.4.3 Expériences dédiées

L'équation I.25 établit que la masse de matière ejectée par *microjetting* est proportionnelle aux volumes des défauts présents en surface, et donc directement reliée à leurs dimensions. Afin de vérifier cette hypothèse, des tirs ont été réalisés sur des cibles dont la surface libre a été volontairement rayée, afin, a priori, d'augmenter la quantité de matière éjectée.

Des observations par microscopie électronique de la surface libre d'une cible d'or de 300 µm d'épaisseur ont été réalisées avant un tir laser (Fig. III.75). Celle-ci a été dépolie au papier abrasif sur une moitié, l'autre moitié étant restée dans son état d'origine (Fig III.75(a)). La figure III.75(b) montre que la largeur des rayures obtenues est de l'ordre de la dizaine de µm. La



 FIGURE III.75 – Observations MEB de la surface libre dépolies d'une cible d'or de 300 μm d'épaisseur.

surface opposée de la cible a été impactée par une impulsion laser de durée 3 ns avec une intensité incidente de 3,79 TW/cm². La pression maximale induite dans la cible est de 83 GPa, et l'amplitude de l'onde de choc au moment du débouché en surface libre est de 23 GPa. La visualisation transverse réalisée au cours de l'expérience est présentée dans la figure III.76. Le fond tacheté dans les images est une figure de speckle due à l'utilisation d'un laser continu



FIGURE III.76 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'or de 300 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 3,79 TW/cm². Les acquisitions sont réalisées avec une durée d'exposition de 50 ns, avant le tir laser (a) et 1 µs (b) après l'impact. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de l'écaille principale est de 511 \pm 95 m/s.

pour l'éclairage transverse (cf. II.2.2). Les positions des zones dépolie *(en haut)* et lisse *(en bas)* sont indiquées sur l'acquisition de référence La seconde visualisation a été acquise 1 µs après l'impact laser. Malgré le speckle parasite, elle met clairement en évidence l'éjection de fragments depuis la zone dépolie, avec une vitesse supérieure à celle de l'écaille dont la surface est nette dans la zone lisse. La vitesse moyenne d'écaille est calculée à partir des visualisations transverses à 511 ± 95 m/s. La vitesse des particules générées par *microjetting* est quant à elle estimée à environ 1400 m/s. Cette vitesse est rendue incertaine par la présence de speckle dans l'imagerie, dont la taille des franges destructives (taches sombres) est a priori très supérieure à la taille des particules que l'on souhaite observer. Toutefois, la densité du nuage éjecté par *microjetting* semble supérieure à celle observée dans les figures III.69(b) et III.69(c). Comme le volume des défauts créés par les rayures est supérieur à celui résultant de la rugosité de la cible standard, ce résultat est qualitativement cohérent avec l'expression de la masse éjectée donnée par Asay (Eq. I.25).

Les visualisations transverses réalisées au cours du tir présenté dans la figure III.76 ne permettent pas d'observer des microjets de matière distincts. Cela est dû à la faible résolution spatiale, à la présence d'une figure de speckle dans l'imagerie lors de cette campagne, et à l'orientation aléatoires des défauts (Fig. III.75), le diagnostic optique intégrant les informations suivant la direction transverse, parallèle à la cible.

Une expérience a été effectuée afin de mettre en évidence plus clairement la formation de microjets. Pour cela, des rainures ont été réalisées avec une lame sur la surface libre d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur (Fig. III.77(a)). Les rainures sont parallèles et espacées d'environ 650 µm. Leur profil asymétrique est représenté dans la figure III.77(b). La profondeur des défauts est de 78 µm, et l'angle d'ouverture total de 55°. La figure III.77(c) montre la vue de



FIGURE III.77 – (a) Observation microscopique de la tranche de la cible d'aluminium rainurée. (b) Dimensions des rainures usinées sur la surface libre. (c) Visualisation transverse avant le tir laser de la cible rainurée (légèrement inclinée par rapport à l'axe de l'imagerie), mettant en évidence les défauts géométriques sur la surface libre.

référence avant le tir laser. La légère inclinaison entre la cible et l'axe de la visualisation permet de voir la surface libre et de distinguer les rainures. La cible est positionnée de telle sorte que la zone centrale en vis-à-vis de la surface impactée recouvre partiellement deux rainures.

Les acquisitions obtenues par visualisation transverse après un impact laser à 1,75 TW/cm² sont présentées dans la figure III.78.



FIGURE III.78 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 1,75 TW/cm². Les images ont été obtenues avec la caméra rapide SIM. Le délai entre deux acquisitions est de 0,280 µs et la durée d'exposition de 10 ns. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de l'écaille principale est de 1350 \pm 30 m/s, celle de l'extrémité des jets est d'environ 2850 m/s.

La pression maximale induite dans la cible est de 58 GPa. Les conditions de chargement sont donc similaire à l'expérience présentée dans la figure III.68. Les images montrent, peu après le débouché du choc, la formation de deux jets de matière précédant la déformation de la surface libre plane (Fig. III.79(a)). Ces deux jets sont éjectés depuis les deux rainures avec une vitesse maximale estimée à 2850 m/s. Leur expansion montre qu'ils sont composés de fines particules qui ne peuvent pas être résolues par le diagnostic optique. En raison de l'asymétrie des défauts générés sur la surface (Fig. III.77(a)), la direction de propagation des



FIGURE III.79 – (a) Visualisation de la formation des microjets depuis les rainures usinées sur la surface libre de la cible. (b) Analyse de la trajectoire des particules par rapport à la forme initiale de la rainure.

jets n'est pas parallèle à la normale à la cible. Sur la figure III.79(b), on montre que l'extrémité du jet est éjecté suivant une direction ayant un angle d'environ 12° par rapport à la normale à la cible, ce qui coïncide avec la bissectrice de l'angle formé par les bords de la rainure.

La présence des rainures (plus profondes que l'épaisseur totale de la couche écaillée) entraîne logiquement une altération du processus d'écaillage. Contrairement au cas présenté dans la figure III.68, des fragments distincts sont éjectés au lieu d'une écaille intègre, avec une vitesse maximale de 1350 ± 30 m/s. La mesure VH de la vitesse de surface libre réalisée lors de ce tir est présentée dans la figure III.80. Celle-ci fait bien apparaître la vitesse d'écaille à environ 1400 m/s, et l'impact des fragments correspondants sur la fenêtre de protection un peu avant 10 µs. Des vitesses plus lentes correspondant au multi-écaillage sont aussi enregistrées avec des instants d'impacts cohérents. Cette mesure VH permet aussi de relever des vitesses plus élevées que la vitesse d'écaille, comprises entre 2000 et 3000 m/s, qui correspondent bien aux vitesses des particules contenues dans les microjets. On peut observer l'impact de ces particules sur la plaque de polycarbonate, situé sur la même hyperbole que les fragments générés par l'écaillage.



FIGURE III.80 – Profil de vitesse de surface libre mesuré par VH sur une cible d'aluminium rainurée de 200 µm d'épaisseur impactée à 1,75 TW/cm².

Enfin, la figure III.81 montre l'état de la surface libre après le tir, avec les rainures initiales et le cratère laissé par l'éjection des écailles.



FIGURE III.81 – Vue au microscope électronique à balayage, sous un angle de 33°, de la surface libre d'une cible d'aluminium rainurée, écaillée après un choc laser d'intensité 1,75 TW/cm²

Influences des paramètres expérimentaux sur la fragmentation

Sommaire

IV.1 Intensité laser incidente et épaisseur de la cible	;
IV.2 Longueur d'onde	,
IV.3 Etat de surface)
IV.4 Température initiale)
IV.4.1 Basses températures)
IV.4.2 Hautes températures	;
IV.5 Durée d'impulsion)
IV.6 Bilan récapitulatif	,

Introduction

Les expériences et les études numériques menées au cours cette thèse ont permis de mettre en évidence les influences des principaux paramètres expérimentaux sur la fragmentation dynamique et l'éjection des fragments qui en résulte. Ces différents paramètres peuvent être des caractéristiques liées au faisceau laser (intensité, durée d'impulsion, longueur d'onde) ou liées à la cible (épaisseur, état de surface, température initiale).

IV.1 Intensité laser incidente et épaisseur de la cible

L'intensité du rayonnement laser impactant la cible est le principal facteur qui pilote l'ablation de la matière. L'augmentation de cette intensité entraîne l'augmentation du chauffage de la matière dans la zone d'ablation (cf. l.1). Cette température plus importante va conduire à un taux de masse ablatée plus élevé, exerçant ainsi une plus grande pression d'ablation dans la cible solide. Cette relation est décrite dans la relation de Phipps (Eq. l.4 et l.5), qui donne une pression d'ablation P_{abl} proportionnelle à $I_L^{3/4}$. Cette augmentation de la pression d'ablation avec l'intensité laser incidente est illustrée dans la figure IV.1, où sont reportées les valeurs de pression maximale calculées par le code CHIC, pour les différents tirs laser effectués au cours de nos campagnes expérimentales sur différents matériaux. Les calculs sont réalisés pour une longueur d'onde de 1053 nm et des durées d'impulsion comprises entre 1 et 5 ns. L'influence de l'intensité laser sur les processus considérés se confond donc avec celle de la pression maximale appliquée sur la surface choquée.



FIGURE IV.1 – Pression maximale induite dans différents métaux en fonction de l'intensité laser incidente, en régime nanoseconde et avec une longueur d'onde de 1053 nm.

Une illustration de cette influence sur la fragmentation dynamique d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur est présentée dans la figure IV.2. L'augmentation de l'intensité laser, donc de la pression de choc, entraîne le processus de perforation, qui vient s'ajouter à l'écaillage de l'échantillon.



FIGURE IV.2 – Observations microscopiques des faces arrières de deux cibles d'aluminium de $200 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur impactées sur des taches focales de 2 mm de diamètre avec deux intensités laser différentes : (a) 1,27 TW/cm² et (b) 7,59 TW/cm².

La figure IV.3 montre un autre exemple illustrant cette influence sur une cible d'or de $50\,\mu m$ d'épaisseur.



FIGURE IV.3 – Observations microscopiques des faces arrières de deux cibles d'or de 50 μ m d'épaisseur impactées sur des taches focales de 2 mm de diamètre avec deux intensités laser différentes : (a) 0,98 TW/cm² (23,5 GPa) et (b) 1,91 TW/cm² (45 GPa).

Dans le premier cas (Fig. IV.3(a)), l'intensité incidente est de 0,98 TW/cm² et la pression de chargement de 24 GPa. La perforation laisse une ouverture dont le diamètre est sensiblement identique au diamètre d'impact (2 mm). Dans la figure IV.3(b), l'intensité incidente est de 1,91 TW/cm² et la pression maximale induite dans la cible de 45 GPa. Outre une vitesse maximale d'éjection des fragments produits par écaillage plus importante, la perforation qui s'ensuit entraîne dans ce cas une mise en vitesse importante de la zone non choquée, et occasionne une ouverture plus large de l'échantillon, avec des fractures transversales qui

peuvent entraîner la génération de nouveaux fragments. Le diamètre apparent de l'ouverture de la cible récupérée après l'expérience est alors plus grand que le diamètre d'impact, et la déformation globale de la cible récupérée est plus importante.

Le résultat obtenu est similaire si, pour une intensité laser incidente fixe, on diminue l'épaisseur de la cible. Ce constat est illustré dans la figure IV.4.



FIGURE IV.4 – Observations microscopiques des faces arrières de trois cibles d'or impactées sur des taches focales de 2 mm de diamètre à environ 2 TW/cm² (45-50 GPa). Les épaisseurs des cibles sont de : (a) 300 μ m, (b) 50 μ m et (c) 20 μ m.

En diminuant l'épaisseur de la cible, on réduit l'atténuation de l'onde de choc pendant sa traversée, donc on augmente la pression de débouché de choc, ce qui conduit au processus de perforation.

La pression de débouché du choc augmente avec l'intensité laser et décroît avec l'épaisseur de cible. Lorsqu'elle augmente, deux effets se produisent :

- augmentation de la vitesse des éjectas les plus rapides, issus de l'écaillage.
- perforation de la cible, puis augmentation du diamètre d'ouverture, avec génération de fragments supplémentaires provenant de la partie non choquée de la cible.

Le diagnostic de visualisation transverse a permis de déterminer expérimentalement la vitesse maximale d'éjection des fragments issus de cibles de différents matériaux et différentes épaisseurs, et soumis à une gamme d'intensité laser incidente variant entre 0,5 et 5 TW/cm². Ces valeurs de vitesse d'éjection maximale sont reportées en fonction de l'intensité laser dans la figure IV.5.



FIGURE IV.5 – Vitesse maximale d'éjection de fragments dans des cibles de différents métaux et différentes épaisseurs, en fonction de l'intensité laser incidente, en régime nanoseconde et avec une longueur d'onde de 1053 nm.

IV.2 Longueur d'onde

La longueur d'onde est la période spatiale de l'oscillation du champ électrique \vec{E} du rayonnement laser. Un changement de longueur d'onde peut être opéré sur les installations laser Alisé et LULI 2000, grâce à un cristal de KDP. Durant le passage dans ce matériau biréfringent, les photons se combinent pour créer de nouveaux photons ayant une énergie double. L'énergie d'un photon étant $E = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$, la fréquence ν est alors doublée, et la longueur d'onde λ est divisée par 2. Les calculs de l'épaisseur de peau (Eq. I.1) et du coefficient d'absorption (Eq. I.2) dépendent directement ou indirectement (via l'indice de réfraction complexe du matériau) de cette longueur d'onde. Ainsi, un changement de longueur d'onde modifie le processus d'interaction laser-matière, et se répercute donc sur la pression d'ablation.

Afin d'évaluer l'influence de la longueur d'onde sur la pression maximale induite dans le matériau, un calcul d'interaction laser-matière est réalisé avec le code CHIC sur une cible d'aluminium modélisée avec l'équation d'état BLF. La figure IV.6 montre les profils temporels de pression générés dans la matière solide par des rayonnements laser à 1053 nm *(en rouge)* et 527 nm *(en vert)* avec une intensité incidente de 1,3 TW/cm².



FIGURE IV.6 – Pressions maximales induites dans une cible d'aluminium calculées avec le code CHIC pour des rayonnements incidents de 1,3 TW/cm² et avec des longueurs d'onde de 527 nm *(en vert)* et 1053 nm(en rouge).

Dans le mode fondamental (1053 nm), la pression maximale atteinte dans la cible est d'environ 48 GPa, alors que celle-ci est de 56 GPa avec une fréquence de 2 ω (527 nm), soit une augmentation dans ces conditions de 17%. La durée de l'impulsion de pression est identique

dans les deux cas. Cette augmentation de la pression de chargement obtenue par le doublage de fréquence entraîne les effets décrits dans la partie précédente. Toutefois, toute l'énergie laser n'est pas convertie lors du doublage de fréquence. Le rendement de conversion Γ est proportionnel I_L^2 , et est compris entre 50 et 80 % sur les installations laser Alisé et LULI 2000. Cette perte d'énergie sur cible est donc à mettre en balance avec le gain obtenu sur la pression de choc. Au cours des travaux expérimentaux réalisés durant cette thèse, nous avons fait le choix de rester dans le mode fondamental, afin de profiter de toute l'énergie disponible et d'enlever une incertitude supplémentaire sur la valeur de l'énergie déposée sur la cible. Il est cependant important de noter que le doublage de fréquence entraîne a priori un lissage du profil spatial de l'impulsion laser, et donc une meilleure planéité des chocs générés dans la matière.

IV.3 Etat de surface

Le processus de *microjetting*, décrit dans la partie I.3.1 et étudié en détail dans la partie III.4, est par essence conditionné et gouverné par la rugosité de la surface libre des cibles.

Outre l'apparition de l'éjection de microjets, il est probable que des défauts surfaciques (micro-rayures, marques de laminages, vides) tels que ceux observés dans la figure III.70 sur une cible d'aluminium, perturbent la réflexion de l'onde de choc qui donne lieu alors à une onde de détente non plane. L'interaction avec l'onde de détente incidente (supposée plane) ne se fait donc plus sur des plans parallèles, ce qui peut avoir pour conséquence la fragmentation de l'écaille.

