



**HAL**  
open science

# Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc

Loïc Signor

► **To cite this version:**

Loïc Signor. Contribution à la caractérisation et à la modélisation du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc. Mécanique [physics.med-ph]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2008. Français. NNT: . tel-00334320

**HAL Id: tel-00334320**

**<https://theses.hal.science/tel-00334320>**

Submitted on 24 Oct 2008

**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.

# THÈSE

pour l'obtention du grade de

**Docteur de l'Université de Poitiers**

Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique  
&

Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées  
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur & Aéronautique  
Secteur de Recherche : Mécanique des Solides, des Matériaux,  
des Structures et des Surfaces

présentée par :

**Loïc SIGNOR**

\*\*\*\*\*

Contribution à la caractérisation et à la modélisation  
du micro-écaillage de l'étain fondu sous choc

\*\*\*\*\*

Directeurs de Thèse : **A. DRAGON** et **T. DE RESSEGUIER**

\*\*\*\*\*

Soutenue le 3 Juillet 2008 devant la Commission d'Examen composée de :

\*\*\*\*\*

## JURY

MM. François HILD	Directeur de Recherche CNRS LMT (UMR CNRS 8535), ENS de Cachan	<i>Rapporteur</i>
Frank MONTHEILLET	Directeur de Recherche CNRS Centre Sciences des Matériaux et des Structures (UMR CNRS 5146), Ecole des Mines de Saint-Etienne	<i>Rapporteur</i>
Paul LIPINSKI	Professeur, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Metz	<i>Examineur</i>
Hervé TRUMEL	Ingénieur de Recherche, HDR CEA, Centre du Ripault	<i>Examineur</i>
Gilles ROY	Ingénieur de Recherche, CEA, Centre de Valduc	<i>Examineur</i>
Thibaut DE RESSEGUIER	Chargé de Recherche CNRS, HDR LCD (UPR CNRS 9028)	<i>Examineur</i>
André DRAGON	Directeur de Recherche CNRS, LMPM (UMR CNRS 6617), ENSMA	<i>Examineur</i>



## Remerciements

*Ce travail a été réalisé à la Direction des Applications Militaires (DAM) du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA), au sein du Département de Recherche sur les Matériaux Nucléaires (DRMN) sur le site de Valduc. Le financement de cette thèse a été assuré par le CEA dans le cadre d'un Contrat de Formation par la Recherche (CFR).*

*Je tiens à exprimer ma gratitude à Messieurs Marc PALACIO, chef du Département RMN, et son successeur Jean-Marie FONTAINE, pour m'avoir permis de mener cette thèse en mettant à ma disposition les moyens techniques et humains nécessaires. Mes remerciements vont également à Monsieur Jacques CAGNOUX pour m'avoir accueilli au sein du Service Mécanique Conception et Modélisation et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.*

*Ce travail a été placé sous la direction de Messieurs André DRAGON et Thibaut de RESSEGUIER à l'ENSMA de Poitiers. Malgré la distance, ils ont constamment manifesté leur engagement et leur disponibilité à chaque étape de la thèse. Je tiens à leur exprimer toute ma reconnaissance pour m'avoir soutenu et guidé si judicieusement durant mes recherches.*

*Je suis également extrêmement reconnaissant envers Messieurs François HILD et Frank MONTHEILLET qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail. J'exprime également mes plus sincères remerciements à Monsieur Paul LIPINSKI pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. J'associe à ces remerciements Monsieur Hervé TRUMEL pour avoir accepté d'examiner ce travail de thèse.*

*J'adresse mes plus vifs remerciements à Gilles ROY qui a encadré mon travail au centre d'études de Valduc. Ses conseils et son soutien ont été indispensables au bon déroulement de cette thèse. Je garde un excellent souvenir de ces années passées en sa compagnie et j'espère que nos futures activités permettront de poursuivre cette collaboration.*

*Je suis également reconnaissant à Fabrice LLORCA, chef du Laboratoire Comportement et Modélisation (désormais responsable du Service MCM), pour m'avoir offert l'opportunité de travailler dans d'excellentes conditions sur le sujet passionnant et novateur qu'est le micro-écaillage. Je remercie François BUY pour son aide - entre autres - dans la réalisation de simulations numériques. Merci également à tous les autres membres du Laboratoire Comportement et Modélisation qui ont contribué, chacun à sa manière, à l'avancement de mes travaux et qui ont rendu, par leur sympathie, les trois années passées à leur côté très agréable : Sophie LAMALLE, Stéphanie CLEMENT, Gaël LANIER, Philippe MARTINUZZI, Patrice ANTOINE, Jacques BEAULIEU, Jean-Louis GODEFROIT, Cyril BOLIS, Sylvain FLOURIOT, Christophe VOLTZ, Vincent EYRAUD, Cyrille ROGER, Thierry GRUNENWALD et Damien DELAPLANCHE (désormais responsable du laboratoire). Je tiens également à remercier mon homologue thésard Nicolas GRANIER et lui souhaite bon courage pour la fin de sa thèse. Une mention spéciale est destinée aux stagiaires ayant participé à l'élaboration et la mise en œuvre de la B.A.E. : Grégoire GISSOT et Alexandre THOMAS. J'adresse également mes remerciements à Pascale FAIVRE.*

*J'associe à ces remerciements Michel BOIVINEAU et Catherine TREIMANY, successivement responsables des thèses sur le site de Valduc, pour l'intérêt qu'ils ont porté à l'initiation et au déroulement de la thèse.*

*Je tiens à remercier Jean-Marc CHEVALIER et Yves-Patrick PELLEGRINI au CEA pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à l'égard de mes travaux et pour les discussions enrichissantes que nous avons eues initier. Merci également à Claude BIANCHI et à Pascal ROUZIER au CEA pour leur contribution à l'implémentation du modèle dans le code de calcul numérique. Merci aussi à Nicolas OLLIVIER à Valduc pour la réalisation des radiographies.*

*Ce travail de thèse a donné lieu à de fructueuses collaborations. Je remercie sincèrement Pierre-Louis HEREIL et Pierre-Yves CHANAL du Centre d'Etudes de Gramat (CEG) de la Délégation Générale de l'Armement (DGA), ainsi que leurs collaborateurs Christian LOUPIAS, Frédéric CINATTI et Christian PRIEUR, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et pour la réalisation des essais d'impact de plaques. Merci également à Alain FANGET du CEG, ainsi qu'à Matthieu FAESSEL de l'Ecole des Mines de Paris, pour la réalisation des micro-tomographies. Je suis extrêmement reconnaissant envers David HOLTKAMP du Los Alamos National Laboratory (LANL) pour les échanges que nous avons eus et pour la collaboration prometteuse qui a pu être initiée pendant cette thèse. Les expériences de chocs laser n'auraient pas vu le jour sans l'assistance de l'équipe technique de l'installation nano2000 du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses : merci à eux.*

*Je tiens également à remercier, pour leur sympathie, les personnes que j'ai pu côtoyer durant mes séjours à l'ENSMA, notamment Michel BOUSTIE, Jean-Paul CUQ-LELANDAIS, Emilien LESCOUTE, Charles TORRENT et Carole NADOT.*

*J'adresse mes plus sincères remerciements à mes proches qui ont su me témoigner leur amitié pendant (et pour certains bien avant) ces trois années de thèses : Clément, JS et Ale, Pierre-Yves, Jeff, Michaël, Valérie, Arno, Truc, Karim, Francis... Mes remerciements vont également aux amis qui ont partagé (à distance) l'expérience de la thèse : Olivier, Sylvain, David, Audrey, François, Christelle...*

*Ce travail de thèse est dédié à mes parents et à mon frère - auquel j'associe Delphine et le petit Raphaël - dont le soutien a été précieux pendant ces trois ans de thèse.*

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>I Présentation du phénomène de micro-écaillage et méthodologie d'étude</b>	<b>11</b>
1 Phénoménologie du micro-écaillage . . . . .	15
1.1 Généralités sur les ondes simples et les ondes de choc . . . . .	15
1.2 Phénoménologie de l'écaillage . . . . .	18
1.3 Le micro-écaillage . . . . .	23
2 Micro-écaillage de l'étain sous choc non-soutenu . . . . .	26
2.1 Modélisation polyphasée de l'étain . . . . .	26
2.2 Prédiction de la fusion de l'étain sous choc . . . . .	30
2.3 Evolution de l'état d'un échantillon d'étain pendant la propagation d'une <i>onde de choc non-soutenue</i> . . . . .	31
3 Vers une modélisation du micro-écaillage . . . . .	34
3.1 Position de l'étude et objectifs . . . . .	34
3.2 Apports de l'étude bibliographique . . . . .	35
3.3 Démarche de travail . . . . .	41
<b>II Caractérisation expérimentale du micro-écaillage de l'étain</b>	<b>43</b>
1 Mesure de la tension d'écaillage de l'étain à proximité de la courbe de fusion	47
1.1 Essais réalisés . . . . .	47
1.2 Résultats . . . . .	48
2 Caractérisation globale du nuage micro-écaillé . . . . .	52
2.1 Essais d'impacts plans avec fenêtre détachée . . . . .	52
2.2 Mesures de pesée . . . . .	62
2.3 Observation directe du nuage micro-écaillé . . . . .	63
3 Caractérisation du micro-écaillage à fine échelle . . . . .	65
3.1 Observation post-test des cibles récupérées . . . . .	65
3.2 Récupération des fragments micro-écaillés . . . . .	67
4 Apports des expériences réalisées . . . . .	77
<b>III Modélisation de la fragmentation dynamique des liquides</b>	<b>79</b>
1 Approches énergétiques globales . . . . .	83
1.1 Formulation des modèles . . . . .	83
1.2 Application numérique à l'étain liquide . . . . .	89
1.3 Analyse critique des trois modèles . . . . .	93
2 Implémentation numérique du critère de Grady (1988) . . . . .	95
2.1 Formulation généralisée et discrétisation temporelle . . . . .	96

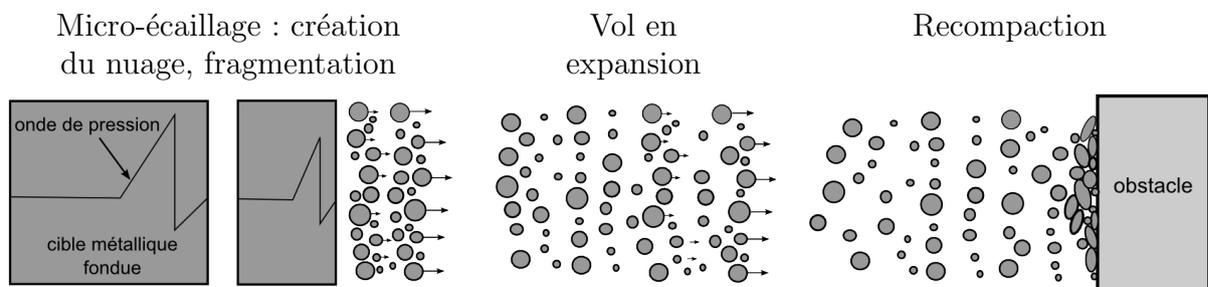
2.2	Implémentation du critère et traitement numérique de la fragmentation . . . . .	97
3	Etude paramétrique numérique . . . . .	100
3.1	Analyse de la propagation du choc . . . . .	101
3.2	Analyse des profils $s(x)$ . . . . .	103
3.3	Post-traitement . . . . .	107
4	Bilan du chapitre . . . . .	111
<b>IV Description de la cavitation dynamique des liquides</b>		<b>113</b>
1	Cavitation dynamique des liquides. Sphère creuse . . . . .	117
1.1	Interprétation physique du motif de sphère creuse . . . . .	117
1.2	Description du processus de cavitation. Chargement appliqué . . . . .	118
2	Etude de la <i>phase 1</i> : Expansion imposée . . . . .	120
2.1	Formulation du problème en <i>phase 1</i> . . . . .	120
2.2	Résultats . . . . .	121
3	Etude de la <i>phase 2</i> : Expansion inertielle libre . . . . .	128
3.1	Formulation du problème en <i>phase 2</i> . . . . .	128
3.2	Résultats . . . . .	128
4	Discussion . . . . .	132
4.1	Rôle de la cavitation pendant la fragmentation . . . . .	132
4.2	Energie dissipée pendant la cavitation . . . . .	134
5	Eléments de modélisation inspirés de Stebnovskii (1998b, 2000). Perspectives	137
6	Bilan du chapitre . . . . .	140
<b>Conclusion</b>		<b>141</b>
<b>A Données sur l'étain</b>		<b>145</b>
<b>B Simulations numériques</b>		<b>151</b>
<b>C Solutions générales des modèles de fragmentation</b>		<b>157</b>
<b>D Bilan d'énergie associé aux problèmes de sphère creuse</b>		<b>159</b>
<b>Références bibliographiques</b>		<b>167</b>

# Introduction générale

Le *micro-écaillage* est un mode de ruine des matériaux et des structures soumis à une onde de choc de forte intensité. Un tel type de chargement peut être induit par la détonation d'un explosif au cours du fonctionnement d'un édifice pyrotechnique. Il peut également résulter d'un impact à grande vitesse, par exemple dû à la collision de débris spatiaux ou de météorites sur une structure spatiale. Ainsi, cette étude concerne des phénomènes dynamiques qui peuvent être caractérisés par les ordres de grandeur suivants : des pressions de l'ordre de 10 GPa à 100 GPa, des vitesses de déformation comprises entre  $10^4 \text{ s}^{-1}$  et  $10^8 \text{ s}^{-1}$ , des vitesses matérielles de quelques kilomètres par seconde et des durées caractéristiques évoluant de quelques nanosecondes à quelques microsecondes.

Plus précisément, la propagation d'une onde de choc dans un matériau solide induit un fort état de compression au cours duquel peuvent être observés des déformations irréversibles (plastiques) et des changements de phase cristallographique ou d'état (fusion, vaporisation). Cet état de compression est le plus souvent suivi d'un chargement en traction de forte intensité pouvant initier des mécanismes d'endommagement et conduire à la ruine complète du matériau. L'écaillage, mode de rupture induit par choc, constitue un exemple classique de tels phénomènes.

Dans le cas particulier où un milieu solide est soumis à une *onde de choc non-soutenue* - c'est-à-dire présentant un profil de pression triangulaire - suffisamment intense pour provoquer sa *fusion*, les contraintes de traction générées à la réflexion de l'onde sur les bords libres de l'échantillon sont induites 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. Celui-ci évolue en expansion au cours d'une phase de vol pour enfin entrer en collision avec un obstacle sur lequel il va se redensifier au terme d'une phase de recompaction.



Contrairement à l'écaillage solide amplement documenté depuis plusieurs décennies, le micro-écaillage a jusqu'ici fait l'objet de très peu de travaux publiés tant du point de vue expérimental que théorique.

La simulation prédictive de l'évolution de l'état de la matière au cours de ce processus nécessite le développement de modèles physiques capables de rendre compte des phénomènes mis en jeu. Ainsi, l'objectif des travaux présentés dans ce mémoire est la construction d'une modélisation physique du micro-écaillage dans les métaux fondus, permettant en particulier une description du nuage de particules (distributions de tailles, de vitesses, état du liquide qui les compose). Cette construction s'appuie sur une base de données expérimentales acquises pendant ce travail de thèse. Le matériau retenu pour cette étude est l'étain, qui présente l'avantage de donner accès à la fusion sous choc pour des pressions inférieures à 100 GPa.

La méthodologie de l'étude s'est ainsi articulée sur trois axes :

- identifier et analyser les pistes de modélisation pertinentes issues de la littérature,
- enrichir la connaissance du phénomène, tant du point de vue des mécanismes de ruine spécifiques aux métaux fondus que des caractéristiques finales du nuage de particules, ou nuage micro-écaillé,
- proposer des outils théoriques et numériques permettant de répondre à la problématique posée.

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres.

Le chapitre I définit dans un premier temps les conditions d'apparition du micro-écaillage et propose une description phénoménologique de l'évolution du milieu subissant ce mode de ruine. Sur la base des prédictions d'un modèle existant décrivant le comportement dynamique de l'étain en présence de changement de phase, les conditions du passage à l'état liquide sous choc sont spécifiées pour le matériau d'étude. Après avoir précisé la position et les objectifs de l'étude, une recherche bibliographique permet de définir la méthodologie d'étude, tant du point de vue de la caractérisation expérimentale que de la modélisation.

Le chapitre II est consacré à la caractérisation expérimentale du micro-écaillage. Les données recherchées sont les seuils d'activation du phénomène, en termes de contraintes critiques de tension, ainsi que des informations sur la structure et la cinématique du nuage micro-écaillé. Si les diagnostics utilisés (vélocimétrie résolue en temps, imagerie rapide) ne donnent accès qu'à des informations globales sur le nuage, i.e. à une échelle dite *macroscopique*, l'observation post-choc des cibles et des éjectas récupérés apporte des données à plus fine échelle, dite *microscopique*.

A la lumière des résultats obtenus, les premiers développements théoriques et numériques, présentés au chapitre III, concernent la modélisation de la fragmentation dynamique au sein des liquides. Notre attention se porte plus particulièrement sur la prédiction de la taille des fragments. L'analyse de modèles existants fondés sur une approche énergétique globale conduit à la formulation d'un critère de fragmentation approprié au micro-écaillage qui est finalement implémenté dans un code de calcul hydrodynamique. Les simulations présentées à la fin de ce chapitre portent sur une étude paramétrique qui vise à valider cet outil numérique et à en cerner les limites d'utilisation, notamment liées aux effets de

la densité de maillage. Les résultats de ces simulations, à la suite d'un post-traitement, apportent une première description du nuage de particules micro-écaillées.

La principale limite de cette modélisation de la fragmentation des liquides tient au fait que les mécanismes physiques mis en jeu ne sont pris en compte que de façon indirecte et très approchée. Ainsi, les travaux présentés au chapitre IV visent à mieux cerner les mécanismes physiques élémentaires de fragmentation impliqués lors du micro-écaillage. Motivée par des observations expérimentales, l'étude micro-mécanique d'une sphère creuse constituée d'étain liquide en expansion dynamique a pour but de décrire l'évolution de la cavitation au sein des métaux liquides afin de définir les conditions pour lesquelles celle-ci peut effectivement conduire à leur fragmentation. Certains résultats quantitatifs obtenus sont confrontés à ceux du chapitre III, de telle sorte que les deux approches (approche énergétique globale et approche micro-mécanique) s'avèrent cohérentes et complémentaires.

Les enseignements établis dans les différents chapitres sont confrontés et discutés pour définir les perspectives prioritaires de ce travail. Dans le domaine expérimental, le travail réalisé suggère la nécessité du développement de nouveaux diagnostics. Des pistes de réflexion sont ouvertes d'une part quant aux investigations complémentaires à mener sur les propriétés des métaux liquides et d'autre part quant à la généralisation de l'approche de modélisation.



# Chapitre I

## Présentation du phénomène physique de micro-écaillage et méthodologie d'étude

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Phénoménologie du micro-écaillage . . . . .</b>	<b>15</b>
1.1	Généralités sur les ondes simples et les ondes de choc . . . . .	15
1.2	Phénoménologie de l'écaillage . . . . .	18
1.3	Le micro-écaillage . . . . .	23
<b>2</b>	<b>Micro-écaillage de l'étain sous choc non-soutenu . . . . .</b>	<b>26</b>
2.1	Modélisation polyphasée de l'étain . . . . .	26
2.2	Prédiction de la fusion de l'étain sous choc . . . . .	30
2.3	Evolution de l'état d'un échantillon d'étain pendant la propagation d'une <i>onde de choc non-soutenue</i> . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Vers une modélisation du micro-écaillage . . . . .</b>	<b>34</b>
3.1	Position de l'étude et objectifs . . . . .	34
3.2	Apports de l'étude bibliographique . . . . .	35
3.3	Démarche de travail . . . . .	41

---



---

## Résumé et plan du chapitre

Ce chapitre introductif vise à définir le phénomène physique, appelé *micro-écaillage*, étudié lors de ce travail de thèse. L'objectif des travaux présentés dans les chapitres suivants, ainsi que l'état de l'art des connaissances sur le sujet, sont également discutés.

Dans un premier temps (§1), les notions essentielles sur les ondes de choc et sur la rupture dynamique sont introduites, puis mises à profit pour définir les conditions générales d'apparition du *micro-écaillage* et proposer une description phénoménologique de l'évolution du milieu subissant ce mode de ruine.

Les conditions d'initiation du *micro-écaillage* sont ensuite quantifiées dans le cas pratique de l'étain fondu sous choc (§2). Sur la base des prédictions d'un modèle polyphasé existant pour l'étain (§2.1), les différents trajets thermodynamiques conduisant au passage à l'état liquide pendant la propagation d'une onde de choc sont identifiés et paramétrés en fonction de la pression de choc (§2.2). L'analyse des états physiques induits au cours de la propagation d'une *onde de choc non-soutenue* dans un échantillon d'étain conduit à distinguer différents modes d'initiation du *micro-écaillage* en fonction de l'intensité du choc (§2.3).

Finalement, compte-tenu des principales conclusions des deux paragraphes précités, la position et les objectifs de la présente étude sont précisés (§3.1). Une étude bibliographique fournit l'état de l'art des connaissances sur le micro-écaillage et, de manière plus générale, sur le comportement dynamique et la fragmentation des liquides (§3.2). Les pistes de travail les plus pertinentes conduisent à l'orientation des travaux présentés dans les chapitres suivants, qu'ils soient de nature expérimentale (chapitre II) ou théorique (chapitres III et IV).



# 1 Phénoménologie du micro-écaillage

Dans cette section, nous définissons les conditions d'initiation du micro-écaillage. Ce phénomène de ruine des matériaux est induit par la propagation d'une onde de choc, dans des conditions spécifiques que nous précisons et qui ont été mises en évidence au cours des travaux pionniers de Andriot et al. (1984).

Nous introduisons dans un premier temps les principales notions sur la propagation des ondes mécaniques et notamment sur les conditions qui conduisent à la formation d'ondes de choc (§1.1). Ces concepts et outils sont mis en œuvre pour l'étude de la phénoménologie de la rupture sous choc (§1.2) et présentés dans un premier temps pour un exemple classique, l'écaillage par impact de plaques. Les conditions d'initiation et la description phénoménologique du micro-écaillage, basées sur celles de l'écaillage multi-plan, sont alors proposées (§1.3). Le lecteur est invité à se référer aux ouvrages spécialisés pour une discussion plus approfondie des ondes de choc et de leurs effets sur la matière condensée (Asay et Shahinpoor, 1992; Meyers, 1994; Thouvenin, 1997; Drumheller, 1998), notamment l'écaillage (Antoun et al., 2002).

## 1.1 Généralités sur les ondes simples et les ondes de choc

Une *onde* consiste en la propagation, dans un milieu matériel, d'une perturbation des variables cinématiques et thermodynamiques. Par définition, une *onde simple*, ou *onde sonique*, apporte une variation infinitésimale de ces grandeurs. Elle se propage, par rapport au milieu matériel, en représentation lagrangienne, à une célérité  $c$ , appelée la vitesse du son. Cette grandeur s'exprime en fonction de  $p$ ,  $\rho$  et  $S$ , respectivement la pression, la masse volumique et l'entropie :

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S} \quad (\text{I.1})$$

Nous nous limitons ici aux écoulements unidimensionnels et aux ondes longitudinales, c'est-à-dire les ondes produisant un mouvement dans la même direction que celle de leur propagation, mais pas nécessairement dans le même sens. Dans ce cas, une seule coordonnée spatiale scalaire  $x$  (en description eulérienne) ou  $x_0$  (en description lagrangienne) est nécessaire. Le trajet des ondes, ainsi que les trajectoires matérielles, peuvent être représentés sur un diagramme espace-temps ( $x-t$ ) en représentation eulérienne ou ( $x_0-t$ ) en description lagrangienne. Par exemple, une onde simple se propageant avec une célérité  $c$  est représentée par une droite de pente  $1/c$  dans le plan  $x-t$  (figure I.1).

Les variations de la pression  $\delta p$  et de la vitesse matérielle  $\delta \mathbf{v}$ , apportées par une onde simple qui se propage à une célérité  $\mathbf{c}$ , sont données par la relation :

$$\delta p = \rho \mathbf{c} \cdot \delta \mathbf{v} \quad (\text{I.2})$$

Lorsqu'il s'agit d'une onde de compression ( $\delta p > 0$ ), le milieu est accéléré dans le sens de propagation de l'onde (les vecteurs  $\mathbf{c}$  et  $\delta \mathbf{v}$  sont de même sens et leurs composantes de mêmes signes). Si l'onde simple est une onde de détente ( $\delta p < 0$ ), le milieu est accéléré dans le sens opposé à celui de la propagation de l'onde (les vecteurs  $\mathbf{c}$  et  $\delta \mathbf{v}$  sont de sens contraires et leurs composantes de signes opposés).

Pour la grande majorité des milieux matériels (solides et fluides), la vitesse du son est une fonction croissante de la pression. Ainsi, si l'on considère un train d'ondes simples de compression, chaque onde se propage à une célérité supérieure à celle de l'onde qui la précède. Le faisceau d'ondes simples converge dans le plan  $(x-t)$  et le profil spatial de pression  $p(x)$  se raidit à mesure qu'il se propage (figure I.1.a). Selon le même raisonnement, un train d'ondes simples de détente diverge dans le plan  $(x-t)$  et le profil  $p(x)$  s'étale (figure I.1.b).

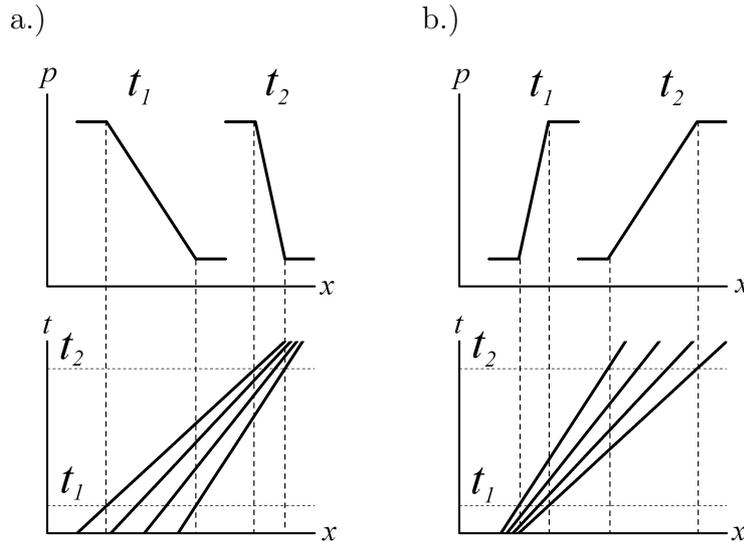


FIG. I.1: Convergence des faisceaux d'ondes de compression (a) et divergence des faisceaux d'ondes de détente (b). Chaque train d'ondes est représenté par un faisceau d'ondes simples sur un diagramme  $x-t$ . Les profils de pression  $p(x)$  sont donnés à 2 instants  $t_1$  et  $t_2$ .

Ce raidissement du front de compression conduit à la formation d'une surface de discontinuité, l'onde de choc, à travers laquelle les grandeurs cinématiques et d'état subissent une variation finie et instantanée. Afin de traiter ce nouveau problème de propagation d'ondes, les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie doivent être écrites en présence d'une telle surface de discontinuité.

Les *relations de Rankine-Hugoniot* correspondent au cas particulier d'une transformation adiabatique (vecteur courant de chaleur  $\mathbf{q}$  nul) et d'un état de contrainte purement sphérique ( $\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{1}$ ), c'est-à-dire en suivant l'approximation hydrodynamique<sup>1</sup>. Dans le cas d'un écoulement unidimensionnel schématisé par la figure I.2, elles fournissent les relations entre la pression  $p$ , la masse volumique  $\rho$  (ou le volume spécifique  $v = 1/\rho$ ), la vitesse matérielle  $v$  et l'énergie interne spécifique  $e$  de part et d'autre de la

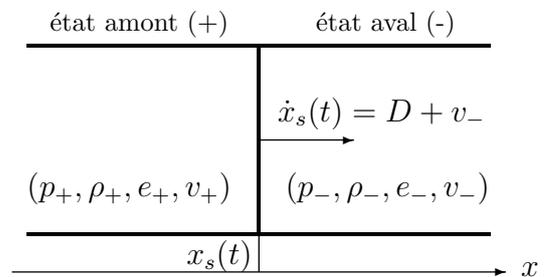


FIG. I.2: Propagation d'une onde de choc en écoulement unidimensionnel.

<sup>1</sup> L'écriture plus générale des lois de conservation en présence d'une surface de discontinuité est, entre autres, donnée dans les ouvrages de Coirier (1997) et Drumheller (1998).

surface de discontinuité. Celle-ci se propage avec une célérité relative  $D$  par rapport au milieu aval et une célérité absolue  $\dot{x}_s = D + v_-$  par rapport à un repère immobile. Les relations de Rankine-Hugoniot s'écrivent alors sous la forme :

$$\rho_+ (D - \llbracket v \rrbracket) = \rho_- D \quad (\text{I.3a})$$

$$\llbracket p \rrbracket = \rho_- D \llbracket v \rrbracket \quad (\text{I.3b})$$

$$\llbracket e \rrbracket = -\frac{1}{2} (p_+ + p_-) \llbracket v \rrbracket \quad (\text{I.3c})$$

où  $\llbracket \varphi \rrbracket = \varphi_+ - \varphi_- = \varphi[x_s(t)_+] - \varphi[x_s(t)_-]$  désigne le saut effectué par une grandeur  $\varphi$  au passage de l'onde de choc.

La formation d'une surface de discontinuité résulte de la résolution du problème de propagation d'ondes dans un milieu élastique non-linéaire idéal. En réalité, les phénomènes dissipatifs, comme la viscosité, la conduction ou la présence de changement de phases, s'y opposent. Le front de choc possède donc toujours un temps de montée  $\tau$  et une épaisseur  $\lambda$  finis. Toutefois, et cela est d'autant plus vrai que le choc est intense,  $\tau$  et  $\lambda$  sont suffisamment faibles pour que l'onde de choc puisse être décrite par une surface de discontinuité. Les effets des mécanismes irréversibles sur la structure du front de choc sont négligés, mais ils sont implicitement présents à travers la production d'entropie associée à sa propagation. Une autre approche, qui n'est pas détaillée ici, consiste à décrire la structure du front de choc en résolvant le problème de propagation d'ondes pour un milieu dont le comportement irréversible est explicitement pris en compte par ses relations constitutives.

L'équation (I.3c) est souvent mentionnée comme la *relation d'Hugoniot*. En se dotant d'une relation d'état  $e(\rho, p)$ , on peut établir la *courbe d'Hugoniot*, ou *adiabatique dynamique*,  $p_H(\rho)$  qui définit, dans le plan  $(p, \rho)$ , le lieu des états de choc accessibles à partir du pôle, i.e. de l'état aval  $(p_-, \rho_-)$ .

La *polaire de choc* caractérise les états de choc dans le plan pression - vitesse matérielle  $(p, v)$ . Elle est souvent établie en joignant à l'équation (I.3b) une relation entre  $D$  et  $\llbracket v \rrbracket$  obtenue expérimentalement. La forme linéaire  $D = c_0 + s \llbracket v \rrbracket$  est fréquemment observée pour les solides. On s'écarte de cette situation pour des niveaux de pression élevés ou en présence d'une transformation de phase. La *polaire de choc* a une grande importance pratique car elle permet de résoudre la plupart des problèmes de détonique en écoulement unidimensionnel.