Les observations expérimentales réalisées au cours des tirs laser, en particulier sur des cibles épaisses aluminium, ont montré des écailles déformées ou fragmentées, ce qui pourrait aller dans le sens de cette hypothèse. Toutefois, d'autres facteurs peuvent expliquer ces observations, et notamment le profil spatial non uniforme de l'impulsion laser (et donc la non planéité de l'onde de choc générée).

IV.4 Température initiale

IV.4.1 Basses températures

La fusion par confinement inertiel qui sera réalisée par le Laser MégaJoule, nécessite l'utilisation de cibles cryogéniques. En effet, la bille composée d'un mélange de 300 µg de deutérium et de tritium doit rester solide pendant l'expérience, ce qui impose une température de l'ensemble de -255 °C, soit 18 K. L'ensemble de la cible sera maintenu à cette température jusqu'à l'impact des faisceaux lasers, y compris les composants métalliques (hohlraum en or, et tiges de maintien en aluminium) qui seront susceptibles de générer des fragments. Dans ce contexte de la FCI, des expériences ont été réalisées sur l'installation laser Alisé afin d'étudier la fragmentation dynamique de cibles d'or et d'aluminium à basses températures.

Pour effectuer cette étude, un montage spécifique (Fig. IV.7) a été conçu et mis en place en collaboration avec le CEA/CESTA.



FIGURE IV.7 – Vue du montage expérimental permettant d'impacter des cibles cryogéniques.

Ce montage est composé d'un porte-cible en cuivre, isolé thermiquement de la chambre d'expérience par une pièce en verre epoxy, et relié via une tresse thermique à un conduit en cuivre où circule un flux d'hélium liquide. L'énergie thermique présente dans la cible et le portecible est évacuée par cette tresse et vient réchauffer l'hélium. Le refroidissement de la cible est réalisé sous vide afin d'éviter la condensation et la formation de givre qui serait néfaste au bon déroulement de l'expérience. L'hélium est un élément qui devient liquide à 4 K. Le montage présenté dans la figure IV.7 ne peut pas porter une cible à une telle température, mais permet tout de même de descendre jusqu'à une température de 30 K, relativement proche donc de la température des cibles qui seront utilisées pour la FCI. Le refroidissement d'une cible dure quelques dizaines de minutes et nécessite l'utilisation d'environ 20 litres d'hélium liquide. Un thermocouple conçu pour mesurer les basses températures est inséré dans le porte-cible en cuivre, et fournit la température de l'ensemble (cible et porte-cible) supposée uniforme.

La figure IV.8 présente deux tirs laser effectués sur des cibles d'or de 300 µm d'épaisseur de températures initiales différentes.



FIGURE IV.8 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'or de 300 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de : (a) 1,42 TW/cm² avec une température initiale de 300 K et (b) 1,69 TW/cm² avec une température initiale de 31,8 K. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. Les vitesses d'éjection de la première écaille sont de (a) $306 \pm 23,5$ m/s et (b) 328 ± 16 m/s.

Dans le premier cas (Fig. IV.8(a)), la cible est à température ambiante (300 K) et l'intensité laser incidente est de 1,42 TW/cm². Une écaille principale est éjectée à une vitesse moyenne de $306 \pm 23,5$ m/s, suivie par des fragments secondaires plus lents. Dans le second cas (Fig. IV.8(b)), la température initiale de la cible est de 31,8 K. La vitesse moyenne d'éjection de l'écaille principale est de 328 ± 16 m/s.

Outre l'inclinaison de l'écaille, beaucoup plus marquée dans le premier cas, la principale différence observable est la plus faible dispersion des vitesses d'éjection des fragments secondaires dans le second cas. Ces fragments semblent en effet regroupés dans un amas se déplaçant à une vitesse moyenne sensiblement égale à la moitié de la vitesse de l'écaille principale. La visualisation transverse ne permet pas de déterminer si ces fragments proviennent du multi-écaillage (sur tout le diamètre de la zone choquée) ou s'ils sont dus au détachement de l'écaille du reste de la cible (sur la périphérie de la zone choquée).

Les deux cibles impactées dans la figure IV.8 ont été analysées par microscopie électronique afin de déceler une éventuelle modification dans le faciès de rupture de l'or qui pourrait être causée par la cryogénie. Les observations réalisées sont présentées dans la figure





FIGURE IV.9 – Observations MEB des cratères d'écaillage dans des échantillons d'or de $300 \,\mu m$ d'épaisseur après un tir laser et avec des températures initiales de : (a), (b) $300 \,\text{K}$ et (c), (d) $31,8 \,\text{K}$.

IV.9.

On peut noter que dans les deux cas le faciès de rupture est ductile et la taille des cupules est globalement identique. Une baisse significative de la température initiale n'a donc pas d'effet visible sur le mode de rupture de l'or. En revanche, le bord du cratère d'écaille dans la cible cryogénique (Fig. IV.9(c)) semble plus net que celui de la cible impactée à température ambiante (Fig. IV.9(a)). La baisse de température a probablement rendu le matériau plus cassant. Le détachement de l'écaille du reste de la cible s'en est trouvé facilité, et s'est probablement opéré plus rapidement. On peut alors supposer que les fragments secondaires regroupés, visibles sur la visualisation transverse proviennent de ce détachement. Celui-ci étant plus rapide, les fragments sont créés sur une durée plus brève, avec des vitesses plus homogènes.

Des expériences identiques ont été réalisées sur des cibles d'aluminium de 200 µm d'épaisseur. La figure IV.10 montre les visualisations transverses obtenues au cours de tirs réalisés avec des températures initiales de 300 K (Fig. IV.10(a)) et 33,8 K (Fig. IV.10(b)), et des intensités laser incidentes respectives de 0,69 et 0,59 TW/cm².



FIGURE IV.10 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de : (a) 0.63 TW/cm^2 avec une température initiale de 300 K et (b) 0.59 TW/cm^2 avec une température initiale de 33,8 K. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. Les vitesses d'éjection de la première écaille sont de (a) $797 \pm 43 \text{ m/s}$ et (b) $748 \pm 43 \text{ m/s}$.

On peut observer une écaille principale éjectée de la cible avec une vitesse moyenne de 797 ± 43 m/s (300 K) et 748 ± 43 m/s (33,8 K). Dans les deux cas, celle-ci est précédée par un léger nuage de fragments généré par *microjetting*, et suivie par des fragments secondaires.

Comme dans le cas de l'or, les acquisitions réalisées à basse température montrent une population de fragments secondaires plus regroupés et se déplaçant à une vitesse approximativement égale à la moitié de la vitesse d'écaille.

Les cratères d'écaillage des deux cibles récupérées après les tirs de la figure figure IV.10 ont été analysés par microscopie électronique (Fig. IV.11). Les observations ne permettent de distinguer aucun changement notable dans le faciès de rupture, qui consiste dans les deux cas en une combinaison de comportement ductile et fragile. On constate, comme dans la figure IV.8, un bord de cratère sensiblement plus propre et moins relevé dans la cible cryogénique (Fig. IV.11(c)) que dans la cible impactée à température ambiante (Fig. IV.11(a)), pouvant suggérer un détachement d'écaille plus rapide.





FIGURE IV.11 – Observations MEB des cratères d'écaillage dans des échantillons d'aluminium de 200 μ m d'épaisseur après un tir laser et avec des températures initiales de : (a), (b) 300 K et (c), (d) 33,8 K.

Des expériences cryogéniques ont été menées sur des cibles minces d'or et d'aluminium afin de rechercher une éventuelle différence dans le processus de perforation à basse température. La figure IV.12 montre la perforation d'une cible d'or de 20 μ m d'épaisseur à température ambiante (Fig. IV.12(a)) et avec une température initiale de 36,8 K (Fig. IV.12(b)). On observe dans les deux cas l'éjection de fragments dus à l'écaillage et à la perforation de la cible (cf. III.3). La vitesse maximale d'éjection est de 1770 ± 126 m/s dans la figure IV.12(a) et elle est supérieure à 2500 m/s dans la figure IV.12(b). Cette différence significative semble s'accompagner d'une dispersion angulaire moins large pour les débris éjectés des cibles froides, et de ruptures plus nettes sur les bords des zones perforées. Les mêmes constats peuvent être établis pour les tirs réalisés sur les cibles d'aluminium de 20 μ m d'épaisseur à température ambiante (Fig. IV.13(a)) et avec une température initiale de 38,5 K (Fig. IV.13(b)). Dans ces essais, les vitesses maximales des fragments générés sont supérieures à 10 000 m/s.

Comme lors des expériences sur les cibles épaisses, le matériau semble donc plus cassant à basse température, ce qui facilite la perforation de cibles minces.

IV.4. Température initiale



FIGURE IV.12 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'or de 20 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de : (a) 1,69 TW/cm² avec une température initiale de 300 K et (b) 1,65 TW/cm² avec une température initiale de 36,8 K. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. Les vitesses maximales d'éjection des fragments sont de (a) 1770 \pm 126 m/s et (b) supérieure à 2500 m/s.



FIGURE IV.13 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 20 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de : (a) 1,69 TW/cm² avec une température initiale de 300 K et (b) 1,62 TW/cm² avec une température initiale de 38,5 K. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. Les vitesses maximales d'éjection des fragments sont supérieures à 10 000 m/s.

IV.4.2 Hautes températures

L'effet des hautes températures sur la fragmentation a été étudié principalement dans des échantillons de fer. Pour réaliser cette étude, un montage spécifique a été mis en œuvre au cours d'expériences sur l'installation Alisé (Fig. IV.14). La cible est positionnée sur un porte-cible cylindrique, isolé thermiquement de son support par une pièce en céramique. Un four cylindrique comprenant une résistance chauffante vient entourer ce porte-cible. Un thermocouple est ensuite inséré à l'intérieur du four, et vient en contact avec la cible. La température maximale pouvant être atteinte avec ce montage est de l'ordre de 1200 K. Le positionnement de la cible à l'intérieur du four empêche de réaliser des visualisations transverses. Le rayonnement émis par le four (visible sur la figure IV.14) complique aussi l'utilisation d'un varagel qui pourrait fondre à proximité, et empêche toute mesure de vitesse de surface libre (VH ou VISAR) utilisant une tête optique fibrée. Seule une mesure VISAR dite "aérienne" (sans utilisation de fibre à l'intérieur de la chambre d'expérience) peut être réalisée au cours de telles expériences.



FIGURE IV.14 – Vue du montage expérimental permettant d'impacter des cibles chauffées. La cible se situe à l'intérieur du four.

Des tirs ont été réalisés sur des cibles de fer de 250 µm d'épaisseur, avec des températures initiales variant de la température ambiante (300 K) à une température de 1073 K. Des exemples de mesures VISAR de vitesses de surface libre réalisées au cours de ces tirs sont présentées dans la figure IV.15. Les intensités laser incidentes sont comprises de 1,93 et 2,33 TW/cm² ce qui conduit à des pressions de choc de 42 à 50 GPa sur la surface irradiée, et de 13 GPa au débouché sur la surface libre.

Les différents profils de vitesse mettent en évidence une évolution avec la température du temps de débouché et de l'amplitude du précurseur élastique, ainsi que de la durée de traversée de l'onde plastique et de la vitesse de décélération qui s'ensuit. La température initiale du matériau modifie sa masse volumique ρ_0 , influe sur la limite élastique du matériau (amplitude du précurseur élastique), sur la vitesse du son longitudinale c_L (débouché du



FIGURE IV.15 – Profils de vitesse de surface libre mesurés par VISAR sur des cibles de fer de 250 µm d'épaisseur impactées par laser avec différentes températures initiales. Pour plus de lisibilité, chaque profil est décalé en vitesse de 200 m/s.

précurseur) et sur celle de l'onde plastique (que l'on peut assimiler à la vitesse du son en volume c_b en première approximation compte tenu des niveaux de pression modérés dans ces expériences).

Ces différents paramètres peuvent être calculés à partir des mesures VISAR pour les différentes températures initiales (Tab. IV.1 et Fig. IV.16).

Т ₀ (К)	c _L (m/s)	c _b (m/s)	u _{HEL} (m/s)	ρ ₀ (g/cm³)	Δu (m/s)	σ _R (GPa)
300	5940	4595	106,5	7,86	295	5,32
873	5410	4248	76,9	7,66	243	3,95
923	5008	4282	56,9	7,65	231	3,78
1073	5103	4299	77,75	7,61	231	3,77

TABLEAU IV.1 – Résumé des principaux résultats expérimentaux. Les vitesses du précurseur élastique (u_{HEL}) et de décélération (Δu) de surface libre, ainsi que les estimations des vitesses longitudinales (c_L) et en volume (c_b), et de la limite à la rupture (σ_R) proviennent des mesures VISAR.

La limite à la rupture, donnée par l'équation I.26, a également été calculée pour chaque cas, avec les valeurs de ρ_0 et c_b modifiées par la température initiale. On constate une nette diminution de sa valeur lorsque la température augmente (Tab. IV.1). Ces observations sont cohérentes avec les travaux de Zaretsky [75]. Elles suggèrent que le chauffage initial facilite la nucléation des fissures conduisant à l'écaillage.



FIGURE IV.16 – Evolution des vitesses du son en volume (c_b) , longitudinales (c_L) et transversales (c_T) dans le fer en fonction de la température. Les valeurs obtenues pendant cette thèse (+) sont comparées à celles obtenues obtenues par Dever [80] (\Box), Adams (\triangle) [81] et Zaretsky (\bigcirc) [75]

Les cibles écaillées ont été analysées par microscopie électronique. La figure IV.17 montre deux exemples d'observations réalisées sur des cibles impactées avec des températures initiales de 300 K (Fig. IV.17(a) et IV.17(c)(haut)) et 673 K (Fig. IV.17(b) et IV.17(c)(bas)). Dans le premier cas, on peut observer un faciès de rupture fragile, caractéristique du fer aux conditions ambiantes. En revanche, l'observation du cratère d'écaillage dans la cible préchauffée met en évidence un faciès de rupture très clairement ductile. Cette évolution



FIGURE IV.17 – Observations MEB des cratères d'écaillage dans des échantillons de fer de 250 μ m d'épaisseur après un impact laser et avec des températures initiales de : (a) 300 K (I_L = 1,07 TW/cm²) et (b) 673 K (I_L = 1,01 TW/cm²).(c) Vues en coupe des échantillons (a) (en haut) et (b) (en bas).

confirme les rôles opposés de la température et de la vitesse de déformation : la baisse dont l'augmentation favorise un mode de rupture fragile (cf. IV.5).

En résumé, la température initiale n'a pas une influence majeure sur les processus de fragmentation dynamique, au moins sur la gamme explorée. Cependant, le détachement des écailles, la séparation des fragments secondaires, et la perforation semblent plus faciles dans des cibles cryogéniques, où les ruptures en cisaillement sont probablement plus rapides. A l'inverse, le chauffage initial a des effets notables sur les propriétés élastiques, la résistance à la traction dynamique, et les modes de rupture (au moins dans le cas du fer).

IV.5 Durée d'impulsion

Dans la partie I.1, nous avons brièvement décrit les deux types de régime d'interaction laser-matière : les impulsions courtes et les impulsions longues. Cette thèse ayant pour objectif l'étude de la fragmentation dynamique des métaux sous choc laser avec des perspectives d'application dans le contexte de la FCI sur des grandes installations laser, comme le LMJ ou la LIL, le régime nanoseconde a été privilégié. Cependant, des expériences ont aussi été réalisées en régime sub-picoseconde sur l'installation LULI 100 TW (cf. II.1.3) qui délivre des impulsions laser de 300 fs, afin d'élargir notre champ d'investigation et d'étudier l'influence de la durée d'impulsion sur les processus de fragmentation.

En régime nanoseconde, on peut considérer que la durée de l'impulsion de pression générée dans la cible solide est identique à celle de l'impulsion laser. En régime subpicoseconde, du fait du temps nécessaire à l'échange de chaleur des électrons vers les ions (environ 20 ps dans les métaux), la matière n'est chauffée qu'après la fin du rayonnement laser et l'ablation de la matière génère une impulsion de pression très élevée de quelques ps [82]. Du fait de cette très courte durée, l'amortissement hydrodynamique est très important, et conduit à une atténuation et à un élargissement temporel rapides (cf. I.2). Dans le cas de cibles épaisses (quelques centaines de μ m), la durée de l'impulsion de pression peut ainsi s'étaler jusqu'à quelques centaines de ps pendant sa traversée jusqu'à la surface libre.

Comme indiqué dans la partie I.1, la simulation de l'interaction laser-matière en régime ultra-bref requiert la résolution des équation d'Helmholtz, aspect non pris en compte dans le code CHIC. Les expériences dans ce régime ont donc été simulées avec le code ESTHER (cf. II.3.1.2).

Les expériences en impulsion courte ont été réalisées sur des cibles identiques à celles utilisées en régime nanoseconde. La figure IV.18 montre les acquisitions obtenues par visualisation transverse au cours d'un tir sur une cible d'aluminium de 200 μ m d'épaisseur, impactée par une impulsion sub-picoseconde et avec une intensité de 0,68 PW/cm² sur une tache focale de 3 mm de diamètre. L'impulsion de pression générée 2 μ m sous la face irradiée de la cible, calculée par le code ESTHER, a une amplitude de 114 GPa et une durée de 65 ps. Après traversée de la cible, l'amplitude de choc au moment du débouché en surface libre est de 5 GPa. On peut observer l'éjection d'une écaille à une vitesse moyenne de 581 ± 91 m/s calculée à partir des visualisations. Cette écaille, qui semble présenter une courbure importante sur sa périphérie, est suivie par des fragments plus lents. Ces visualisations sont donc tout à fait similaires d'un point de vue phénoménologique, avec les observations d'écaillage en régime nanoseconde. Une telle similitude démontre indirectement que l'interaction en régime sub-ps produit une chargement mécanique analogue aux chocs laser classiques. Cette constatation avait déjà été faite sur la base d'observations post-test de cratères d'écaillage [83] Toutefois, dans le cas d'impulsions ultra-brèves, les épaisseurs de l'écaille et de la couche totale écaillée



FIGURE IV.18 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 0,68 PW/cm² et 300 fs de durée. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection de la première écaille est de 581 \pm 91 m/s.

doivent être beaucoup moins importante qu'en régime nanoseconde. Cette différence est illustrée dans les figures IV.19 et IV.20(c) qui présentent des observations microscopiques de cibles écaillées de cuivre, fer et aluminium impactées par des impulsions ultra-brèves, et mettent en évidence des cratères d'écaillage peu profonds, inférieurs à 10 µm.



FIGURE IV.19 – Observations MEB des cratères d'écaillage dans des cibles de cuivre (a) et de fer (b) en régime sub-picoseconde.

Le taux de déformation atteint en régime sub-ps dans une cible d'aluminium atteint $3.10^7 \, s^{-1}$, et un comportement entièrement fragile est alors mis en évidence dans l'aluminium [68] (Fig. IV.20(c)). Dans les conditions des expériences d'écaillage détaillées dans la partie III.2.2, le taux de déformation peut être estimé à $1.10^7 \, s^{-1}$. Le faciès de rupture observé (Fig. IV.20(b)) présente alors une combinaison de comportement ductile et fragile. Enfin, avec une intensité laser plus faible, une durée d'impulsion plus importante, et donc un taux de déformation moins élevé (0,8.10⁶ s⁻¹), un comportement entièrement ductile peut être observé [27] (Fig. IV.20(a)). Ainsi, on peut constater un changement net de comportement en rupture dynamique avec l'accroissement du taux de déformation.



FIGURE IV.20 – Observations MEB des cratères d'écaillage dans des cibles d'aluminium présentant : (a) un comportement ductile à $\dot{\varepsilon} = 0.8.10^6 \,\text{s}^{-1}$ [27], (b) une combinaison ductile-fragile à $\dot{\varepsilon} = .10^7 \,\text{s}^{-1}$ et (c) un comportement fragile à $\dot{\varepsilon} = 3.10^7 \,\text{s}^{-1}$.

La figure IV.21 montre l'éjection de fragments issus d'une cible d'aluminium de 20 µm d'épaisseur soumise à une impulsion sub-picoseconde avec une intensité de 3,52 PW/cm².



FIGURE IV.21 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'aluminium de 20 µm d'épaisseur soumise à un impact laser de 3,52 PW/cm² et 300 fs de durée. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection maximale des fragments est supérieure à 11 000 m/s. Leur impact sur une plaque de protection (à droite) produit un rayonnement lumineux.

L'amplitude du chargement en pression induit 2 µm sous la face irradiée de la cible est de 194 GPa. Dans ces conditions, la cible subit une perforation. La visualisation ne permet de distinguer qu'un nuage dense de fragments, dont la vitesse maximale est supérieure à 11 000 m/s. L'impact de ces fragments sur une plaque de polycarbonate (partiellement visible sur les visualisations) génère un rayonnement qui peut être observé sur les acquisitions.

Des observations par microscopie optique d'une cible identique, impactée à 2,88 PW/cm², sont présentées dans les figures IV.22(a) et IV.22(b). La perforation de cette cible suite à l'impulsion ultra-brève laisse une ouverture aux bords nets, dont le diamètre est exactement celui de l'impact laser. De plus, la déformation de la partie non choquée de la cible est quasiment nulle, et on peut observer sur la figure IV.22(b) le bord net laissé par la perforation.



FIGURE IV.22 – Observations microscopiques de cibles d'aluminium de 20 µm d'épaisseur impactées par une impulsion laser de : (a), (b) 300 fs et 2,88 PW/cm², (c) 3 ns et 2,55 TW/cm² (les bords du cratère ont été dépliés afin de mieux apprécier l'ouverture).

La figure IV.22(c) montre une vue d'une cible identique impactée avec une impulsion laser de 3 ns et une intensité de 2,35 TW/cm². La pression maximale générée dans la cible est de 78 GPa, mais la durée de l'impulsion de pression est de 3 ns. Le diamètre d'ouverture est alors supérieur à 6 mm (pour un diamètre d'impact de 2 mm), et la cible récupérée après l'expérience est très déformée (celle-ci a été aplanie pour faciliter la prise de vue).

Les fragments issus de la cible présentée dans les figures IV.22(a) et IV.22(b) ont été récupérés dans un varagel disposé 10 cm derrière la cible. La figure IV.23 montre des observations par microscopie optique du collecteur après l'expérience.





Malgré l'importante vitesse d'éjection maximale des fragments, mesurée à environ 12000 m/s grâce au diagnostic de visualisation transverse, on peut constater que les fragments visibles ont pénétré très peu profondément dans le varagel. Ils ont été en majorité stoppés dans une couche d'environ 100-200 µm de profondeur sous la surface du collecteur.

Dans l'hypothèse où la profondeur de pénétration dans un varagel dépend de la quantité de mouvement du fragment, donc de sa masse et de sa vitesse, il semble que les tailles des fragments générés sont très faibles. Ainsi, il est possible que des fragments de taille inférieure à la résolution spatiale du microscope utilisé (quelques µm) soient présents au sein du gel.

Des expériences identiques ont été réalisées avec des cibles d'or. La figure IV.24 montre la fragmentation d'une cible d'or de 20 µm d'épaisseur impactée à 3,69 PW/cm².



FIGURE IV.24 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'or de 20 μ m d'épaisseur soumise à un impact laser de 3,69 PW/cm² et 300 fs de durée. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection maximale des fragments est de 1770 \pm 188 m/s.

On peut observer un nuage de dense de fragments éjecté avec une vitesse maximale de 1770 ± 188 m/s. Dans ces conditions, la pression induite dans la cible est de 388 GPa et la cible récupérée après l'expérience est entièrement perforée. Les figures IV.25(a) et IV.25(b) montrent les observations microscopiques réalisées sur une cible identique impactée avec une intensité de 2,99 PW/cm². Comme dans le cas de l'aluminum (Fig. IV.22(a)), le diamètre de l'ouverture après perforation est identique au diamètre d'impact, alors qu'une cible soumise à un chargement en pression de 3 ns avec une amplitude de 53 GPa subit une perforation dont le diamètre d'ouverture apparent après l'impact est d'environ 7 mm.



FIGURE IV.25 – Observations microscopiques de cibles d'or de $20 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur impactées par une impulsion laser de : (a), (b) 300 fs et 2,99 PW/cm², (c) 3 ns et 2,35 TW/cm².

Les fragments éjectés de la cible présentée dans la figure IV.25(a) ont été récupérés dans un varagel. Les observations microscopiques de ces fragments, présentées dans la figure IV.26, montrent, comme dans le cas de l'aluminium, des fragments de très petites dimensions entrés peu profondément dans le collecteur, malgré la vitesse d'impact élévée. La distance maximale de pénétration est supérieure au cas de l'aluminium, du fait de la masse plus élevée des fragments, mais n'excède pas 2 mm. La présence de fragments autour de la zone d'impact témoigne d'une légère composante centrifuge dans la vitesse d'éjection de certains fragments. Ce phénomène est toutefois moins marqué qu'en régime nanoseconde.



FIGURE IV.26 – Observations microscopiques des fragments issus d'une cible d'or de $20 \,\mu m$ d'épaisseur impactée par une impulsion laser de 300 fs avec une intensité de 2,99 PW/cm², et récupérés dans un varagel. (a) Vue de dessus de la surface du collecteur. (b), (c) Vues de côté à travers le varagel, dans deux zones différentes.

Pour évaluer l'influence de la durée d'impulsion sur le processus de *microjetting*, des expériences sur des cibles d'or partiellement dépolies ont été réalisées. La figure IV.27 montre un exemple de visualisation transverse obtenue au cours d'un tir sur une cible d'or de 60 µm d'épaisseur, présentant une surface libre à moitié dépolie (partie supérieure), et soumise à un impact laser de 3 PW/cm².

Un rayonnement intense, dû à l'interaction laser-matière, est visible entre la cible et son support. Les premières acquisitions montrent une éjection de fragments différente sur les deux zones de rugosités différentes. Dans la partie haute, qui a été rayée avant l'expérience, un nuage de fragments est éjecté à une vitesse maximale de 3890 ± 725 m/s. Dans la partie basse, restée dans son état d'origine, une écaille est éjectée à une vitesse de 1199 ± 357 m/s. Ce résultat est fortement semblable à celui présenté dans la figure III.76 obtenu en régime nanoseconde. Il démontre que l'éjection de matière par *microjetting* peut se produire en régime sub-ps.

En résumé, les résultats obtenus montrent que malgré des différences importantes entre les régimes d'interaction laser-matière en impulsion ns ou sub-ps, ce changement de durée d'impulsion ne modifie pas fondamentalement les processus conduisant à la fragmentation



FIGURE IV.27 – Visualisation transverse des fragments éjectés d'une cible d'or de 60 µm d'épaisseur, dépolie sur la partie supérieure de la surface libre et soumise à un impact laser de 3 PW/cm² et 300 fs de durée. Le choc est appliqué de la gauche vers la droite. La vitesse d'éjection maximale des microjets est de 3890 ± 725 m/s et la vitesse d'éjection de l'écaille est de 1199 ± 357 m/s.

dynamique, écaillage, perforation et *microjetting*. On constate logiquement que la taille caractéristique des éjectas décroît globalement avec la durée d'impulsion.

IV.6 Bilan récapitulatif

Les principaux résultats expérimentaux sont résumés dans le tableau IV.2. Ils apportent des données nouvelles sur des métaux peu étudiés (or) ou très largement connus (aluminium), dans des gammes de vitesses de déformation particulièrement élevées. Ces données sont cohérentes avec d'autres résultats publiés dans la littérature.

Les mesures de vitesse par VISAR fournissent des estimations de l'amplitude du choc débouchant sur la surface libre, de la résistance dynamique du matériau, et de la vitesse de déformation en traction. Elles sont cependant mises en défaut dans les conditions les plus extrêmes. Les mesures par VH et les visualisations transverses, moins précises mais plus robustes, renseignent sur l'éjection des fragments sur des temps relativement longs. L'observation des cibles récupérées apporte des informations sur les modes de rupture. Enfin, l'analyse des fragments récupérés dans des varagels permet d'évaluer leur distribution en tailles, et ouvre une possibilité de caractériser leurs propriétés balistiques (après calibration des profondeurs de pénétration).

Les simulations effectuées avec le code CHIC, principalement fondées sur les seuils de rupture en traction issus des mesures et sur des paramètres empiriques, donnent des résultats globalement satisfaisants dans les conditions explorées.

Mat.	ер. (µm)	Т _о (К)	τ _L (ns)	l _L (TW/cm²)	Р _{мах} (GPa)	Р _{ѕв} (GPa)	V _{MAX} (m/s)	Δ _u (m/s)	σ _R (GPa)	έ (s-1)	Perf.
Au	300	300	4,93	7,25	144	43	_	-	-	_	×
Au	300	300	2,15	5,01	104	23	630±96	-	-	-	×
Au	300	300	2,63	2,35	48,5	16	373±71	-	-	-	×
Au	300	300	2,63	1,99	47	15	$310 \pm 5,5$	-	-	-	×
Au	300	300	2,63	1,68	39	14	304±22	130	4,1	2,4.10 ⁶	×
Au	300	300	2,63	1,00	22	9,5	173±19	146	4,5	$1,9.10^{6}$	×
Au	300	300	2,63	1,64	38	14	304±37	209	6,5	2,3.106	×
Au	300	300	2,63	1,42	33	12	306±23,5	-	-	-	×
Au	300	31,8	2,63	1,69	38	13	328±16,5	-	-	-	×
Au	20	300	2,63	1,59	28	26,5	-	-	-	-	√
Au	20	300	2,63	1,18	36,5	34,8	809±41	-	-	-	√
Au	20	300	2,63	1,69	40	37	1770 ± 126	-	-	-	V
Au	20	36,8	2,63	1,65	38	36	> 2500	-	-	-	v
Au	20	300	3.104	3690	388	-	1770±188	-	-	-	~
AI	250	300	2,63	0,96	27	9	-	275	2,0	3,8.10 ⁶	×
Al	200	300	3,42	7,59	166	72	-	-	-	-	\checkmark
Al	200	300	2,63	1,78	60	26	1996±33	-	-	-	×
A	200	300	2,63	1,54	50	20,5	-	-	-	-	×
Al	200	300	2,63	1,27	46	21	1735 ± 27	-	-	-	×
Al	200	300	2,63	0,47	20,5	10	656 ± 16	-	-	-	×
A	200	300	2,63	0,63	26,5	12,4	796,5±43	-	-	-	×
AI	200	33,8	2,63	0,59	24,3	23	748,2±43	-	-	-	×
AI	200	300	3.104	680	114	5	581±91,5	-	-	-	×
AI	20	300	2,63	1,81	60	54	~4200	-	-	-	v
AI	20	300	2,63	0,57	23,5	21,8	3190 ± 381	-	-	-	*
AI	20	300	2,63	1,59	52	49	5104±610	-	-	-	*
AI	20	300	2,63	1,69	55	51	-	-	-	-	*
	20	38,5	2,63	1,62	54 104	49,5	- > 11000	-	-	-	*
	20	300	3.10*	3520	194	32	> 11000	-	-	-	•
Fe	250	300	2,63	2,19	48	13	373±58	-	-	-	×
Fe	250	300	2,63	2,25	49	13	-	270	4,9	2,4.10°	×
Fe	250	300	2,63	1,93	42	13	-	295	5,3	2,7.10°	×
Fe	250	8/3	2,63	2,11	46	13	-	243	3,95	2,1.10°	×
ге	250	923	2,63	2,33	50	13	-	231	3,78	2.10	×
ге	250	10/3	2,63	2,2	47,5	13	-	231	3,77	2,5.10°	×
-re	150	300	1,82	1,82	43	13	-	192	3,8	1,7.10°	×
Cu	250	300	2,63	1,82	57	19	552	-	-	-	×
Cu	250	300	2,63	1,31	42	15	-	175	3,09	3,3.10	×
Cu	250	300	2,63	0,87	29,5	13	-	162	2,85	1,5.10	×
Та	150	300	2,63	1,60	40	23	1070 ± 100	285	8	4,1.106	×
Та	20	300	2,63	2,36	55	51,5	-	-	-	-	V
Та	20	300	2,63	1,21	32	28,5	874±96	-	-	-	✓

TABLEAU IV.2 – Résumé des principaux résultats expérimentaux. Les pressions de chargement (P_{MAX}) et de débouché (P_{SB}) sont issues de calculs d'interaction laser-matière et de propagation d'ondes. Les vitesses maximales d'éjection (V_{MAX}) sont estimées à partir des visualisations transverses. La vitesse de décélération (Δu) de surface libre, ainsi que les estimations de la limite à la rupture (σ_R) et du taux de déformation ($\dot{\varepsilon}$), proviennent des mesures VISAR.