Les relations  $e(\rho, p)$  ou  $D(\llbracket v \rrbracket)$  ne constituent pas les lois de comportement du milieu considéré. Ces formulations (semi-)empiriques sont appropriées à l'étude de la réponse d'un milieu sous choc par la résolution du système (I.3). Elles permettent également d'établir les courbes caractéristiques définies précédemment. Cependant elles ne contiennent pas toute l'information donnée par la connaissance du potentiel thermodynamique, par exemple l'énergie interne  $e$  exprimée en fonction des variables d'état  $(S, \rho)$ . Les relations  $e(\rho, p)$  et  $D(\llbracket v \rrbracket)$ , alors qualifiées d'incomplètes, peuvent être déduites de l'expression du potentiel  $e(S, \rho)$ . La réciproque est fautive.

Une troisième catégorie de courbes après les deux évoquées plus haut, i.e. la courbe d'Hugoniot et la polaire de choc, concerne les trajets thermodynamiques suivis après le passage de l'onde de choc. Le milieu restant rarement dans l'état où l'a laissé l'onde

de choc, il est le plus souvent sollicité par des ondes de compression ou de détente. On leur associe une transformation supposée *isentropique* car elle est considérée suffisamment progressive. En écoulement unidimensionnel, les isentropes peuvent être représentées dans le plan  $(p, v)$  où elles apparaissent très proches des polaires de choc. L'*approximation isentropique* consiste à y confondre la polaire de choc et les isentropes. Cet abus de langage, car le taux de production d'entropie associé à la propagation d'une onde de choc peut être important, signifie que l'effet de l'irréversibilité du choc n'est souvent pas perceptible dans le plan  $(p, v)$ .

## 1.2 Phénoménologie de l'écaillage

D'une manière générale, nous nous intéressons à la situation où deux faisceaux d'ondes de détente se croisent. Si ces détentes correspondent à une chute de pression cumulée suffisamment importante, leur interaction porte le milieu dans un état de contraintes de traction ( $p < 0$ ). Celles-ci peuvent conduire à la dégradation partielle (endommagement) du matériau ou à sa ruine complète (rupture macroscopique). La phénoménologie élémentaire de la rupture sous choc est dans un premier temps illustrée pour un exemple classique : l'*écaillage* par impact de plaques (§1.2.1) dans les matériaux solides. L'étude de l'*écaillage solide multi-plan* (§1.2.2), survenant dans le cas d'une *onde de choc non-soutenue* permet d'introduire logiquement, au paragraphe 1.3, son évolution vers l'apparition du *micro-écaillage* dans les liquides.

### 1.2.1 Ecaillage par impact plan

L'expérience considérée consiste à projeter une plaque impactrice à une vitesse  $V$  sur une plaque cible immobile en veillant à la planéité de l'impact. L'impact plan produit au sein des plaques un écoulement unidimensionnel, caractérisé par un état de déformation uniaxial, dans la direction de la propagation de l'onde créée. L'essai est dit *symétrique* si les deux plaques sont constituées du même matériau et si la cible est deux fois plus épaisse que l'impacteur. La figure I.3 fournit une représentation schématique du processus de propagation d'ondes qui conduit à l'apparition d'une rupture macroscopique. La figure I.4 rassemble les graphiques qui permettent d'analyser l'essai d'impact. Les trajets des ondes peuvent être visualisés sur le diagramme  $(x - t)$ . Les profils de pression  $p_{t_*}(x)$  à un instant  $t_*$  donné et l'histoire des vitesses  $v_{x_*}(t)$  d'un point matériel d'abscisse  $x_*$  sont obtenus par projection. Enfin, polaires de choc et isentropiques, ici confondues, sont tracées sur un diagramme  $(p, v)$  pour établir les différents états reportés sur le diagramme  $(x, t)$ .

A l'instant d'impact  $t = 0$ , une onde de choc se propage de part et d'autre de l'interface projectile / cible en portant le milieu qu'elle traverse dans l'état 1, à partir des états initiaux de la cible et de l'impacteur notés respectivement 0 et 0'. Cette phase, représentée schématiquement sur les figures I.3.a et I.3.b, est également décrite sur le diagramme  $(x-t)$  et le profil de pression à  $t_1$  (Figs. I.4.a et I.4.c). L'état 1 correspond à l'intersection des polaires de choc de l'impacteur et de la cible sur le diagramme  $(p - v)$  de la figure I.4.d.

Chaque front de choc se réfléchit aux bords libres. Le faisceau de détente issu de l'extrémité du projectile porte le milieu de l'état 1 vers l'état 0. La réflexion du choc en face arrière de la cible génère des détentes qui amènent le milieu à l'état 0' à partir de l'état de choc 1. Le croisement des deux faisceaux de détente au coeur de la cible tend à porter

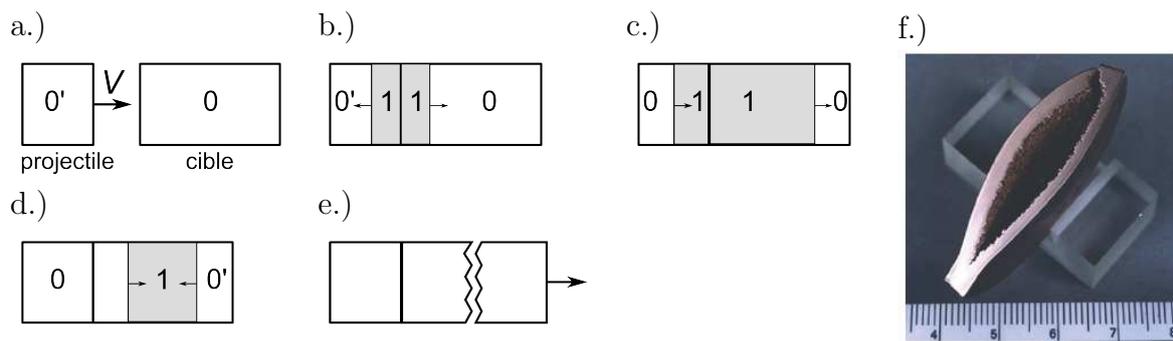


FIG. I.3: Représentation schématique d'un impact de plaques (a) et de la phase de propagation d'ondes (b, c, d) qui conduit à l'écaillage (e), c'est-à-dire l'apparition d'une rupture macroscopique illustrée en (f) par la photographie d'un échantillon de cuivre écaillé (Pellegrini et al., 2005).

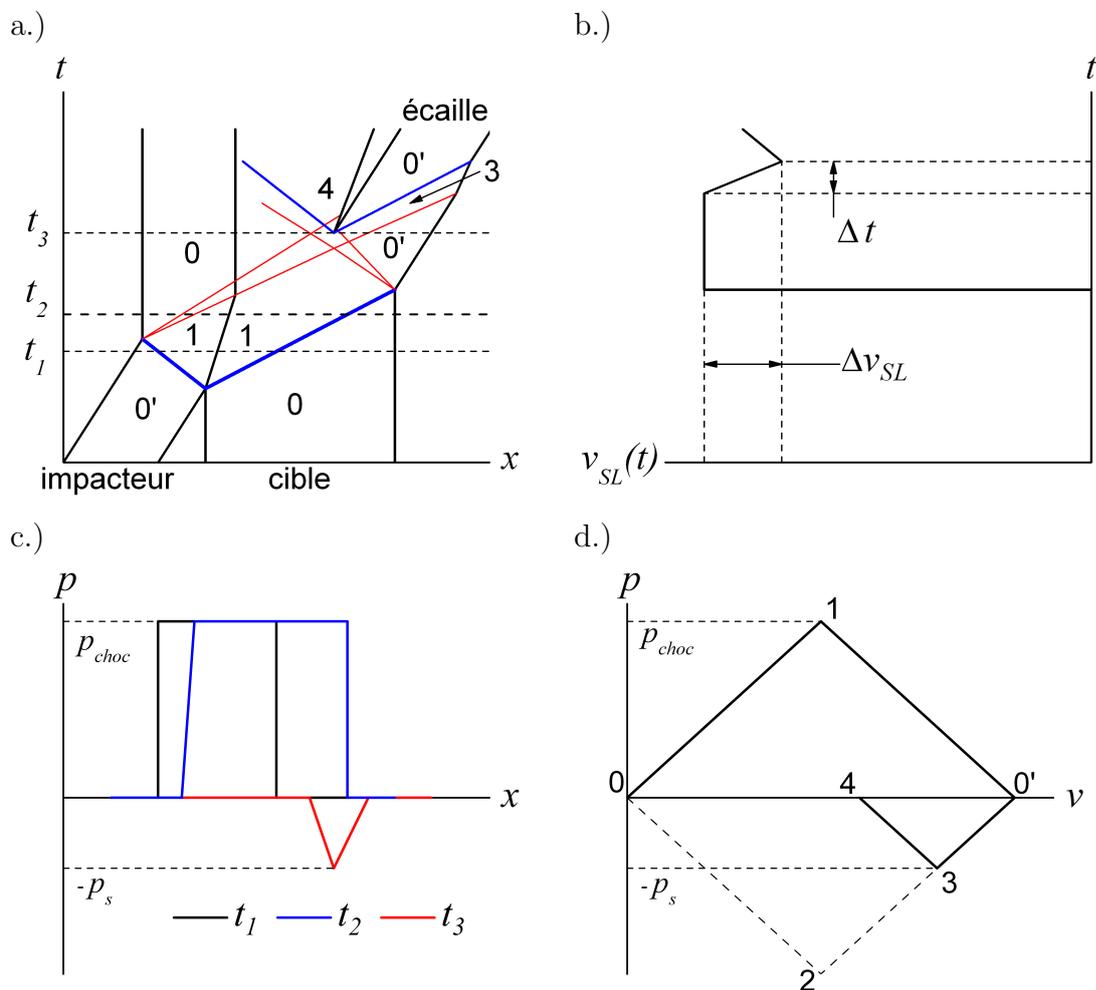


FIG. I.4: (a) Diagramme  $x - t$  correspondant à l'essai d'écaillage par impact de plaque de la figure I.3. (b) Histoire de la vitesse  $v_{SL}(t)$  en face arrière, ou surface libre, de l'échantillon. (c) Sur la projection en  $x$  sont représentés les profils de pression  $p_{t_*}(x)$  pour différents instants  $t_*$  fixés. (d) Le diagramme pression  $p$  - vitesse matérielle  $v$  permet de déterminer, à l'intersection des *polaires de choc* et des *isentropes de détente* ici confondues, les états atteints après le passage de l'onde de choc et des faisceaux d'ondes de détente.

le milieu vers l'état 2. Le niveau des contraintes de tension peut alors atteindre la limite de résistance mécanique du matériau considéré. Dans ce cas, et si l'on suppose l'existence d'une contrainte critique de rupture  $-p_s$ , appelée *tension d'écaillage*, la rupture macroscopique se produit à l'état 3. La création des deux nouvelles surfaces libres provoque la génération d'ondes de compression qui accompagnent la relaxation des contraintes de traction. Les ondes de compression qui se propagent dans l'écaillage vont notamment conduire à sa réaccélération.

L'objectif de cet exemple est d'illustrer la manière dont la ruine macroscopique des matériaux sollicités par impact peut résulter de la propagation et de l'interaction d'ondes mécaniques. C'est pourquoi la rupture par écaillage est ici schématisée de la façon la plus simple possible, i.e. par une contrainte critique  $-p_s$ . Une analyse plus précise de la propagation des ondes, l'identification expérimentale des mécanismes de dégradation mis en jeu et leur modélisation dans le cadre de la théorie de l'endommagement sont revues en détail dans l'ouvrage de Antoun et al. (2002). Comme nous aurons l'occasion de le constater au chapitre II, l'histoire des vitesses en surface libre de l'échantillon  $v_{SL}(t)$  est d'une grande importance pratique car elle constitue l'une des grandeurs accessibles à la mesure. L'étude de la propagation des ondes dans l'écaillage permet notamment de relier la différence de vitesse  $\Delta v_{SL}$  observée à la contrainte de traction maximale atteinte dans le plan d'écaillage avant la rupture (figure I.4.b).

### 1.2.2 Cas des ondes de choc non-soutenues : écaillage multiple

Dans l'exemple précédent, la forme rectangulaire de l'impulsion de pression conduit à l'apparition d'une zone de rupture unique et localisée au voisinage d'un plan. La position de ce dernier est prédéterminée par le trajet des ondes dans la géométrie considérée. Un processus de dégradation plus complexe est observé si l'onde de choc est *non-soutenue*, c'est-à-dire si le profil de pression incident est triangulaire. En fonction de son intensité devant la résistance en traction du milieu étudié, plusieurs plans de rupture peuvent alors apparaître.

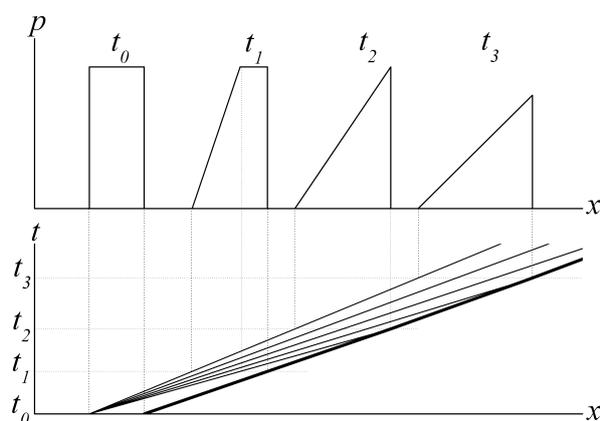


FIG. I.5: Triangularisation et atténuation d'une onde de choc par un faisceau d'ondes de détente arrière.

Une *onde de choc non-soutenue* correspond à un front de choc immédiatement suivi d'un faisceau d'ondes de détente, comme l'illustre la figure I.5 aux instants  $t_2$  et  $t_3$ . Ce profil est caractéristique de l'onde transmise par la détonation d'un explosif à un milieu inerte connexe : on parle alors d'une *onde de Taylor*. Une onde de choc non-soutenue peut également résulter d'un impact de plaque si l'épaisseur du projectile est faible devant la distance totale de propagation. Comme indiqué précédemment, le faisceau d'ondes de détente s'étale car la célérité du son diminue avec la pression.

D'autre part les ondes de détente à l'état comprimé se propagent plus vite que le front de choc. On assiste ainsi à la triangularisation et à l'atténuation du créneau de pression initiale (figure I.5).

La réflexion d'une *onde de choc non-soutenue* en surface libre d'un échantillon est représentée sur la figure I.6 dans un diagramme  $x_0 - t$  permettant, par projection, d'établir les profils de pression  $p(x_0)$  et l'histoire de la pression  $p(t)$  d'un point matériel de position initiale  $x_0$ . Ce schéma ne tient pas compte de l'apparition de la rupture afin de mettre en évidence le type de chargement en traction ( $p < 0$ ) induit dans ces conditions. Le faisceau d'ondes de détente réfléchi en surface libre (en rouge) croise le faisceau incident qui suit le front de choc et porte la matière qu'il traverse dans un état de tension. La mise en traction de l'échantillon s'opère de manière progressive et croissante, de la surface libre vers le coeur de l'échantillon : la contrainte maximale vue par un point matériel est directement proportionnelle à la distance qui le sépare de la surface libre, comme l'illustrent les projections spatiales et temporelles des figures I.6.b et I.6.c.

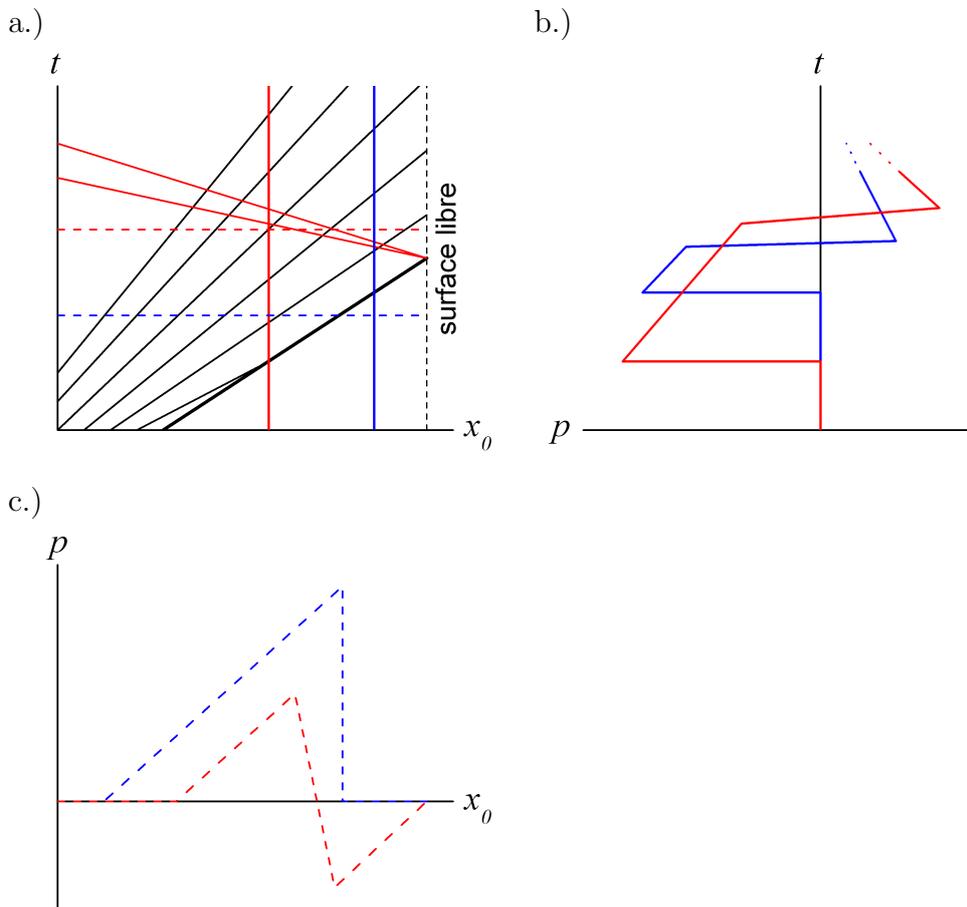


FIG. I.6: Réflexion d'une impulsion de pression triangulaire en surface libre d'un échantillon. (a) Diagramme  $(x_0 - t)$ . (b) Histoire des pressions  $p(t)$  de deux points matériels. (c) Profil de pression  $p(x_0)$  avant et après le débouché du front de choc en surface libre.

En admettant l'existence d'une contrainte seuil de rupture en traction  $-p_s$ , celle-ci peut alors être atteinte à plusieurs reprises si l'onde de choc incidente est suffisamment intense. On assiste alors à la création de plusieurs écailles selon le processus d'*écaillage multiplan* défini par Rinehart (1952) et schématisé par la figure I.7. Lorsque la tension critique  $-p_s$  est atteinte pour la première fois (Fig. I.7.b), une première écaille est éjectée, puis le processus de réflexion d'ondes se poursuit sur la nouvelle surface libre. La contrainte

critique peut alors être atteinte à nouveau (Fig. I.7.c) et générer une deuxième écaille (Fig. I.7.d). Le nombre d'écaïlles et de plans de rupture ainsi créés est inversement proportionnel au rapport de la tension d'écaillage à la pression de choc  $p_s/p_{choc}$ .

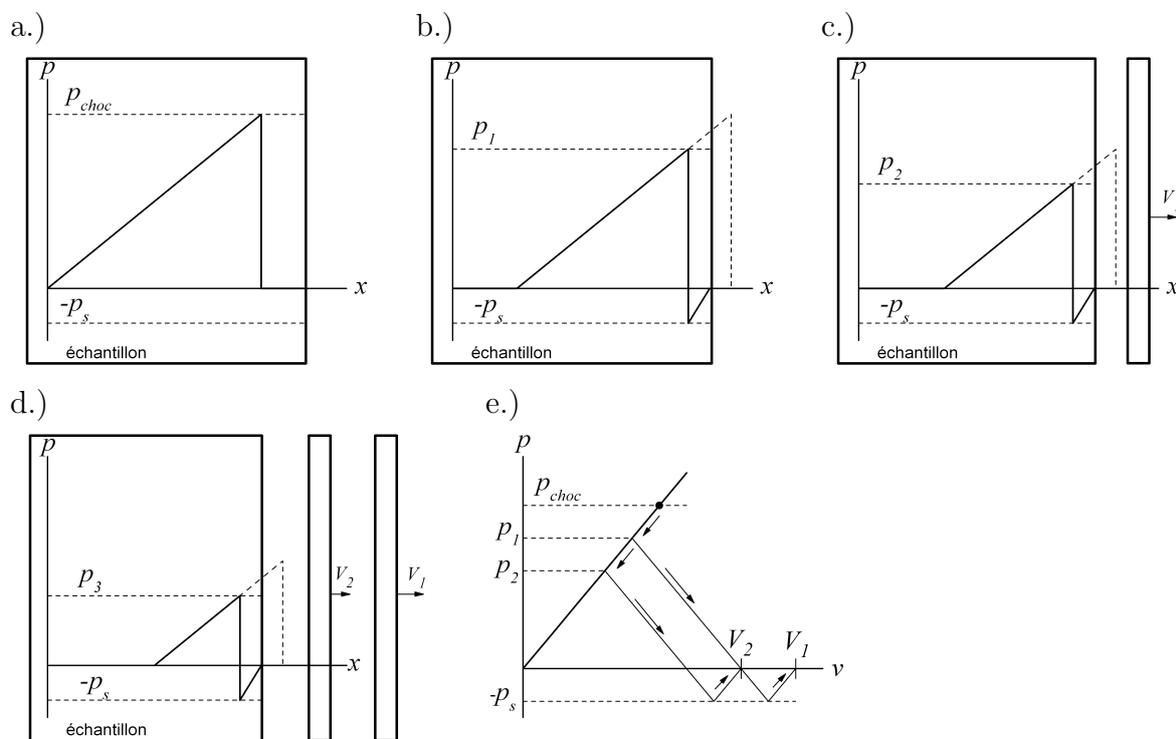


FIG. I.7: Illustration schématique du processus d'écaillage multiplan au cours de la réflexion d'une onde de choc non-soutenue en surface libre d'un échantillon.

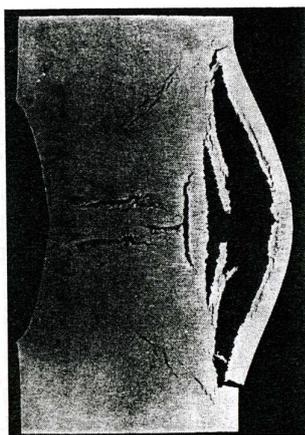


FIG. I.8: Cible ayant subi un écaillage multiple (Rinehart, 1952).

L'image ci-contre, extraite des travaux pionniers de Rinehart (1952), constitue une excellente illustration du processus d'écaillage multiplan généré par la détonation d'un explosif au contact d'un échantillon métallique. On y distingue clairement trois plans d'écaillage principaux. On devine également la présence d'une zone d'endommagement à l'intérieur de la première écaille, ainsi que la fragmentation de la deuxième, dues au fait que les zones voisines du plan d'écaillage sont également soumises à des contraintes de traction. Enfin, comme le suggère la position résiduelle des écaïlles sur la figure I.8, chacune est éjectée avec une vitesse inférieure à celle qui la précède. Le diagramme  $p - v$  (I.7.e), qui représente schématiquement l'histoire moyenne des états de pression et de vitesse suivis par chaque écaille, en fournit une justification. La vitesse  $V_2$  de la seconde écaille est inférieure à celle de la première, i.e.  $V_1$ , car la tension d'écaillage  $-p_s$  est atteinte à partir d'un état de compression moins élevé ( $p_2 < p_1$ ).

## 1.3 Le micro-écaillage

### 1.3.1 Du multi-écaillage au micro-écaillage

Conformément au schéma ci-contre, une *onde de choc non-soutenue*, décrite par sa pression pic  $p_{choc}$  et la largeur du faisceau de détente  $L$ , peut conduire à la formation d'une écaille d'épaisseur  $\lambda$  pour une tension critique  $-p_s$ . La relation  $\lambda/L \sim p_s/p_{choc}$  définit le rapport des ordres de grandeur des longueurs et des pressions mises en jeu. A  $L$  fixé, lorsque le rapport  $p_s/p_{choc}$  diminue, l'épaisseur des écailles créées  $\lambda$  diminue également : les plans de rupture se rapprochent et leur nombre augmente. Mais ceux-ci possèdent en réalité une épaisseur finie qui correspond à l'échelle caractéristique des mécanismes d'endommagement. Lorsque  $\lambda$  atteint cette échelle de longueur, on peut considérer que les zones de dégradation se développent successivement en tout point de l'échantillon sollicité en traction. L'écaillage multiplan évolue alors vers un processus de fragmentation à plus fine échelle, appelé *micro-écaillage*.

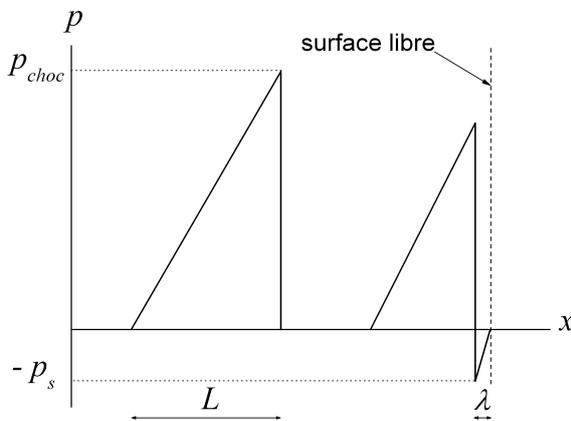


FIG. I.9: Echelles de longueur et pressions mises en jeu au cours du processus d'écaillage multiplan lié à la réflexion d'une onde de choc non-soutenue en surface libre.

Typiquement, pour les applications concernant l'écaillage des métaux à l'état solide en détonique conventionnelle, on observe  $L \sim 1 - 10$  mm et  $p_s/p_{choc} \sim 0.1 - 1$ . Le nombre d'écailles créées est inférieur à dix et leur épaisseur évolue entre 0.1 et 10 mm. Le *micro-écaillage* est attendu lorsque  $p_s/p_{choc}$  diminue de quelques ordres de grandeur, par exemple dans le cas des milieux liquides, connus pour leur faible capacité à supporter des contraintes de traction, soumis à un choc de forte intensité. Lorsqu'on s'intéresse à un milieu initialement à l'état solide et soumis à des chocs non-soutenus d'intensité croissante, l'évolution vers un processus de *micro-écaillage* est accélérée de manière singulière par l'apparition de la fusion sous choc à laquelle est associée une chute considérable de la résistance du milieu en traction. C'est cette situation qui nous intéresse ici. Le matériau d'étude retenu est l'étain : les conditions d'apparition du passage à l'état liquide sous choc et du micro-écaillage sont quantifiées pour ce matériau au paragraphe 2.

Pour résumer, l'apparition d'un phénomène de *micro-écaillage* résulte (i) de la propagation d'une *onde de choc non-soutenue* (ii) dans un milieu possédant une résistance en traction très faible devant la pression du choc, i.e.  $p_s \ll p_{choc}$ .  
La seconde condition est notamment favorisée par l'apparition de la *fusion sous choc*.

Dans la suite, nous associerons le micro-écaillage au phénomène de fragmentation dynamique des matériaux fondus sous l'effet d'un choc.

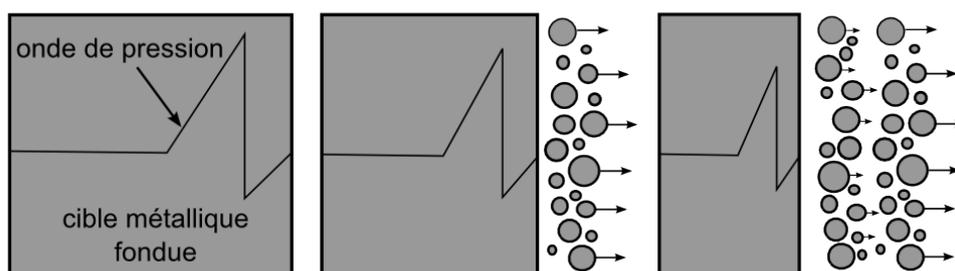
Le milieu micro-écaillé correspond à un ensemble de nombreuses et fines particules ou fragments. Lorsqu'on s'intéresse au cas d'un métal préalablement fondu pendant la propagation de l'onde de choc, le milieu micro-écaillé est alors un nuage de fines gouttelettes de métal liquide.

L'échelle microscopique, que suggère le nom de ce phénomène mentionné pour la première fois dans la littérature par Andriot et al. (1984), n'a pas de valeur quantitative absolue. Elle traduit plutôt la diminution de la longueur caractéristique des objets créés par rapport à l'épaisseur des écaillés massives traditionnellement observée dans les métaux solides au cours d'un écaillage multiplan. La prédiction de la taille des gouttelettes micro-écaillées constitue un des enjeux du présent travail.

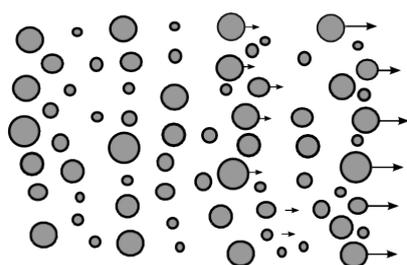
### 1.3.2 Description schématique de l'évolution d'un milieu micro-écaillé

L'évolution du *milieu micro-écaillé* et son interaction avec le milieu environnant sont supposées se produire selon un processus en trois phases schématisé sur la figure I.10.

a.) Création du nuage / fragmentation



b.) Vol en expansion



c.) Recompactation

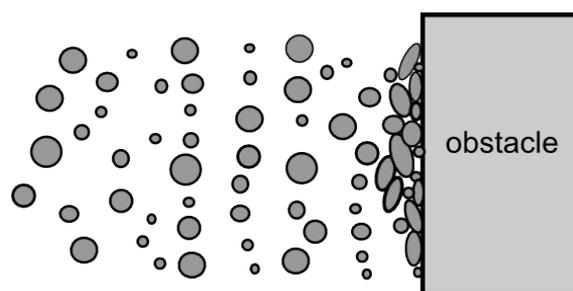


FIG. I.10: Illustration schématique de l'évolution d'une cible micro-écaillée.

Le *micro-écaillage* (Fig. I.10.a) correspond au phénomène de ruine qui conduit à la formation d'un nuage de fines particules éjectées à grande vitesse.

Ensuite, le nuage ainsi créé évolue globalement dans un mouvement d'expansion qui est lié au gradient de vitesse imprimé par la forme triangulaire du profil de pression. En effet, de la même manière que pour l'écaillage multiple, chaque couche de matière micro-écaillée est éjectée à une vitesse inférieure à celle de la couche précédente. Ce gradient concerne le champ des vitesses moyennes dans le nuage et non la vitesse de chaque particule

individuelle dont la valeur présente très probablement un terme de fluctuation lié à la nature probabiliste de la fragmentation. Cette phase de *vol en expansion* (Fig. I.10.b) s'accompagne logiquement d'une chute de la densité apparente du nuage. Celle-ci désigne la masse volumique du milieu homogène fictif dans lequel la masse des gouttelettes serait uniformément répartie dans tout le volume du nuage.

Si l'on dispose un obstacle massif immobile sur la trajectoire des éjectas, les impacts successifs des particules conduisent à la redensification du nuage au cours d'une *phase de recompaction* (Fig. I.10.c).

### 1.3.3 Position du micro-écaillage par rapport aux autres phénomènes de dégradation sous choc

Bien que nous aurons l'occasion d'y revenir plus en détail, notamment au cours de la synthèse bibliographique (§3.2) et de la partie expérimentale (chapitre II), il convient de distinguer le micro-écaillage des métaux fondus sous choc des autres mécanismes de ruine qui pourraient s'en rapprocher.