CHAPITRE V

Application au terme source du LMJ

Sommaire

V.1	Contexte LMJ	171							
V.2	Effets des impacts d'éjectas sur l'environnement proche 1								
V.3	Expériences LIL dédiées à la fragmentation								
	V.3.1 Tir TS3	177							
	V.3.2 Tir TS5	181							
V.4	Formation de nuclei par condensation dans le plasma d'ablation	185							

Introduction

Afin d'évaluer l'endommagement pouvant être occasionné par les expériences de Fusion par Confinement Inertiel (FCI), le CEA mène, en collaboration avec le LLNL, des travaux de recherche sur la caractérisation du terme source (neutrons, rayonnement X, éjectas solides, plasma) et de ses effets sur l'environnement optique dans la chambre d'expériences. La collaboration avec le CESTA nous a permis de participer à certaines expériences menées dans le cadre de ce projet, et ainsi mettre à profit quelques développements réalisés au cours de cette thèse. Dans ce dernier chapitre, nous décrivons brièvement ces expériences récentes, dont l'exploitation est encore en cours. Par ailleurs, les outils expérimentaux et numériques décrits plus haut ont été appliqués à d'autres thèmes. Ces applications sont décrites dans l'annexe B.

V.1 Contexte LMJ

Pour comprimer le mélange de deutérium-tritium et réaliser la fusion thermonucléaire, le CEA (LMJ) et le LLNL (NIF) ont opté pour le schéma appelé "attaque indirecte" [1], qui implique l'utilisation d'une cible composée essentiellement de parties métalliques (Fig. V.1).

Cette cible comprend une cavité cylindrique en or (Holhraum), dont les parois intérieures seront impactées par les 192 faisceaux laser avec une énergie totale d'environ 1,8 MJ, qui sera partiellement convertie en rayonnement X. Une bille de DT de 300 µg et de 2,4 mm de diamètre, placée au centre de la cavité sera comprimée pendant un temps très bref par ce rayonnement, jusqu'à une densité de quelques centaines de grammes par centimètre cube, et chauffée à une température de 1.10⁷ K.

Cette expérience de FCI nécessite un mélange de deutérium-tritium initialement solide, état accessible à une température de 18 K. Une capsule spécifique a donc été conçue pour maintenir la cible à l'état cryogénique. Cette capsule s'ouvre un court instant (quelques secondes à quelques millisecondes) avant l'arrivée des faisceaux laser. Tout cet ensemble est maintenu au centre de la chambre d'expériences par des pièces en aluminium (Fig. V.1(c)).

Même si seul le hohlraum en or doit recevoir l'énergie laser, le rayonnement X qu'il va émettre hors de la cavité va irradier le porte-cible et toutes les structures métalliques avoisinantes. Ces pièces métalliques (principalement en or et en aluminium) soumises à des rayonnements laser et X intenses, peuvent devenir sources de débris (appelés *shrapnels*) éjectés à hautes vitesses.

Cet effet est illustré sur la figure V.2, qui montre les restes du support de cible après un tir cryogénique à 1 MJ effectué sur l'installation NIF le 6 Octobre 2010.

Cette problématique donne lieu depuis plusieurs années à un colloque annuel francoaméricain appelé le *Shrapnel meeting*, où les équipes concernées partagent leurs avancées sur ce sujet.




FIGURE V.1 – (a), (b) Vues d'une cible NIF. (c) Vue de la cible fixée sur le bras télescopique permettant de la positionner au centre de la cambre d'expérience de 10 m de diamètre. (d) Capsule (en position partiellement ouverte) permettant de conserver la cible à l'état cryogénique avant le tir.



FIGURE V.2 – Support de cible NIF après un tir laser avec une énergie totale de 1 MJ.

V.2 Effets des impacts d'éjectas sur l'environnement proche

Afin de protéger les différents diagnostics et hublots composant l'environnement optique de la cible FCI, sensibles à un endommagement induit par des éjectas métalliques, des éléments de protection amovibles (EPA) seront disposés dans la chambre d'expériences du LMJ. Ces éléments seront peu coûteux, destinés à être soumis aux impacts des débris générés lors de l'expérience, donc prévus pour une durée de fonctionnement très courte. Le matériau choisi pour la conception des EPA est le verre borosilicate. Leur épaisseur sera de 2 mm. Des études spécifiques sur l'endommagement de ces EPA sont menées par le CEA depuis plusieurs années dans le cadre du projet terme source.

Certaines expériences réalisées au cours de cette thèse ont permis de soumettre des matériaux transparents comme le verre ou le polycarbonate à l'impact de fragments d'or et d'aluminium, ces matériaux ayant été utilisés comme protections de diagnostics optiques (cf. II.2.1). Ces impacts ont souvent mené à une métallisation des protections ou à la formation de cratères de faibles dimensions. Cependant, dans certaines conditions expérimentales, ils ont conduit à une destruction de la protection.

La figure V.3 montre une lame de verre de 1 mm d'épaisseur utilisée pour protéger une sonde VH lors d'une expérience d'écaillage par choc laser d'une cible d'or de 300 µm d'épaisseur impactée avec une intensité incidente de 3,34 TW/cm². La lame était disposée 5 cm derrière la cible.



FIGURE V.3 – Vues microscopiques d'une lame de verre de 1 mm d'épaisseur positionnée 5 cm derrière une cible d'or de $300 \,\mu$ m d'épaisseur impactée par une impulsion laser avec une intensité de $3,34 \,\text{TW/cm}^2$. L'impact des débris provenant de la cible a percé la plaque de verre.

Les observations réalisées après le tir mettent clairement en évidence une perforation de la plaque de protection suite à l'impact des fragments d'or éjectés de la cible écaillée. Lors de cette expérience, la visualisation transverse a permis d'évaluer la vitesse d'éjection des fragments à 589 ± 41 m/s. Le diamètre de l'ouverture dans la lame de verre est d'environ 2 mm et quelques fragments d'or de faibles dimensions peuvent être observés sur le bord du cratère. Le choc induit dans le matériau a entraîné la formation de plusieurs fractures transversales sur quelques mm, depuis la zone d'impact.

La figure V.4 montre une lame de verre de 1 mm d'épaisseur utilisée lors d'une expérience similaire sur une cible d'aluminium de 200 µm d'épaisseur impactée à 7,27 TW/cm².



FIGURE V.4 – Vues microscopiques d'une lame de verre de 1 mm d'épaisseur positionnée 5 cm derrière une cible d'aluminium de 200 μ m d'épaisseur impactée par une impulsion laser avec une intensité de 7,27 TW/cm².

On a vu précédemment qu'une telle intensité produit la perforation de la cible d'aluminium (cf. IV.1), donc un important volume de fragments éjectés. La vitesse maximale d'éjection des fragments a été mesurée lors de ce tir à 10810 ± 366 m/s. La lame a été entièrement détruite par l'impact des fragments. Les fractures transversales générées par le choc se sont propagées sur toute la largeur de la lame depuis la zone d'impact des fragments. Un plus fort grossissement de cette zone d'impact (Fig. V.4(b)) permet d'observer principalement des éjectas liquides. En effet, la cible a été partiellement fondue en détente dans cette expérience, et la perforation a conduit à l'éjection de fragments provenant de la couche fondue.

Dans les deux cas présentés plus haut (Fig. V.3 et V.4), on constate que la protection a été mal dimensionnée, puisqu'a elle n'a pas supporté l'impact des fragments éjectés. Néanmoins, ces fragments ont été suffisamment ralentis pour que la tête optique derrière la protection n'ait pas été endommagée.

Des expériences spécifiques ont été réalisées afin de visualiser l'onde de choc que peuvent générer les impacts des éjectas sur une plaque de protection. Pour cela, un polissage optique a été effectué sur la tranche de plaques de polycarbonate servant à protéger la lentille achromatique du système VISAR, dans le but de pouvoir observer une éventuelle modification du matériau grâce au diagnostic de visualisation transverse.

La figure V.5 présente les observations réalisées lors de tirs effectués sur des cibles d'aluminium de 10 et 20 µm d'épaisseur (avec une seule acquisition par tir lors de cette

campagne, donc sans mesure de vitesse des éjectas). Le faisceau sonde est fourni par un laser continu, ce qui génère une figure de speckle dans le fond de l'image.



FIGURE V.5 – Visualisation transverse des fragments issus de cibles d'aluminium de $10 \mu m$ et 20 μm d'épaisseur soumises à des intensités laser de (b) 1,81, (c) 1,05 et (d) 1,79 TW/cm². Les éjectas impactent une lame de polycarbonate de 3 mm d'épaisseur *(à droite)*, dont les tranches sont polies.

La visualisation de référence au temps initial (Fig. V.5(a)) montre que le polissage optique réalisé sur la tranche permet effectivement de voir à travers le matériau sur toute la profondeur dans la direction transverse (\sim 10 mm). La distance initiale entre la surface libre de la cible (à gauche) et la surface du polycarbonate est de 5 mm.

Pour les trois expériences, la visualisation met en évidence la pénétration des fragments sous la surface du polycarbonate, ainsi que des ondes de choc produites par l'impact. En effet, la modification de densité du polycarbonate due à la variation de pression entraîne un changement de l'indice optique qui se répercute dans la transmission du faisceau sonde. Ainsi, dans la figure V.5(b) on peut observer la propagation d'une onde de compression approximativement sphérique, matérialisée par des zones plus lumineuses en arcs de cercle centrés sur la zone d'impact des fragments. Dans la figure V.5(c), l'onde de choc a atteint la face arrière de la plaque de polycarbonate, et elle se réfléchit en une onde de détente. La traction induite dans le matériau entraîne une diminution de la transmission du faisceau sonde, donc

l'effet inverse de la compression. Enfin dans la figure V.5(d), l'onde de détente est entièrement formée et se propage vers la face avant.

Dans des géométries plus complexes, de telles visualisations pourraient aider à comprendre les interactions d'ondes dans les plaques de protection, expliquer des ruptures ou une fragilisation, avec un rôle possible des fixations de ces plaques dans leur support.

V.3 Expériences LIL dédiées à la fragmentation

Des expériences dédiées à l'étude de la fragmentation de cible LMJ, de l'émission du rayonnement X et de ses effets ont été réalisées sur l'installation LIL. Nous avons participé à deux de ces expériences visant à caractériser le terme source (dénommées TS3 et TS5).

V.3.1 Tir TS3

L'expérience TS3 est consacrée à la caractérisation du rayonnement X émis par une cible d'or soumise à un rayonnement laser intense, et de l'effet de ce rayonnement sur les dispositifs métalliques environnants. Le principe de l'expérience est illustré dans la figure V.6.



FIGURE V.6 – Schéma de principe de l'expérience TS3.

Une cible d'or de 3 µm d'épaisseur est impactée par les quatre faisceaux ultra-violets de l'installation avec une énergie totale de 11 kJ. 60 % de l'énergie laser est convertie en rayonnement X. Des cibles secondaires de différents métaux (Aluminium, Cuivre, Tantale, Acier, Or), de différentes épaisseurs (75 à 250 µm) et de 11 mm de diamètre sont disposées au voisinage de la cible principale, et sont soumises à ce rayonnement. Ces cibles secondaires sont positionnées dans tout l'angle solide de 4π stéradians autour de la cible principale à des distances variant de 2 à 4 cm (Fig. V.7(a)). Elles sont maintenues par des dispositifs comprenant un empilement de couches en aérogel de silice pour la récupération des éjectas qui seront créés suite à l'interaction (Fig. V.7(b)). L'ensemble est contenu dans une sphère de 30 cm de diamètre positionnée au centre de la chambre d'expérience de la LIL de 5 m de diamètre (Fig. V.7(c) et V.7(d)).





FIGURE V.7 – Description du dispositif pour l'expérience TS3 : (a) Vue en coupe de la sphère contenant les cibles principale et secondaires. (b) Dispositif permettant le maintien des cibles secondaires et des aérogels. (c) Vue dans la chambre d'expérience LIL de la sphère métallique contenant la cible principale d'or et les cibles secondaires. (d) Vue des cibles secondaires à l'intérieur.

La figure V.8 montre une vue d'une cible secondaire de tantale de 75 µm d'épaisseur sur ses tiges de maintien après l'expérience. Le rayonnement X auquel elle a été soumise a ablaté une couche de matière qui a induit une onde de compression dans l'échantillon, entraînant ainsi une mise en vitesse et la déformation importante que l'on peut observer après l'expérience.



FIGURE V.8 – Vue d'une cible secondaire de tantale de 75 µm d'épaisseur après l'expérience.

Des observations par microscopie électronique ont été réalisées sur une cible secondaire d'aluminium de 200 µm d'épaisseur récupérée après le tir. Dans la figure V.9, la face analysée est la face opposée au rayonnement X.





Les observations mettent en évidence une cible entièrement écaillée, à l'exception de trois zones circulaires où étaient fixées les tiges de maintien. Sur ces points de fixation, le choc n'a donc pas débouché sur une surface libre mais a été transmis dans les tiges. En dehors de ces trois zones, on observe un faciès de rupture caractéristique d'un cratère d'écaillage, dont la profondeur totale peut être estimée à environ 20 µm.

D'après des simulations d'interaction réalisées par le CEA, le profil de pression généré dans la cible d'aluminium par le rayonnement X incident a une amplitude maximale de 12 GPa. Il a été appliqué comme chargement dans une simulation numérique 1D réalisée avec le code SHYLAC afin de calculer la vitesse d'éjection et l'épaisseur des couches écaillées. La figure V.10(a) montre le profil de vitesse de la première écaille, qui est éjectée à environ 550 m/s. La

figure V.10(b) montre le diagramme x-t de l'évolution des pressions dans la cible, et l'écaillage multiple qui se produit au voisinage de la surface libre. L'épaisseur totale écaillée dans la cible est de 20 µm, ce qui est cohérent avec les observations expérimentales.



FIGURE V.10 – (a) Vitesse de surface libre calculée par simulation numérique. (b) Représentation dans un diagramme (x,t) de la pression dans la cible.

La figure V.11 montre plusieurs aérogels positionnés derrière des cibles secondaires soumises au rayonnement X et récupérés après le tir.



FIGURE V.11 – Vues de la surface impactée de trois aérogels positionnés autour de la cible TS3 et récupérés après l'expérience.

Ils ont permis de récupérer un certain nombre de fragments issus de ces cibles secondaires. On peut toutefois constater que l'impact des éjectas a endommagé les blocs d'aérogel de manière significative, ce qui rend difficile leur exploitation. De plus, la perte de certaines parties du collecteur après l'impact réduit la quantité de fragments pouvant être analysés.

Ce constat a conduit à l'utilisation de collecteurs en varagel lors de l'expérience TS5. Les expériences menées durant cette thèse ont en effet montré la très bonne résistance aux impacts du varagel, ainsi que sa bonne efficacité de collection avec peu d'altération des éjectas.

V.3.2 Tir TS5

Le but de l'expérience TS5 est de caractériser, non plus le rayonnement X généré par la cible principale, mais la population de débris qu'elle est susceptible de créer en se fragmentant suite à l'impact laser. L'échantillon, analogue à la cible LMJ, est une cavité cylindrique en or entourée de parties en aluminium (Fig. V.12(a) et V.12(b)).











FIGURE V.12 – (a), (b) Schéma technique et vue réelle de la cible TS5. (c) Positionnement de la cible au centre d'une sphère comprenant sur ses parois différents collecteurs de fragments.

La cible est positionnée au centre d'une sphère métallique, dans laquelle sont disposés des collecteurs en aérogel et varagel, qui vont servir à collecter les fragments générés, par l'impact des quatre faisceaux ultra-violets de la LIL à l'intérieur de la cavité en or. Des EPA en verre borosilicate de 2 mm d'épaisseur sont aussi positionnés autour de la cible afin d'observer leur comportement face aux éventuels fragments éjectés.

La figure V.13 montre les observations réalisées sur deux EPA après l'expérience. Dans la figure V.13(a), l'EPA est fendu de part en part sans trace apparente d'impact. Dans la figure V.13(b), les fragments éjectés ont détruit la lame. Les différents morceaux présentent une métallisation qui montrent l'impact des fragments sur tout la surface de la lame.



(a)

(b)

FIGURE V.13 – Eléments de Protection Amovibles (EPA) en verre borosilicate de 2 mm d'épaisseur positionnés aux alentours de la cible TS5, puis soumis à l'impact des débris produits lors de l'expérience TS5.

Une analyse préliminaire a été réalisée sur un des collecteurs en varagel positionnés dans le voisinage de la cible durant l'expérience (Fig. V.14).



FIGURE V.14 – Varagels positionnés au voisinage de la cible TS5 et récupérés après l'expérience

Une première observation microscopique a permis de mettre en évidence une population de 25 fragments d'or (Fig. V.15).



FIGURE V.15 – Vues microscopiques de quelques fragments d'or collectés dans un varagel lors de l'expérience TS5.

Leur surface apparente a permis de déterminer leur taille caractéristique, et ainsi tracer la distribution présentée dans la figure V.16. Celle-ci présente un pic compris entre 30 et



FIGURE V.16 – Distribution en taille des fragments d'or récupérés et détectés dans un varagel positionné au voisinage de la cible TS5.

 $40 \,\mu\text{m}$, et une taille maximale de $80 \,\mu\text{m}$. La résolution spatiale pour cette analyse (i.e. taille audessous de laquelle un fragment n'est plus détecté) peut être estimée à $\sim 5 \,\mu\text{m}$. Aucun fragment d'aluminium n'a pu être détecté durant cette première observation, ceux-ci étant probablement de plus petites dimensions, et donc plus difficiles à distinguer.

Des examens plus approfondis sont planifiés avec des campagnes de micro-tomographie à l'ESRF, et des analyses des profondeurs de pénétration après calibration de la résistance du varagel à l'impact. Ces résultats apporteront des données quantitatives utilisables pour anticiper la génération de fragments et leurs propriétés balistiques dans les futures expériences LMJ.

V.4 Formation de nuclei par condensation dans le plasma d'ablation

Un autre processus de génération d'éjectas susceptibles de contribuer au terme source dans cette problématique FCI est la formation de gouttelettes métalliques par condensation du plasma en expansion. Ces gouttelettes sont alors éjectées depuis la surface irradiée, pouvant ainsi causer un endommagement des dispositifs placés à proximité. Ce processus a aussi été étudié, mais comme il relève plus de l'interaction laser-matière que de la mécanique des chocs, il n'entre pas directement dans le cadre de cette thèse. Cependant une synthèse des résultats de cette étude est proposée dans l'annexe A pour compléter les informations relatives au terme source.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était de mener une étude expérimentale et numérique des processus de fragmentation dynamique de cibles métalliques sous choc laser, tout en développant de nouveaux outils pour cette étude. Ces travaux s'inscrivent plus particulièrement dans un programme de recherche sur l'anticipation des débris générés au cours des expériences de fusion par confinement inertiel (FCI) prévues sur le Laser MégaJoule. Ils ont donc principalement porté sur les deux métaux composant une cible LMJ : l'or et l'aluminium. Les processus de fragmentation qui ont été identifiés et étudiés au cours de cette thèse sont :

- la formation de microjets suite au débouché d'une onde de choc sur une surface rugueuse,
- l'écaillage, qui résulte de l'interaction entre l'onde de détente réfléchie par la surface libre et l'onde de détente incidente, ou le micro-écaillage lorsque cette interaction se produit dans un métal fondu,
- la perforation de cibles due aux très grandes déformations généralement induites dans les échantillons de faible épaisseur.

Les expériences dédiées à cette étude ont été principalement menées sur deux grandes installations laser, Alisé et LULI 2000. Ces installations nous ont permis d'étudier la fragmentation de cibles en régime nanoseconde, avec des intensités laser incidentes variant de 0,5 à environ 10 TW/cm². Ces expériences ont nécessité la mise en œuvre de diagnostics spécifiques, en collaboration avec plusieurs laboratoires. Les mesures de vitesse de surface libre ont été réalisées à l'aide de systèmes VISAR et de Vélocimétrie Hétérodyne. Elles ont été complétées par un diagnostic optique transverse développé durant ces travaux, permettant de visualiser en temps réel l'éjection des fragments provenant de la cible, à un ou plusieurs instants après l'impact laser. Enfin, un nouveau type de collecteur, le varagel, a été mis en œuvre et exploité, afin d'obtenir des données quantitatives sur les populations de fragments éjectés. notamment lors d'essais réalisés sur la LIL, prototype du LMJ.

Les cibles utilisées sont des échantillons épais (entre 200 et 300 µm d'épaisseur) et minces (20 et 50 µm) de différents matériaux (or, aluminium, cuivre, fer et tantale). La fragmentation par écaillage conduit généralement à l'éjection d'une écaille principale, mais aussi à la génération de fragments secondaires, derrière cette écaille (multi-écaillage) et sur sa périphérie (suite à des ruptures en cisaillement et en traction). Les vitesses d'envol déduites de la visualisation transverse ont systématiquement confirmé celles mesurées par VH, ce qui a permis de valider l'application de ce système VH dans des gammes de vitesses et de taux de déformation particulièrement élevés, sur lesquelles ce diagnostic n'avait encore jamais été testé. Les mesures complémentaires effectuées par VISAR ont fourni de nouvelles valeurs de la résistance à la traction dynamique pour des métaux connus comme l'aluminium, le cuivre et le fer, ou peu étudiés comme l'or, avec des vitesses de déformation comprises entre 1.10⁶ s⁻¹ et

5.10⁶ s⁻¹. Lors de tirs de forte intensité sur des cibles d'aluminium, les cibles ont été fondues en détente, ce qui a conduit à une fragmentation dynamique en phase liquide selon un processus appelé micro-écaillage, donnant lieu à l'éjection de fines gouttelettes.

Les expériences ont également permis de caractériser le phénomène de perforation sous choc laser, peu étudié dans la littérature. Ce processus est obtenu lorsqu'une mise en vitesse importante de la zone impactée par laser entraîne un effet de poinçon dynamique et une rupture sur la périphérie de cette zone. Nous avons mis en évidence les différentes populations de fragments générés lors de ce processus, et montré que, dans nos conditions expérimentales, il coexiste avec le processus d'écaillage. De plus, l'ouverture et le retournement de la cible en "pétales" entraîne l'éjection de matière liquide issue de la face avant (chauffée par le laser) avec une vitesse centrifuge.

L'éjection de matière par *microjetting* au moment du débouché du choc laser a été observée sur des cibles d'aluminium de rugosité "naturelle" (de l'ordre du μ m) pour des pressions en face arrière supérieures à 20 GPa, et également sur des cibles d'or de faibles épaisseurs. Nous avons aussi montré qu'il était possible de générer ou d'accentuer "artificiellement" ce phénomène en effectuant un dépolissage de la surface libre des cibles, ou en usinant des rainures. Dans le premier cas, on observe un nuage de particules , dans le second cas, des jets bien distincts. La matière éjectée par ce processus a une vitesse supérieure à la vitesse de surface libre, le rapport entre ces deux vitesses dépendant de l'angle des défauts de surface.

La récupération des fragments dans des collecteurs en varagel, que nous avons analysés par microscopie optique ou micro-tomographie X, permet d'établir des distributions en taille de ces fragments et de déterminer la masse totale éjectée. La bonne capacité de ce gel à collecter des éjectas rapides et à supporter leur impact a été démontrée.

Les influences de divers paramètres expérimentaux sur ces différents processus de fragmentation ont été caractérisées : pression de choc, épaisseur de la cible, température initiale et durée d'impulsion. En particulier, des expériences cryogéniques, réalisées dans le contexte de la génération de débris liée à la FCI, ont montré que les basses températures (entre 30 et 40 K) semblent faciliter les ruptures en cisaillement permettant le détachement des fragments et la perforation, sans toutefois modifier radicalement les faciès de rupture observés dans les cratères d'écaillage. Par ailleurs, des expériences à hautes températures (jusqu'à 1073 K) ont permis de mettre en évidence l'effet du préchauffage sur des cibles de fer, qui diminue la résistance dynamique du matériau et favorise un mode de rupture ductile. En ce qui concerne la perforation, nous avons mis en évidence que l'accroissement de la pression de choc augmente l'ouverture de la cible et peut entraîner la génération de fragments supplémentaires provenant de la partie non choquée de la cible. Enfin, des expériences réalisées sur l'installation LULI 100 TW en régime sub-picoseconde (300 fs), ont montré que les processus de fragmentation obtenus en impulsions courtes ou longues étaient similaires. Ce résultat inattendu renseigne indirectement sur la génération d'ondes de choc dans ce régime d'interaction laser-matière encore mal connu sur le plan des effets mécaniques, et il confirme l'élargissement considérable de l'impulsion de pression par rapport à l'impulsion laser ultrabrève, puis au cours de sa propagation dans la cible.

Afin de pouvoir prédire par simulation numérique les processus de fragmentation dynamique sous choc laser, nous avons implémenté de nouveaux modèles dans le code hydrodynamique bi-dimensionnel CHIC :

- une procédure de suppression de mailles permettant de simuler l'apparition de fractures dans la cible,
- plusieurs critères de rupture et d'endommagement en traction (Cut-off, Tuler-Butcher, Kanel),
- un critère de rupture en déformation, pour reproduire le détachement des écailles et la perforation des cibles qui ne peuvent être simulés par les critères précédents,
- une fluctuation de la résistance à la traction dynamique, centrée sur la valeur obtenue expérimentalement, et distribuée aléatoirement dans le volume de la cible.

Ce dernier outil relève d'une approche préliminaire vers la prise en compte des inhomogénéités des matériaux utilisés (joints de grain, inclusions, impuretés, etc.) qui vont donner lieu à des zones plus ou moins résistantes à la traction. Les simulations effectuées avec les outils implémentés ont fourni des résultats en bon accord avec les observations expérimentales.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ouvrent la voie à de nouvelles études.

Sur le plan expérimental, des améliorations sont à réaliser en particulier sur la caractérisation du varagel. Sa calibration, en cours, permettra de déterminer la vitesse d'impact des fragments en fonction de leur masse et de leur distance de pénétration. Son utilisation comme collecteur passe aussi par une meilleure connaissance de son comportement thermoviscoélastique. Enfin, si l'intérêt des micro-tomographies X a été démontré, la plupart des analyses des fragments collectés restent à faire, avec en particulier des résolutions spatiales plus fines, jusqu'à 0,27 µm à l'ESRF. Les expériences laser réalisées ont permis de montrer les capacités de la VH à mesurer des nuages de fragments rapides. Toutefois, une amélioration du processus de dépouillement semble souhaitable afin de pouvoir profiter de la bonne résolution temporelle du système de mesure (25 ps), et ainsi être capable de distinguer les premières phases du signal d'écaillage. Enfin, une interprétation plus précise de toutes nos expériences nécessiterait une meilleure caractérisation de la répartition spatiale de l'énergie laser déposée sur la cible.

Sur le plan numérique, les outils développés et mis en place dans le code CHIC (critère de rupture en déformation, distribution aléatoire de défauts) ont permis d'obtenir des résultats en bon accord avec les expériences, mais ils ne sont à ce stade exploratoire, fondés sur aucune données physiques quantitatives. Ainsi, la valeur seuil du critère de rupture en déformation, qui détecte les déformations "excessives" des mailles, reste purement empirique et commune à tous les matériaux. Il faudrait chercher à relier ce paramètre à des caractéristiques physiques

du matériau considéré, ou à des données relatives à son comportement en cisaillement. De même, le paramètre définissant la distribution gaussienne de la valeur de la résistance à la traction est défini arbitrairement. Il pourrait probablement être estimé sur la base d'études statistiques. Enfin, la répartition aléatoire de la limite à la rupture est entièrement dépendante du maillage et n'est donc pas représentative. Il faudrait maintenant chercher à affecter cette répartition en fonction de tailles caractéristiques déduites de la microstructure de l'échantillon considéré (tailles de grains, ...).

Bibliographie

- [1] J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger, S. G. Glendinning, S. H. Glenzer, S. W. Haan, R. L. Kauffman, O. L. Landen, and L. J. Suter. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility. *Physics of plasmas*, 11(2):339, 2004.
- [2] Y. Michel. Phénomène d'impact à haute vitesse sur cibles minces fragiles Application au projet de Laser MégaJoule et à la problématique des débris spatiaux. PhD thesis, Université Toulouse III, 2007.
- [3] C. R. Phipps, J. R. Luke, G. G. McDuff, and T. Lippert. Laser Ablation Powered Mini-Thruster. *High-Power Laser Ablation IV*, 4760 :833–842, 2002.
- [4] J. R. Asay, L. P. Mix, and F. C. Perry. Ejection of material from shocked surfaces. Applied Physics Letters, 29(5) :284–287, 1976.
- [5] J. R. Asay. Thick-plate technique for measuring ejecta from shocked surfaces. J. Appl. Phys., 49(12) :6173–6175, 1978.
- [6] J. R. Asay and L. D. Bertholf. A model for estimating the effects of surface roughness on mass ejection from shocked materials. Report sand, Sandia Laboratories, 1978.
- [7] P. Chapron, P. Gandeboeuf, and B. Laurent. Ejection de matière à la surface d'un matériau sous choc. *Chocs*, (23) :29–37, 2000.
- [8] C. L. Mader. LASL Phermex Data. University of California Press, California, 1980.
- [9] M. B. Zellner, M. Grover, J. E. Hammerberg, R. S. Hixson, A. J. Iverson, G. S. Macrum, K. B. Morley, A. W. Obst, R. T. Olson, J. R. Payton, P. A. Rigg, N. Routley, G. D. Stevens, W. D. Turley, L. Veeser, and W. T. Buttler. Effects of shock-breakout pressure on ejection of micron-scale material from shocked tin surfaces. *Journal of Applied Physics*, 102 :013522, 2007.
- [10] M. B. Zellner, W. Vogan McNeil, G. T. Gray III, D. C. Huerta, N. S. P. King, G. E. Neal, S. J. Valentine, J. R. Payton, J. Rubin, G. D. Stevens, W. D. Turley, and W. T. Buttler. Surface preparation methods to enhance dynamic surface property measurements of shocked metal surfaces. *Journal of Applied Physics*, (103) :083521, 2008.
- [11] M. B. Zellner, G. Dimonte, T. C. Germann, J. E. Hammerberg, P. A. Rigg, G. D. Stevens, W. D. Turley, and W. T. Buttler. Influence of shockwave profile on ejecta. *Shock Compression of Condensed Matter*, pages 1047–1050, 2009.
- [12] M. B. Zellner, M. Byers, G. Dimonte, J. E. Hammerberg, T. C. Germann, P. A. Rigg, and W. T. Buttler. Influence of shockwave profile on ejection of micron-scale material from shocked Sn surfaces : An experimental study. *Dymat*, pages 89–94, 2009.
- [13] S. A. Novikov, I. I. Divnov, and A. G. Ivanov. The study of fracture of steel, aluminium, and copper under explosive loading. *Phys Metals Metal sci(USSR)*, 21 :608–615, 1966.
- [14] L. Davison, D. E. Grady, and M. Shahinpoor. *High pressure shock compression of solids II - Dynamic fracture and fragmentation*. Springer, New York, 1996.
- [15] T. Antoun, L. Seaman, D. R. Curran, G. I. Kanel, S. V. Razorenov, and A. V. Utkin. Spall Fracture. Springer, New York, 2002.
- [16] T. de Rességuier, L. Signor, A. Dragon, P. Severin, and M. Boustie. Spallation in laser shock-loaded tin below and just above melting on release. *Journal of Applied Physics*, 102 :073535, 2007.