Le micro-écaillage n'est pas un écaillage à l'état liquide tel qu'il peut être observé si l'une des deux conditions d'apparition du micro-écaillage n'est pas respectée. En effet, si l'onde de choc est soutenue (profil de pression rectangulaire de l'exemple du paragraphe 1.2.1) ou si le rapport  $p_s/p_{choc}$  est proche de l'unité, on observe un processus d'écaillage qui conduira à la création d'une ou plusieurs couches de liquide, mais pas d'un nuage de fines gouttelettes (Utkin et al., 2004).

Le micro-écaillage est également différent du phénomène appelé *éjection de matière*, ou *micro-jetting*, qui consiste en la fragmentation de jets micrométriques créés, à la manière d'une charge creuse, à partir des défauts géométriques (rugosité) de la surface libre au débouché du front de choc. L'éjection de matière est un phénomène par nature exclusivement surfacique, également observé pour des chocs soutenus (Andriot et al., 1984; Chapron et Elias, 1991).

## 2 Micro-écaillage de l'étain sous choc non-soutenu (Analyse des conditions d'initiation)

Les applications pratiques du micro-écaillage concernent les métaux fondus sous choc. L'étain a été retenu comme matériau d'étude pour deux raisons principales. D'une part, en raison des positions relatives de sa courbe de fusion, de sa courbe d'Hugoniot et de ses détente isentropiques, sa fusion sous choc requiert des pressions relativement modérées, accessibles avec les moyens expérimentaux disponibles. D'autre part, son comportement dynamique, et notamment ses transitions de phases, est documenté dans une vaste plage de pressions et de températures (Elias et al., 1988; Mabire, 1999; Davis et Hayes, 2004; Buy et al., 2006).

Il convient de spécifier, de façon quantifiée, les conditions d'apparition du micro-écaillage dans l'étain. A cette fin, le prérequis indispensable est la modélisation prédictive du comportement polyphasé de l'étain aux hautes pressions et températures atteintes sous choc. Cet outil permet également de préciser les conditions de chargement en traction de l'étain fondu. En effet, les contraintes de tension résultent de la propagation des ondes et de leur réflexion en surface libre, et dépendent donc du comportement de l'étain, en addition des autres paramètres expérimentaux (vitesses d'impact, nature du matériau impacteur...). La formulation générale du modèle établi pour l'étain par Mabire (1999) et implémenté dans le code de calcul hydrodynamique Hésione (Buy et al., 2006) est brièvement revue au paragraphe 2.1 afin d'introduire certaines notions propres aux changements de phases et de cerner les limites des prédictions utilisées par la suite. Les simulations numériques présentées dans la suite de ce mémoire utilisent ce modèle.

A l'aide de ce modèle, les différents trajets thermodynamiques permettant d'atteindre la phase liquide de l'étain sous choc sont identifiés puis quantifiés en fonction de la pression de choc (§2.2). L'évolution de l'état physique d'un échantillon d'étain pendant la propagation d'une onde de choc non-soutenue et sa réflexion en surface libre est ensuite étudiée pour deux pressions de choc conduisant chacune à la fusion (§2.3).

### 2.1 Modélisation polyphasée de l'étain

La modélisation polyphasée de l'étain proposée par Mabire (1999), puis reprise par Buy et al. (2006), est fondée sur un formalisme général adapté à l'étude de la propagation d'ondes en présence de changements de phases. Cette méthode de modélisation est, à l'heure actuelle, la plus couramment utilisée dans la communauté des physiciens des chocs. Pour plus de détails, le lecteur se reportera aux travaux de Hayes (1975) et de Duvall et Graham (1977) pour une synthèse plus complète sur le sujet. La construction de ce modèle peut se décomposer en deux étapes principales. Dans un premier temps, le comportement polyphasé est défini à l'équilibre thermodynamique en précisant le comportement de chaque phase et en déterminant son domaine d'existence selon les critères de stabilité des équilibres thermodynamiques. Dans un second temps, la prise en compte des effets hors-équilibre nécessite de décrire l'évolution des variables internes, qui sont ici les fractions massiques de chaque phase, en définissant un critère et une loi de cinétique.

### 2.1.1 Définition du comportement thermoélastique polyphasé en description hydrodynamique

Tout d'abord, le comportement réversible (thermoélastique non-linéaire), individuel de chaque phase considérée, est défini. En description hydrodynamique, les variables d'état choisies sont la température  $T$  et la masse volumique  $\rho$ . Ces variables d'état sont associées au potentiel thermodynamique énergie libre (ou énergie libre de Helmholtz)  $F(T, \rho)$ . Lorsque l'on travaille dans un grand domaine de pressions et de températures, on opère classiquement une partition de l'énergie libre en une contribution *froide* et une contribution *thermique*  $F(T, \rho) = F_c(\rho) + F_{th}(T, \rho)$ .

La contribution froide traduit le comportement élastique non-linéaire isotherme pour l'état de référence  $(p_0, \rho_0, T_0)$ . L'expression retenue correspond à la *relation de Birch*. Elle fait intervenir deux paramètres  $K_0$ , le module de compressibilité, et  $K'_0$ , sa dérivée première par rapport à la pression, tous deux exprimés à l'état de référence :

$$p_c(\rho) = p_0 + \frac{3}{2}K_0 \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{7/3} - \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5/3} \right] \left\{ 1 - \frac{3}{4}(4 - K'_0) \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{2/3} - 1 \right] \right\} \quad (\text{I.4})$$

La contribution thermique est définie sous l'hypothèse de Mie-Grüneisen, i.e.  $p - p_c = \rho\Gamma(e - e_c)$ , en supposant le produit  $\rho\Gamma = \rho_0\Gamma_0$  et la chaleur spécifique  $c_\rho = c_{\rho_0}$  constants,  $e$  et  $\Gamma$  étant respectivement l'énergie interne et le coefficient de Grüneisen. Le potentiel thermodynamique  $F(T, \rho)$  finalement obtenu prend la forme suivante :

$$F(T, \rho) = F_0 - S_0(T - T_0) + c_{\rho_0} \left\{ T \ln \frac{T_0}{T} + (T - T_0) \left[ 1 + \Gamma_0 \left( 1 - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \right] \right\} + \int_{\rho_0}^{\rho} p_c(\rho) d\rho \quad (\text{I.5})$$

Ensuite, le domaine d'existence de chaque phase à l'équilibre stable est établi. Ceci permet de construire le diagramme d'équilibre de phases qui, sans constituer une modélisation complète, représente un outil important en pratique pour estimer les conditions d'accès à la fusion par choc. La détermination de lignes de transition de phase peut également entrer dans la formulation des lois complémentaires, i.e. le critère et la loi de cinétique de la transformation.

A l'équilibre, les changements d'état (fusion, vaporisation...) et les transformations polymorphiques (changement de phase cristallographique) se produisent à pression et température constantes. Dans ces conditions, les principes de la thermodynamique stipulent qu'un équilibre est stable lorsque l'enthalpie libre (ou énergie libre de Gibbs)  $G(T, p)$  du système étudié est minimale. Le domaine d'existence stable d'une phase  $i$  correspond à l'ensemble  $(T, p)$  pour lequel son enthalpie libre  $G_i(T, p)$  est inférieure à celle des autres phases considérées. Les domaines de coexistence des phases correspondent aux lieux où leurs enthalpies libres sont égales. Dans le plan pression - température, le domaine de coexistence de deux phases correspond à une ligne courbe. Pour trois phases, il se réduit à un point, appelé point triple.

La fusion est une transformation du premier ordre, non-diffusive. Lors d'une telle transformation, l'enthalpie libre du système subit une discontinuité de sa dérivée première, qui correspond aux sauts de volume spécifique  $\Delta v$  et d'entropie spécifique  $\Delta s$  associés au changement de phase. L'égalité des enthalpies libres dans le domaine de coexistence de

deux phases  $i$  et  $j$  se traduit par la *relation de Clapeyron* qui s'applique en tout point  $(T_*, p_*)$  de la ligne de transition :

$$\frac{dp}{dT}(T_*, p_*) = \frac{\Delta s(T_*, p_*)}{\Delta v(T_*, p_*)} = \frac{s_j(T_*, p_*) - s_i(T_*, p_*)}{v_j(T_*, p_*) - v_i(T_*, p_*)} \quad (\text{I.6})$$

L'utilisation de la transformation de Legendre permet de travailler avec les variables d'état  $(T, p)$  et le potentiel  $G(T, p)$  à partir de la formulation établie précédemment en  $F(T, \rho)$ . L'équation différentielle (I.6) peut alors être intégrée en se donnant, pour chaque transition de phase, les sauts de volume spécifique et d'entropie spécifique, ce dernier étant lié à la chaleur latente de la transformation considérée, pour un état de référence connu. C'est de cette manière que les lignes de transition de phase, et notamment la courbe de fusion, sont établies pour construire le diagramme d'équilibre de phases. Cette définition des transitions de phases équilibrées est illustrée par la figure I.11.a où l'enthalpie libre des deux phases est représentée en fonction de la pression seule. Les phases 1 et 2 sont stables lorsque  $p < p_{trans}$  et  $p > p_{trans}$  respectivement. Lorsque l'on suit la fraction massique 1 en fonction de la pression, celle-ci passe de 1 à 0 à pression constante pour  $p = p_{trans}$ , comme sur la courbe noire de la figure I.11.b.

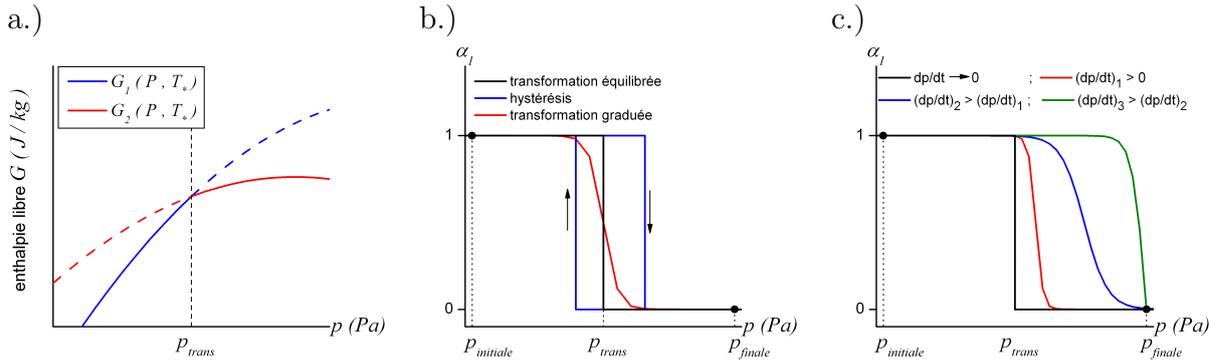


FIG. I.11: Illustration schématique d'une transformation de phases. (a) Transformation équilibrée. (b) Evolution de la fraction massique de la phase 1 en présence d'une hystérésis ou d'un aspect gradué de la transformation. (c) Effet de la cinétique de transformation sur l'évolution de la fraction massique de la phase 1 pour différentes vitesses de chargement  $\dot{p}$ .

Le comportement d'un mélange, macroscopiquement homogène, est décrit par une *loi de mélange*, faisant intervenir la fraction massique  $\alpha_i$  de chaque phase pure  $i$  qui le compose :

$$v(T, p, \alpha_i) = \alpha_i v_i(T, p), \quad e(T, p, \alpha_i) = \alpha_i e_i(T, p), \quad \sum_i \alpha_i = 1 \quad (\text{I.7})$$

Cette loi suppose que la pression, la température et la vitesse matérielle sont identiques dans toutes les phases constitutives du mélange. L'énergie associée aux interfaces des phases et l'effet des contraintes de cisaillement sont négligés dans cette formulation.

### 2.1.2 Prise en compte des effets hors-équilibre

Les fractions massiques de phases  $\alpha_i$  constituent des variables internes dont l'évolution doit être décrite par des lois complémentaires, définissant pour chaque phase un critère

et une loi de *cinétique*. D'autres effets hors-équilibre, c'est-à-dire qui s'écartent de la transformation de phase équilibrée définie précédemment, peuvent être pris en compte dans la formulation des lois complémentaires. Il s'agit notamment de la présence d'une *hystérésis* ou de l'*aspect gradué de la transformation*. Ces effets sont illustrés sur la figure I.11.b. L'effet de la cinétique de transformation est représenté sur la figure I.11.c pour des taux de pression  $\frac{dp}{dt}$  croissants et met en évidence l'existence d'une fraction de phase 1 métastable dans le domaine de stabilité de la phase 2.

La forme la plus simple de loi d'évolution des fractions massiques de phases correspond à une cinétique sans seuil de type maxwellienne. Elle repose sur l'hypothèse que la force thermodynamique motrice du changement de phase est la différence des enthalpies libres des phases pures considérées (Hayes, 1975; Davis et Hayes, 2004) :

$$\dot{\alpha}_i(T, p) = \frac{1}{kT} \sum_j \frac{G_j(T, p) - G_i(T, p)}{\tau_{ij}} \quad (\text{I.8})$$

$\tau_{ij}$  étant le tenseur des temps de relaxation caractérisant la transition  $i \rightarrow j$  et  $k$  la constante de Boltzmann. Une hystérésis peut être introduite en ajoutant un terme de décalage  $\Delta G_{ij}$ .

Une autre forme (Duvall et Graham, 1977; Mabire, 1999) exprime le taux de croissance de phase en fonction de l'écart entre la fraction massique actuelle et une valeur de référence. Cette dernière est définie par la transformation équilibrée et inclut éventuellement les effets d'hystérésis et de transformation graduée :

$$\dot{\alpha}_i(T, p) = \frac{\alpha_*(T, p) - \alpha_i(T, p)}{\tau_i} \quad (\text{I.9})$$

La fraction massique de référence  $\alpha_*(T, p)$  peut, par exemple, être définie par une des courbes données schématiquement sur la figure I.11.b, étendue aux deux variables d'état  $(T, p)$ . Le paramètre  $\tau_i$  correspond au temps caractéristique de la transformation de la phase  $i$ .

Les effets de cinétique sont difficilement identifiables et quantifiables expérimentalement lors d'une transformation de phase sous choc, en particulier dans le cas de la fusion. Les essais d'impact de plaques réalisés par Mabire (1999) sur l'étain n'ont pas permis de mettre en évidence sa cinétique de fusion. Pour les simulations numériques de ces essais, Mabire (1999) a fixé les temps de relaxation  $\tau_i$  (Eq. I.9) des phases  $\beta$  et  $\gamma$  à 10 nanosecondes<sup>2</sup>, de manière à ce que la durée des changements de phases soit négligeable dans le cas de ces expériences où les temps caractéristiques sont de l'ordre de la microseconde.

Le modèle polyphasé de l'étain, utilisé pour réaliser les simulations numériques présentées dans la suite de ce mémoire, est implémenté dans le code de calcul hydrodynamique Hésione (Buy et al., 2006) sous une forme tabulée correspondant aux paramètres de Mabire (1999), donnés en annexe A (tableau A.1, p. 149). A l'heure actuelle, notamment pour des raisons liées à son implémentation numérique dans le code Hésione, il n'inclut pas de lois complémentaires pour décrire la cinétique de croissance des phases. Il correspond à une formulation *équilibrée* où les fractions massiques varient instantanément pour atteindre

<sup>2</sup> La loi de cinétique (I.9) est définie par Mabire (1999) pour les phases  $\beta$  et  $\gamma$ . La fraction massique de liquide est déduite de la relation  $\sum_i \alpha_i = 1$ .

la valeur d'équilibre définie pour chaque état  $(T, p)$ . Dans ces conditions, les analyses suivantes sont fondées sur le diagramme d'équilibre de phases de l'étain, établi selon les principes définis au paragraphe 2.1.1, pour quantifier les conditions d'apparition de la fusion et, ainsi, du micro-écaillage. Cependant, l'effet potentiel de la cinétique de fusion sur l'apparition et le développement du micro-écaillage sera discuté de manière qualitative.

## 2.2 Prédiction de la fusion de l'étain sous choc

Le diagramme d'équilibre de phases de l'étain est classiquement représenté en projection dans le plan pression - température (figure I.12.a). Il y représente les trois phases concernées par cette étude : les deux phases solides  $\beta$  et  $\gamma$  ainsi que l'état liquide. A pression et température ambiantes, l'étain se trouve en phase solide  $\beta$  (étain blanc) cristallisant dans le système quadratique. La phase solide haute pression  $\gamma$  présente un réseau cristallin tétragonal centré (annexe A).

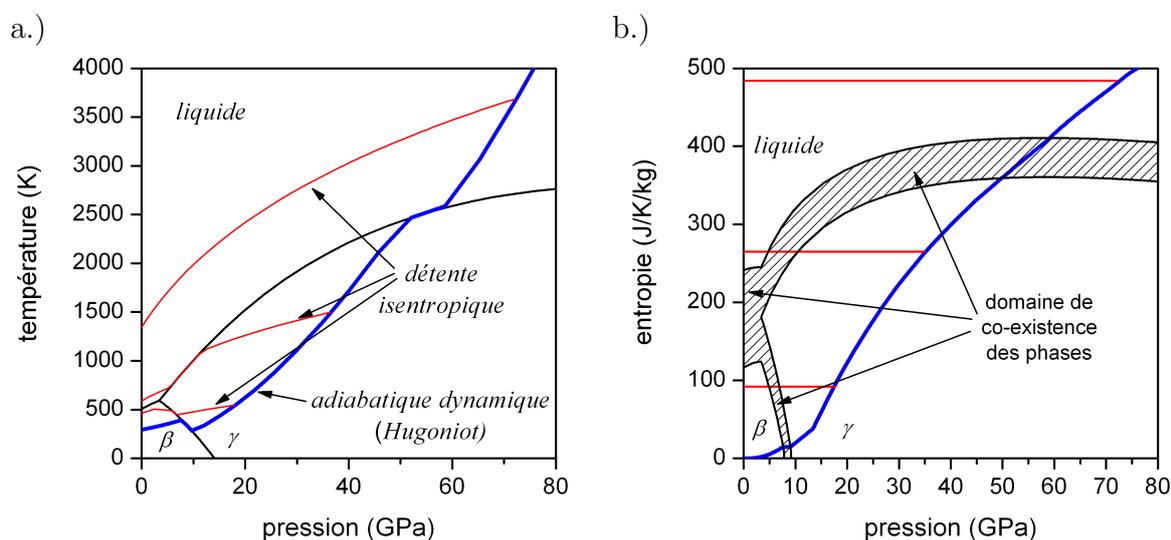


FIG. I.12: Diagramme d'équilibre de phases de l'étain (Mabire, 1999; Buy et al., 2006) projeté dans le plan pression - température (a) et dans le plan pression - entropie spécifique (b).

Lors de la propagation d'une *onde de choc non-soutenue*, un élément matériel dans un état initial ( $p = 0$  GPa,  $T = 300$  K) subit une compression qui le porte quasi instantanément à un état de choc se situant sur la *courbe d'Hugoniot*. Les ondes de détente le ramènent à une pression nulle à partir de cet état de choc au cours d'une transformation supposée isentropique, car progressive. Pour déterminer l'état physique résiduel au terme de ce trajet thermodynamique, il est commode d'avoir recours à la projection dans le plan pression - entropie spécifique ( $p, s$ ) dans laquelle les isentropes sont des droites horizontales. Les zones de co-existence des phases occupent alors un domaine surfacique caractéristique du saut d'entropie observé pendant la transformation (figure I.12.b).

Trois exemples sont représentés sur la figure I.12. Pour le choc de plus faible intensité, l'étain reste à l'état solide mais subit une transformation de phase cristallographique. La fusion est observée pendant la détente pour la pression de choc intermédiaire. Pour la plus forte pression de choc, l'état liquide est atteint en compression, i.e. à l'état de choc sur la courbe d'Hugoniot. A tort, l'expression *fusion sous choc* est souvent employée de manière générale pour signifier que le passage en phase liquide se produit indifféremment en détente

ou en compression pendant la propagation d'un choc. Afin d'éviter toute confusion, il convient de distinguer la *fusion en détente* de la *fusion en compression*, le passage à l'état liquide étant dans ces travaux toujours dû à la propagation d'une onde de choc.

Les différents chargements permettant d'atteindre la *fusion sous choc*, sont répertoriés dans le tableau I.1 en fonction de la pression de choc  $p_{choc}$ . Ce tableau inclut également les cas où la fusion n'est que partielle. A titre indicatif, les vitesses d'impact nécessaires pour atteindre la plage de pressions de choc dans chaque cas sont également mentionnées.

TAB. I.1: Etat physique de l'étain sur l'état de choc et après détente complète en fonction de la pression de choc  $p_{choc}$ .

Pression de choc $p_{choc}$ (GPa)	Etat physique sous choc	Etat physique après détente	Vitesse d'impact (m.s <sup>-1</sup> ) <sup>(1)</sup>
0 - 21	solide	solide	~ 0 - 1000
21 - 32	solide $\gamma$	liquide + solide $\beta$	~ 1000 - 1400
32 - 48	solide $\gamma$	liquide	~ 1400 - 2000
48 - 58	liquide + solide $\gamma$	liquide	~ 2000 - 2300
> 58	liquide	liquide	> ~ 2300

<sup>(1)</sup> Vitesse de projectile requise pour obtenir la pression de choc correspondante lors des essais d'impact de plaques présentés au chapitre II (voir figure II.4 et tableau II.2) et réalisés avec un impacteur en tantale ou en alliage de tungstène.

### 2.3 Evolution de l'état d'un échantillon d'étain pendant la propagation d'une *onde de choc non-soutenue*

L'évolution de l'état physique d'une cible d'étain pendant la propagation d'une onde de choc non-soutenue est discutée pour les deux situations de fusion complète en détente et en compression. Nous cherchons à déterminer l'état physique d'un point matériel immédiatement avant d'être soumis à des contraintes de traction. Cette étude est fondée sur le diagramme d'équilibre de phases de l'étain et les trajets idéalisés de choc - détente (figure I.12).

#### Cas de la fusion en détente

Le cas de la *fusion en détente* est illustré sur la figure I.13. Celle-ci représente les profils de pression  $p(x_0)$  et de fraction massique de la phase liquide  $\alpha_{liq}(x_0)$  immédiatement avant (Fig. I.13.a) et après (Fig. I.13.b) la réflexion de l'onde de choc en surface libre. Le profil de pression réfléchi ne tient pas compte des mécanismes de ruine qui conduisent à la relaxation des contraintes de traction. On suppose également que l'étain fondu reste liquide dans le domaine des pressions négatives, ce qui semble raisonnable si l'on prolonge la courbe de fusion et les détente de quelques gigapascals vers les valeurs négatives.

La fusion complète n'est atteinte qu'en dessous de la pression pour laquelle la détente isentropique quitte la courbe de fusion (voir courbe rouge, Fig. I.13.c). De ce fait, les premiers millimètres à partir de la surface libre sont portés à l'état liquide par le faisceau d'ondes de détente réfléchies. De plus, ces points matériels sont soumis aux contraintes

de traction presque immédiatement après leur passage à l'état liquide (Fig. I.13.b). La fusion et les mécanismes de dégradation, i.e. le micro-écaillage, peuvent difficilement être découplés temporellement dans cette situation. La présence d'une cinétique, conduisant à un retard à l'apparition de la fusion complète, augmenterait ce degré de couplage : les mécanismes de ruine s'initieraient alors dans un état solide ou partiellement fondu métastable. On observe également que le lieu des contraintes de traction maximales se trouve à proximité d'une interface solide / liquide qui doit vraisemblablement avoir une influence sur les mécanismes de ruine.

### **Cas de la fusion en compression**

Le cas de la *fusion en compression* est illustré par la figure I.14. L'échantillon est complètement fondu lorsque le front de choc débouche en surface libre. Les contraintes de traction se développent alors dans un milieu intégralement liquide. La fusion et les mécanismes de ruine sont découplés temporellement, hormis au proche voisinage de la surface libre.

Plus précisément, pour un point matériel donné, il n'y a pas de couplage temporel de ces deux phénomènes si le temps de la transformation est inférieur à la durée qui sépare le passage du front de choc de la mise en traction. Cette durée tend vers zéro lorsque la position du point considéré tend vers la surface libre.

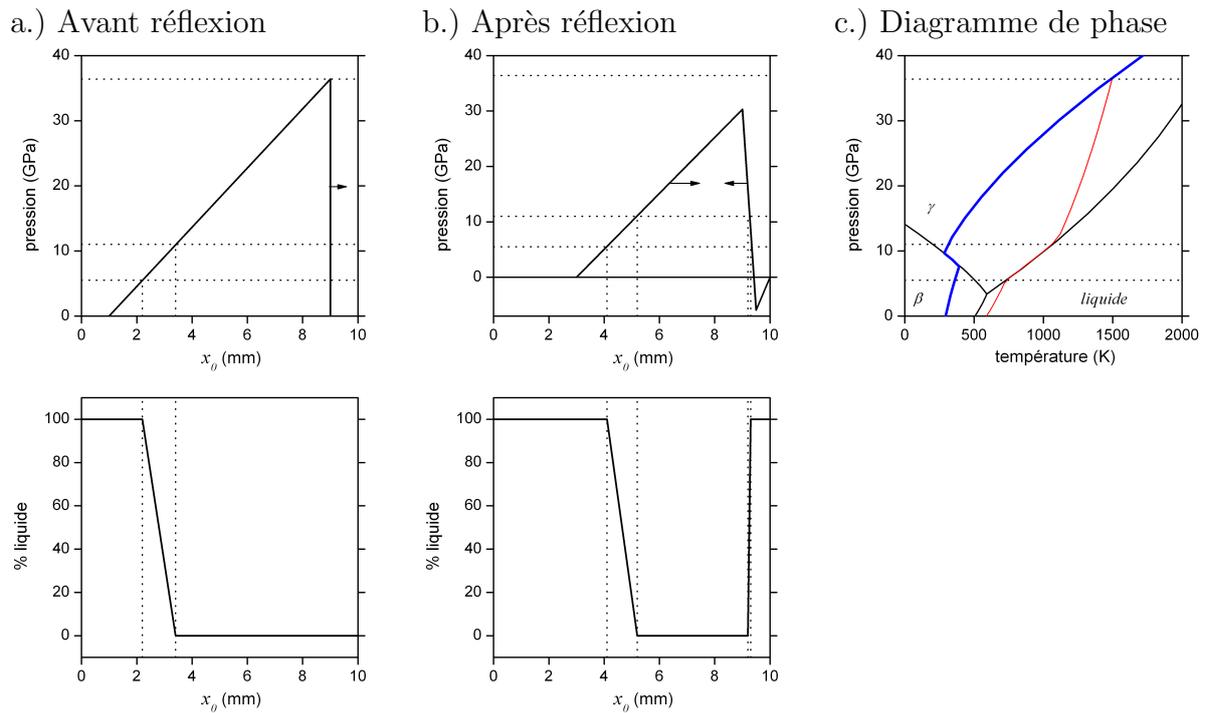


FIG. I.13: Profils de pression et état physique de la cible (fraction massique de liquide) avant (a) et après (b) la réflexion de l'onde de choc en surface libre. Cas de la fusion en détente (c).

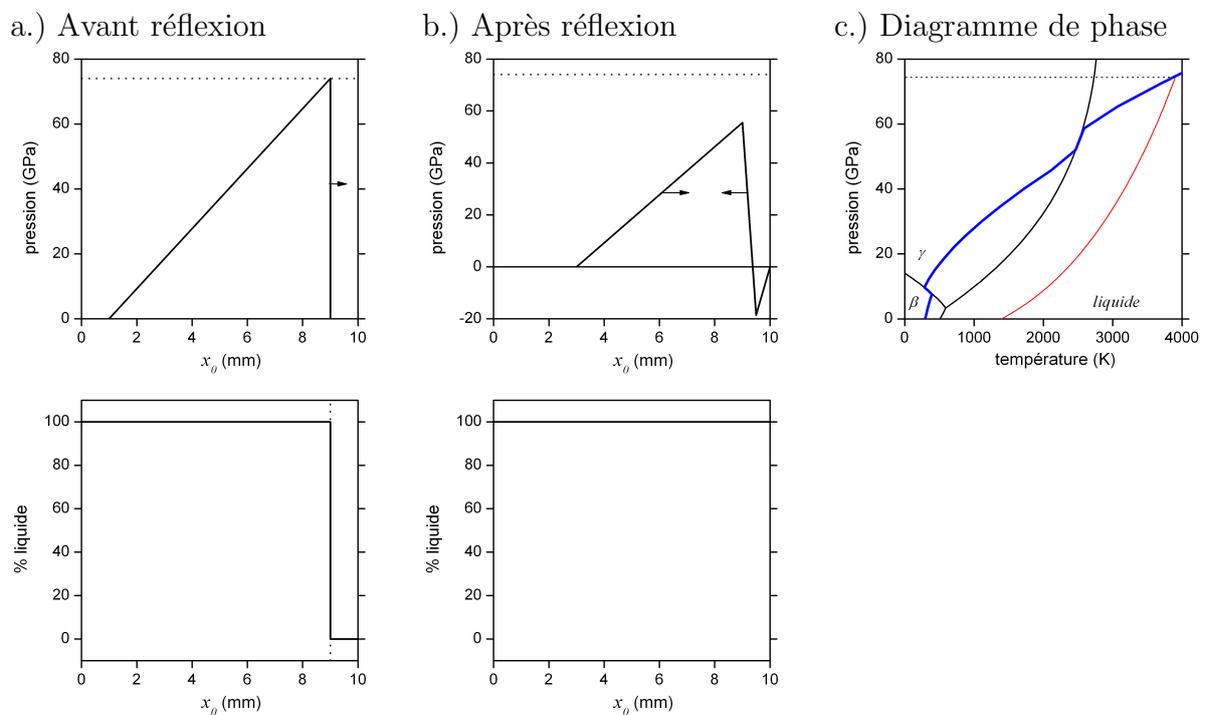


FIG. I.14: Profils de pression et état physique de la cible (fraction massique de liquide) avant (a) et après (b) la réflexion de l'onde de choc en surface libre. Cas de la fusion en compression (c).

## 3 Vers une modélisation du micro-écaillage

### 3.1 Position de l'étude et objectifs

L'objectif final des études consacrées au micro-écaillage (De Rességuier et al., 2007a; Signor et al., 2007, 2008) est la prédiction de l'état physique et thermodynamique résiduel du milieu micro-écaillé après sa recompaction, c'est-à-dire au terme du processus en trois phases décrit par la figure I.10. Une attention particulière est portée sur la température dont la mesure, dans les conditions du micro-écaillage, n'est pas technologiquement possible à l'heure actuelle.

Le présent travail de thèse s'attache à la modélisation du micro-écaillage, i.e. la *phase de création du nuage* (Fig. I.10.a). Dans ce contexte, la prédiction de l'état du milieu micro-écaillé apportera les données d'entrée nécessaires au traitement des phases de vol et de recompaction (Figs. I.10b. et I.10.c), à savoir a minima la taille caractéristique des fragments, leur vitesse matérielle, l'état thermodynamique du liquide qui les compose et la densité apparente du nuage.

Dans ce travail qui constitue la toute première tentative de modélisation spécifique du micro-écaillage (voir l'état de l'art au §3.2), il nous semble important de nous concentrer sur la spécificité de ce phénomène : la fragmentation dynamique d'un métal à l'état liquide. Ce choix implique deux hypothèses pour la modélisation. D'une part, nous ne nous intéressons qu'au cas de l'étain à *l'état purement liquide*. Le micro-écaillage dans un état mixte solide / liquide, a priori plus complexe, restera donc à modéliser. D'autre part, nous supposons que les contraintes de traction se développent dans un milieu à l'état liquide. On admet donc que la fusion s'est produite antérieurement. La situation réelle qui s'approche au plus près de ce schéma idéal est le cas de la *fusion complète en compression*, conformément aux conclusions établies au paragraphe 2.3. Les résultats expérimentaux présentés au chapitre II concernent essentiellement ce cas de chargement. Cependant le cas de la fusion partielle ou complète en détente a également été exploré afin de comparer ces deux modes d'accès à la fusion et leurs conséquences respectives sur le micro-écaillage.