- [17] D. L. Robbins, R. J. Gehr, R. W. Harper, T. D. Rupp, S. A. Sheffield, and D. B. Stahl. Laser-driven miniflyer induced gold spall. *Shock compression of condensed matter*, 2000.
- [18] G. I. Kanel. Spall fracture : methodological aspects, mechanisms and governing factors. Int J Fract, 163 :173–191, 2010.
- [19] G. I. Kanel, S. V. Razorenov, K. Baumung, and J. Singer. Dynamic yield and tensile strength of aluminum single crystals at temperatures up to the melting point. *Journal of Applied Physics*, 90(1):136–143, 2001.
- [20] G. V. Stepanov. Spall fracture of metals by elastic-plastic loading waves. *Problemy Prochnosti*, 8 :66–70, 1976.
- [21] V. I. Romanchenko and G. V. Stepanov. The dependence of critical stresses upon the time parameters of load at spalling in copper, aluminium, and steel. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 21(4) :141–147, 1980.
- [22] M. A. Meyers and C. T. Aimone. Dynamic fracture (spalling) of metals. Prog. Mater. Sci., 18 :1–96, 1983.
- [23] S. Eliezer, I. Gilath, and T. Bar-Noy. Laser induced spall in metals : Experiment and simulation. J. Appl. Phys., 67 :715, 1990.
- [24] S. Eliezer, Y. Gazit, and I. Gilath. Shock wave decay and spall strength in laser-matter interaction. *J. Appl. Phys.*, 68 :356, 1990.
- [25] M. Boustie and F. Cottet. Experimental and numerical study on laser driven spallation into aluminum and copper targets. *Journal of Applied Physics*, 69(11) :7533–7538, 1991.
- [26] T. De Rességuier, S. Couturier, J. David, and G. Nériat. Spallation of metals subjected to intense laser shocks. *Journal of Applied Physics*, 82(5) :2617–2623, 1997.
- [27] L. Tollier and R. Fabbro. Study of the laser-driven spallation process by the VISAR interferometry technique. II. Experiment and simulation of the spallation process. *Journal* of Applied Physics, 83(3) :1231, 1998.
- [28] M. A. Meyers, F. Gregori, B. K. Kad, M. S. Schneider, D. H. Kalantar, B. A. Remington, J. S. Wark, T. Boehly, and G. Ravichandran. Plastic deformation in laser-induced shock compression of monocrystalline copper. In M. D. Furnish, N. N. Thadhani, and Y. Horie, editors, *Shock Compression of Condensed Matter*, page 619, 2001.
- [29] T. De Rességuier, L. Signor, A. Dragon, M. Boustie, and L. Berthe. On the dynamic fragmentation of laser shock-melted tin. *Applied Physics Letters*, 92 :131910, 2008.
- [30] J. S. Rinehart. Scabbing of metals under explosive attack : multiple scabbing. *J. Appl. Phys.*, 23 :1229–1233, 1952.
- [31] L. Signor. *Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2008.
- [32] L. Signor, T. de Rességuier, G. Roy, A. Dragon, and F. Llorca. Fragment-size prediction during dynamics fragmentation of shock-melted tin : recovery experiments and modeling issues. *Shock Compression of Condensed Matter*, 2007.
- [33] L. Signor, A. Dragon, T. De Rességuier, G. Roy, and F. Llorca. La fragmenation des métaux fondus sous choc. Elements de modélisation appliqués à l'étain. 18° Congrés Français de Mécanique, 2007.
- [34] T. De Rességuier, L. Signor, A. Dragon, M. Boustie, G. Roy, and F. Llorca. Experimental investigation of liquid spall in laser shock-loaded tin. *Journal of applied physics*, 101 :013506, 2007.

- [35] S. A. Sheffield and G. A. Fisk. *Shock waves in condensed matter*. Elsevier, Amsterdam, 1983.
- [36] J. P. Romain and E. Auroux. Acceleration-deceleration process of thin foils confined in water and submitted to laser driven shocks. *Journal of Applied Physics*, 82(3) :1367– 1373, 1997.
- [37] M. W. Greenaway, W. G. Proud, J. E. Field, and S. G. Goveas. A laser-accelerated flyer system. *International Journal of Impact Engineering*, 29:317–321, 2003.
- [38] T. De Rességuier, H. He, and P. Berterretche. Use of laser-accelerated foils for impact study of dynamic material behaviour. *International Journal of Impact Engineering*, 31 :945– 956, 2005.
- [39] L. M. Barker and R. E. Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *Journal of Applied Physics*, 43(11) :4669, 1972.
- [40] L. Tollier. Caractérisation de chocs-laser à éclairements modérés par interférométrie Doppler VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques. PhD thesis, Université de Poitiers, 1996.
- [41] W. F. Hemsing. Rev. Sci. Instrum, (50) :73, 1979.
- [42] A. Bennuzi-Mounaix, M. Koenig, G. Huser, B. Faral, D. Batani, E. Henry, M. Tomasini, B. Marchet, T. A. Hall, M. Boustie, T. De Rességuier, M. Hallouin, F. Guyot, D. Andrault, and T. Charpin. Absolute equation of state measurements of iron using laser driven shocks. *Physics of Plasmas*, 9 :2466–2469, 2002.
- [43] P. M. Celliers, G. W. Collins, L. B. Da Silva, D. M. Gold, and R. Cauble. Accurate measurement of laser-driven shock trajectories with velocity interferometry. *Applied Physics Letters*, 73(10) :1320–1322, 1998.
- [44] P. Mercier, J. Benier, A. Azzolina, J. M. Lagrange, and D. Partouche. Photonic doppler velocimetry in shock physics experiments. *J. Phys. IV France*, 134 :805–812, 2006.
- [45] P. Mercier, J. Bénier, P. A. Frugier, A. Sollier, M. Rabec Le Gloahec, E. Lescoute, J.P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, T. de Rességuier, A. Claverie, E. Gay, L. Berthe, and M. Nivard. PDV measurements of ns and fs laser driven shock experiments on solid targets. *Shock compression of condensed matter*, 2009.
- [46] W. W. Anderson and T. J. Ahrens. Physics of interplanetary dust capture via impact into organic polymer foams. J. Geophys. Res., 99(E1) :2063–2071, 1994.
- [47] F. Hörz, M. J. Cintala, M. E. Zolensky, R. B. Bernhard, W. E. Davidson, G. Haynes, T. H. See, P. Tsou, and D. E. Brownlee. Capture of hypervelocity particles with low-density aerogel. Technical report, NASA/TM-1998-201792, 1998.
- [48] F. Hörz, G. Cress, and M. Zolensky. Optical analysis of impact features in aerogel from the orbital debris collection experiment on the Mir station. Technical report, NASA/TM-1999-209372, 1999.
- [49] F. Hörz, M. E. Zolensky, R. P. Bernhard, T. H. See, and J. L. Warren. Impact Features and Projectile Residues in Aerogel Exposed on Mir. *Icarus*, 147 :559–579, 2000.
- [50] Y. Kitazawa, A. Fujiwara, T. Kadono, K. Imagawa, Y. Okada, and K. Uematsu. Hypervelocity impact experiments on aerogel dust collector. *Journal of geophysical research*, 104 :22035–22052, 1999.
- [51] J. P. Colombier, P. Combis, A. Rosenfeld, I. V. Hertel, E. Audouard, and R. Stoian. Optimized energy coupling at ultrafast laser-irradiated metal surfaces by tailoring intensity envelopes : Consequences for material removal from AI samples. *Physical Review B*, 74 :224106–224121.

- [52] P.-H. Maire, J. Breil, and S. Galera. A cell-centred arbitrary lagrangian-eulerian (ale) method. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56 :1161–1166, 2008.
- [53] P.-H. Maire and J. Breil. A second-order cell-centered lagrangian scheme for twodimensional compressible flow problems. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56 :1417–1423, 2008.
- [54] S. P. Lyon and J. D. Johnson. Sesame : The los alamos national laboratory equation of state database. LANL Technical Report LA-UR-92-3407, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, 1992.
- [55] A. V. Bushman, I. V. Lomonosov, and V. E. Fortov. Equation of state of metals at high energy densities. Russian academy of sciences, Institute of Chemical Physics, Chernogolovka, 1992.
- [56] A. V. Bushman, I. V. Lomonosov, and V. E. Fortov. Models of wide-range equations of state for matter under conditions of high energy density. *Sov. Tech. Rev. B*, (5) :1, 1993.
- [57] F. R. Tuler and B. M. Butcher. A criterion for time dependence of dynamic fracture. *Internal Journal of Fracture Mechanics*, 4(4), 1968.
- [58] G. I. Kanel and V. E. Fortov. Adv. Mech., 10(3), 1987.
- [59] E. Lescoute, T. De Rességuier, J.-M. Chevalier, D. Loison, J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, J. Breil, P.-H. Maire, and G. Schurtz. Ejection of spalled layers from laser shock-loaded metals. à paraître dans Journal of Applied Physics, 2010.
- [60] G. E. P. Box and M. E. Muller. A Note on the Generation of Random Normal Deviates. *The Annals of Mathematical Statistics*, 29(2) :610–611, 1958.
- [61] N. F. Mott and E. H. Linfoot. non publié Report No. AC3348, Ministry of Supply, January 1943.
- [62] N. F. Mott. Proc. R. Soc. London, Ser. A, 189 :300, 1947.
- [63] C. Czarnota, N. Jacques, S. Mercier, and A. Molinari. Modelling of dynamic ductile fracture and application to the simulation of plate impact tests on tantalum. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 56(4) :1624 – 1650, 2008.
- [64] H. Trumel, F. Hild, G. Roy, Y.-P. Pellegrini, and C. Denoual. On probabilistic aspects in the dynamic degradation of ductile materials. J. Mech. Phys. Solids, 57 :1980–1998, 2009.
- [65] C. Denoual, G. Barbier, and F. Hild. A statistical approach for fragmentation of brittle materials under dynamic loading. *C. R. Acad. Sci. Paris-Series IIB*, 325(12) :685–691, 1997.
- [66] V. V. Silberschmidt. Crack propagation in random materials computational analysis. *Computational Materials Science*, 26 :159–166, 2003.
- [67] V. V. Silberschmidt. Effect of material's randomness on scaling of crack propagation in ceramics. *International Journal of Fracture*, 140 :73–85, 2006.
- [68] J.-P. Cuq-Lelandais, M. Boustie, L. Berthe, T. De Rességuier, P. Combis, J.-P. Colombier, M. Nivard, and A. Claverie. Spallation generated by femtosecond laser driven shocks in thin metallic targets. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 42 :065402, 2009.
- [69] E. Moshe, S. Eliezer, E. Dekel, A. Ludmirsky, Z. Henis, M. Werdiger, N. Eliaz, and D. Eliezer. An increase of the spall strength in aluminium, copper, and Metglas at strain rates larger than 10⁷ s⁻¹. *Journal of Applied Physics*, 83(8) :4004–4011, 1998.
- [70] K. S. Holian, editor. T-4 Handbook of Material Properties Data Bases. LA-10160-MS, Los Alamos, UC-34, 1984.

- [71] Z. Kaczkowski and H. S. Nam. *Magnetic Properties of Amorphous Metals*. Elsevier Science, Amsterdam, 1987.
- [72] T. De Rességuier and M. Hallouin. Effects of the α - ε phase transition on wave propagation and spallation in laser shock-loaded iron. *Phys. Rev. B*, 77 :174107, May 2008.
- [73] C. Voltz and G. Roy. Study of spalling for high purity iron below and above shock induced α - ε phase transition. *Shock Compression of Condensed Matter*, pages 511–514, 2003.
- [74] S. V. Razorenov, G. I. Kanel, A. S. Savinykh, and V. E. Fortov. Large tensions and strength of iron in different structure states. *Sock Compression of Condensed Matter*, pages 650– 653, 2005.
- [75] E. B. Zaretsky. Shock response of iron between 143 and 1275 K. Journal of Applied Physics, 106 :023510, 2009.
- [76] L. R. Veeser, G. T. Gray III, J. E. Vorthman, P. J. Rodriguez, R. S. Hixson, and D. B. Hayes. High pressure response of a high-purity iron. *Shock Compression of Condensed Matter*, pages 73–76, 99.
- [77] L. Seaman, D. R. Curran, and D. A. Shockey. Computational models for ductile and brittle fracture. *Journal of Applied Physics*, 47(11) :4814–4826, 1976.
- [78] T. De Rességuier, D. Loison, E. Lescoute, L. Signor, and A. Dragon. Dynamic fragmentation of laser shock-melted metals : Some experimental advances. *Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 48(4) :957–972, 2010.
- [79] L. Signor, T. De Rességuier, A. Dragon, G. Roy, A. Fanget, and M. Faessel. Investigation of fragments size resulting from dynamic fragmentation in melted state of laser shock-loaded tin. *International Journal of Impact Engineering*, 37(8) :887 – 900, 2010.
- [80] D.J. Dever. Temperature dependence of the elastic constants in alpha-iron single crystals : relationship to spin order and diffusion anomalies. *Journal of Applied Physics*, 43(8) :3293–3301, 1972.
- [81] J. J. Adams, D. S. Agosta, R. G. Leisure, and H. Ledbetter. Elastic constants of monocrystal iron from 3 to 500 k. *Journal of Applied Physics*, 100(11) :113530, 2006.
- [82] J.-P. Cuq-Lelandais. Etude de l'endommagement dynamique des métaux par choc laser ultra-bref. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2010.
- [83] H. Tamura, T. Kohama, K. Kondo, and M. Yoshida. Femtosecond-laser-induced spallation in aluminum. *Journal of Applied Physics*, 89(6) :3520–3522, 2001.
- [84] E. Lescoute, L. Hallo, B. Chimier, V. T. Tikhonchuk, D. Hébert, J.-M. Chevalier, B. Etchessahar, and P. Combis. Experimental observations and modeling of nanoparticle formation in laser-produced expanding plasma. *Physics of plasmas*, 2008.
- [85] J. Frenkel. *Kinetic Theory of Liquids*. Oxford University Press, 1946.
- [86] D. Hébert and B. Etchessahar. Condensation en détente dans le vide. Technical report, CEA/CESTA, 2005.
- [87] Ya. P. Zel'Dovich and Yu. P. Raiser. *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*, volume II. Academic Press, Inc. (London), 1967.
- [88] Yu. P. Raiser. Condensation of a cloud of vaporized matter expanding in vaccum. *Soviet Physics JETP*, 37 :1741–1750, 1959.
- [89] S. Kotake and I. I. Glass. Flows with nucleation and condensation. Prog. Aerospace Sc., 19 :129–196, 1981.

- [90] I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, A. I. Magunov, T. A. Pikuz, A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, J. Jr. Abdallah, G. C. Junkel-Vives, T. Auguste, P. D'Olivera, S. Hulin, P. Monot, F. Blasco, F. Dorchies, T. Caillaud, C. Bonte, C. Stenz, F. Salin, and B. Yu. Sharkov. On the interaction of femtosecond laser pulses with cluster targets. *JETP*, 94 :73, 2002.
- [91] D. Boyer, P. Tamarat, A. Maali, M. Orrit, and B. Lounis. Photothermal imaging of nanometer-sized metal particles among scatterers. *Science*, 297 :1160, 2002.
- [92] T. De Rességuier, E. Lescoute, G. Morard, and F. Guyot. Dynamic fragmentation as a possible diagnostic for high pressure melting in laser shock-loaded iron. *Shock Compression of Condensed Matter*, pages 1007–1010, 2009.
- [93] Cédric Broussillou, J.-P. Cuq Lelandais, E. Lescoute, L. Berthe, M. Boustie, T. De Rességuier, Michel Jeandin, and L. Parissi. Laser shock adhesion test (LASAT) of thin films in CuInS2-based solar cells. In *SMT 23 23rd International conference on surface modification technologies*, page pp., Madras Inde, 2009.
- [94] C Bolis, L Berthe, M Boustie, M Arrigoni, S Barradas, and M Jeandin. Physical approach to adhesion testing using laser-driven shock waves. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 40(10) :3155, 2007.

ANNEXE A

Condensation dans les plasmas

Introduction

Un tir LMJ va générer un nombre important de débris liquides ou solides, dont l'une des sources est liée à la production d'un plasma métallique dans la chambre d'expériences. Lors de sa détente, ce plasma est susceptible de produire des nuclei, c'est-à-dire des particules de recondensation solides ou liquides dans le plasma détendu. Nous cherchons ici à comprendre et modéliser le phénomène de nucléation. De très petites tailles (quelques nanomètres), mais ayant une vitesse élevée (plusieurs milliers de mètres par seconde), ces nuclei sont susceptibles d'endommager les optiques et les instruments de mesure placés autour de la cible dans la chambre d'expérience du LMJ. Afin de prévenir un tel endommagement, il est nécessaire de quantifier cette condensation par le nombre de particules attendu, leur taille et leur vitesse. Dans cette annexe, nous présentons une modélisation du phénomène et une première étude expérimentale permettant de valider le modèle physique [84].

A.1 Constat expérimental

L'endommagement d'optique au cours d'expériences laser sur des cibles métalliques induit par le plasma d'ablation a été observé au cours de cette thèse. Ainsi, la figure A.1 montre l'état du hublot d'entrée du faisceau laser de la chambre d'expériences Alisé après plusieurs tirs laser.



FIGURE A.1 – Vues du hublot d'entrée du faisceau laser de la chambre d'expériences Alisé, de diamètre 80 mm.

On peut observer une métallisation très nette (Fig. A.1(b)) provoquée par la matière ablatée des différentes cibles et projetée sur le hublot, ainsi que la trace du passage du laser de puissance, qui "nettoie" le hublot à chaque tir. Toutefois, la figure A.1(c) montre que ce nettoyage occasionne un endommagement du matériau au niveau des différentes zones de surintensité de l'impulsion.

A.2 Types de particules existant

Il existe deux types de débris possibles générés en face avant, dont les caractéristiques et les origines sont différentes : les éjectas liquides et les nuclei. Ces deux phénomènes se produisent dans la matière chauffée l'impulsion laser (Fig. A.2).



FIGURE A.2 – Représentation schématique de la génération d'éjectas au sein de la matière chauffée par laser.

Suivant l'intensité du chauffage, la matière va être portée à une température différente (Fig. A.3). Une fois le chauffage achevé, la matière va se détendre. On considère dans ce cas que la détente est insentropique. Suivant la température initiale, donc l'intensité du chauffage



FIGURE A.3 – Diagramme thermodynamique en température-densité de l'aluminium. La courbe 2 correspond à un chauffage faible qui va donner lieu à la création de gouttelettes. La courbe 3 correspond à un chauffage intense qui conduit le phénomène de condensation.

laser, la détente se fera à droite ou à gauche du point critique dans le plan (T,ρ) .

A droite du point critique la matière sera liquide. Au franchissement de la courbe de saturation ce liquide devient métastable et des bulles de gaz s'y forment. La croissance de ces bulles éjectent de la matière liquide qui forme alors des gouttelettes. Leur vitesse est peu importante (quelques centaines de mètres par seconde) par rapport à la vitesse d'expansion du plasma, et leur taille varie de quelques dizaines de nanomètres à quelques microns.

A gauche du point critique on obtient un gaz qui devient saturé lorsqu'on franchit la courbe de saturation. Par collision entre les atomes des centres de condensation se forment alors. S'ils sont stables, ces centres vont croître par collision avec les atomes du gaz. On a alors formation de nuclei dont la taille est bien inférieure à celle des gouttelettes. Les nuclei primaires, c'està-dire sans coalescence, ont un diamètre de seulement quelques nanomètres. Leur vitesse est sensiblement égale à la vitesse d'expansion du plasma, soit typiquement entre 1.10³ et 1.10⁴ m/s.

A.3 Modèle physique

A.3.1 Condensation en détente isentropique

Lors du refroidissement isentropique d'un gaz, l'isentrope peut traverser la courbe de saturation liquide-vapeur. Dans le cas où l'on passe au dessus du point critique, on obtient un gaz qui devient alors saturé. Au franchissement de la courbe de saturation, le phénomène de condensation débute. Ce phénomène est total dans le cas d'un refroidissement lent, et inexistant pour un refroidissement instantané. Le refroidissement d'un plasma d'ablation par chauffage laser est un refroidissement rapide, qui donne lieu à une condensation partielle et hors équilibre thermodynamique du gaz éjecté. La théorie de Frenkel prédit la formation de complexes moléculaires dans un gaz soumis à des fluctuations, par collision et agglomération entre les atomes [85]. Ces nuclei de phase liquide peuvent être stables dans un gaz saturé si le rayon r est supérieur à un rayon critique r^* . Ils formeront alors des centres viables de condensation qui vont croître et devenir des gouttes de liquide. C'est l'opposition entre l'énergie nécessaire à la croissance du nucleus (effet de surface) et la chaleur latente libérée par la condensation (effet de volume) qui détermine ce rayon critique [86, 87].

A.3.2 Modèles de croissance des gouttes

Lorsque la formation de nuclei cesse, les nuclei déjà formés continuent à croître par collision et adhésion des atomes du gaz, jusqu'à ce que la densité du gaz soit trop faible pour que de telles collisions soient possibles. Cette croissance s'obtient à partir de la théorie cinétique des gaz, par la différence entre les taux d'adhésion et d'évaporation.

Deux modèles de croissance vont nous intéresser ici : le modèle de Frenkel-Raizer [85, 88, 87] et celui de Hertz et Knudsen [89, 90].

Le premier considère l'équilibre entre les températures du gaz et du liquide. Dans le second,

la température du liquide est considérée égale à la température d'équilibre liquide-vapeur T_{eq} , et on fait l'hypothèse de l'équilibre des pressions entre le liquide et le gaz.

Chacun de ces deux modèles théoriques nous fournit un système d'équations différentielles de l'évolution du système. La condensation est calculée en appliquant ce système à la détente d'un matériau. Celle-ci est obtenue par un code hydrodynamique et est ainsi corrigée par la résolution du système effectuée à l'aide d'un post-processeur à partir de l'instant où l'isentrope franchit la courbe de saturation. L'instant de franchissement de la courbe de saturation sera l'instant initial de condensation. On évalue la création et la croissance des gouttes en utilisant les modèles théoriques décrits précédemment. A chaque pas de temps est créée une nouvelle population de gouttes dont l'évolution en taille est traitée au pas de temps suivant, indépendamment des autres populations créées à des temps différents.

A.3.3 Hypothèses restrictives du modèle

Dans ces modèles, certaines hypothèses sont faites :

- On néglige la coalescence des particules dans le plasma. Dans un tir réalisé sous vide, cette hypothèse est correcte, mais est erronée dès que l'on considère un tir sous air.
- On néglige l'effet de courbure des nuclei. Les modèles de croissance de Frenkel-Raizer et de Hertz et Knudsen donnent tous deux la vitesse d'évaporation comme s'il s'agissait d'une surface plane. Ils supposent que le rayon des nuclei est suffisamment grand pour être considéré comme infini.
- Le refroidissement par effet radiatif n'est pas pris en compte.

A.4 Exemple d'expériences dédiées

Des premières expériences ont été réalisées sur le site de la PALA¹. Le laser utilisé est un Thalès α 1000 qui émet des impulsions de 165 fs à 800 nm et avec une énergie maximale de 0,5 mJ. Les éjectas sont collectés sur une lame de verre disposée face à la cible (traversée par l'impulsion laser), puis analysés par microscopie à détection photothermique [91]. La mesure du dépôt d'or (Fig. A.4) nous permet d'obtenir une distribution en taille des particules collectées (Fig. A.5(a)), qui a été comparée à une modélisation réalisée avec le modèle de Frenkel-Raizer (Fig. A.5(b)). Le résultat avec le modèle de Hertz et Knudsen n'est pas présenté ici car trop éloigné de la distribution expérimentale, ce qui nous incite à le discriminer. Le résultat obtenu avec le modèle de Frenkel-Raizer montre toutefois un certain écart avec le résultat expérimental. Nous noterons tout de même un comportement similaire des deux distributions, et un facteur 2 entre les deux tailles maximales. Les nombres de nuclei indiqués ne peuvent être comparées, car l'efficacité de collection n'est pas maximale et l'angle solide de collection n'a pas été rapporté sur les résultats numériques.

^{1.} Plate-forme dÁpplications des Lasers en Aquitaine



FIGURE A.4 – Analyse par microscopie par détection photothermique d'un substrat impacté par des nanoparticules d'or. La fluence incidente sur la cible d'or est de 125 J/cm^2 . La zone analysée est de $40 \mu m$ par $40 \mu m$.



Conclusion

Nous avons mis en évidence la formation de particules dans les plasmas d'ablation, et l'endommagement que l'éjection de matière depuis la face irradiée d'une cible métallique peut occasionner sur les optiques situées aux alentours. Le développement du modèle numérique nécessite la mise au point d'expériences spécifiques afin d'obtenir des données supplémentaires.

ANNEXE B

Applications à d'autres thématiques

B.1 Fusion du fer sous choc laser intense

B.1.1 Objectifs de l'étude

L'étude de la fusion du fer sous haute pression est essentielle pour comprendre la composition du cœur du globe terrestre. La compression par choc est utilisée depuis quelques années pour compléter les données obtenues par chargement quasi-statique. Toutefois, la fusion induite sous choc est difficile à détecter. Une étude de l'influence de la fusion sur la fragmentation dynamique a donc été entreprise afin de pouvoir utiliser le phénomène d'écaillage comme moyen de détection de la transition de phase solide-liquide [92]. Ce travail s'intègre dans le programme ANR d'acronyme SECHEL¹ entrepris en 2007 par le LULI, l'Institut de Physique du Globe, l'Institut PPRIME et le CEA.

Si le processus d'écaillage se produit dans un matériau solide, il conduit à l'éjection d'une ou plusieurs couches écaillées. En revanche, si le chargement en pression est suffisamment intense pour fondre entièrement ou partiellement le matériau sous choc ou détente, la zone de traction sera générée dans un matériau à l'état liquide. Le processus de micro-écaillage a alors lieu, et conduit à l'éjection d'un nuage de fines particules [16, 29] (cf. I.3.2.5).

Des expériences de choc laser ont ainsi été réalisées sur des cibles de fer dans le but de détecter la transition de phase à l'aide des diagnostics employés pour l'étude de la fragmentation.

B.1.2 Exemple d'expérience

La figure B.1 illustre l'évolution de la fragmentation de cibles de fer avec l'augmentation de la pression de chargement. Dans la figure B.1(a), une écaille est éjectée à 410 m/s, et dans les figures B.1(b) et B.1(c) on peut observer l'expansion d'un nuage de débris de faibles dimensions, à une vitesse maximale dans le cas de la figure B.1(c) qui atteint environ 3000 m/s.



FIGURE B.1 – Visualisations transverses des fragments issus d'échantillons de fer : (a) $4 \mu s$ après un impact laser de 72 GPa sur une cible de 150 μm , et (b) et (c), 1 μs après des impacts laser de 140 et 255 GPa sur des cibles de 100 μm .

^{1.} Simulating the Earth Core with High Energy Lasers
Dans certains cas, les cibles peuvent être récupérées après l'expérience et analysées par microscopie électronique (Fig. B.2). Dans la cible de 150 µm soumise à un choc de 72 GPa (Fig. B.2(a)), un cratère d'écaillage peut être observé avec un faciès de rupture fragile caractéristique du comportement du fer à température ambiante (cf. III.2.4).

En revanche, pour des pressions plus importantes, la surface créée par la fracture paraît plus lisse, et un trou peut être observé au centre du cratère (Fig. B.2(b)). L'observation des bords de ce trou (Fig. B.2(c)) suggère une fusion de la cible suivie d'une resolidification. La fusion sous choc doit principalement se produire dans la région centrale de l'impact à cause d'une inhomogénéité de la répartition spatiale de l'énergie laser, donc du chargement en pression, plus importante au centre de la tache focale.



FIGURE B.2 – Observations MEB d'échantillons de fer récupérés. (a) Vue globale d'u cratère d'écaillage d'une cible de fer de 150 µm après un choc laser de 72 GPa. (b) Vue similaire sur une cible de 250 µm d'épaisseur soumise à un choc de 330 GPa. (c) Vues détaillées près du trou central dans le même échantillon sur la surface libre (haut) et sur la face avant (bas).

Les fragments éjectés ont pu être collectés dans un collecteur en varagel positionné derrière la cible, au cours des tirs présentés dans les figures B.1(b) et B.1(c). Pour le tir à 140 GPa (Fig. B.3(a)), quelques fragments de dimensions millimétriques ont été récupérés, et ont pénétré jusqu'à 6 à 8 mm sous la surface d'impact. Des vues plus détaillées montrent que ces fragments sont des morceaux d'une couche écaillée d'épaisseur 10 à 20 µm.

Les éjectas collectés au cours du tir à 255 GPa (Fig. B.3(b)) sont pour la plupart inférieurs à 50 µm, et présentent des formes variées ainsi que des surfaces rugueuses comme pour le tir à plus faible intensité. Cependant, certains fragments sphériques peuvent être distingués (Fig. B.3(c)), avec des diamètres variant d'environ 7 à 30 µm. Cette forme indique que ces fragments ont été générés depuis un état liquide. Toutefois, les simulations de ces tirs avec le code CHIC montrent que la cible correspondante n'a été que partiellement fondue en détente, sur une profondeur de 40 µm sous la surface irradiée. L'interaction des détentes incidente et réfléchie au voisinage de la surface libre a donc eu lieu dans le fer solide, et a conduit à des ruptures par écaillage. La présence dans le gel de fragments "liquides" s'explique par la



FIGURE B.3 – Vues microscopiques des fragments de fer récupérés dans un varagel positionné derrière une cible de fer de $100 \,\mu\text{m}$ d'épaisseur soumise à un choc laser de $140 \,\text{GPa}$ (a) et 255 GPa (b,c). Les fragments sont entrés de la gauche vers la droite.

perforation de la cible, comme dans le schéma de la figure III.50.

La transition entre l'écaillage et le micro-écaillage, avec la chute de résistance dynamique qui l'accompagne, reste une piste possible pour diagnostiquer la fusion du fer sous choc laser, mais elle requiert des pressions de choc supérieures à celles atteintes dans ces essais.

B.2 Fragmentation de composites

B.2.1 Objectifs de l'étude

Les techniques développées au cours de cette thèse ont été appliquées à l'étude du comportement sous choc laser d'un matériau composite utilisé dans l'industrie aéronautique, étude qui fait l'objet de la thèse d'Elise Gay menée au laboratoire PIMM.

Le matériau étudié est le composite haute performance de référence commerciale Cytec 5276-1 G40-800, mis en œuvre sur des structures aérospatiales et constitué du renfort en fibres continues de carbone de 5 μ m diamètre 5 μ m (70% du volume) dans une matrice en résine époxyde (30% du volume).

Les fibres de carbone sont regroupées en plis unidirectionnels noyés dans leur matrice. Les échantillons sont constitués d'une séquence d'empilement de plusieurs plis suivant une orientation préférentielle (Fig. B.4).



FIGURE B.4 – Observations MEB en vue de coupe de la microstructure d'un composite 4 plis

Ces matériaux présentent de très bonnes propriétés mécaniques, de fatigue et thermiques. La tenue aux impacts reste toutefois le point faible des composites en comparaison des métaux classiques et alliages. L'étude de leur comportement sous choc est une étape indispensable au dimensionnement des structures complexes.