En supposant que les contraintes de traction se développent dans l'étain complètement fondu, le travail de modélisation du micro-écaillage peut être engagé indépendamment du modèle de comportement polyphasé de l'étain intact, dont nous avons mis en évidence les apports mais également les limites (§2.1). L'amélioration de la modélisation polyphasée est envisagée comme une perspective à ce travail, notamment pour le cas de la fusion en détente où changement d'état et mécanismes de ruine présentent un couplage temporel. Nous insisterons dans ces perspectives sur deux axes de travail : la validation de la partie thermique du modèle par la mesure de la température sous choc (Mabire et Hérel, 2002) et la modélisation consistante des transitions de phases sous choc (Abeyaratne et Knowles, 2000) s'appuyant sur une base de données expérimentales à compléter (Buy et al., 2006).

En résumé, nous cherchons à modéliser la fragmentation dynamique des métaux liquides, plus particulièrement l'étain, soumis à un mouvement d'expansion pure au cours duquel va se développer un état de traction hydrostatique, i.e. des pressions négatives, d'intensité croissante. Les prédictions des outils de modélisation développés viseront une description représentative du nuage micro-écaillé aux premiers instants de sa création. Les principales grandeurs recherchées sont la taille des fragments, ou gouttelettes, leur vitesse et l'état thermodynamique de l'étain liquide qui les compose. Ces prédictions permettront ultérieurement d'étudier le comportement du nuage micro-écaillé pendant les phases de vol et de recompaction.

Notons pour finir que les éléments de modélisation développés sont à terme destinés à être implémentés dans le code de calcul hydrodynamique *Hésione* afin de simuler le micro-écaillage, le vol en expansion du nuage de particules et sa recompaction. Compte tenu du grand nombre de gouttelettes générées, leur description individuelle est difficilement envisageable. Dans ce contexte, la représentation prospective du milieu micro-écaillé devra traduire le comportement d'ensemble d'une portion du nuage de particules. Le cadre de la thermodynamique macroscopique incluant des variables internes représentatives des mécanismes dissipatifs en jeu semble donc le plus approprié.

## 3.2 Apports de l'étude bibliographique

### 3.2.1 Mise en évidence et caractérisation expérimentale du micro-écaillage

La première mise en évidence expérimentale du micro-écaillage a été réalisée sur l'étain lors d'expériences impliquant des générateurs d'ondes planes par explosifs (Andriot et al., 1984). La masse éjectée est évaluée par transfert de quantité de mouvement sur une feuille métallique mince (clinqant) dont la vitesse est mesurée par interférométrie Doppler laser. La mise en vitesse progressive du clinquant, observée pour des pressions de choc élevées, correspond aux impacts successifs de nombreux éjectas de petites tailles dont la création a été rendue possible par la chute de la résistance en traction du matériau provoquée par sa fusion en détente (figure I.15). Ces travaux pionniers ont permis de préciser les conditions de chargement favorables à l'apparition du micro-écaillage et d'esquisser la description phénoménologique résumée dans la section 1 de ce chapitre.

Les tentatives suivantes de caractérisation du phénomène ont, pour la plupart, mis en œuvre les techniques de radiographie éclair afin d'observer en temps réel le milieu micro-écaillé. De cette manière, Remiot et al. (1994) et Rybakov (2000) mettent en évidence qualitativement la formation d'un milieu sous-dense correspondant au nuage micro-écaillé, dans le cas de l'étain fondu partiellement ou complètement en détente. La mise en œuvre des radiographies en configuration cylindrique (Zhiembetov et al., 2002, 2003), lors de l'explosion d'un cylindre de plomb fondu en détente, semble donner des indications sur l'évolution de la structure du milieu fondu pendant le micro-écaillage. Selon leurs auteurs, ces observations suggèrent, de façon assez discutable, qu'un processus de cavitation conduirait à la pulvérisation finale du métal fondu, d'une manière analogue au mécanisme de fragmentation identifié par Stebnovskii (1998a) sur des liquides conventionnels (eau, alcool...) de faible viscosité.

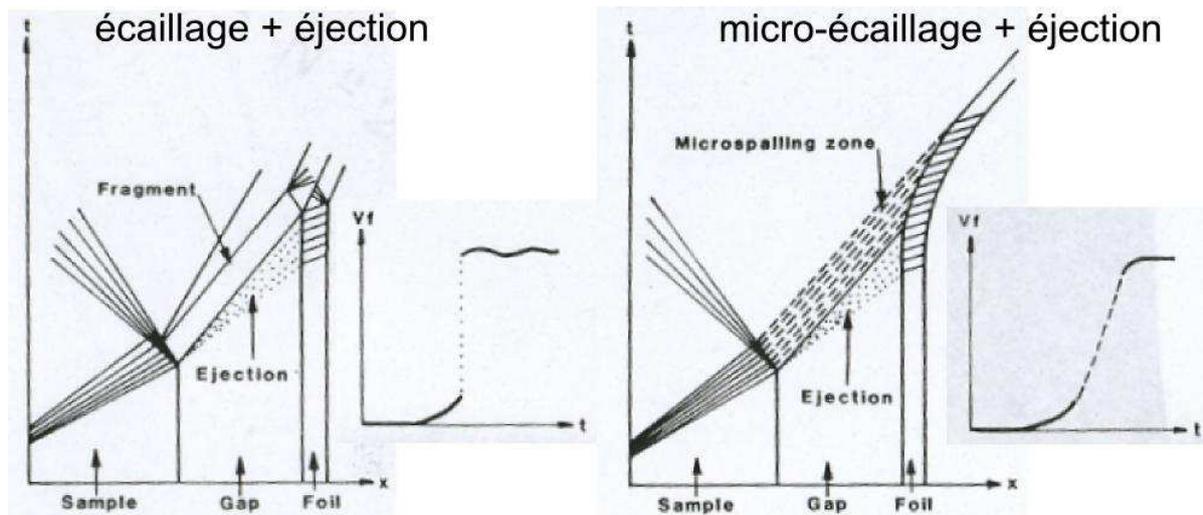


FIG. I.15: Schéma illustrant la distinction entre écaillage, micro-écaillage et éjection de matière sur une expérience de pesée avec une feuille mince métallique (Andriot et al., 1984).

L'utilisation d'un train de faisceaux de protons de haute énergie permet de réaliser une dizaine de radiographies au cours d'une expérience de détonique conventionnelle (Morris et al., 2006). Compte tenu de la faible taille et du grand nombre de particules générées devant la résolution spatiale (0.5 à 1 mm) et la sensibilité de ce diagnostic, la radiographie correspond à une mesure, par absorption du rayonnement, de la masse totale rencontrée à la traversée du nuage sans en distinguer la structure interne à fine échelle. Ces clichés radiographiques permettent d'établir une cartographie bidimensionnelle des masses surfaciques. Sous certaines hypothèses géométriques liées à la symétrie de révolution, le champ de masse volumique apparente, i.e. la masse volumique d'un milieu homogène fictif équivalent au milieu hétérogène constitué de particules et de vide, peut être reconstruit. Par cette technique, Holtkamp et al. (2004) ont notamment mis en évidence le micro-écaillage et la nature singulière de ce mode de ruine lié, notamment, au passage à l'état liquide. Les expériences réalisées consistent à placer un échantillon métallique au contact d'un explosif dont la détonation est effectuée ponctuellement (voir figure I.16.a).

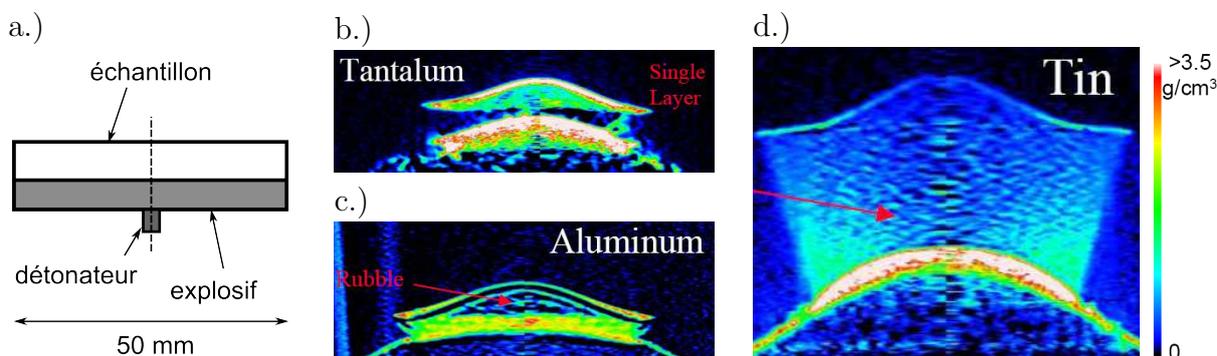


FIG. I.16: Images obtenues par radiographie à faisceau de protons (Holtkamp et al., 2004). (a) Représentation schématique de la configuration expérimentale initiale. (b) Ecaillage simple sur une cible de tantale. (c) Ecaillage multiple sur une cible d'aluminium. (d) Micro-écaillage sur une cible d'étain.

Pour les métaux sollicités en-dessous de leur courbe de fusion, les cartes de densités

obtenues font clairement apparaître la formation d'une ou plusieurs écailles (figure I.16.b et I.16.c) dont la masse volumique est proche de la valeur nominale. A mesure que le rapport  $p_s/p_{choc}$  diminue, le processus de multi-écaillage devient plus chaotique, s'apparentant par endroit à une fragmentation, comme l'illustre la différence entre le tantale et l'aluminium.

L'aspect des cartes de densités change radicalement lorsque la fusion en détente est initiée. C'est le cas de la cible d'étain soumise à une pression de choc estimée à 22.5 GPa qui, selon les prédictions du modèle polyphasé, correspond à un état résiduel après détente à environ 10% de phase liquide (Fig. I.12). La figure I.16.d illustre l'expansion du nuage micro-écaillé, dont la densité apparente, environ  $1000 \text{ kg.m}^{-3}$ , est largement inférieure à la masse volumique de l'étain intact à pression nulle ( $7287 \text{ kg.m}^{-3}$ ).

Ces expériences ont été reproduites dans une configuration dite de *fenêtre d'Asay*, ou de *fenêtre détachée* (Holtkamp et al., 2004). Le principe est de disposer un obstacle épais et transparent sur la trajectoire des éjectas. La mise en vitesse de la surface d'impact, mesurée par interférométrie laser, est une signature de la vitesse et de la masse des objets (écailles ou nuage de gouttelettes) entrant en collision avec la fenêtre (Asay, 1978; McCluskey et al., 2006). L'apparition du micro-écaillage, qui accompagne celle de la fusion, se traduit par un profil de vitesse caractéristique qui se distingue de ceux observés dans le cas d'un écaillage multiplan. Cette configuration est reprise par Voltz et Buy (2005) pour caractériser, au cours d'expériences d'impacts de plaques, la ruine de l'étain par multi-écaillage à l'état solide et par micro-écaillage dans le cas de la fusion partielle ou totale en détente.

Les travaux précédents ont mis en évidence le micro-écaillage et permis de caractériser le nuage micro-écaillé à l'échelle macroscopique, par la mesure de sa masse volumique apparente et de sa cinématique globale. En revanche, très peu d'informations quantifiées sont disponibles à plus fine échelle, notamment la taille des gouttelettes. Sur ce point, Grady (1996) recense quatre mesures de tailles de gouttelettes générées lors d'expériences mettant en jeu la fragmentation d'uranium et de cuivre fondus en détente. Les tailles de fragments sont déterminées après chaque essai en mesurant le diamètre des cratères qu'ils produisent lors de leur pénétration dans une plaque témoin métallique. Les tailles observées sont d'environ 100 micromètres dans une plage de vitesse de déformation comprise entre  $10^5$  et  $10^6 \text{ s}^{-1}$ . Une autre tentative de récupération des fragments micro-écaillés est due à Zhiembetov et al. (2002, 2003) au cours de l'explosion d'un cylindre de plomb fondu en détente. Malheureusement, les documents publiés ne donnent pas accès à l'intégralité des résultats : l'histogramme fourni met en évidence une centaine de fragments d'une taille inférieure à  $500 \mu\text{m}$ , sans aucun détail sur la distribution à l'intérieur de cette plage de valeurs.

En absence de données sur la tension d'écaillage de l'étain complètement fondu en compression, les données obtenues au proche voisinage du point de fusion constituent une borne supérieure du seuil d'initiation du micro-écaillage. Une tension d'écaillage d'environ 50 MPa a été observée pour des pressions de choc, générées par la détonation d'un explosif ou par impact, supérieures à 25 GPa, induisant la fusion partielle ou complète de l'étain en détente (données de Lalle citées par Grady, 1988; Kanel et al., 1996). Dans la même gamme de vitesses de chargement, la valeur constatée lorsque l'étain demeure solide est d'environ 0,7 GPa (Grady, 1988; Kanel et al., 1996; Voltz et Buy, 2005). La résistance en tension de l'étain solide mesurée sous choc laser, c'est-à-dire pour des vitesses

de déformation beaucoup plus élevées, varie entre 1 et 1,4 GPa (Moshe et al., 1999). Les résultats des travaux cités ci-dessus seront comparés à ceux obtenus au chapitre II (§1).

Les travaux expérimentaux consacrés au micro-écaillage des métaux fondus par choc présentent les points communs suivants. D'une part, seuls les domaines de pressions de choc induisant la fusion partielle ou complète en détente ont été explorés. D'autre part, ils apportent peu d'informations sur la structure à fine échelle du nuage micro-écaillé et sur les mécanismes physiques responsables de sa création. De telles données sont pourtant essentielles pour définir les hypothèses d'une modélisation et, ultérieurement, en valider les prédictions par confrontation aux mesures. C'est pourquoi le spectre de l'investigation bibliographique a été élargi. Les travaux présentés ci-dessous concernent la réponse dynamique des milieux liquides à température ambiante (eau, alcools, huiles...). En revanche, ils sont établis pour la plupart dans une gamme de chargement moins sévère que celle qui nous intéresse, en termes de pressions de choc et de vitesses de sollicitation.

### 3.2.2 Etude expérimentale du comportement dynamique des liquides

Une des premières observations de la réponse des liquides en expansion dynamique est due à Kolsky (1955). Ce dernier, dans le contexte des explosions sous-marines, a obtenu par photographie rapide une image qui met en évidence, au cours de la réflexion d'une onde de choc non-soutenue en surface libre d'un échantillon d'eau, le développement d'un processus de cavitation dans les régions sollicitées en traction.

Les observations expérimentales de Kedrinskii et al. (1997) et Stebnovskii (1998a, 2007) ont permis de proposer une description de la fragmentation dynamique des liquides explicitée ci-dessous. Afin d'accommoder l'expansion et relaxer les contraintes de traction induites lors de la réflexion d'une onde de choc non-soutenue à la surface libre d'un liquide, un processus de cavitation, divisé en quatre phases, prend place au sein du milieu liquide. *(i)* Son initiation s'effectue à partir de micro-bulles initialement présentes dans le liquide ou d'autre types de micro-défauts, par exemple des suspensions solides, qui constituent les noyaux de cavitation. *(ii)* La phase de croissance stable des cavités sphériques prend place et s'achève lorsque la fraction volumique de vide, ou porosité,  $f$  (si l'on néglige la présence d'une phase gazeuse dans les cavités) atteint une valeur  $f_c$  qui correspond à un empilement compact de bulles ( $f_c \approx 0,74$ ). *(iii)* Dès lors, le liquide en cavitation poursuit son expansion sous la forme d'une mousse à niveau de porosité élevée,  $f > f_c$ , et de structure complexe (cellules polyédriques séparées par de fines parois liquides). *(iv)* L'expansion de cette mousse conduit à la pulvérisation complète du liquide par le développement d'instabilités le long et à la jonction des parois liquides. Cette ultime étape, identifiée par Kedrinskii et al. (1997) comme une inversion de l'état diphasique, i.e. le système constitué de liquide et de vide, peut s'apparenter à un processus de coalescence des micro-défauts. Ce processus de fragmentation par cavitation a été observé pour de nombreux liquides, incluant l'eau, les alcools mais également certains gels et suspensions (Stebnovskii, 1998a). Les fluides très visqueux, par exemple la glycérine, présentent un comportement différent. Dans ce cas, la fragmentation s'opère par des mécanismes de nature surfacique, par opposition au caractère volumique des cavités. La glycérine présente alors un aspect fibreux qui semble correspondre à une localisation de la déformation dans des bandes de cisaillement (Stebnovskii, 1998a, 2007).

Si les travaux mentionnés ci-dessus ont permis d'identifier les mécanismes de fragmenta-

tion dynamique des liquides, il est étonnant de constater qu'ils n'ont pas été mis à profit pour caractériser, de manière quantifiée, la structure de l'état fragmenté. Ces études n'ont donné lieu à aucune tentative approfondie de corrélation entre les conditions de chargement, la taille de gouttelettes ou fragments générés et leur vitesse d'éjection. A notre connaissance, seuls les travaux de Borg et al. (2006) abordent cette question. Au cours d'une expérience d'impact sur un échantillon d'eau colorée qui conduit à sa pulvérisation, la taille des gouttelettes créées est estimée par le diamètre des taches produites par leur impact sur une feuille témoin cartonnée. Pour les deux essais réalisées, les diamètres moyens des gouttelettes sont de  $550 \mu\text{m}$  et  $180 \mu\text{m}$  pour des vitesses de déformation respectives de  $3,8 \cdot 10^4$  et  $5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ .

De la même manière que la tension d'écaillage pour l'étain, la détermination de la contrainte de traction maximale supportée par les liquides permet de cerner les seuils d'initiation des mécanismes de dégradation. Dans le cas des liquides usuels (eau, alcools, huiles...), la détermination expérimentale de ce seuil a fait l'objet d'une littérature abondante. Les vitesses de chargement et le niveau des contraintes mis en jeu sont le plus souvent largement inférieurs à ceux rencontrés pendant le micro-écaillage de l'étain. Le lecteur trouvera dans les ouvrages de Trevena (1984) et de Franc et al. (1995) une synthèse des travaux dans ces domaines dynamiques modérés.

Les résultats de chargements les plus pertinents pour notre problématique correspondent à des essais d'écaillage dans les liquides sous l'effet d'une onde de choc plane. Ce type d'expériences ne conduit pas au micro-écaillage soit parce qu'il met en jeu une onde de choc soutenue, soit parce que la pression de choc n'est pas largement supérieure à la contrainte critique du liquide considéré : on assiste alors à la séparation de l'échantillon en une ou plusieurs couches massives plutôt qu'à sa fragmentation complète. Les travaux d'Utkin et al. (2004) permettent de cerner les principaux ordres de grandeur. Sur une gamme de vitesses de déformation comprise entre  $10^4$  et  $10^5 \text{ s}^{-1}$ , les liquides peu visqueux (eau, alcool, hexane) présentent une tension d'écaillage de quelques dizaines de mégapascals et une sensibilité négligeable à la vitesse de chargement. La glycérine, qui illustre le comportement des liquides à viscosité élevée, présente une tension d'écaillage qui croît de 50 à 150 MPa dans la gamme des vitesses de chargement explorée. Compte tenu des données disponibles sur sa viscosité (annexe A), l'étain fondu appartient à la catégorie de liquides peu visqueux. Un mécanisme de fragmentation par cavitation est donc envisageable, sans préjuger de l'effet d'autres paramètres physiques (densité, tension superficielle, vitesse de sollicitation).

### 3.2.3 Modélisation du micro-écaillage

Aucun travail approfondi de modélisation dédié au micro-écaillage n'a été recensé dans la littérature. A l'opposé, les travaux présentant des similarités plus ou moins lointaines avec le phénomène étudié sont très nombreux. Ils concernent des domaines scientifiques et des applications très divers et très vastes (mécanique des fluides, cavitation dans les liquides, écoulements diphasiques, physique des aérosols, compaction dynamique des poudres, fabrication de revêtement par projection plasma...). La modélisation du micro-écaillage s'est articulée sur les deux pistes bibliographiques les plus pertinentes qui sont à l'origine des travaux présentés dans les chapitres III et IV.

La première concerne la modélisation de la fragmentation dynamique par une approche

énergétique globale dont la principale prédiction est la taille des fragments générés. Plusieurs modèles de cette nature, fondés sur des hypothèses légèrement différentes, ont été formulés et appliqués, le plus souvent, aux matériaux fragiles (Grady, 1982; Glenn et Chudnovsky, 1986). Ceux-ci reposent sur des principes énergétiques généraux, rendant possible leur application aux liquides (Grady, 1988, 1996).

Dans le contexte général de la fragmentation dynamique, d'autres approches de modélisation n'ont pas été jugées directement pertinentes pour notre problématique et nos objectifs. Elles constituent cependant des pistes de travail complémentaires dont nous donnons un aperçu rapide ci-dessous. Tout d'abord, de nombreux travaux sont consacrés à l'aspect purement probabiliste de la fragmentation, exploré par des constructions géométriques aléatoires de figures de fragmentation (Grady et Kipp, 1985; Jaeger et al., 1986; Grady, 1990). La distribution des fragments générés est aussi parfois étudiée sous l'angle du *principe d'entropie maximale* issu de la thermodynamique statistique (Englman et al., 1987, 1988). D'autres travaux se placent à l'échelle atomique où la fragmentation d'un liquide est simulée par dynamique moléculaire. La dimension des systèmes étudiés reste à l'heure actuelle trop faible ( $10^{-8}$  -  $10^{-7}$  m) pour être représentative du comportement des matériaux réels. Elle constitue cependant un outil interprétatif qui permet d'explorer certains aspects de la fragmentation : par exemple la dépendance de la taille des fragments à la vitesse de déformation (Ashurst et Holian, 1999) ou l'effet de la cinétique de fusion sur l'initiation du micro-écaillage (Bontaz-Carion et Soulard, 2008). Dans le contexte de la fragmentation dynamique des matériaux fragiles, l'utilisation d'éléments cohésifs au cours de simulations numériques par éléments finis permet de restituer le processus complexe de multi-fissuration qui conduit à la création des fragments (Miller et al., 1999; Shenoy et Kim, 2003; Zhou et al., 2005, 2006). Les tailles ainsi prédites peuvent être comparées à celles des approches énergétiques. Ces approches « micro-mécaniques » décrivent explicitement le caractère discret de la fragmentation. Les travaux de Denoual (1998) tiennent compte de cet aspect, mais aboutissent finalement à une modélisation continue décrivant la multi-fissuration dans le cadre de la théorie de l'endommagement. Une variable interne, liée à la fraction volumique des zones relaxées par l'amorçage des micro-défauts, permet de définir la contrainte macroscopique. La zone relaxée tient compte du nombre de micro-défauts effectivement activés et de leur interaction par une approche probabiliste qui s'inscrit dans la continuité des travaux pionniers de Mott (1947). Les apports de ces travaux seront discutés en relation avec les résultats obtenus par les approches énergétiques globales au chapitre III.

L'intégration des approches énergétiques dans les codes de calcul numérique est rare, même dans le contexte plus commun de la fragmentation des solides. Souvent, les éléments sont supprimés lorsqu'un critère de ruine, en contrainte ou en déformation, est atteint. Dans ce contexte, la fragmentation est décrite au cours d'un post-traitement (Kipp et Grady, 1996; Geille, 1999). La taille des fragments est calculée à partir des relations analytiques, issues des modèles énergétiques de fragmentation, et de l'état cinématique et thermodynamique de l'élément à l'instant de sa ruine. La population de fragments ainsi définie peut servir à générer un second calcul numérique où chaque fragment est maillé individuellement. Très récemment (Clayton, 2008), les formules analytiques de fragmentation ont été utilisées au cours de simulations numériques couplant éléments finis et particules discrètes, de type « Smooth Particles Hydrodynamics » (SPH). Lorsque le critère de ruine est atteint dans un élément fini, ce dernier est transformé en plusieurs particules dont la taille est déterminée par les formules de fragmentation.

La seconde approche pertinente de modélisation du micro-écaillage, s'intéresse, à une échelle plus fine, aux mécanismes physiques mis en jeu lors de l'expansion dynamique du milieu fondu. Les travaux expérimentaux de Stebnovskii (1998a, 2007) identifient la cavitation comme le mode de dégradation privilégié qui conduit à la fragmentation (voir §3.2.2) des liquides à faible viscosité.

La démarche de modélisation de Stebnovskii (1998b, 2000) a pour objectif de définir les conditions (chargement, propriétés du liquide) pour lesquelles la cavitation peut conduire à la fragmentation en atteignant, par croissance des bulles, une fraction volumique de vide  $f$  suffisamment élevée, i.e.  $f > f_c \sim 0,6-0,8$ . A cette fin, l'auteur propose une modélisation de la cavitation dynamique des liquides. Celle-ci s'opère en deux étapes. Dans un premier temps, le comportement macroscopique viscoélastique du milieu constitué de bulles et d'une matrice liquide est défini à niveau de porosité  $f$  constant. Ce comportement est décrit par un schéma rhéologique de Zener non-linéaire qui permet de rendre compte de la relaxation des contraintes due à la présence des bulles. Le comportement élastique du milieu en cavitation est défini par un module de compressibilité effectif  $K(f) = (1-f)K_0$ , exprimé en fonction de la porosité  $f$  et du module de compressibilité du liquide pur  $K_0$ . La viscosité d'expansion effective  $\zeta(f) = \frac{4\eta}{3f}$ , définie par Batchelor (2000) en fonction de la porosité  $f$  et de la viscosité initiale du liquide intact  $\eta$ , constitue l'élément d'amortissement du schéma rhéologique. Dans un second temps, l'évolution de la porosité est obtenue par une loi de croissance d'une cavité isolée dans une matrice liquide incompressible et infinie, dite de *Rayleigh-Plesset* (Poritsky, 1952; Franc et al., 1995; Stebnovskii, 2000), qui tient compte des effets inertiels et de l'action de la tension superficielle sur la paroi de la cavité.

Les apports des études de sphère creuse, classiquement appliquées à l'endommagement dynamique ductile (Johnson, 1981) et à la compaction par choc des milieux poreux (Carroll et Holt, 1972), peuvent également être mis à profit pour décrire ce processus de cavitation, sous réserve de les adapter aux métaux liquides. L'approche par instabilité de Denoual et Diani (2002), qui rend compte de l'importance de la compressibilité de la matrice aux premiers instants de la cavitation dans les solides élasto-visco-plastiques, est également une piste de travail intéressante et transposable au cas des liquides.

### 3.3 Démarche de travail

Les travaux réalisés sont présentés dans les trois chapitres suivants. Ils sont respectivement consacrés à l'interprétation des résultats expérimentaux obtenus et aux deux approches complémentaires de modélisation engagées. A la lumière de l'analyse bibliographique, l'acquisition de données expérimentales de référence sur le micro-écaillage de l'étain est primordiale pour définir les hypothèses de modélisation et pour la validation de ses prédictions. Une première approche théorique concerne la description du nuage micro-écaillé. Elle s'appuie sur des développements qui reposent sur des modèles de fragmentation existants fondés sur des approches énergétiques globales. La seconde approche de modélisation vise à identifier et décrire les mécanismes élémentaires de fragmentation, pris en compte de manière indirecte et très approximative par les approches énergétiques.

La campagne d'essais présentée au chapitre II a été définie en insistant sur les deux points suivants. En premier lieu, le micro-écaillage initié dans le cas de la fusion complète de l'étain en compression a été exploré. L'étude de ce cas permet de s'approcher au plus près des hypothèses de modélisation en découplant temporellement le passage à

l'état liquide des mécanismes de ruine. Dans un second temps, les données recherchées visent à répondre aux besoins de la modélisation afin d'en valider les hypothèses et les prédictions. Dans ce but, les informations sur les mécanismes de fragmentation et sur la taille des gouttelettes micro-écaillées ont été spécifiquement examinées, par l'observation *post-mortem* des échantillons et des éjectas récupérés après des essais de choc laser. La base expérimentale de données a été complétée par des informations sur la structure du nuage micro-écaillé à une échelle macroscopique. Celles-ci ont été obtenues indirectement à l'aide de mesures vélocimétriques résolues en temps, effectuées par interférométrie laser, dans les configurations expérimentales dites de *feuille* et de *fenêtre d'Asay* (voir § 3.2.1, Andriot et al., 1984; Holtkamp et al., 2004).

Les premiers travaux de modélisation, présentés au chapitre III, concernent la prédiction de l'état du nuage micro-écaillé. Les approches énergétiques globales pour la description de la fragmentation dynamique permettent, notamment par la prédiction de la taille des fragments, de répondre à cet objectif. Elles sont souvent qualifiées de *théories de l'état final* car elles ne tiennent pas compte explicitement de l'évolution progressive des mécanismes physiques qui conduisent à la fragmentation. La formulation, appliquée aux liquides, de trois modèles existants (Grady, 1982; Glenn et Chudnovsky, 1986; Grady, 1988) est rappelée. Leur application numérique à l'étain liquide est ensuite présentée. Elle donne lieu à une analyse critique des capacités prédictives de chaque modèle. Sur la base du modèle jugé le plus pertinent (Grady, 1988), une formulation plus générale est proposée. Sa discrétisation temporelle permet son implémentation numérique dans le code de calcul hydrodynamique Hésione. Conformément à la représentation souhaitée du processus de micro-écaillage et à l'opposé d'une approche discrète de la fragmentation où les gouttelettes seraient maillées individuellement, la mise en œuvre numérique du modèle de fragmentation adopte une *description continue de l'état fragmenté*. La taille de fragments calculée en chaque point est stockée comme paramètre interne dans chaque élément. Les résultats des simulations réalisées, correspondant à des configurations expérimentales réelles, sont ensuite présentés et discutés.

Les limites des approches énergétiques globales justifient une étude micro-mécanique entreprise au chapitre IV. Celle-ci vise à identifier les mécanismes physiques de la fragmentation dynamique des liquides. De la même manière que Stebnovskii (2000), nous cherchons à vérifier si la cavitation est effectivement responsable de la fragmentation de l'étain liquide dans les conditions de chargement du micro-écaillage. La description du processus de cavitation, initialement engagée sur la base des éléments de modélisation proposés par Stebnovskii (1998b, 2000, voir §3.2.3), est finalement établie par l'étude de l'expansion d'une cellule élémentaire de sphère creuse (Denoual et Diani, 2002). Les résultats d'une étude paramétrique sur les vitesses de chargement et les paramètres géométriques du motif de sphère creuse permettent de définir les conditions pour lesquelles la cavitation est responsable de la fragmentation.

# Chapitre II

## Caractérisation expérimentale du micro-écaillage de l'étain

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Mesure de la tension d'écaillage de l'étain à proximité de la courbe de fusion . . . . .</b>	<b>47</b>
1.1	Essais réalisés . . . . .	47
1.2	Résultats . . . . .	48
<b>2</b>	<b>Caractérisation globale du nuage micro-écaillé . . . . .</b>	<b>52</b>
2.1	Essais d'impacts plans avec fenêtre détachée . . . . .	52
2.2	Mesures de pesée . . . . .	62
2.3	Observation directe du nuage micro-écaillé . . . . .	63
<b>3</b>	<b>Caractérisation du micro-écaillage à fine échelle . . . . .</b>	<b>65</b>
3.1	Observation post-test des cibles récupérées . . . . .	65
3.2	Récupération des fragments micro-écaillés . . . . .	67
<b>4</b>	<b>Apports des expériences réalisées . . . . .</b>	<b>77</b>

---



## Résumé et plan du chapitre

Ce chapitre est dédié aux résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de ce travail de thèse dans le but de caractériser le micro-écaillage de l'étain. Le principe général des essais réalisés est synthétisé de façon schématisée sur la figure II.1. Ils consistent à solliciter un échantillon d'étain par une onde de choc plane non-soutenue suffisamment intense pour induire sa fusion et initier ainsi le micro-écaillage. La gamme des pressions de choc explorées a permis d'accéder à l'état liquide en détente et en compression, ce dernier cas faisant l'objet d'une attention plus particulière, conformément aux conclusions du chapitre précédent. Certains résultats obtenus sur l'étain en phase solide, mais à proximité de la fusion, sont également mentionnés afin de mettre en évidence, par comparaison, la spécificité du micro-écaillage en phase liquide.