B.2.2 Exemple d'expérience

Afin d'étudier la propagation des ondes de choc dans les composites, des expériences de choc laser ont été réalisées. Du fait de leur faible résistance aux chocs, certains de ces tirs ont conduit à une fragmentation des échantillons en composite. Ainsi, la figure B.5 montre les visualisations transverses obtenues au cours d'un tir sur un composite 4 plis de 700 µm d'épaisseur. L'intensité laser incidente est de 2,28 TW/cm². On peut observer l'éjection des différentes fibres composant l'échantillon, à un vitesse maximale d'environ 1500 m/s.



FIGURE B.5 – Visualisations transverses obtenues au cours d'un tir laser sur une cible composite 4 plis de 700 µm d'épaisseur avec une intensité laser de 2,28 TW/cm².

Les fragments éjectés ont été collectés dans un collecteur en varagel au cours de ce tir. La figure B.6 présente des observations microscopiques de ces fragments dans le collecteur, qui permettent de distinguer les fibres de carbone composant l'échantillon. On peut constater que la répartition de ces fibres dans le gel semble aléatoire, probablement à cause de l'effet important de l'angle d'incidence de la fibre au moment de l'impact sur la surface du varagel. De plus, la figure B.6(a), qui présente l'observation de la surface du gel, montre que certaines fibres ont été stoppées dès la surface d'impact et n'ont donc pas pénétré dans le collecteur. Ces observations, réalisées avec des fragments dont les dimensions sont très particulières, tendent à confirmer l'hypothèse de la dépendance de la forme des éjectas sur la distance maximale de pénétration, formulée dans la partie II.2.3.3.



FIGURE B.6 – Vues microscopiques des fibres de carbone collectées dans un varagel. Le collecteur était positionné derrière une cible en composite de 700 μ m d'épaisseur impactée par un tir laser à 2,28 TW/cm². (a) Vue par dessus de la surface du collecteur. (b), (c) Vues des fragments (entrés de la gauche vers la droite) à travers le collecteur.

B.3 Tests d'adhérence sur des cellules photovoltaïques

B.3.1 Objectifs de l'étude

Les cellules solaires en films minces composées de matériaux chalcopyrites comme le $Cu(In_x,Ga_{1-x})(S_x,Se_{1-x})$ (CIGSSe) sont une alternative très intéressante d'un point de vue économique aux cellules classiques à base de silicium. Toutefois, elles consistent en un empilement de plusieurs couches déposées les unes sur les autres (Fig. B.7), et peuvent alors poser des problèmes d'adhésion entre ces différentes couches.





Dans la thèse menée par Cédric Broussillou à l'Ecole des Mines de Paris [93], l'adhésion entre les différentes couches qui composent ces cellules a été testée grâce au procédé LASAT² [94]. Ce test, qui repose sur le phénomène d'écaillage, consiste à induire une zone de traction au niveau de l'interface dont on veut tester l'adhésion. La localisation de la zone de traction est déterminée par la durée de l'impulsion laser et l'épaisseur de l'échantillon, et l'amplitude de la traction est définie par la pression maximale induite de la cible, donc de l'énergie laser déposée.

Les cellules étudiées sont composées d'un substrat en verre (borosilicate ou sodo-calcique (SLG)), d'une couche en Molybdène, puis d'une couche de CuInSe₂ (Fig. B.7(a)) ou de couches de MoSe₂ et CuInSSe₂ (Fig. B.7(b)).

B.3.2 Exemple d'expérience

Des expériences consacrées à cette étude ont été réalisées sur l'installation LULI 100 TW en 2009, avec le diagnostic de visualisation transverse mis en place pour nos expériences sur la fragmentation (cf. IV.5). Un exemple de visualisation obtenue au cours d'un tir sur un échantillon SLG-Mo-CuInSe₂ est présenté dans la figure B.8. L'échantillon est composé d'un substrat en verre de 310 µm d'épaisseur, d'une couche de Molybdène de 500 nm et d'un revêtement de

^{2.} LAser Shock Adhesion Test



FIGURE B.8 – Visualisations transverses obtenues au cours d'un tir laser sub-picoseconde sur une cellule photovoltaïque avec une intensité laser de 30 TW/cm². Une couche arrachée de la surface libre est éjectée de la gauche vers la droite.

CulnSe₂ de $2 \mu m$. Il est soumis à une impulsion laser sub-picoseconde avec une intensité incidente de 30 TW/cm² sur une tache focale de 4 mm de diamètre.

Les acquisitions obtenues montrent l'éjection d'une écaille de 3,8 mm de diamètre à une vitesse maximale de 200 m/s. Cette écaille semble consister en un amas de particules. Les observations par microscopie électronique réalisées sur la surface libre de la cible après l'expérience mettent en évidence le délaminage des couches de CuInSe (Fig. B.9(a)) et de Molybdène (Fig. B.9(b)).



FIGURE B.9 – Observations MEB de la surface écaillée d'une cellule photovoltaïque soumise à un choc laser.

Ces tirs permettent donc effectivement de produire la décohésion de couches superficielles sans altérer le substrat, ce qui est un des buts du procédé LASAT.

ANNEXE C

Compléments sur le varagel

C.1 Expériences de calibration

Des expériences de calibration des collecteurs en varagel ont été entreprises. L'objectif de cette calibration est d'établir un lien entre les caractéristiques des éjectas collectés dans le collecteur (masse, vitesse d'impact, matériau, forme, température ...) et leur distance de pénétration. Pour cela des expériences sont réalisées sur l'installation MICA¹, qui consistent à faire impacter dans des varagels des projectiles calibrés lancés avec une vitesse contrôlée.

C.1.1 Présentation du lanceur MICA

Le lanceur MICA (Fig.C.1) est un canon à deux étages qui fait partie des moyens expérimentaux du CEA/CESTA.



FIGURE C.1 – Vue du lanceur MICA

C'est un canon à poudre qui peut aussi utiliser du gaz comme l'hydrogène, l'hélium ou l'azote. Il peut lancer des projectiles jusqu'à 2 mm de diamètre, avec une vitesse comprise entre 500 et 5000 m/s. Deux barrières optiques générées par des lasers He-Ne sont franchies par les projectiles durant leur envol, ce qui permet de mesurer leur vitesse à chaque tir. Enfin, l'impact sur cible est observé par visualisation transverse à l'aide d'une lampe flash et d'une caméra rapide équipée d'un objectif.

C.1.2 Exemple d'expérience

Une série d'expériences a été entamée sur cette installation afin de calibrer le varagel, et ainsi être capable, à terme, de déterminer à partir de l'estimation de la masse d'un fragment et de sa distance de pénétration à l'intérieur d'un collecteur, sa vitesse au moment de l'impact.

Durant ces premières expériences, des particules sphériques d'aluminium, d'or et de tantale de diamètre compris entre 15 et 53 µm ont été projetées dans des collecteurs en varagel

^{1.} MIni CAnon



FIGURE C.2 – Vues transverses à différents instants d'un bloc de varagel (à droite) de 26 mm de hauteur dans lequel sont projetées de la gauche vers la droite des particules d'or de 53 μ m de diamètre avec une vitesse de 4209 m/s.

avec des vitesses variant de 700 à 4750 m/s. Ces particules sont disposées dans un sabot cylindrique propulsé par le canon, puis libérées par l'ouverture de ce sabot dans la chambre de séparation. La figure C.2 montre un exemple de visualisations transverses obtenues lors d'un de ces tirs, au cours duquel des particules d'or de 53 µm de diamètre impactent un varagel à 4209 m/s. L'empreinte sombre sous la surface impactée est due à la déformation du gel, qui se résorbe à cause de son comportement viscoélastique.

Des observations microscopiques du varagel (Fig. C.3) permettent ensuite de déterminer la distance maximale de pénétration des fragments d_{max} , et ainsi obtenir un point de la courbe $d_{max} = f(vitesse)$.





C.2 Dissolution d'un Varagel

Après analyse d'un varagel, que ce soit par microscopie optique ou tomographie X, il peut être intéressant de récupérer les fragments à l'intérieur du collecteur, par exemple pour les observer par microscopie électronique. Cette opération implique la destruction du varagel.

Une procédure envisageable est la dissolution du varagel avec de l'heptane. Elle nécessite cependant une quantité importante d'heptane. De plus elle n'est pas sans risque pour les fragments et elle peut conduire à la perte d'une partie d'entre eux pendant l'évacuation du dissolvant.

Nous avons donc mis au point une autre procédure. Le varagel est très peu miscible dans l'eau (moins de 0,1 g par litre d'eau), et sa densité est proche mais inférieure à celle de l'eau chaude (0,9 g/cm³ pour le varagel, 0,95 g/cm³ pour l'eau à 95 ° C). En faisant chauffer dans un bécher à 95-100 ° C un bloc de varagel contenant des fragments métalliques avec de l'eau, on obtient une solution biphasique où le varagel surnage au-dessus de l'eau (Fig. C.4(a)). Les fragments métalliques, dont la densité est plus élevée que l'eau (2,7 g/cm³ pour l'aluminium, 19,3 g/cm³ pour l'or), descendent alors dans le varagel liquide. Il sont cependant retenus à l'interface entre l'eau et le varagel du fait de la tension interfaciale entre les deux composés (Fig. C.4(b)). Afin de réduire suffisamment cette tension interfaciale, on ajoute au préalable



FIGURE C.4 – Chauffage d'un bloc de varagel contenant des fragments dans de l'eau distillée. *(a)* avant chauffage, *(b)* après chauffage.

dans l'eau du chlorure de sodium à hauteur de 0,1 mol/l, soit 1,8 g/l (Fig. C.5(a)). Les fragments ne sont alors plus retenus à l'interface et descendent au fond du bécher (Fig. C.5(b)). On peut ensuite arrêter le chauffage, et laisser refroidir le tout. Une fois le gel resolidifié, il peut être facilement enlevé du bécher.



FIGURE C.5 – Chauffage d'un bloc de varagel contenant des fragments dans de l'eau distillée contenant du chlorure de sodium. (a) avant chauffage, (b) après chauffage.

Il ne reste plus dans le bécher que l'eau salée et les fragments métalliques (Fig. C.6(a)). On peut baisser le taux de salinité en ajoutant de l'eau distillée comme indiqué sur la figure C.6(b). En réchauffant le tout à une température supérieure à 100°C, on évapore l'eau.



FIGURE C.6 – Evaporation de l'eau distillée (a), après avoir abaissé le taux de salinité (b).

L'opération terminée, il ne reste plus que les fragments (Fig. C.6(c)), qui peuvent ainsi être observés au MEB ou au microscope optique (Fig. C.7)



FIGURE C.7 – Vue microscopique des fragments d'or récupérés dans un varagel

ANNEXE D

Caractéristiques physiques des matériaux étudiés

D.1 Principales caractéristiques physiques

Matériau	Or	Aluminium	Fer (α)	Cuivre	Tantale
Densité initiale ρ _o (g/cm ³)	19,240	2,784	7,856	8,924	16,656
Numéro atomique Z	79	13	26	29	73
Poids atomique A (u.m.a.)	196,97	26,98	55,85	63,55	180,95
Coefficient de Grüneisen γ₀	3,1	2	2	1,99	1,6
Vitesse du son c _o (m/s)	1740	5328	3574	3940	3414
Vitesse du son Iongitudinale c _L (m/s)	3250	6360	5940	4760	4160
Vitesse du son transversale c _t (m/s)	1190	3160	3260	2330	2090
Vitesse du son en volume c _b (m/s)	2945	5210	4595	3927	3390
Hugoniot : s	1,608	1,338	1,92	1,489	1,200
Température de fusion $T_{f}^{(K)}$	1337	933	1811	1358	3290
Structure cristalline	Cubique à Faces Centrées	Cubique à Faces Centrées	Cubique Centré	Cubique à Faces Centrées	Cubique Centré



D.2 Polaires et courbes de Hugoniot des métaux étudiés

Résumé : L'irradiation d'un matériau métallique par une impulsion laser de forte puissance provoque la sublimation d'une fine couche de matière, transformée en plasma, dont la détente induit une onde de choc à l'intérieur de ce matériau. Dans certaines conditions, ce chargement peut conduire à la production de fragments, solides ou liquides, qui sont éjectés à des vitesses élevées, et sont alors susceptibles d'endommager l'environnement proche, notamment les équipements optiques (lentilles, miroirs, hublots, etc.).

Avec l'avènement des installations laser de haute énergie destinées à réaliser la fusion thermonucléaire par confinemenet inertiel, comme le Laser MégaJoule en France ou le *National Ignition Facility* aux Etats-Unis, l'éjection des débris issus d'une cible métallique soumise à une irradiation laser intense est devenue un problème crucial. Ainsi, il est essentiel pour ces deux projets de comprendre les processus de fragmentation induits par choc laser, de caractériser les fragments produits et leurs propriétés balistiques, et de développer des modèles prédictifs afin de pouvoir prévoir les protections adéquates, de dimensionner les expériences, et préserver les installations laser.

Les principaux processus de fragmentation qui peuvent survenir dans une cible soumise à un choc laser et générer des fragments à hautes vitesses sont : (i) l'éjection de jets micrométriques, ou *microjetting*, qui se produit lorsqu'une onde de compression intense débouche sur une surface libre rugueuse, (ii) l'écaillage, qui est dû à une traction dynamique induite par l'interaction entre des ondes de détente au sein de la cible, et (iii) la rupture par perforation, qui résulte d'un effet de poinçon dynamique dans une cible de faible épaisseur.

Des campagnes expérimentales ont été menées sur les grandes installations laser du Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine (CEA/CESTA) et du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI / École Polytechnique) pour caractériser ces processus et évaluer les influences des principaux paramètres expérimentaux. Ces expériences ont principalement porté sur deux matériaux : l'aluminium et l'or. Plusieurs diagnostics complémentaires ont été développés et utilisés au cours de ces campagnes : visualisation transverse ultra-rapide, mesures de vitesses résolues en temps par interférométrie, récupération des éjectas dans des collecteurs de faible densité, analyse de ces éjectas par micro-tomographie.

Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les prédictions numériques du code hydrodynamique bi-dimensionnel CHIC, qui prend en compte l'interaction laser-matière et la propagation des ondes de pression. Un modèle numérique de fragmentation a été implémenté dans ce code au cours de cette thèse. La capacité de cet outil à simuler la fragmentation dynamique des cibles sous choc laser a pu être testée.

Mots-clés : Fragmentation dynamique, choc laser, microjetting, écaillage, rupture par déformation, experience, simulation numérique.

Study of the dynamic fragmentation of laser shock-loaded metallic target

Abstract : The irradiation of a metallic target by a high power laser pulse induces a shock wave in the material. Under some conditions, it leads to the production of high velocity ejecta which can damage the optical environment (lenses, mirrors, windows, etc.). With the ongoing development of high energy laser facilities designed to achieve inertial confinement fusion, such as the *Laser MégaJoule* in France or the National Ignition Facility in the USA, the question of debris ejection from metallic samples subjected to intense laser irradiation has become a key issue. It is necessary to understand fragmentation processes induced by laser shock, and to anticipate and quantify generated fragments, in order to design suitable protections and experiments, and to preserve laser facilities.

The main fragmentation processes which can occur in a laser-shock-loaded metallic target and generate high velocity ejecta are : (i) microjetting, which occurs upon reflection of the incident compressive front from the free surface, (ii) spallation, which is due to the later interaction of the release wave reflected from that surface with the incident unloading wave and (iii) dynamic punching of thin targets.

Experimental campaigns have been performed on high energy laser facilities in the *Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine* (CESTA, CEA, *Alisé* facility) and in the *Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses* (LULI, *École Polytechnique*, LULI2000 facility). Gold and aluminium have been mainly studied because they are the two main metallic components of the target which will be used to achieved the inertial confinement fusion. Specific diagnostics have been developed and used during these experiments to study the dynamic fragmentation : transverse shadowgraphy, free surface velocity measurement and recovery of generated fragments.

Experimental results have been compared with numerical predictions obtained with a bi-dimensional hydrodynamic code, where a specific numerical model has been implemented. The ability of simulations to reproduce dynamic fragmentation of laser shock-loaded metallic targets have been verified.

Keywords : Dynamic fragmentation, laser shock, microjetting, spallation, dynamic punching, experiment, numerical simulation.