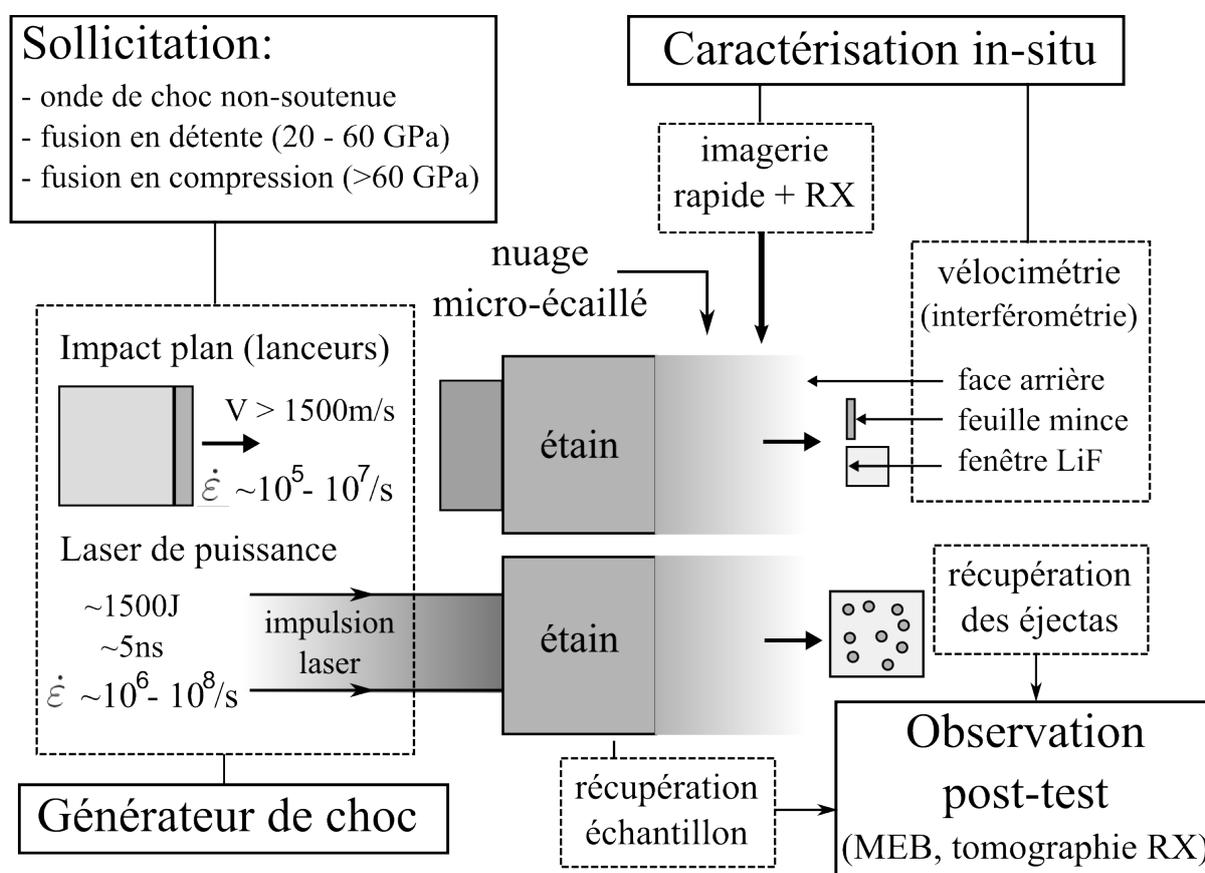


FIG. II.1: Schéma général des essais réalisés.

Dans ce programme expérimental, la sollicitation est obtenue au moyen de deux types de générateurs de choc. Le premier consiste à réaliser l'impact plan d'un projectile sur un ensemble cible contenant l'échantillon d'étain. Les matériaux des éléments du montage et leur épaisseur sont choisis de manière à ce que l'onde de choc transmise dans l'étain soit devenue triangulaire au terme de sa propagation (voir Fig. I.5, p. 20). La mise en vitesse du projectile s'effectue au moyen d'un lanceur à poudre et d'un lanceur à gaz léger double-étage, permettant d'atteindre des vitesses d'impact maximales d'environ  $3000 \text{ m.s}^{-1}$ . Pour le second type de générateurs, l'onde de choc résulte de l'irradiation d'une cible mince d'étain par un faisceau laser impulsionnel de haute énergie. L'utilisa-

tion des deux types de générateurs de chocs permet d'explorer des gammes de vitesses de chargement complémentaires. La caractérisation expérimentale du micro-écaillage s'effectue en mettant en œuvre différents diagnostics résolus en temps (mesure de vitesse par interférométrie, imagerie optique rapide, radiographie éclair) ou des dispositifs de récupération qui permettent l'observation post-choc des cibles ou des éjectas par microscopie optique et électronique, ainsi que par micro-tomographie à rayons X.

Les mesures et observations effectuées apportent trois degrés d'informations :

1. La contrainte de traction critique nécessaire à l'initiation du micro-écaillage peut être déterminée à partir de la mesure de la vitesse en face arrière de l'échantillon. On obtient ainsi son évolution en fonction de la pression de choc et du passage à l'état liquide. Cette question est traitée dans la section 1.
2. L'évolution de la structure du nuage micro-écaillé peut être caractérisée à une échelle dite macroscopique. Il est ainsi possible de mettre en évidence ses propriétés et sa réponse d'ensemble sans discerner les caractéristiques individuelles des particules qui le composent. Pour cela, la vélocimétrie par interférométrie laser est utilisée dans des configurations expérimentales particulières, dites à *fenêtre détachée* (§2.1) et à *feuille mince* (§2.2). Des expériences préliminaires ont également été conduites dans le but de visualiser directement le nuage micro-écaillé par ombroscopie optique ou par radiographie à rayons X (§2.3).
3. Enfin, notre attention se porte sur les mécanismes de la fragmentation et sur la structure du nuage à une échelle dite microscopique. L'utilisation du laser comme générateur de choc présente l'avantage d'être beaucoup moins destructive en comparaison des moyens utilisés en détonique conventionnelle. Elle permet en effet de récupérer, après chaque essai, les cibles micro-écaillées et les éjectas collectés dans un dispositif approprié. Tandis que l'examen des cibles apporte des indications sur le rôle de la cavitation dans la fragmentation et un ordre de grandeur des échelles de longueur mises en jeu dans ce processus (§3.1), la récupération des éjectas procure des données sur la taille des gouttelettes micro-écaillées, informations essentielles à la validation des modèles développés (§3.2).

# 1 Mesure de la tension d'écaillage de l'étain à proximité de la courbe de fusion

Afin de mettre en évidence la transition entre l'écaillage, simple ou multiple, en phase solide et le micro-écaillage qui accompagne l'apparition de la fusion, des chocs non-soutenus d'intensité croissante ont été réalisés sur des cibles d'étain jusqu'aux pressions induisant la fusion en compression. La mesure de la vitesse en surface libre de l'échantillon apporte des indications sur le mode de ruine et permet d'estimer les contraintes de tension critiques nécessaires à l'activation des mécanismes de dégradation. Ces expériences sont réalisées par chocs laser afin de couvrir cette plage de pressions dans une même configuration expérimentale. De plus, la brièveté de l'impulsion de pression générée par laser conduit à des vitesses de sollicitation particulièrement élevées, i.e.  $\dot{\epsilon} \sim 10^7 \text{s}^{-1}$ . Par conséquent, les résultats obtenus sont complémentaires de ceux recensés dans la littérature.

## 1.1 Essais réalisés

Les essais, représentés schématiquement sur la figure II.2, ont été réalisés sur l'installation laser *Alisé* du CESTA (Centre d'Etudes Scientifiques et Techniques d'Aquitaine du CEA<sup>1</sup>) et sur la chaîne *nano2000* du LULI (Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses, UMR7605, Ecole Polytechnique). L'irradiation des cibles par le laser provoque la vaporisation d'une fine couche ( $\sim 1 \mu\text{m}$ ) de l'échantillon. L'expansion du nuage de plasma ainsi créé génère par réaction une onde de compression. La surface irradiée est quasi-circulaire, d'un diamètre compris entre 2 et 4 mm. Le dispositif expérimental est placé dans une enceinte dans laquelle est réalisé un vide secondaire ( $< 10^{-5}$  mbar) afin d'éviter l'ionisation de l'air avant que le faisceau laser n'atteigne la cible. La durée caractéristique de maintien de la pression est du même ordre de grandeur que celle de l'impulsion laser, i.e. 2 à 5 ns. De ce fait, les lasers sont beaucoup moins destructifs que les générateurs de choc utilisés en détonique conventionnelle (explosifs, lanceurs à gaz ou à poudre...) et permettent de récupérer les cibles endommagées après chaque essai.

Les essais présentés ici ont été réalisés sur des feuilles d'étain de 260  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Le profil temporel de la pression appliquée sur la surface irradiée est déterminé par la simulation de l'interaction laser-matière avec le code 1D lagrangien FILM (développé au LULI) qui utilise comme donnée d'entrée le profil d'intensité laser mesuré pendant l'essai. Au cours des premiers instants de sa propagation dans la cible, l'onde de compression se raidit pour former une onde de choc immédiatement suivie d'une détente qui ramène le milieu à pression ambiante en environ 12 ns. De par la brièveté du profil de pression, l'onde de choc subit une forte atténuation pendant sa propagation dans l'épaisseur de la cible : la pression pic au débouché du choc en face arrière de l'échantillon est 3 à 5 fois inférieure à la valeur initiale à proximité de la face irradiée. De ce fait, l'état physique de la cible varie avec la profondeur sous la surface irradiée : par exemple, la fusion en détente peut se produire sur une première fraction de l'épaisseur de la cible tandis que le reste demeure à l'état solide. La vitesse en face arrière, ou surface libre, de l'étain est mesurée par interférométrie VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector, Barker et Hollenbach, 1970). Des informations complémentaires sur les conditions expérimentales sont données par De Ressaquier et al. (2007a,b). Les principaux paramètres expérimentaux

---

<sup>1</sup>Commissariat à l'Energie Atomique

des 11 tirs réalisés sont reportés dans le tableau II.1.

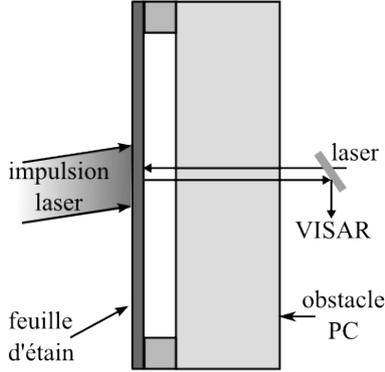


FIG. II.2: Représentation schématique des essais de choc laser avec mesure de la vitesse en face arrière de l'échantillon d'étain par interférométrie VISAR. L'obstacle en polycarbonate (PC) permet de collecter les éjectas, dont l'observation post-choc est présentée au paragraphe 3.2.

TAB. II.1: Principaux paramètres expérimentaux des essais de choc laser avec mesure de la vitesse de la surface libre en face arrière de l'échantillon d'étain.

Réf. tir	laser	$p_{\text{choc}}$ (GPa) face irradiée	$p_{\text{choc}}$ (GPa) face arrière <sup>(1)</sup>	$p_s$ (GPa) <sup>(2)</sup>	$\dot{\epsilon}$ (s <sup>-1</sup> ) <sup>(2)</sup>
sn20	<i>Alisé</i>	24	4,4	1,7	$\sim 6 \cdot 10^6$
sn21	<i>Alisé</i>	29	5,9	1,69	$\sim 8 \cdot 10^6$
sn22	<i>Alisé</i>	42	9,5	1,52	$\sim 8 \cdot 10^6$
sn23	<i>Alisé</i>	45	10	$\sim 0,7$	$\sim 1,7 \cdot 10^7$
sn24	<i>Alisé</i>	55	12,5	$\sim 0,9$	$\sim 1,7 \cdot 10^7$
sn10	<i>nano2000</i>	60	14,7	$\sim 0,7$	$\sim 1 \cdot 10^7$
sn06	<i>nano2000</i>	49,5	15,6	- <sup>(3)</sup>	- <sup>(3)</sup>
sn04	<i>nano2000</i>	65	18,5	- <sup>(3)</sup>	- <sup>(3)</sup>
sn03	<i>nano2000</i>	72	29,5	- <sup>(3)</sup>	- <sup>(3)</sup>
sn05	<i>nano2000</i>	123	36*	- <sup>(4)</sup>	- <sup>(4)</sup>
sn02	<i>nano2000</i>	170	61*	- <sup>(4)</sup>	- <sup>(4)</sup>

<sup>(1)</sup> valeurs calculées à partir de la vitesse pic mesurée et de la polaire de choc, sauf \* valeurs obtenues par la simulation numérique hydrodynamique des essais lorsque la vitesse n'a pas pu être mesurée. <sup>(2)</sup> la tension critique  $p_s$  - ou tension d'écaillage - et la vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$  sont calculées selon les équations (II.1) à partir des valeurs de  $\Delta v_{SL}$  et  $\Delta t$  issues des mesures de vitesse. <sup>(3)</sup> profils de vitesses trop bruités et inexploitable pour déterminer ces grandeurs. <sup>(4)</sup> vitesse non mesurée en raison de la perte du signal de retour, due à la perte de réflectivité de la surface libre au moment du débouché du choc.

## 1.2 Résultats

Les vitesses mesurées, données sur la figure II.3, présentent un profil caractéristique de la formation et l'éjection d'une écaille sous une onde de choc non-soutenue. La première accélération correspond au débouché de l'onde de choc en surface libre. La décélération suivante traduit l'arrivée et la réflexion des ondes de détente en surface libre. La diminution

de la vitesse prend fin lorsque les ondes de recompression, produisant la relaxation des contraintes au niveau du plan d'écaillage, atteignent la surface libre et la réaccélèrent.

Dans le cadre de l'approximation acoustique, la tension maximale  $-p_s$  atteinte dans le plan d'écaillage peut être estimée par la formule donnée (II.1), en fonction de la différence  $\Delta v_{SL}$  entre le pic de vitesse au débouché du choc et la vitesse minimale atteinte immédiatement avant la première réaccélération. La vitesse de déformation  $\dot{\epsilon}$  peut être estimée de manière analogue et dépend également de la durée  $\Delta t$  qui sépare le début de la décélération de la première réaccélération<sup>2</sup>.

$$p_s = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 \Delta v_{SL}, \quad \dot{\epsilon} = \frac{1}{2c_0} \frac{\Delta v_{SL}}{\Delta t} \quad (\text{II.1})$$

Pour les essais réalisés aux plus faibles pressions (tirs sn20, sn21 et sn22), les contraintes de traction sont générées dans une zone de la cible à l'état solide. Les profils de vitesse (Fig. II.3.a) présentent distinctement un signal d'écaillage qui permet de déterminer, avec l'équation (II.1), une contrainte de tension critique  $p_s$  d'environ 1,5 - 1,7 GPa. Celle-ci semble diminuer avec l'augmentation de la pression de choc et, donc, de la température résiduelle après détente. Ces valeurs sont proches de celles de (Moshe et al., 1999) obtenues par choc laser dans la même gamme de pressions et de vitesses de déformation.

Lorsque la pression de choc augmente (tirs sn23, sn24 et sn10), les mesures deviennent plus bruitées (Fig. II.3.b). La détermination de la tension critique est alors plus délicate mais néanmoins estimée à environ 0,7 - 0,9 GPa. La fraction fondue de la cible ayant augmenté, les contraintes de tension s'initient en phase solide à haute température et à proximité de régions partiellement fondues en détente, ce qui explique la chute de la tension d'écaillage. L'étain demeure solide à proximité de la surface libre qui conserve ainsi une réflectivité suffisante pour permettre la mesure. La présence d'oscillations rapides sur les profils de vitesses traduit l'éjection de couches d'étain de plus en plus fines au cours d'un processus de ruine qui devient plus chaotique et qui évolue probablement vers une fragmentation.

Les mesures réalisées pour des pressions de choc encore plus élevées (tirs sn06, sn04 et sn03) confirment cette évolution (Fig. II.3.c). Les valeurs des pics de vitesse à l'arrivée du choc en face arrière sont cohérentes avec les prédictions des simulations réalisées (résultats non représentés). En revanche, les réaccélération observées ne peuvent plus être attribuées à la création du premier plan d'écaillage. L'évolution des vitesses après le débouché du front de choc n'a pas d'interprétation claire. Elle peut être due à la réverbération d'ondes dans les fines couches d'étain éjectées mais peut également être liée à la dégradation de la surface, donc à celle de la qualité des mesures qui se manifeste par l'apparition d'un bruit parasite. Par conséquent, aucune tension d'écaillage n'a pu être déterminée à partir de ces mesures de vitesse. Au cours de ces essais, les contraintes de traction sont initiées dans un milieu partiellement ou complètement fondu en détente.

Enfin, lorsque les tractions se développent dans l'étain intégralement fondu en détente (sn05) et en compression (sn02), le signal de retour est perdu entre 2 et 5 ns après la première mise en vitesse. La durée de mesure est alors trop courte pour déterminer une vitesse par interférométrie. Cependant, la perte de signal est expliquée par la chute

<sup>2</sup> La figure I.4 (p. 19) illustre les grandeurs  $\Delta v_{SL}$  et  $\Delta t$  dans le cas d'un écaillage résultant d'une onde de choc soutenue.

de la réflectivité de la surface due à sa dispersion sous forme de fines gouttelettes, i.e. l'apparition du micro-écaillage.

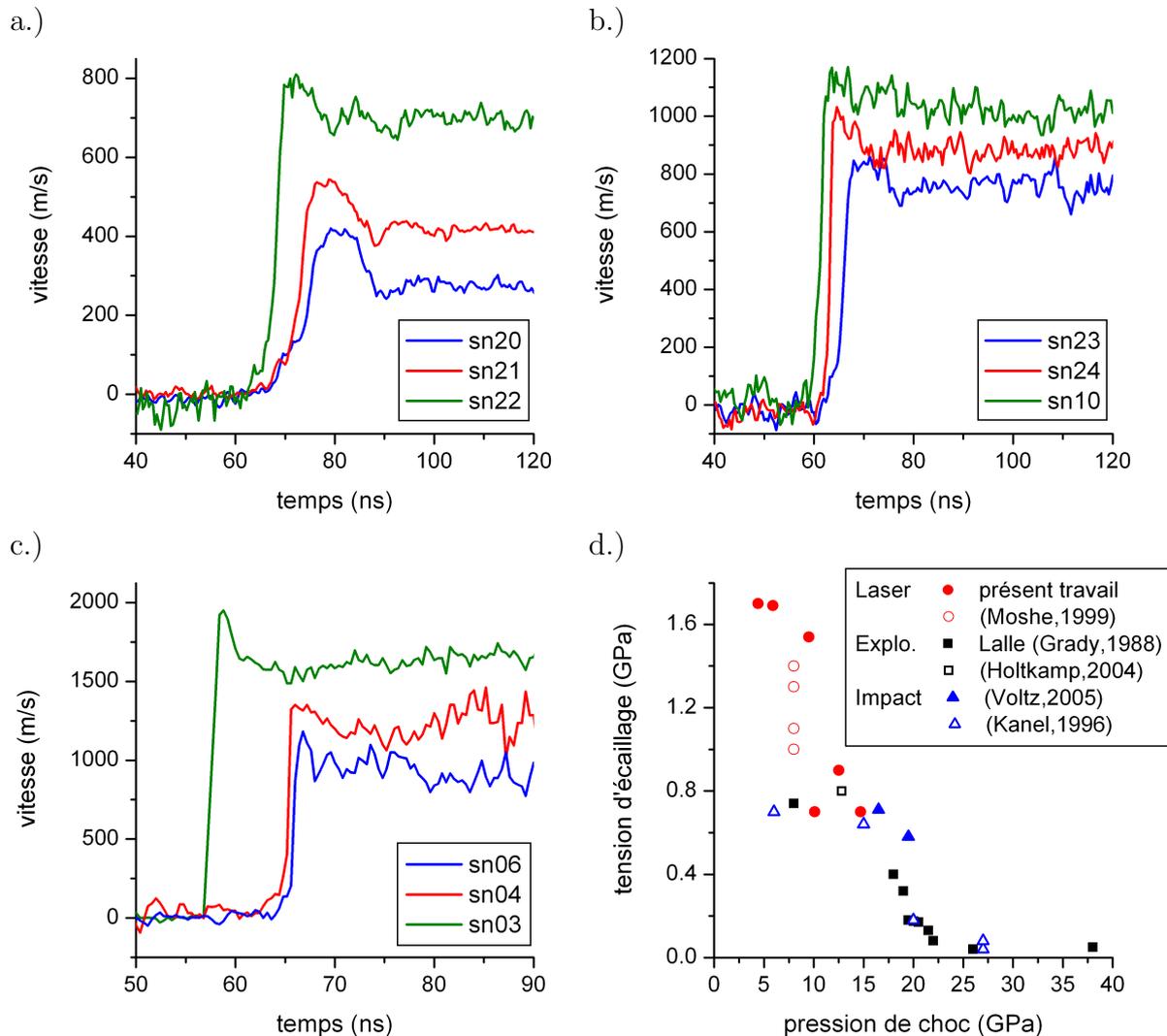


FIG. II.3: Mesures des vitesses en face arrière des échantillons d'étain sous choc laser. (a) Essais à « basses pressions » où un écaillage en phase solide est observé. (b) Essais aux pressions supérieures mettant en évidence la diminution de la tension d'écaillage avec l'apparition de la fusion partielle de la cible. (c) Essais aux pressions encore plus élevées où les tensions sont générées dans une mélange liquide / solide. (d) Synthèse des mesures de la tension d'écaillage de l'étain représentée en fonction de la pression de choc à proximité de la surface libre.

Ces essais apportent une quantification préliminaire de la chute de la tension d'écaillage avec l'apparition de la fusion dans les conditions de déformation extrêmement rapide typiques des chocs laser. Les valeurs des tensions critiques déterminées lors de ces expériences et celles recensées dans la littérature sont représentées en fonction de la pression du choc débouchant en surface libre (Fig. II.3.d).

Pour les plus faibles pressions de choc ( $< 10$  GPa), on observe clairement la sensibilité à la vitesse de déformation. Les données obtenues au cours d'essais de choc plan généré par impact ou par la détonation d'un explosif (données de Lalle, citées par Grady, 1988;

Kanel et al., 1996, correspondant à  $\dot{\epsilon} \sim 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) sont d'environ 0,7 GPa alors que celles issues d'essais de chocs laser (présent travail, Moshe et al., 1999, où  $\dot{\epsilon} \sim 10^7 \text{ s}^{-1}$ ) évoluent entre 1 GPa et 1,7 GPa.

Dans le cas des expériences par explosifs ou impacts (données de Lalle, citées par Grady, 1988; Kanel et al., 1996; Holtkamp et al., 2004; Voltz et Buy, 2005), la tension d'écaillage reste comprise entre 0,6 GPa et 0,8 GPa jusqu'à une pression de choc de 18 GPa pour laquelle l'étain reste solide. La chute de la tension d'écaillage semble s'effectuer progressivement pour les pressions de choc comprises entre 18 et 23 GPa, qui encadrent la valeur d'initiation de la fusion en détente prédite par le modèle polyphasé de l'étain ( $\sim 21$  GPa). Lorsque la pression de choc est supérieure à 25 GPa (données de Lalle, citées par Grady, 1988; Kanel et al., 1996), la tension d'écaillage reste inférieure à 0.1 GPa.

Nos résultats (cercles rouges pleins, Fig. II.3.d) indiquent une chute de la tension d'écaillage à partir d'une pression de choc de 10 GPa. En réalité, ces points devraient être translatés vers la droite, i.e. vers les pressions de choc plus élevées. En effet, outre la vitesse de déformation, la tension d'écaillage dépend de l'état du milieu dans le plan d'écaillage. Elle doit donc être corrélée à la valeur de la pression de choc dans ce plan. Dans le cas des chocs laser où l'atténuation du pic de pression est très prononcée, le niveau de choc dans le plan d'écaillage est alors légèrement supérieur à la pression du choc débouchant en surface libre. Or, dans la figure II.3.d, la tension d'écaillage est représentée en fonction de cette dernière car elle peut être déduite expérimentalement. Au contraire, la pression de choc au niveau du plan d'écaillage ne peut être connue que par la simulation numérique de l'essai. Un tel effet n'est pas observé pour les autres générateurs du choc où l'atténuation du pic de pression entre le plan d'écaillage et la face arrière est négligeable. Ce phénomène peut expliquer le décalage de nos points par rapport à ceux obtenus avec d'autres générateurs de choc (explosifs, impacts). L'effet de la vitesse de déformation est beaucoup moins marqué dans cette gamme de pressions de choc.

Lorsque l'étain est complètement fondu, la perte de lumière réfléchie indique une fragmentation massive à proximité de la surface libre et donc une chute de la contrainte de tension critique, bien que celle-ci n'a pas pu être quantifiée par choc laser. Ainsi, le dernier point de Lalle (cité par Grady, 1988), obtenu pour un choc d'une pression d'environ 36 GPa généré par explosif, est particulièrement intéressant pour notre problématique. La tension d'écaillage correspondante est d'environ 0,05 GPa. On peut s'attendre à ce qu'elle continue à diminuer lorsque la pression de choc augmente, donc en particulier dans le domaine de fusion en compression. Pour les chargements plus rapides (laser), la tension d'écaillage de l'étain liquide est probablement supérieure à 0,05 GPa. Elle est très probablement aussi inférieure à 0,7 GPa, valeur mesurée ici dans l'étain partiellement fondu.

## 2 Caractérisation globale du nuage micro-écaillé

Les mesures de vitesse en face arrière de l'échantillon apportent des indications sur les seuils d'initiation du micro-écaillage, mais présentent deux inconvénients majeurs. D'une part, la perte de cohésion de la surface provoque une chute de réflectivité qui rend difficile, voire impossible, la mesure de sa vitesse par interférométrie VISAR. D'autre part, cette mesure ne fournit des informations que sur la première zone de ruine, c'est-à-dire le premier plan de rupture dans le cas de l'écaillage multiplan et les premiers couches de gouttelettes créées dans le cas du micro-écaillage.

Comme évoqué au chapitre I (§3.2.1, p. 35, Andriot et al., 1984; Holtkamp et al., 2004), il peut être plus instructif de mesurer la vitesse d'un objet accéléré par les impacts des débris (écailles, fragments ou gouttelettes) successivement générés au cours de la ruine de l'échantillon étudié. Sur ce principe, les deux configurations expérimentales dites à *fenêtre détachée* et à *feuille mince*, historiquement proposées par Asay (1978), ont été appliquées au micro-écaillage. Elles sont discutées respectivement aux paragraphes 2.1 et 2.2. En complément de ces mesures de vitesse, caractérisant indirectement le nuage micro-écaillé, nous avons tenté des observations directes par imagerie rapide optique et radiographique, décrites au paragraphe 2.3.

### 2.1 Essais d'impacts plans avec fenêtre détachée

#### 2.1.1 Principe des essais

La configuration expérimentale utilisée, dite à *fenêtre détachée* ou *fenêtre d'Asay* (Asay, 1978; Holtkamp et al., 2004; Voltz et Buy, 2005; McCluskey et al., 2006), est illustrée sur la figure II.4. Les éjectas créés, après un vol balistique dans le vide, viennent impacter une fenêtre transparente en Fluorure de Lithium (LiF). La vitesse de la surface de la fenêtre impactée par les éjectas, recouverte d'un clinquant en aluminium, est mesurée par interférométrie laser.

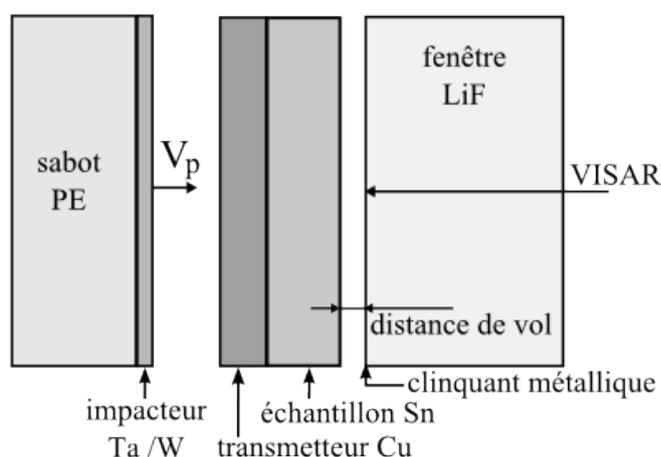


FIG. II.4: Représentation schématique des essais d'impact de plaque réalisés avec une *fenêtre détachée* en LiF. Les paramètres expérimentaux des tirs effectués sont reportés dans le tableau II.2.

Afin de comprendre le principe et les apports d'une telle mesure, une étude préalable simplifiée de l'impact d'une écaille sur la fenêtre est proposée (Fig. II.5). Après sa formation qui se traduit par un signal caractéristique sur la vitesse mesurée en face arrière

de l'échantillon, l'écaïlle vient impacter la fenêtre avec une vitesse  $v_1$ , supposée uniforme (Fig. II.5.b). Les deux ondes de chocs générées se propagent de part et d'autre de la surface d'impact et portent l'écaïlle et la fenêtre à l'état 2 (Fig. II.5.c). La surface d'impact est donc accélérée à une vitesse  $v_2$ . L'écaïlle et la fenêtre sont constituées de matériaux d'impédances acoustiques ( $z = \rho_0 c_0$ ) différentes. Compte tenu de cette désadaptation d'impédance, qui se manifeste par la différence des pentes de leur polaire de choc (représentées ici par des droites par souci de simplicité, voir Fig. II.5.c), les allers-retours d'ondes dans l'écaïlle conduisent à une diminution de la vitesse d'interface par paliers (Fig. II.5.b). Tandis que la durée des paliers dépend de l'épaisseur de l'écaïlle, leur amplitude de vitesse est liée à la désadaptation d'impédance des deux matériaux.

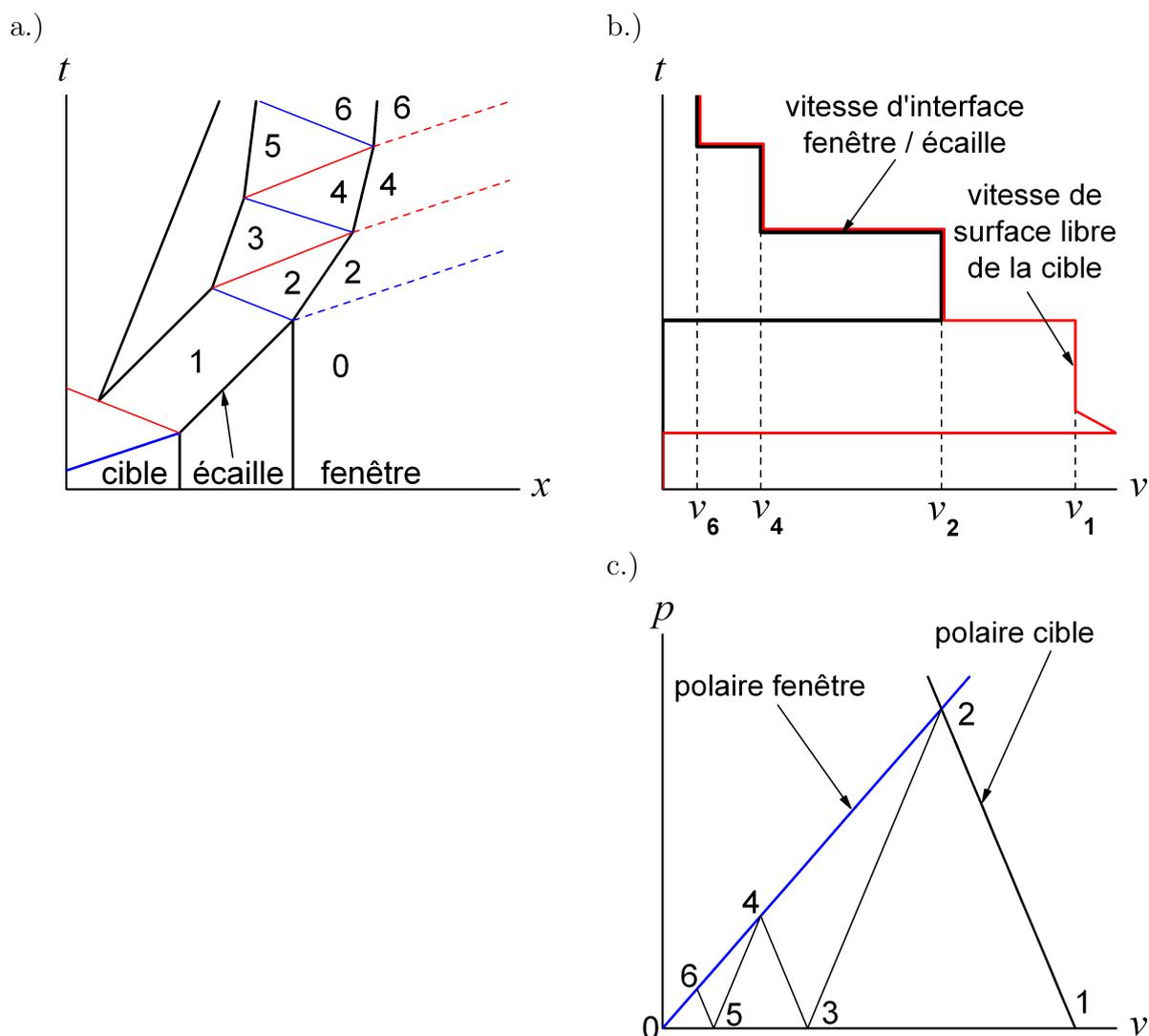


FIG. II.5: Illustration schématique de l'impact d'une écaïlle sur une fenêtre. (a) Diagramme  $x-t$ . (b) Histoire des vitesses de la surface libre de la cible et de la surface d'impact de la fenêtre. (c) Diagramme pression  $p$  - vitesse  $v$  représentant les états de l'écaïlle et de la fenêtre reportés sur le diagramme  $x-t$ .

Cette analyse suppose que la fenêtre est suffisamment épaisse pour que les ondes réfléchies sur la face opposée de la fenêtre n'interfèrent pas avec les phénomènes observés à l'interface écaïlle - fenêtre. D'autres effets plus complexes, comme l'étalement des faisceaux de

détente ou la présence d'un endommagement à l'intérieur de l'écaille, n'ont pas été pris en compte ici.

Dans le cas d'un écaillage multiple, l'impact d'une seconde écaille génère une nouvelle accélération (Fig. II.6). Cette écaille étant éjectée à une vitesse inférieure à la précédente, son impact provoque une mise en vitesse de la fenêtre moins importante que le premier. La durée du premier palier de vitesse correspondant à ce second impact est proportionnelle à l'épaisseur de la seconde écaille. L'évolution de la vitesse après le premier palier est plus complexe à déterminer car on peut observer un décollement des deux écailles et la génération de traction dans l'une des deux écailles. Si la distance initiale entre l'échantillon et la fenêtre, appelée *distance de vol* et notée  $d_{vol}$ , est suffisamment importante, les pics d'accélération dus à chaque impact sont distincts, la durée qui les sépare étant proportionnelle à la distance de vol.

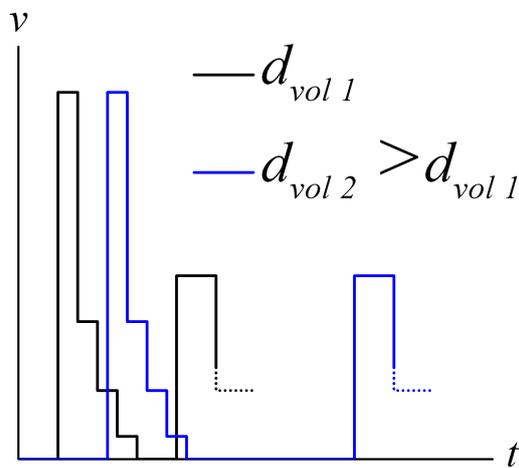


FIG. II.6: Mise en vitesse de la surface d'impact de la fenêtre par deux écailles pour deux distances de vol  $d_{vol1}$  (noir) et  $d_{vol2}$  (bleu).

Cette analyse simplifiée est transposable au premier ordre au cas du micro-écaillage afin d'illustrer le profil de vitesse d'interface attendu. Le nuage micro-écaillé peut en effet être considéré comme la succession d'un très grand nombre de fines écailles, chacune éjectée avec une vitesse très légèrement inférieure à celle qui la précède. Les impacts successifs vont provoquer un très grand nombre de pics d'accélération d'une durée quasiment négligeable, d'intensité décroissante et très rapprochés. La vitesse obtenue sur la face impactée de la fenêtre résulte de leur combinaison et doit présenter un aspect quasiment continu, hormis à l'instant du premier impact, si les « micro-écailles » sont suffisamment fines et nombreuses et si la distance de vol n'est pas trop grande. Le processus réel est plus complexe, fortement tridimensionnel, car la vitesse mesurée en un point résulte de nombreux impacts de particules qui vont se déformer, pénétrer les régions préalablement redensifiées et éventuellement subir une seconde fragmentation. Cependant, nous verrons que les vitesses mesurées traduisent le comportement d'ensemble du nuage dont la cinématique globale, c'est-à-dire à l'échelle macroscopique, peut être restituée par une simulation unidimensionnelle.

### 2.1.2 Essais réalisés et résultats

Les principaux paramètres des essais d'impact plan réalisés, représentés schématiquement sur la figure II.4, sont regroupés dans le tableau II.2. Les quatre premiers essais ont été réalisés au moyen d'un canon à poudre au Polygone d'Expérimentation de Moronvilliers (PEM, CEA) en prélude à ce travail de thèse (Voltz et Buy, 2005). Les vitesses d'impact obtenues ont permis d'observer l'écaillage multiplan en phase solide (tirs 1 et 2) ainsi que le micro-écaillage dans l'étain partiellement et complètement fondu en détente (tirs 3 et 4). La distance de vol de 0,5 mm est commune à ces quatre essais. Les trois essais suivants ont été définis dans le cadre de cette thèse pour explorer le micro-écaillage dans le domaine des pressions de choc induisant la fusion en compression. Les vitesses d'impact requises pour atteindre ces pressions ont été obtenues par l'utilisation d'un lanceur à gaz double-étage au Centre d'Etudes de Gramat (CEG) de la Délégation Générale de l'Armement (DGA), dans le cadre d'une collaboration CEA / DGA (Hérel et Channal, 2008). Ces tirs 5, 6 et 7 ont été réalisés avec trois distances de vol différentes pour les mêmes conditions d'initiation du micro-écaillage, c'est-à-dire en visant la même vitesse d'impact dans la même géométrie. La vitesse de la surface impactée de la fenêtre en LiF est mesurée par VISAR ou IDL (Interférométrie Doppler Laser). Pour les tirs 1, 2, 3 et 4, un point de mesure de vitesse est réalisé en face arrière de l'étain à travers la fenêtre, dépourvue de clinquant réfléchissant en ce point. Les résultats sont présentés sur les graphiques de la figure II.7.

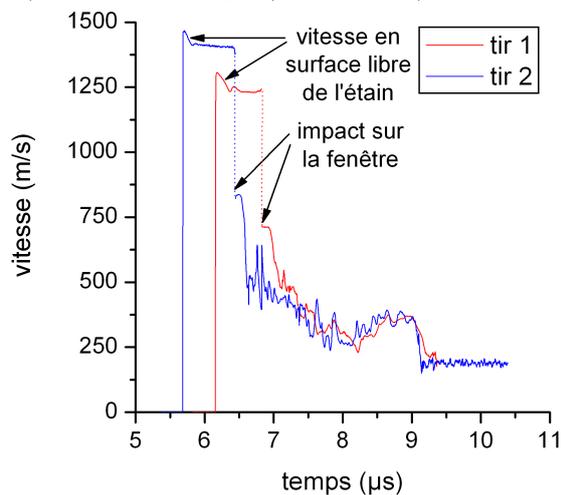
Lorsque l'étain reste à l'état solide (tirs 1 et 2, Fig. II.7.a), les vitesses mesurées présentent un profil caractéristique du multi-écaillage. D'une part, la vitesse en face arrière de l'échantillon a pu être mesurée : cette surface est donc restée réfléchissante, même pour le tir 2 qui a conduit théoriquement à l'apparition d'une fraction massique de phase liquide de quelques pourcents (voir Fig. II.7.d). Le signal de vitesse en face arrière traduit la formation et l'éjection de la première écaille sous un choc non-soutenu. Il permet de déduire la tension d'écaillage de l'étain dans ces conditions de chargement. Ces valeurs sont reportées sur la figure II.3.d sous la référence (Voltz et Buy, 2005). Elles indiquent une diminution de la tension d'écaillage avec l'augmentation de la pression de choc, ce qui, dans le cas d'une onde de choc non-soutenue, correspond également à une diminution de l'épaisseur de l'écaille. Ceci est confirmé par le fait que la durée du premier palier de vitesse mesuré sur la fenêtre, qui correspond à l'impact de la première écaille, est plus faible dans le cas du tir 2. Les allers-retours d'ondes dans la première écaille provoquent la décélération de la fenêtre par paliers, moins bien définis que dans le schéma idéal, mais dont on devine la succession. Cette décélération est accompagnée ponctuellement par de brefs pics d'accélération probablement dus à l'impact des plus petits fragments générés après la première écaille. Cet effet est beaucoup plus marqué pour le tir 2, réalisé à une vitesse d'impact plus élevée : l'histoire de la vitesse d'interface est beaucoup plus chaotique. Cela traduit que, mise à part la première écaille, le mode de ruine s'apparente plutôt à un processus de fragmentation qu'à la formation de plusieurs plans de rupture bien définis.

Lorsque la fusion en détente, partielle pour le tir 3 et complète pour le tir 4, est atteinte, la perte de cohésion de l'échantillon provoque une perte de la lumière réfléchi sur la surface libre de la cible d'étain, qui interdit la mesure de vitesse. Seule la vitesse de la face de la fenêtre impactée est mesurée (Fig. II.7.b). Aucun palier n'est observé à l'impact, ce qui confirme que la matière éjectée arrive effectivement sous la forme de fines particules.

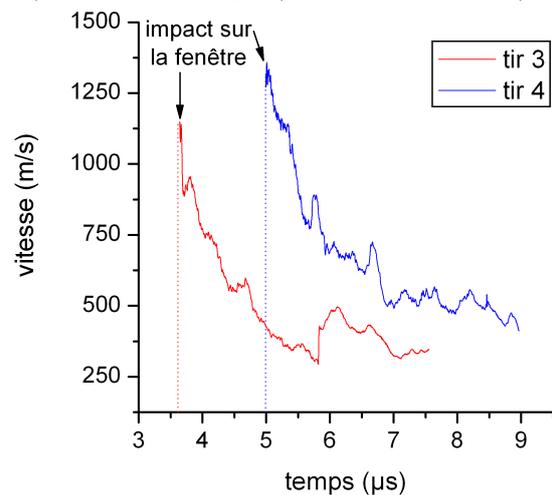
TAB. II.2: Principaux paramètres expérimentaux des essais d'impact de plaque réalisés avec une fenêtre détachée (voir le schéma de la figure II.4, p. 52).

tir n°	Impacteur	Transmetteur	Cible	$d_{vol}$ (mm)	$V_p$ (m.s <sup>-1</sup> )	$P_{choc}$ (GPa)
1	W (e 1,5mm)	Cu (e 5mm)	Sn (e 6mm)	0,5	889	18
2	W (e 1,5mm)	Cu (e 5mm)	Sn (e 6mm)	0,5	975	21
3	W (e 1,5mm)	Cu (e 5mm)	Sn (e 6mm)	0,5	1254	26
4	W (e 1,5mm)	Cu (e 5mm)	Sn (e 6mm)	0,5	1553	35
5	Ta (e 0,5mm)	Cu (e 3mm)	Sn (e 4mm)	0,5	3002	68
6	Ta (e 0,5mm)	Cu (e 3mm)	Sn (e 4mm)	1,5	2927	68
7	Ta (e 0,5mm)	Cu (e 3mm)	Sn (e 4mm)	2,93	3007	68

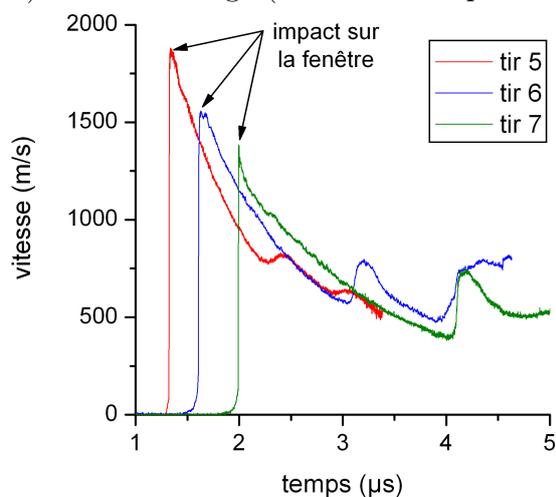
a.) Multi-écaillage (état solide)



b.) Micro-écaillage (fusion en détente)



c.) Micro-écaillage (fusion en compression)



d.) Diagramme de phases

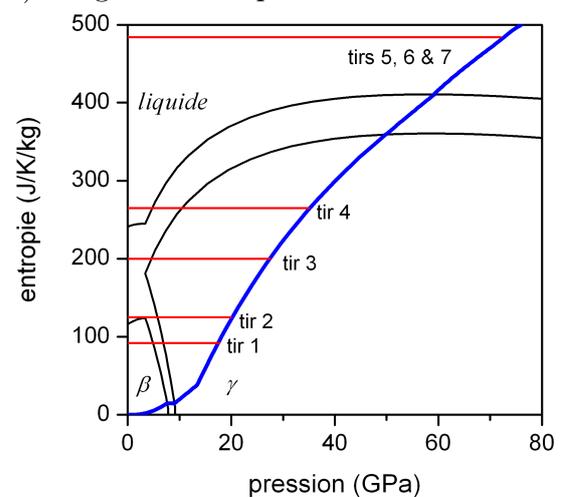


FIG. II.7: Résultats des mesures vélocimétriques réalisées au cours des essais d'impact de plaque avec fenêtre détachée.

Les profils de vitesse sont globalement plus réguliers que ceux observés dans le cas solide, ce qui est une indication sur la diminution de la taille des éjectas créés. Cependant, les ruptures de pentes, notamment pour le cas partiellement fondu du tir 3, présentent certaines similarités avec le profil de vitesse lié à l'impact d'une écaille. Ceci tend à prouver que, dans cette gamme de pression, la distinction entre un multi-écaillage chaotique dans un solide à haute température (tir 2) et le micro-écaillage dans un mélange solide - liquide obtenu en détente (tir 3) est ténue.

Au cours des trois derniers essais (tirs 5, 6 et 7), réalisés avec la même vitesse d'impact, i.e. environ  $3000 \text{ m.s}^{-1}$ , l'échantillon d'étain est intégralement fondu en compression. Après le premier impact sur la fenêtre, les profils de vitesse présentent un aspect beaucoup plus régulier. Ce point reflète deux propriétés du nuage micro-écaillé. (i) L'échelle de longueur caractéristique de la structure du nuage à fine échelle (la taille des gouttelettes qui le composent ou éventuellement la taille des bulles si l'étain liquide est dans un état de type mousse) est très faible et largement inférieure à celle observée au cours du multi-écaillage en phase solide. (ii) La distribution des vitesses à l'intérieur du nuage est quasiment continûment décroissante à partir de la vitesse maximale des premières couches éjectées de la surface libre.

L'augmentation de la distance de vol (tirs 5, 6 et 7) a deux effets. D'une part, le pic de vitesse sur la fenêtre est observé plus tard et il est moins important. En effet, la distribution des vitesses d'éjection provoque l'expansion du nuage micro-écaillé : le nombre, et donc la masse, des particules impliquées dans l'impact qui cause cette première mise en vitesse diminue lorsque la distance de vol augmente. D'autre part, le profil de vitesse s'étale dans le temps. Cela est dû au fait que l'impact et la redensification complète du nuage s'opèrent pendant une durée proportionnelle à son degré d'expansion, donc à la distance de vol. La vitesse de la fenêtre est donc maintenue plus longtemps ce qui se traduit par un étalement temporel du profil de décélération.

Deux réaccélérations sont observées à environ  $2,5 \mu\text{s}$  et  $3 \mu\text{s}$  (tir 5), ainsi qu'à  $3 \mu\text{s}$  et  $4 \mu\text{s}$  (tir 6). Pour le tir 7, compte tenu de la durée de la mesure, seule la première est visible à environ  $4 \mu\text{s}$ . Ces réaccélérations sont attribuées à l'impact de couches d'étain fondu non-pulvérisées. La géométrie expérimentale (empilement des différentes couches de matériaux d'impédances différentes, voir Fig. II.4) provoque en effet volontairement la présence de paliers de pression au cours de la détente qui suit le front de choc. Pendant la réflexion de l'onde de choc non-soutenue, ces paliers ne génèrent pas de traction et laissent certaines régions intactes.

Le micro-écaillage de l'étain fondu en compression semble conduire à une pulvérisation plus fine que dans les cas de la fusion partielle ou complète en détente, pour lesquels les profils de vitesse sur la fenêtre présentent des accidents plus marqués et sont d'une manière générale plus bruités. Plusieurs raisons peuvent expliquer cela. D'une part, la température résiduelle de l'étain liquide est plus élevée pour les chocs les plus intenses. Les propriétés de l'étain fondu (module de compressibilité, viscosité, tension superficielle) diminuant avec la température (voir annexe A), la création de plus fines gouttelettes est ainsi facilitée. D'autre part, le couplage temporel du passage à l'état liquide et des mécanismes de ruine, plus marqué dans le cas de la fusion en détente, peut jouer un rôle qui conduit à la création de plus gros fragments. Notons pour finir que, si nous avons décrit a priori le milieu micro-écaillé comme un nuage de gouttelettes à l'impact, il est également possible qu'il soit dans un état de type mousse avant que la pulvérisation complète ne se

soit produite. Les travaux de modélisation sur la cavitation dynamique de l'étain liquide semblent privilégier cette hypothèse (chapitre IV, §4).

### 2.1.3 Interprétation des essais par la simulation numérique

La simulation numérique des essais est un outil supplémentaire pour interpréter les résultats expérimentaux. Les calculs *unidimensionnels* (1D) et *lagrangiens* présentés ici sont réalisés avec le code de calcul hydrodynamique *Hésione* (voir annexe B). Ces simulations 1D permettent de traiter correctement l'impact initial et la phase de propagation des ondes induites dans le domaine utile des essais, i.e. sur le diamètre où l'écoulement est unidimensionnel, non-perturbé par les détentes latérales issues des bords de la surface impactée. Le comportement de l'étain intact est défini par un modèle polyphasé fondé sur la formulation donnée au chapitre I (§2.1), dont l'implémentation numérique sous une forme tabulée n'inclut actuellement pas de cinétique (Buy et al., 2006). En absence de modèle dédié, la description du micro-écaillage et de l'impact sur la fenêtre est très simple. La ruine du milieu est définie par un critère en pression seuil fixée à  $-p_s = -50$  MPa. Le traitement numérique des éléments qui remplissent ce critère correspond à une *pression nulle imposée* (voir annexe B). La figure II.8 fournit un exemple des simulations réalisées.

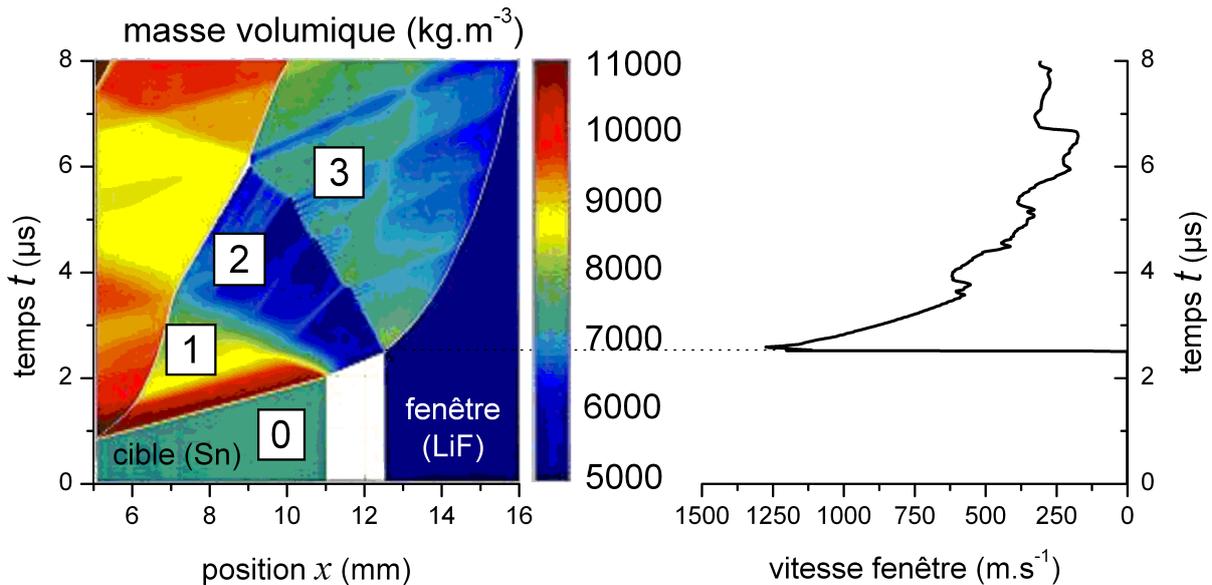


FIG. II.8: (à gauche) Evolution du champ de masse volumique, représenté dans le plan  $x-t$ , au cours d'une simulation simple d'un essai de micro-écaillage réalisé par impact de plaque avec une fenêtre détachée. La région 0 correspond à la cible d'étain dans son état solide initial. La zone 1 représente l'état de compression après le passage du front de choc. Dans la région 2, on assiste à l'apparition du micro-écaillage. L'étain est éjecté à grande vitesse et sa masse volumique, qui représente la masse volumique apparente du nuage de fragments, chute en dessous de celle de l'étain liquide intact comprise entre 6500 et 7000  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ . Après l'impact sur la fenêtre en LiF, le milieu micro-écaillé est redensifié (zone 3). (à droite) Histoire des vitesses simulées de la surface d'impact de la fenêtre.

Lorsque le critère en tension est atteint dans un élément, les contraintes de traction sont immédiatement relaxées. La loi de comportement est désactivée et la pression est forcée à zéro. L'élément se déforme librement en fonction de la vitesse à ses noeuds. Lorsque la masse volumique de l'élément redevient supérieure à la valeur prise à l'instant de sa

ruine, la loi de comportement de l'étain intact est activée à nouveau. Ceci constitue un critère simple de recompaction. La figure II.9 illustre ce traitement sur un graphique où les histoires de la pression, de la masse volumique et de la température d'un élément sont tracées.

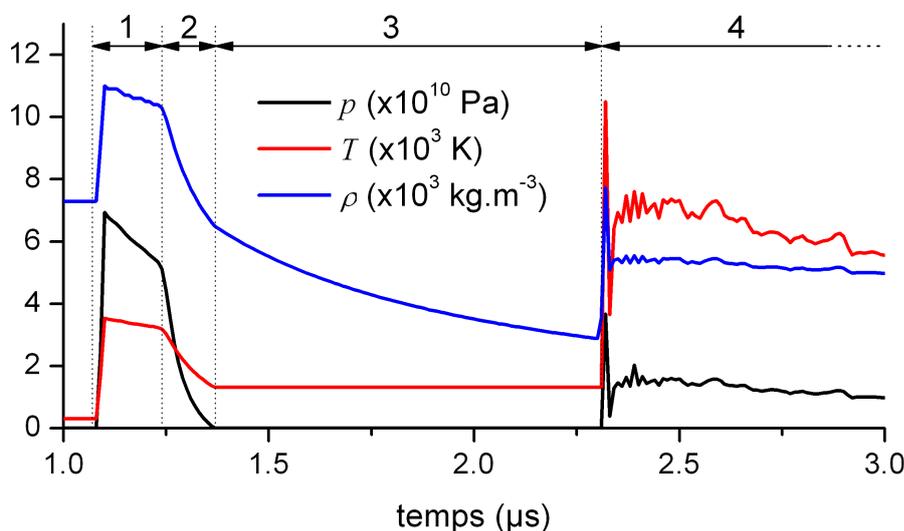


FIG. II.9: Histoire de la pression, de la température et de la masse volumique d'un élément dont la ruine par micro-écaillage est traitée numériquement par une *pression nulle imposée*

L'intervalle de temps 1 correspond au passage de l'onde de choc non-soutenue dans l'élément. En 2, l'élément est traversé par les ondes de détente réfléchies sur la surface libre. A la fin de cette phase, des contraintes de traction sont générées (imperceptibles sur le graphique car le seuil de ruine,  $-50$  MPa, est largement inférieur à la pression de choc, i.e.  $\sim 68$  GPa). Elles conduisent à sa ruine au début de la phase 3. Cette dernière correspond au vol en expansion du nuage micro-écaillé. Conformément au traitement numérique défini ci-dessus, l'élément évolue à pression nulle. Après la relaxation des contraintes, la vitesse à ses noeuds lui confère un mouvement d'expansion auquel il n'oppose aucune résistance car sa loi de comportement est désactivée (la température n'est plus calculée et reste constante) et sa pression figée à zéro. La masse étant conservée dans chaque élément en description lagrangienne, la masse volumique diminue pendant cette expansion. Elle peut être interprétée comme la densité apparente du nuage micro-écaillé, dont la distance moyenne séparant deux gouttelettes voisines augmente en vol. En 4, l'élément rencontre un obstacle : la fenêtre ou les éléments voisins déjà recompactés. La maille se comprime tout d'abord sans résistance. Puis rapidement, lorsque sa masse volumique à l'instant de sa ruine est atteinte à nouveau, la loi de comportement de l'étain intact est alors ré-activée : sa pression, sa masse volumique et sa température augmentent.

La figure II.10 regroupe les histoires des vitesses mesurées et calculées sur la face d'impact de la fenêtre des tirs 5, 6 et 7. La restitution numérique des résultats expérimentaux est tout à fait satisfaisante. La cinématique globale du nuage micro-écaillé à sa création, en vol et pendant sa redensification est donc correctement prédite. En absence de modèle spécifique pour la description physique du milieu micro-écaillé et de son comportement pendant la recompaction, l'accord des vitesses mesurées et calculées prouve que la mise en

vitesse de la fenêtre est principalement conditionnée par l'instant et la vitesse d'éjection des couches d'étain successivement micro-écaillées pendant la réflexion de l'onde de choc non-soutenue. Or ces données, dans les simulations, sont prédites par le modèle de comportement polyphasé de l'étain intact, mais également par les lois décrivant les milieux connexes à l'échantillon (impacteur, sabot, transmetteur). Le bon accord global semble donc attester de la capacité prédictive de tous ces modèles. Nous pouvons nous baser sur les prédictions de ces simulations pour estimer la vitesse d'éjection moyenne des particules en un point du nuage dont la valeur exacte présente certainement un terme de fluctuation statistique. Certains détails dans les profils de vitesse mesurés peuvent probablement être reliés à la structure du nuage à plus fine échelle. Les distances de vol mises en jeu dans ces expériences sont telles que le degré d'expansion du nuage à l'impact sur la fenêtre n'est pas suffisamment élevé pour révéler de façon marquée de tels détails sur les profils de vitesse mesurés. De futures expériences avec de plus grandes distance de vol permettront d'apporter des indications sur cette question.

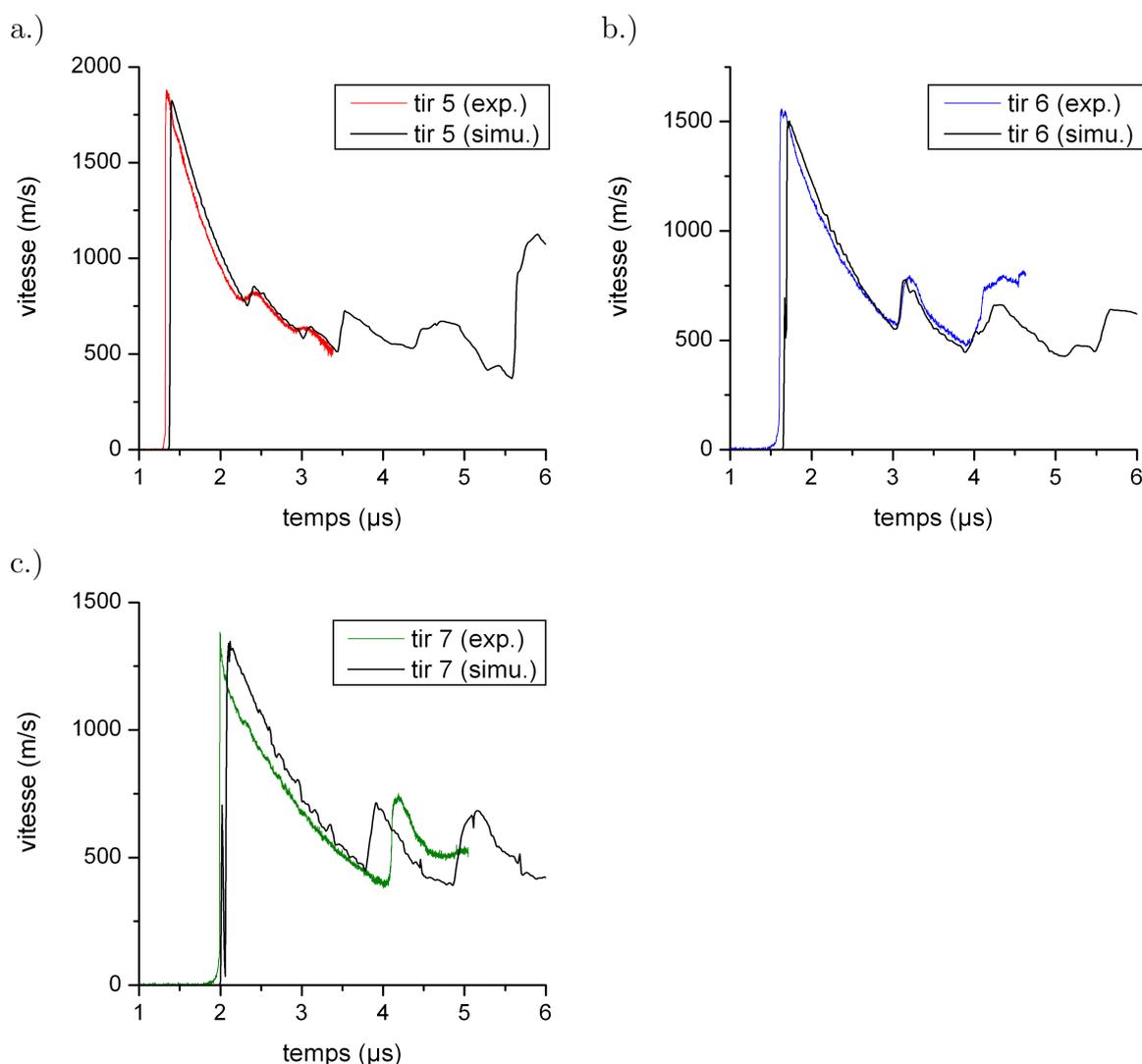


FIG. II.10: Comparaison des histoires de vitesses d'interface mesurées et calculées pour les tirs 5, 6 et 7 (voir figure II.7.c).

Notons que les profils de vitesse simulés dépendent de paramètres numériques comme, par exemple, la densité de maillage, le seuil de contrainte du critère de ruine et la viscosité artificielle. Si la même tendance est retrouvée pour des valeurs légèrement différentes de ces paramètres, leur effet se manifeste par l'apparition plus ou moins marquée de bruit numérique ou par une légère différence sur le niveau global de vitesse et la chronologie. Les simulations présentées ici correspondent à des paramètres adaptés au régime dynamique des essais, identiques pour les trois calculs, qui aboutissent à un résultat satisfaisant.

Les tirs 3 et 4, correspondant respectivement à la fusion partielle et complète en détente (Fig. II.7.b), ont fait l'objet de simulations numériques identiques. Cependant, leur aspect chaotique est plus difficile, voire impossible, à restituer par ces simulations unidimensionnelles simples. Ceci semble caractéristique de la nature probabiliste de la fragmentation associée à cette gamme de chargement (en termes de pression de choc et de vitesse de déformation). A l'opposé, les profils de vitesse obtenus dans le cas de la fusion complète en compression semblent plus reproductibles, en raison notamment de leur aspect plus lisse observé pour ces trois essais. L'état de fragmentation et le comportement à l'impact qui en résulte semblent alors pouvoir être qualifiés de déterministes. Ces tendances méritent d'être confirmées par des essais supplémentaires, de préférence réalisés avec plusieurs points de mesure. Le bon accord des simulations et des mesures semble également indiquer qu'il est possible, dans le cas de la fusion en compression, de décrire de façon continue le milieu micro-écaillé : les particules sont suffisamment fines et nombreuses pour pouvoir définir, à l'échelle des simulations, un volume élémentaire statistiquement représentatif d'un sous-domaine du nuage.

En revanche, l'aspect thermique des phénomènes ne peut pas être validé, en particulier la température résiduelle de l'étain redensifié. Les simulations en prédisent des valeurs particulièrement élevées : un pic à 10 000 K est observé à l'impact sur la fenêtre et ensuite, à 3  $\mu$ s, elle se stabilise autour de 6000 K à environ 10 GPa ce qui, après détente complète, devrait conduire à la vaporisation<sup>3</sup> (voir courbe rouge Fig. II.9). Ces prédictions n'ont cependant aucune validité physique pour trois raisons. D'une part, les simulations ne tiennent pas compte des mécanismes dissipatifs réels mis en jeu pendant la fragmentation et la recompaction ; ceux-ci gouvernent en effet l'augmentation de la température. D'autre part, l'élévation de température observée pendant les simulations semble être pilotée, au moins partiellement, par des effets numériques. La recompaction sur la fenêtre s'effectue par les impacts quasi-individuels des éléments ruinés au cours desquels la viscosité artificielle (voir annexe B) travaille énormément et provoque une dissipation, elle-même artificielle. Enfin, le modèle de l'étain intact est utilisé, pendant la recompaction, pour des masses volumiques faibles et des températures élevées qui sortent de son domaine de validité. Si ces deux derniers points méritent d'être approfondis, le point crucial demeure l'absence d'une modélisation physique du micro-écaillage qui permettrait de décrire la structure fine du nuage et son influence pendant la redensification, notamment en termes d'élévation de température.

---

<sup>3</sup>la phase gazeuse n'est pas prise en compte dans le modèle polyphasé, mais la température de vaporisation à pression atmosphérique (2876 K) devrait alors être atteinte.

## 2.2 Mesures de pesée

Dans le même objectif, visant à obtenir des informations sur le nuage micro-écaillé par des mesures de vitesse résolues en temps, une seconde configuration expérimentale consiste à remplacer la fenêtre par une feuille mince métallique (Fig. II.11.a). Si la durée des allers-retours d'ondes dans l'épaisseur de la feuille mince peut être négligée, sa mise en vitesse est directement liée à la quantité de mouvement apportée par l'impact des éjectas. Cette configuration, dite de *pesée par feuille mince* ou *feuille d'Asay* (Asay et al., 1976), est traditionnellement utilisée pour caractériser l'éjection de matière due aux défauts géométriques de la surface de l'échantillon au débouché du choc (Andriot et al., 1984; Chapron et Elias, 1991). Ce phénomène implique des quantités de masses (quelques  $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) très inférieures à celles éjectées par micro-écaillage (plusieurs  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ). Cette technique, qui constitue une alternative à la configuration avec fenêtre détachée, a été adaptée à notre phénomène, au cours d'essais de choc laser réalisés dans les mêmes conditions que ceux présentés au paragraphe 1. La figure II.11.a illustre le montage expérimental où une feuille de cuivre de  $30\ \mu\text{m}$  d'épaisseur est disposée à 0,86 ou 1,2 mm de la cible d'étain.

Deux couples d'essais ont été réalisés sur l'installation *nano2000* du LULI. Chaque couple permet d'obtenir deux mesures à deux distances de vol dans les mêmes conditions expérimentales (épaisseur de cible, profil de pression induit). Les mesures effectuées au cours des deux premiers essais sont représentées sur la figure II.11.c. Les cibles utilisées sont des feuilles d'étain de  $260\ \mu\text{m}$  d'épaisseur. La pression de choc à proximité de la surface libre est d'environ 35 GPa et induit la fusion complète en détente dans la région de la cible micro-écaillée. Pour les deux autres tirs, des cibles de  $50\ \mu\text{m}$  d'épaisseur sont intégralement fondues en compression, la pression de choc avant la surface libre étant d'environ 70 GPa. Dans ce dernier cas, la perte du signal lumineux a empêché de déterminer la vitesse. Elle s'explique par la perforation très rapide de la feuille de cuivre sous l'effet des impacts de particules éjectées à plus grandes vitesses dans ces deux derniers essais.

Pour les deux premiers essais, la mise en vitesse progressive de la feuille de cuivre est cohérente avec l'impact d'un milieu dispersé en fines particules (Andriot et al., 1984). L'endommagement et la flexion de la feuille de cuivre ont certainement altéré la mesure, ce qui explique le signal de vitesse très bruité obtenu, notamment aux derniers instants. Ces phénomènes sont confirmés par l'examen post-test de la feuille de cuivre récupérée (Fig. II.11.b). Les profils de vitesse calculés, obtenus lors de simulations numériques similaires à celles des essais avec fenêtre (§2.1.3), sont plus affectés par les effets numériques qui se manifestent par un « bruit » important. La corrélation entre les vitesses mesurée et calculée est moins bonne que celle obtenue pour la configuration avec fenêtre détachée (Fig. II.10). La tendance générale est cependant retrouvée pour l'essai à 0,86 mm. En revanche, seul l'instant du premier impact, donc la vitesse maximale des particules micro-écaillées, est correctement prédit pour l'essai à 1,2 mm. Cette vitesse est estimée entre 2000 et  $2200\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  par la mesure des instants des premiers impacts pour les deux distances de vol, ce qui est cohérent avec l'observation du nuage par ombroscopie optique présentée au paragraphe suivant (§ 2.3).

La technique de pesée par feuille mince a d'ores et déjà été mise en oeuvre au cours des essais d'impact de plaque réalisés au C.E.G. sur le lanceur à gaz double-étage. Ces résultats, obtenus récemment, n'ont pas pu être intégrés à ce mémoire (Hérel et Channal, 2008).

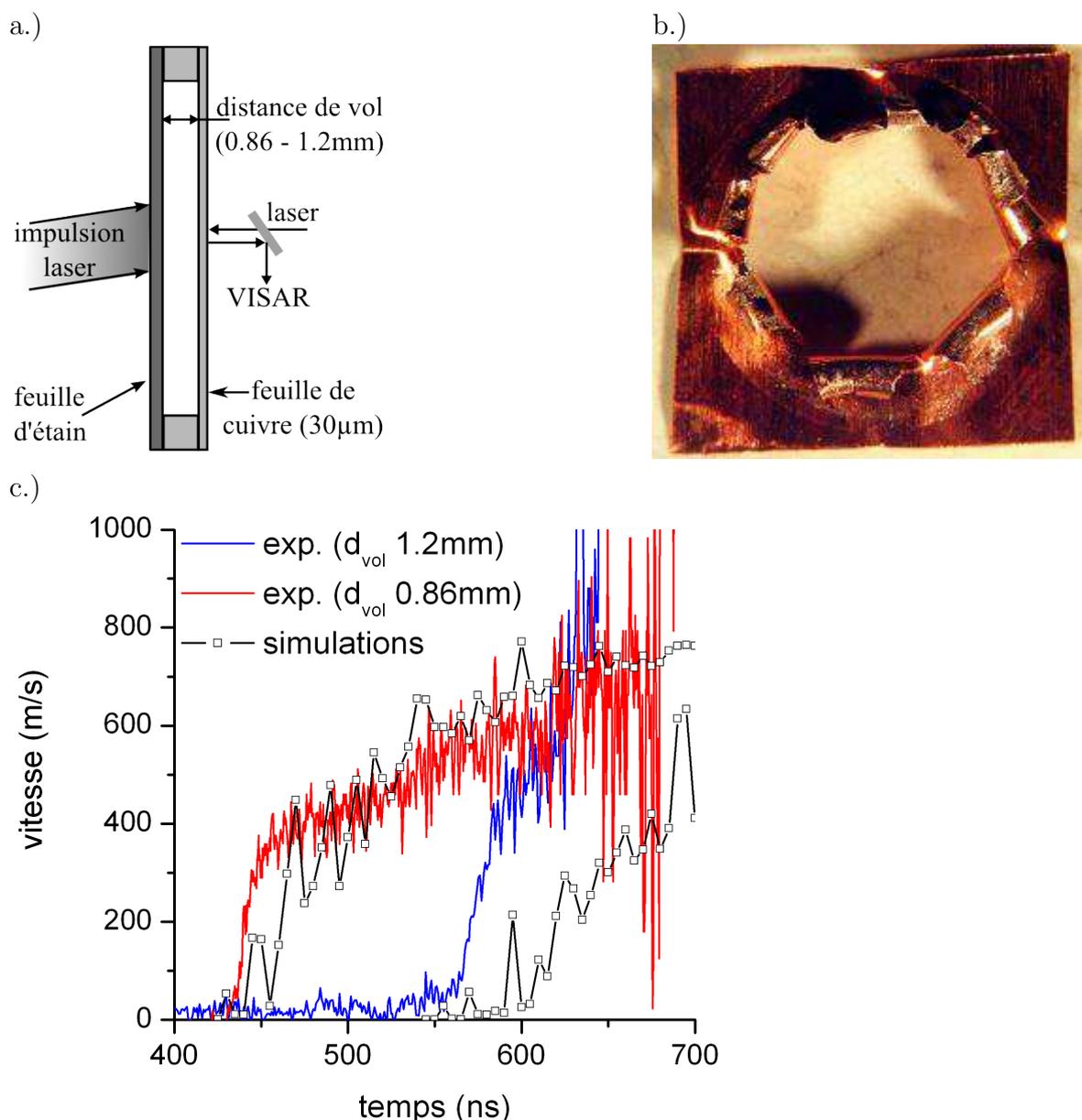


FIG. II.11: (a) Représentation schématique des essais de choc laser dans la configuration dite de feuille mince. (b) Examen de la feuille de cuivre récupérée après l'essai et perforée par les impacts de particules. (c) Vitesse de la feuille de cuivre mesurée et calculée pour les deux distances de vol  $d_{vol} = 0,86$  mm et  $d_{vol} = 1,2$  mm au cours des essais réalisés sur les feuilles d'étain de  $260 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

### 2.3 Observation directe du nuage micro-écaillé

Un complément utile aux mesures vélocimétriques indirectes est l'observation en temps réel. Ainsi, au cours d'une expérience de choc laser sur une cible d'étain de  $260 \mu\text{m}$  d'épaisseur avec mesure de pesée sur une feuille de cuivre disposée à  $0,86$  mm de la surface libre (cf. paragraphe précédent), nous avons tenté de visualiser le nuage micro-écaillé par ombroscopie. Pour cela, deux images, séparées de  $12$  ns, ont été obtenues à l'aide de deux GOI (Gated Optical Imagers) avec une durée d'exposition de  $15$  ps (voir De Rességuier et al., 2008, pour plus de détails sur le dispositif expérimental). La figure II.12 présente une de ces deux images (b), accompagnée de la même vue prise avant l'essai (a) et d'un

schéma précisant la fenêtre d'observation.

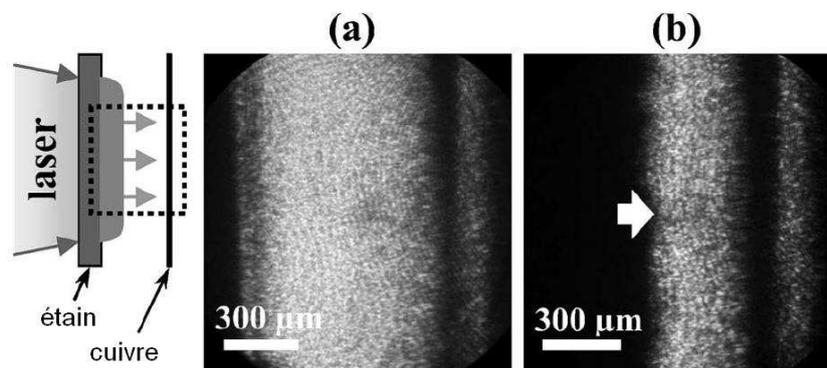


FIG. II.12: Ombroscopie optique obtenue par le GOI 1. La configuration expérimentale et la zone d'observation sont représentées schématiquement à gauche. (a) Image de référence, prise avant l'essai, montrant la distance séparant la cible d'étain de la feuille de cuivre. (b) Image, prise après le débouché du choc, illustrant le mouvement du nuage micro-écaillé (flèche blanche) vers la feuille de cuivre.

La pression maximale appliquée sur la surface irradiée est d'environ 90 GPa, la pression du choc débouchant en surface libre est estimée à environ 35 GPa. Le nuage micro-écaillé apparaît comme une ombre opaque, ce qui semble confirmer qu'il est effectivement constitué de nombreuses particules. Les deux images séparées de 12 ns permettent d'estimer la vitesse d'expansion de cette ombre, c'est-à-dire la vitesse maximale des particules éjectées, à environ  $2500 \text{ m.s}^{-1}$ . Cet ordre de grandeur est cohérent avec les valeurs déduites des mesures de vitesses sur feuilles de cuivre (voir §2.2). Il est en outre en bon accord avec une observation similaire réalisée sous choc produit par explosif (Zellner et al., 2007), indiquant une vitesse maximale d'éjection de  $2600 \text{ m.s}^{-1}$  mesurée au débouché d'un choc d'environ 27,5 GPa à la surface libre d'une cible d'étain.

Enfin, dans le cadre de la collaboration avec le C.E.G. (Héreil et Channal, 2008), un effort a été initié pendant la thèse pour mettre en oeuvre les techniques de radiographie éclair à rayon X pendant des expériences de micro-écaillage sous impact de plaques (voir chapitre I, §3.2.1, p. 35, Remiot et al., 1994; Rybakov, 2000; Zhiembetov et al., 2002; Holtkamp et al., 2004). On notera que ces essais effectués sont également assez proches de ceux réalisés par Asay et Trucano (1990) dans une gamme de vitesses d'impact supérieures induisant la vaporisation partielle ou complète en détente. Les clichés radiographiques obtenus lors des trois premières expériences ont permis d'identifier le contour du nuage sans pouvoir en déduire la masse volumique apparente en raison de difficultés d'ordre technologique. Ces premières tentatives ouvrent cependant des perspectives prometteuses qui font l'objet de la poursuite du programme expérimental initié.

### 3 Caractérisation du micro-écaillage à fine échelle

Les diagnostics résolus en temps mis en oeuvre dans les expériences décrites aux paragraphes précédents n'apportent aucune information sur les mécanismes physiques qui conduisent à la fragmentation des métaux fondus et qui se produisent au cours du micro-écaillage. De telles données sont pourtant importantes pour définir, ou valider a posteriori, les hypothèses d'une modélisation. En outre, si l'un des objectifs du modèle est de prédire la taille des gouttelettes générées pendant le micro-écaillage, l'acquisition des données expérimentales sur cette grandeur est nécessaire à sa validation.

A l'heure actuelle, le seul moyen disponible pour tenter de répondre à ces questions est l'observation post-test des échantillons et des éjectas récupérés après un essai. Si la récupération est souvent très difficile avec les générateurs de choc utilisés en détonique conventionnelle (lanceurs à gaz ou à poudre, explosifs...), surtout dans le domaine des chocs intenses qui nous intéressent ici, l'utilisation des lasers impulsionnels de puissance, moins destructifs, la permet. Tandis que l'examen des cibles fournit des indications sur les mécanismes physiques responsables de la fragmentation et leurs échelles de longueur caractéristique (§3.1), la récupération des éjectas procure des données sur la taille des fragments générés (§3.2).

#### 3.1 Observation post-test des cibles récupérées

Dans le cas de l'écaillage en phase solide, l'examen des cibles met en évidence la nature des faciès de rupture et la présence de zones d'endommagement partiel. De telles observations permettent d'identifier les mécanismes physiques qui conduisent, dans ce cas, à la formation d'une rupture macroscopique (Antoun et al., 2002; Roy, 2003; Bolis et Voltz, 2006). La vue en coupe de l'échantillon récupéré après l'essai sn21 (voir le tableau II.1, p. 48) en fournit un exemple (Fig. II.13). Cette image illustre le processus principal de rupture par germination, croissance et coalescence de cavités sphériques, à proximité de la surface de rupture principale, i.e. le plan d'écaillage. Ce processus semble pouvoir conduire à la formation de fragments solides d'une taille comprise entre  $10 \mu\text{m}$  et  $100 \mu\text{m}$ . L'éjection de ces fragments a laissé un cratère d'environ  $40 \mu\text{m}$  de profondeur sous la surface libre (un bord de ce cratère est visible en haut à droite de la figure II.13). On imagine comment la multiplication des sites de cavitation, à l'état liquide, pourrait aboutir selon le même processus à l'éjection de nombreuses gouttelettes de tailles très inférieures. La figure II.13 met également en évidence la présence de fissures intergranulaires sous le plan d'écaillage principal.

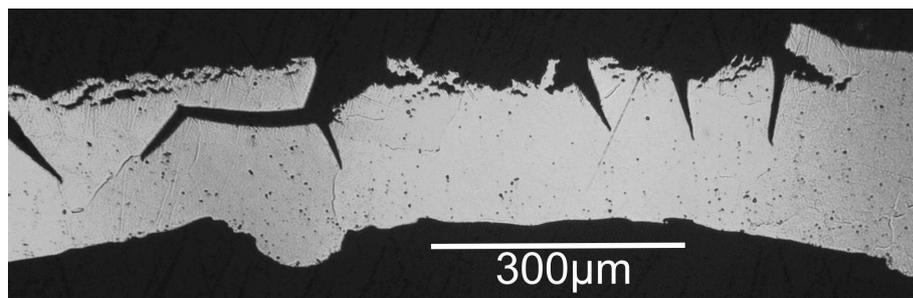


FIG. II.13: Vue en coupe d'une cible écaillée en phase solide (tir sn21, voir le tableau II.1, p. 48), lors de la réflexion sur la surface libre (en haut) d'un choc laser appliqué sur la surface inférieure.

Dans le cas du micro-écaillage initié dans une cible intégralement fondue en détente ou en compression, le coeur de l'échantillon est totalement éjecté et la cible récupérée présente un trou au centre de l'aire irradiée. En effet, dans cette région de la cible, le micro-écaillage est par définition un processus de ruine complète et les mécanismes qui en sont responsables ne peuvent pas être figés. En revanche, l'observation des régions périphériques des cibles partiellement fondues, dans le cas des essais réalisés aux pressions plus faibles, apporte quelques indications sur cette question. Aux interfaces des couches éjectées et du reste de la cible, on observe en effet des surfaces fondues puis resolidifiées (Fig. II.14). L'aspect lisse des bords du cratère (Fig. II.14.b, à gauche) indique leur passage en phase liquide ou mixte. Au contraire, les surfaces de rupture observées loin du trou central présentent un faciès de type ductile, suggérant un état solide à l'initiation des mécanismes d'endommagement (Fig. II.14.b, à droite). Entre ces deux zones, on observe la présence de nombreux nodules sphériques d'un diamètre d'environ 1 à 3  $\mu\text{m}$  dont les centres sont espacés de 2 à 5  $\mu\text{m}$  (Fig. II.14.c).

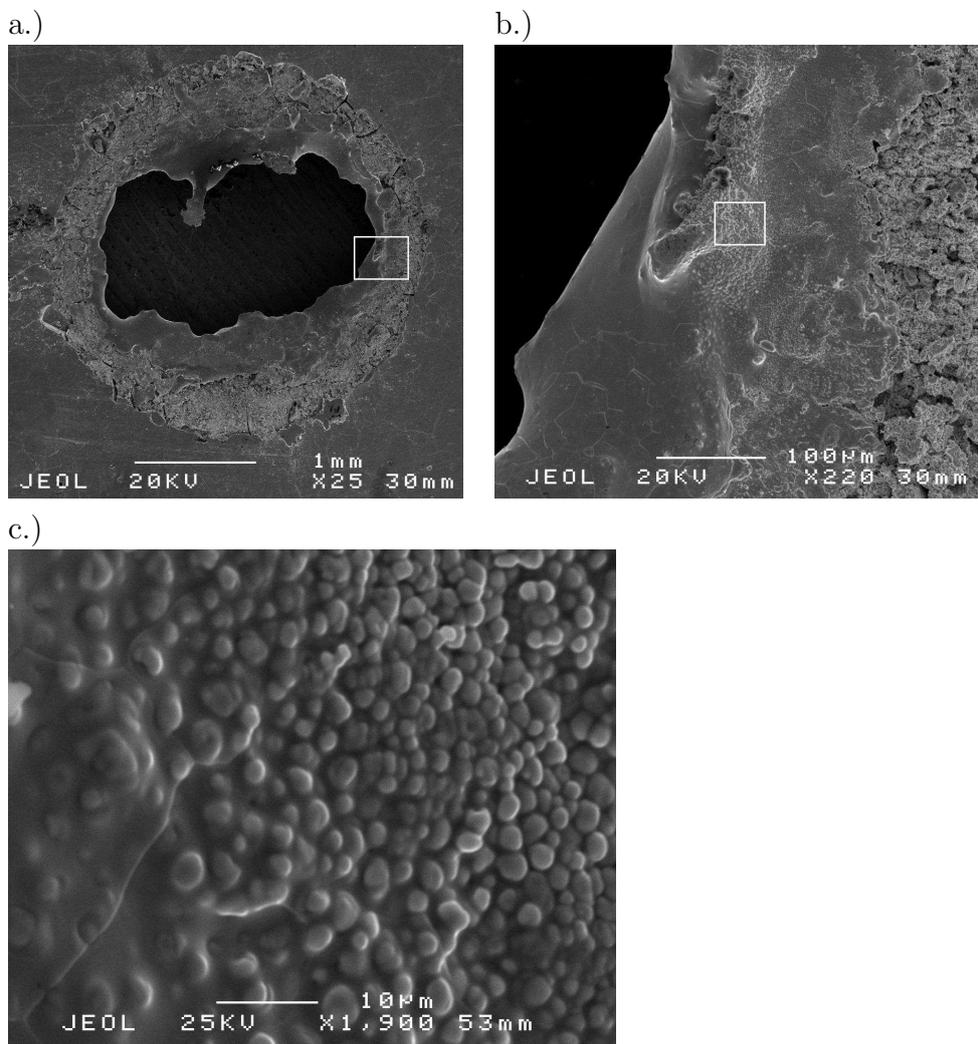


FIG. II.14: Observation d'une cible de 260  $\mu\text{m}$  récupérée après un essai de choc laser d'une amplitude de 58 GPa au niveau de la face irradiée. (a) Vue globale de la surface libre. (b) Bord de la zone fondue (c) Détail de la zone fondue présentant les nodules.

Nous interprétons ces nodules comme résultant de micro-bulles dont la germination et

la croissance auraient été initiées par les contraintes de traction dans un état fondu, du moins partiellement. Leur croissance aurait été stoppée par les ondes de relaxation issues des zones de ruine immédiatement voisines. Les bulles auraient ensuite été figées pendant la solidification avant qu'elles n'aient pu collapser sous l'action de la tension superficielle.

L'histoire thermomécanique de l'étain jusqu'à la formation de ces nodules dans ces régions périphériques n'est pas précisément connue. Cette interprétation préliminaire doit donc être étayée par d'autres résultats expérimentaux, éventuellement couplés à la simulation bidimensionnelle des essais sur des durées plus longues, prenant en compte la fusion et la resolidification. Néanmoins, cette observation fournit un ordre de grandeur des échelles de longueur mises en jeu dans un métal fondu soumis à des contraintes de traction. Les valeurs micrométriques observées dans cette région partiellement fondue définissent probablement une borne supérieure pour celles effectivement rencontrées dans l'étain complètement fondu en compression.

Enfin, on observe dans les zones fondues puis resolidifiées une recristallisation au cours de laquelle des grains, ou sous-grains, de quelques dizaines de micromètres ont été créés (Fig. II.15). Cette taille de grains est probablement indicative de la distance séparant les hétérogénéités, présentes dans un métal fondu partiellement en détente, qui permettent la germination de la phase solide. Une telle conclusion est à prendre avec précaution et mériterait d'être étayée par d'autres expériences et observations.

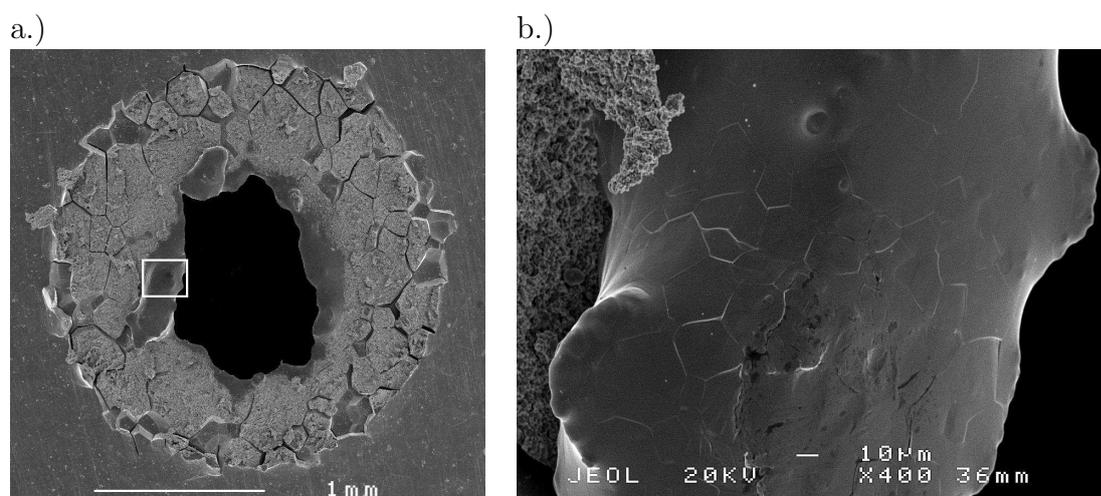


FIG. II.15: Observation de la cible récupérée après l'essai sn24 (voir le tableau II.1, p. 48). (a) Vue globale de la surface libre. (b) Vue d'une zone fondue, puis recristallisée pendant la resolidification conduisant à la formation de sous-grains de quelques dizaines de micromètres.

## 3.2 Récupération des fragments micro-écaillés

### 3.2.1 Récupération sur polycarbonate

Dans un premier temps, les éjectas ont été collectés sur une plaque de polycarbonate (PC), selon la configuration expérimentale donnée sur la figure II.2 (p. 48), puis observés par microscopie optique et microscopie électronique à balayage (MEB). Pour cette observations, les surfaces examinées (éjectas d'étain et PC) sont préalablement revêtues d'un dépôt d'or de quelques angströms pour assurer la conduction électrique requise pour le MEB. La configuration avec PC présentait l'avantage de permettre la récupération des

éjectas tout en réalisant une mesure de vitesse en face arrière par VISAR à travers le PC. La figure II.16 regroupe différentes images des plaques de PC après les expériences de choc laser. Les vues globales réalisées par MEB (Figs. II.16.a et II.16.b) illustrent la zone principale d'impact des éjectas. Ceux-ci ont provoqué un fort endommagement du polycarbonate sur un domaine quasi-circulaire d'environ 2 mm à 2,5 mm de diamètre. La figure II.16.c montre la pénétration des gouttelettes d'étain dans le PC. Les éjectas d'étain sont probablement largement altérés par leur impact sur le plastique.

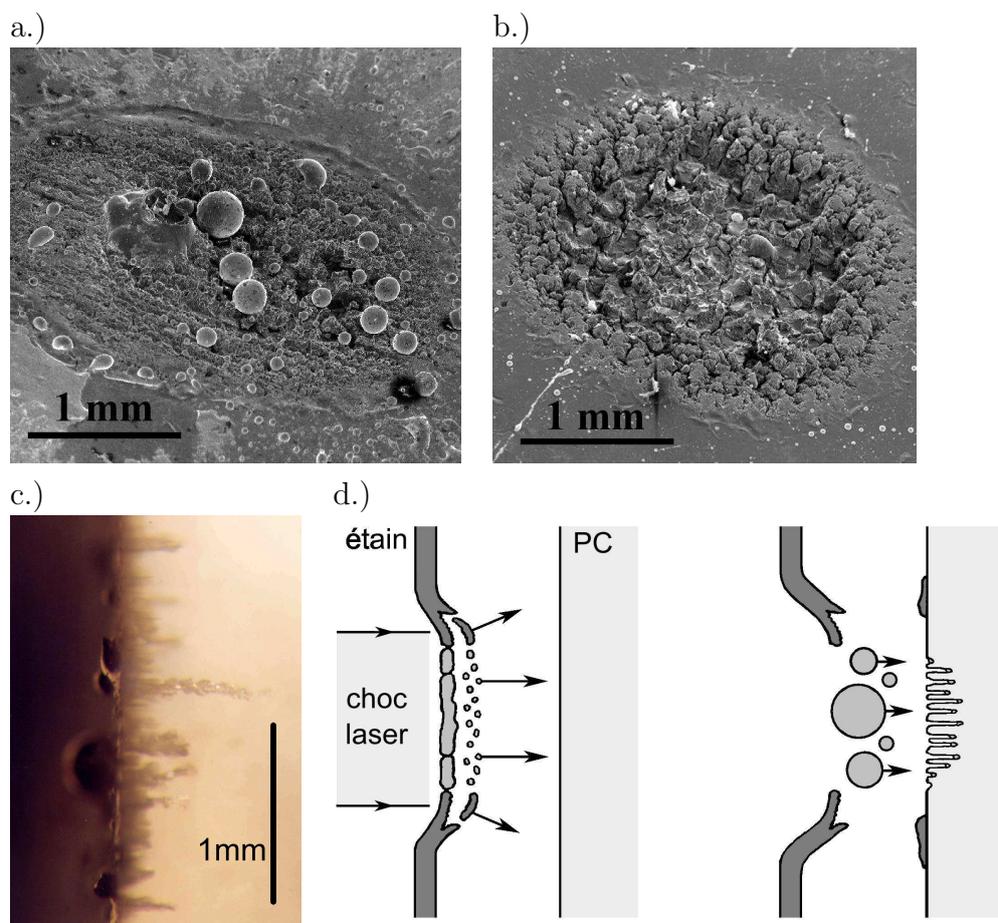


FIG. II.16: (a) Vue au MEB de la surface de la plaque de PC impactée dans le cas d'une cible de  $260 \mu\text{m}$  dont la portion micro-écaillée est fondue en détente (tir sn05, voir le tableau II.1). (b) Idem dans le cas d'une cible de  $50 \mu\text{m}$  intégralement fondue en compression (pression de choc d'environ 90 GPa en face irradiée). (c) Ejectas d'étain ayant pénétré une plaque de PC, vue de profil par microscopie optique. (d) Interprétation schématique des expériences de choc laser pour les cibles de  $260 \mu\text{m}$  d'épaisseur (De Ressaiguiet et al., 2008).

De grosses gouttes, jusqu'à  $300 \mu\text{m}$  de diamètre, sont observées pour les essais réalisés avec les cibles de  $260 \mu\text{m}$  (Fig. II.16.a), Ce n'est pas le cas pour les essais réalisés sur les cibles de  $50 \mu\text{m}$  (Fig. II.16.b). L'interprétation de cette observation est décrite schématiquement par la figure II.16.d. Le micro-écaillage, c'est-à-dire la création de fines gouttelettes éjectées à grande vitesse, prend place dans la région de la cible sollicitée en traction pendant la réflexion de l'onde de choc non-soutenue sur la surface libre. D'après les simulations, cette région s'étend sur une profondeur d'environ  $60 \mu\text{m}$  sous la surface libre. Le reste de la cible, fondu par le passage du choc, est éjecté à des vitesses beaucoup plus faibles et

se disperse sous la forme de gouttes de plus grande taille par un mécanisme différent du micro-écaillage. Ce phénomène est donc marginal pour les cibles de  $50\ \mu\text{m}$ , qui sont intégralement micro-écaillées. A la périphérie de la surface irradiée, les vitesses d'éjection présentent une composante centrifuge due aux ondes de détente latérales. Cela explique la présence d'étain à la périphérie de la surface d'impact principale sur les plaques de PC.

Lorsque la face impactée des polycarbonates est observée plus finement (Fig. II.17), on détecte la présence de très nombreuses gouttelettes resolidifiées et, pour la plupart parfaitement sphériques. Les plus petites d'entre elles proviennent certainement du micro-écaillage. Elles possèdent un diamètre compris entre quelques dixièmes et quelques dizaines de micromètres. Il est possible que des particules plus petites, ayant probablement pénétré le PC plus profondément, n'ont pas pu être observées au MEB qui visait la surface d'impact (par exemple celles observées par microscopie optique sur la figure II.16.c mais dont la taille précise n'est pas identifiée par ce moyen d'observation). Leur forme sphérique est due à l'action de la tension de surface avant l'initiation de la solidification. Un calcul d'échange thermique radiatif dans le vide semble indiquer que cette solidification des gouttelettes se produit bien après leur impact<sup>4</sup>. Les gouttelettes observées ont donc probablement subi des déformations sévères, voire une fragmentation secondaire, pendant leur impact et leur pénétration dans le PC, puis ont repris une forme sphérique sous l'action de la tension superficielle avant leur solidification. Ainsi, il est délicat d'affirmer que les tailles des plus petits fragments observés correspondent à celles des particules générées lors du micro-écaillage. La plage de valeur  $0,1\ \mu\text{m} - 10\ \mu\text{m}$  constitue toutefois un ordre de grandeur de la taille de gouttelettes générées par micro-écaillage dans les conditions de chargements spécifiques aux choc laser.

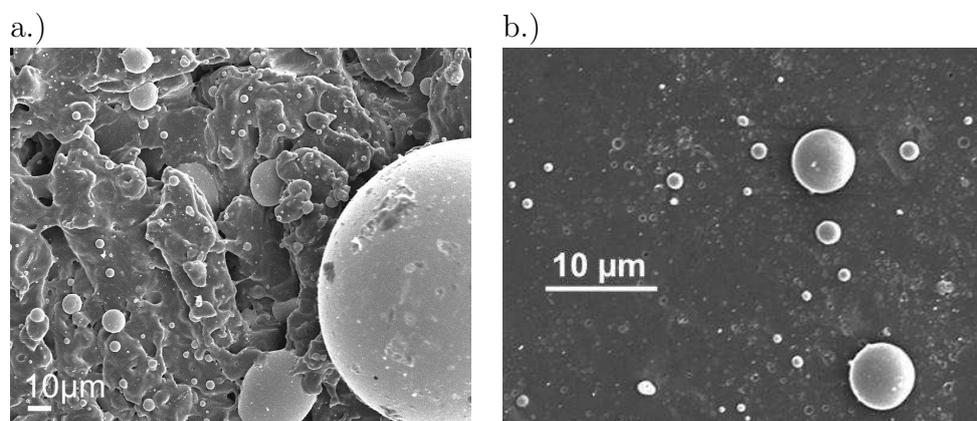


FIG. II.17: Observation des ejecta sur la surface d'impact de la plaque de PC (essai sn2, voir le tableau II.1, p. 48). (a) Zone centrale fortement endommagée par l'impact et la pénétration des particules. (b) Zone d'impact périphérique.

<sup>4</sup> Ce calcul permet de déterminer la durée mise pour évacuer la quantité de chaleur nécessaire pour abaisser la température d'une gouttelette d'étain jusqu'à la température de fusion et pour provoquer sa solidification (chaleur latente). Dans le vide, le transfert de chaleur est radiatif et suit la loi de Stefan-Boltzmann. Les calculs analytiques simples réalisés reposent sur les hypothèses principales suivantes : la température est uniforme dans la goutte et l'émissivité de l'étain liquide est constante et égale à 1 (ce qui revient à sous-estimer la durée de solidification car l'émissivité réelle est inférieure à 1). Dans ces conditions, la solidification est atteinte largement après l'impact, même pour les plus petites gouttelettes de  $0.1\ \mu\text{m}$  de diamètre.

### 3.2.2 Récupération dans les mousses de polychlorure de vinyle (PVC)

Pour limiter ces effets d'impacts, nous avons mis en place une seconde configuration, uniquement dédiée à la récupération, pour laquelle la plaque de PC est remplacée par une mousse de polychlorure de vinyle (PVC) de faible masse volumique, i.e.  $200 \text{ kg.m}^{-3}$  (Fig. II.18.a). L'utilisation d'un tel matériau vise à collecter les gouttelettes d'une manière plus douce qu'avec le polycarbonate. On cherche ainsi à réduire l'altération des gouttelettes pendant leur pénétration et à mieux séparer les plus rapides des plus lentes, afin d'éviter leur agglomération dans un volume trop réduit. Les mousses de PVC récupérées après chaque essai sont ensuite analysées par micro-tomographie à rayon X (Fanget, 2007). La phase d'acquisition consiste à réaliser 1600 radiographies pendant une rotation complète de l'échantillon de mousse avec un pas angulaire constant. L'analyse de ces données par des algorithmes mathématiques permet ensuite de reconstruire le champ de coefficient d'atténuation du rayonnement, pouvant être traduit en masse volumique après calibration. Dans notre cas, l'analyse porte sur l'identification des particules d'étain et leur caractéristique géométrique (forme, taille, position). La résolution spatiale obtenue avec le micro-tomographe commercial utilisé est limitée à environ  $8 \mu\text{m}$ . Trois essais de ce type ont été réalisés au LULI sur des feuilles d'étain de  $50$  ou  $260 \mu\text{m}$  d'épaisseur. En face irradiée de la cible d'étain, le faisceau laser est focalisé sur une surface quasi-circulaire d'un diamètre d'environ  $2 \text{ mm}$ . La propagation de l'onde de pression induite dans l'étain (Fig. II.18.b) est simulée à l'aide du code de calcul hydrodynamique Hésione et du modèle polyphasé de l'étain décrits précédemment. Le tableau II.3 regroupe les principaux paramètres des expériences effectuées.

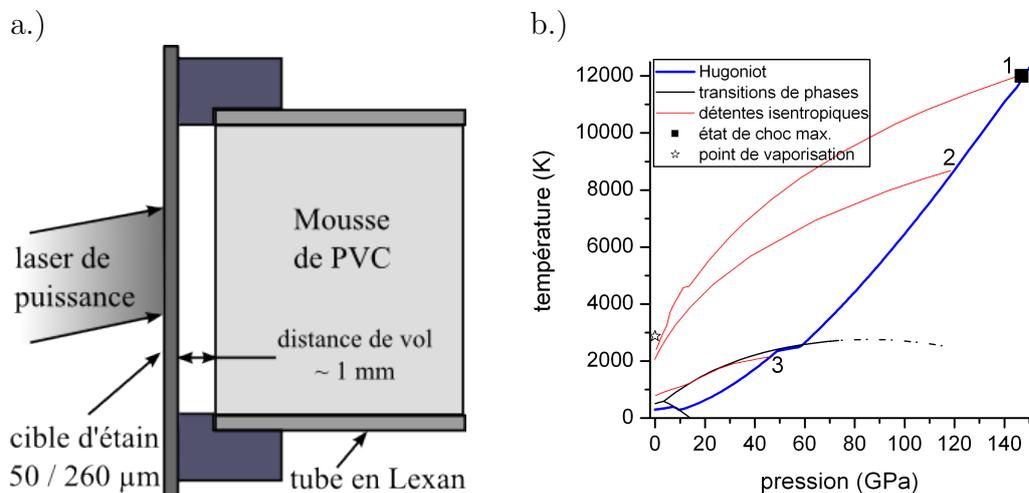


FIG. II.18: (a) Schéma de la configuration expérimentale. (b) États de choc, obtenus par simulation (avec les codes FILM et Hésione), atteints pendant les expériences de récupération par choc laser.

Les trajets thermodynamiques et le passage à l'état liquide prédits par les simulations hydrodynamiques sont tracés sur le diagramme d'équilibre de phases de l'étain (Fig. II.18.b). Le point 1 de la figure II.18.b correspond à l'état de choc atteint par un point matériel proche de la surface irradiée. Les points 2 et 3 sont les états de choc atteints au voisinage de la face arrière, i.e. à l'opposé de la surface irradiée, respectivement pour les cibles de  $50 \mu\text{m}$  et  $260 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Les cibles de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur sont intégralement fondues en compression. Dans le cas de la cible de  $260 \mu\text{m}$  d'épaisseur, l'atténuation rapide de

l'impulsion conduit à une pression de choc d'environ 45 GPa à proximité de la surface libre. De ce fait, les 200 premiers micromètres de la cible sont fondus en compression. Les 60 derniers micromètres jusqu'à la surface libre, qui correspondent à la région sollicitée en traction et donc micro-écaillée, sont complètement fondus en détente. Les vitesses maximales d'éjection calculées sont de 2800 m.s<sup>-1</sup> pour les cibles de 260  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et de 5000 m.s<sup>-1</sup> pour les cibles de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.

TAB. II.3: Principaux paramètres expérimentaux des essais de choc laser avec récupération des éjectas dans les mousses de PVC.

tir n°	Epaisseur cible ( $\mu\text{m}$ )	Laser		$p_{\text{choc}}$ (GPa)	$p_{\text{choc}}$ (GPa)
		Energie (J)	Durée (ns)	face irradiée	surface libre
<i>snMousse1</i>	50	1004	$\sim 4$	$\sim 150$	$\sim 120$
<i>snMousse2</i>	260	1468	$\sim 6$	$\sim 150$	$\sim 45$
<i>snMousse3</i>	50	1222	$\sim 5$	$\sim 140$	$\sim 120$

Les figures II.19, II.20 et II.21, ainsi que le tableau récapitulatif II.4, regroupent les principaux résultats des micro-tomographies des gouttelettes d'étain collectées dans les mousses de PVC. Pour les trois essais, les gouttelettes détectées sont, en grande majorité, parfaitement sphériques. Nous nous concentrerons donc sur leur position et leur volume, exprimé en nombre de voxels, élément de volume cubique. Son côté définit la résolution spatiale obtenue pour chaque analyse et dépend des conditions d'acquisition des radiographies : il est ici d'environ 8  $\mu\text{m}$  pour les trois mousses analysées. La taille d'une gouttelette, donnée dans le tableau II.4, correspond à la racine cubique de son volume mesuré. Cette approximation sur la géométrie des particules n'induit pas d'erreur significative sur la taille obtenue.

La figure II.19 illustre les différentes étapes de la réalisation d'une micro-tomographie dans le cas de l'essai *snMousse2*. Ces images confirment l'aspect sphérique des gouttelettes d'étain resolidifiées. La population des 1779 gouttelettes détectées présente des tailles qui varient de 8  $\mu\text{m}$  (soit 1 voxel) à 220  $\mu\text{m}$  sans corrélation apparente entre leur taille et leur position. Bien que la masse totale éjectée n'ait pas été mesurée précisément (par exemple en pesant la cible avant et après l'essai), elle peut être approchée par celle d'un cylindre d'étain de 2 mm de diamètre, i.e. celui de l'aire irradiée, et d'une hauteur égale à l'épaisseur de la cible. Ce volume est mentionné dans le tableau II.4 comme le volume sollicité. La masse cumulée des particules détectées par micro-tomographie pour l'essai *snMousse2* correspond à environ la moitié de la masse du *volume sollicité*. Cela tend à prouver qu'une grande quantité de gouttelettes d'une taille inférieure à 8  $\mu\text{m}$ , i.e. la résolution de la micro-tomographie, est présente dans la mousse mais n'a pas pu être observée.

Cet essai ayant été réalisé sur une feuille d'étain de 260  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, l'origine des plus gros fragments est attribuée au même mécanisme que celui observé sur le polycarbonate, selon le processus schématisé par la figure II.16.d. La profondeur de pénétration étant liée à l'énergie cinétique des gouttelettes, les particules micro-écaillées, fines et rapides, se mélangent dans la mousse aux grosses gouttelettes plus lentes. Il est donc difficile

d'isoler le micro-écaillage dans cet essai. En revanche, d'après les analyses précédentes, les feuilles d'étain de  $50\ \mu\text{m}$  (essais *snMousse1* et *snMousse3*) devraient être intégralement micro-écaillées.

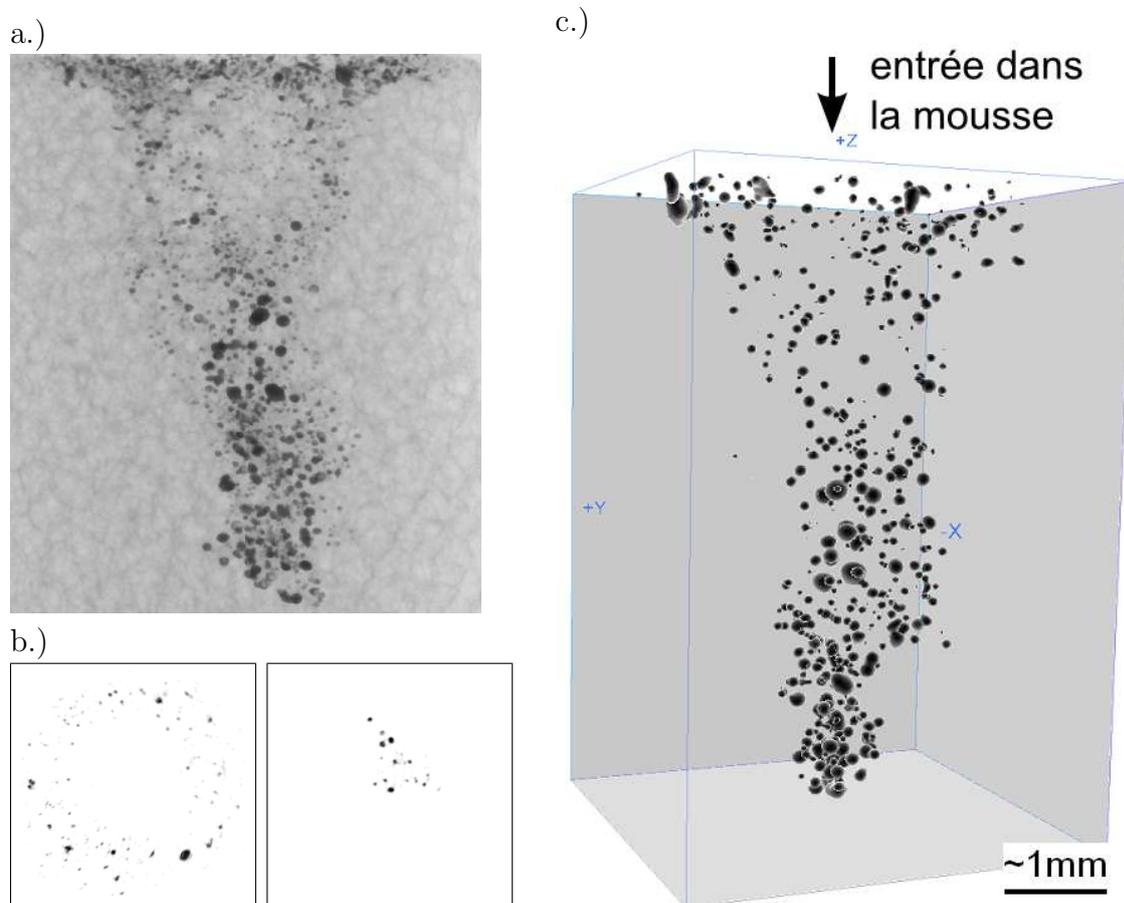


FIG. II.19: Illustration de l'analyse par micro-tomographie à rayons X pour l'essai *snMousse2*. (a) Exemple d'une radiographie réalisée pendant la phase d'acquisition. (b) Exemple de deux coupes transversales établies pendant l'étape de reconstruction. (c) Image tridimensionnelle de la position des fragments dans les mousses.

La reconstruction tridimensionnelle des 1253 gouttelettes détectées dans la mousse correspondant à l'essai *snMousse1* est donnée sur la figure II.20.a. La position de chaque fragment peut être décrite par un couple de valeurs  $(r, z)$ , le rayon  $r$  représentant la distance qui sépare son centre de gravité de l'axe de symétrie de l'essai, et  $z$  désignant sa profondeur de pénétration. Le nuage de points rayon - profondeur permet de distinguer deux sous-populations (Fig. II.20.b).

La première sous-population (voir rectangle 1 en pointillé sur la figure II.20.b) est constituée de fragments situés dans un rayon compris entre 1 et 3,5 mm pour une profondeur de pénétration inférieure à environ 1 mm. Leur taille varie de la plus petite détectable, i.e. environ  $8\ \mu\text{m}$  (soit 1 voxel), à la plus grande observée sur la population entière (environ  $240\ \mu\text{m}$ ). D'après la position de ces fragments dans la mousse, ils résultent vraisemblablement de la fracturation de la cible dans la région périphérique à la surface irradiée. En raison de la propagation d'ondes de détente latérales dans cette zone, les fragments

sont éjectés à une vitesse moins élevée qu'au centre et présentant une composante radiale. En outre, ils sont globalement plus gros et sont probablement générés en phase solide ou partiellement fondue. Ce phénomène, déjà observé pour les essais avec des cibles de  $260 \mu\text{m}$ , est ici plus important car la feuille d'étain, fragilisée par sa faible épaisseur, se fracture sur un plus grand diamètre.

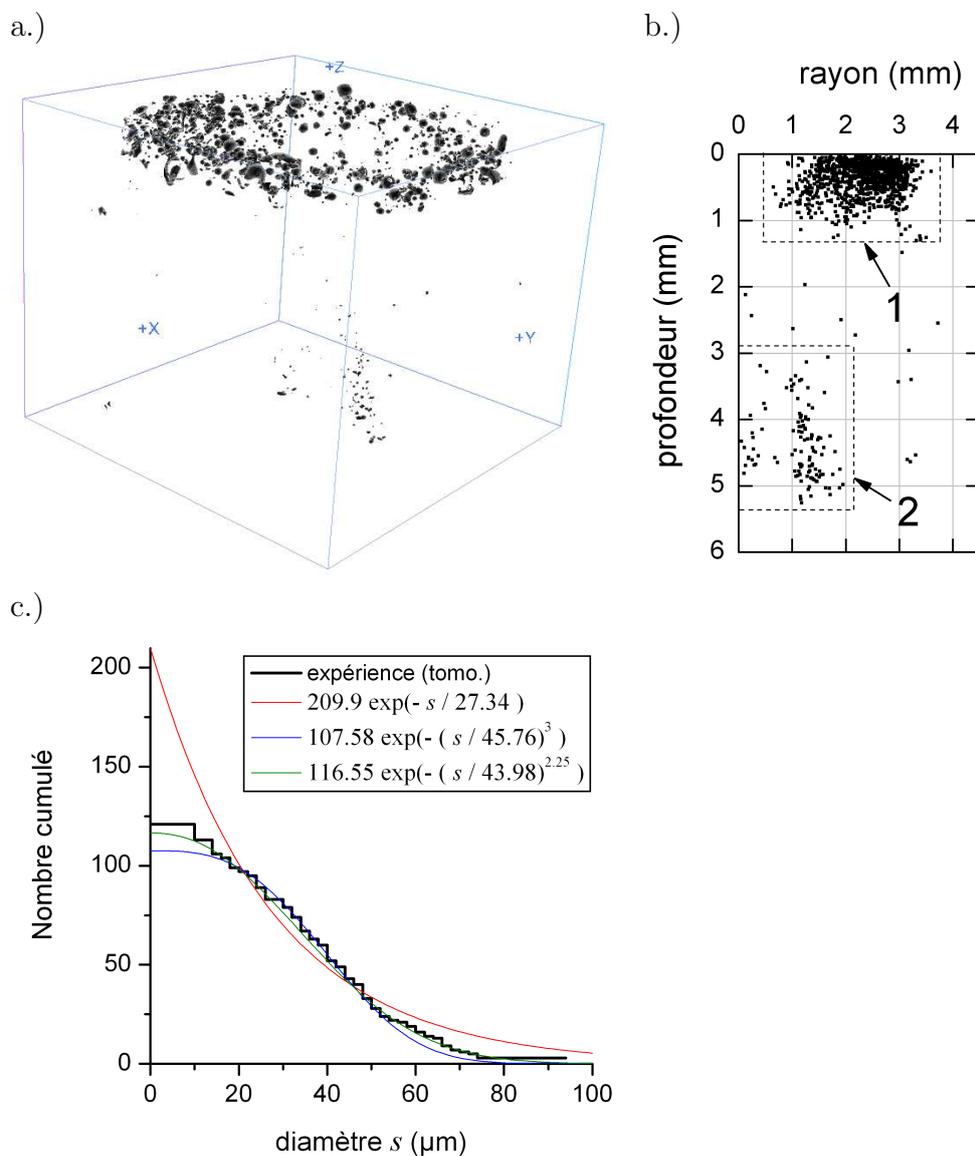


FIG. II.20: Résultat des tomographies pour l'essai *snMousse1* (cible de  $50 \mu\text{m}$ ). (a) Reconstruction tri-dimensionnelle de la population de fragments. (b) Nuage de points donnant la position de fragments et permettant d'isoler les deux sous-populations. (c) Histogramme des effectifs cumulés des fragments de la sous-population 2 (gouttelettes micro-écaillées) en fonction de leur taille. Les courbes en traits fins correspondent à des lois de distribution de type exponentielle ajustées aux données expérimentales.

La seconde sous-population est délimitée par le rectangle en traits pointillés 2 sur la figure II.20.b. Elle est composée de 121 gouttelettes de diamètre compris entre  $8$  et  $95 \mu\text{m}$ . Elles sont situées dans un rayon inférieur à  $1,5 \text{ mm}$  et leur profondeur de pénétration est comprise entre  $3$  et  $6 \text{ mm}$ . Cela indique que ces gouttelettes ont été éjectées avec une vitesse principalement axiale, plus importante que celle des particules de la première

sous-population. L'absence de grosses gouttelettes dans cette seconde sous-population confirme que le processus observé pour les cibles de  $260 \mu\text{m}$ , décrit sur le schéma de la figure II.16.d, ne s'est pas produit ici. La seconde sous-population correspondrait donc à des gouttelettes micro-écaillées. La présence des quelques gros fragments ( $95 \mu\text{m}$ ) dans cette sous-population, reste toutefois inexplicée.

Cependant, la masse cumulée des gouttelettes de la seconde sous-population ne représente en réalité pas plus de 5 % de la masse micro-écaillée, approchée par la masse du *volume sollicité* (voir tableau II.4). Deux raisons peuvent expliquer cet écart de masse : soit l'étain est effectivement présent dans la mousse sous la forme de particules d'une taille inférieure à  $8 \mu\text{m}$ , donc indétectables avec nos moyens, soit il a été éjecté dans une autre direction. En effet, il est vrai qu'une couche d'environ  $1 \mu\text{m}$  est vaporisée par le laser pour créer l'onde de pression, puis évolue en expansion vers la source laser. De plus, il est possible qu'une petite fraction de la cible d'étain fondue, à proximité de la face irradiée, soit éjectée dans la direction opposée à la propagation du choc, c'est-à-dire vers la source laser. Il est également envisageable que certaines gouttelettes micro-écaillées soient mises en vitesse avec une composante radiale, ce qui les amènerait dans la première sous-population. Cependant ces effets sont a priori marginaux et ne peuvent expliquer le manque de 95 % de matière. Une grande quantité de fines particules d'étain, d'une taille inférieure à  $8 \mu\text{m}$ , est donc probablement présente dans la mousse. En revanche, cela ne signifie pas nécessairement que la taille des gouttelettes micro-écaillées est initialement, c'est-à-dire à leur création, inférieure à  $8 \mu\text{m}$ . L'impact et la pénétration des fragments à très grande vitesse peut provoquer une fragmentation secondaire ou une ablation qui conduisent à une réduction de la taille, et cela même dans une mousse de faible densité. En effet, les ligaments de la mousse sont certainement d'une épaisseur similaire à la taille des gouttelettes : leur pénétration dans la mousse correspond donc à une succession d'impacts violents sur ces parois constituées de PVC dense qui peuvent altérer les gouttelettes. De plus, compte tenu du grand nombre de particules impliquées, la collision de deux gouttelettes dans la mousse est également à considérer. Toutefois, si leur taille initiale était largement supérieure à  $10 \mu\text{m}$ , certaines seraient restées suffisamment grosses après leur pénétration pour être détectées et nous aurions probablement observé dans la sous-population 2 beaucoup plus de gouttelettes de diamètre légèrement supérieur à  $8 \mu\text{m}$ . La taille de la plupart des gouttelettes micro-écaillées est donc probablement inférieure à environ  $10 \mu\text{m}$ , ce qui rejoint les conclusions des observations des éjectas collectés sur les plaques de PC.

Les résultats obtenus pour l'essai *snMousse3*, réalisé dans les mêmes conditions que l'essai *snMousse1*, sont tout à fait similaires (voir la figure II.21 et le tableau II.4). La reproductibilité de cette expérience est intéressante dans la perspective d'essais supplémentaires.

Enfin, la distribution de la taille des fragments micro-écaillés détectés pour chaque essai, c'est-à-dire correspondant à la seconde sous-population, est représentée sur les histogrammes des figures II.20.c et II.21.c, donnant les effectifs cumulés (décroissants) en fonction de la taille des gouttelettes. Compte tenu de la résolution spatiale de la détection, ces distributions ne concernent que les plus gros fragments micro-écaillés. Néanmoins, les histogrammes semblent indiquer une distribution exponentielle du volume des fragments, i.e.  $N(s) = N_0 \exp[-(v/v_0)] = N_0 \exp[-(s/s_0)^3]$ , ( $s$  étant la taille caractéristique des fragments, dans notre cas la racine cubique de leur volume mesuré par micro-tomographie),

déjà mentionnée par Grady et Kipp (1985) pour les processus de fragmentation tridimensionnels.

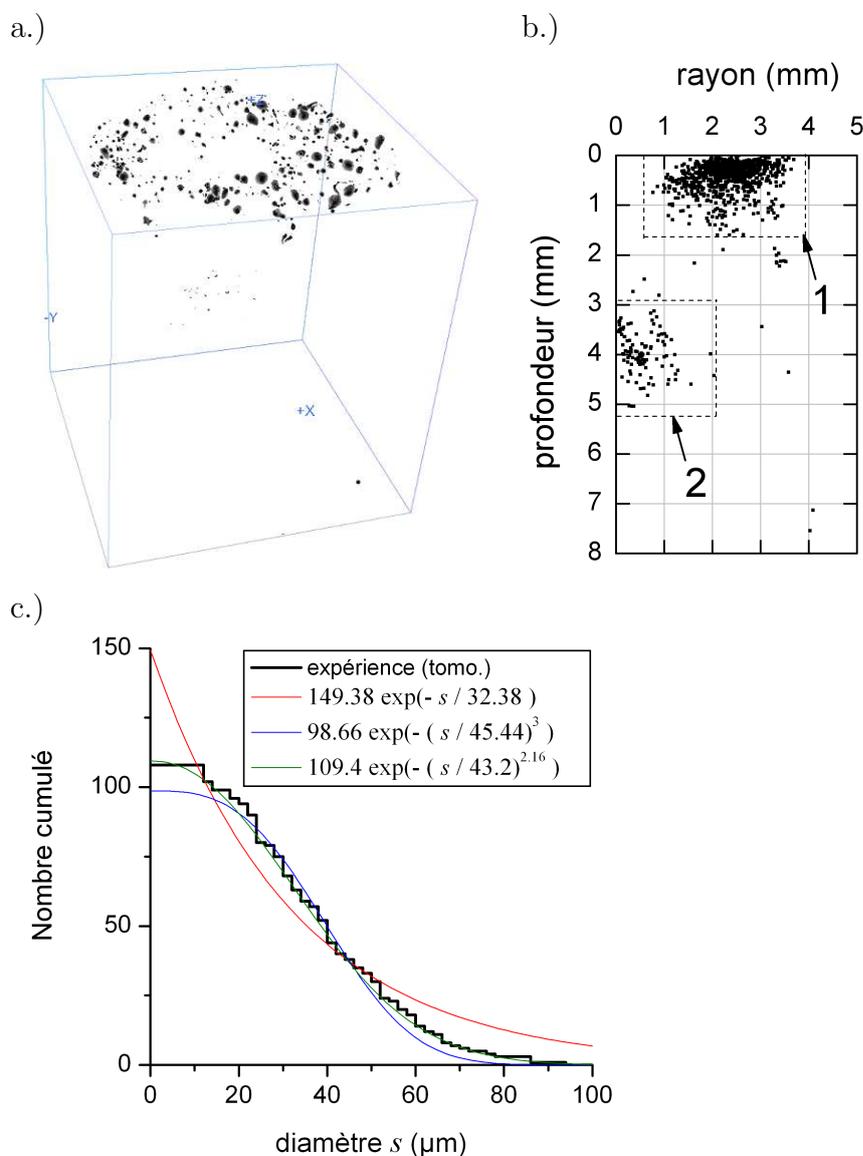


FIG. II.21: Résultat des tomographies pour l'essai *snMousse3* (cible de  $50 \mu\text{m}$ ). (a) Reconstruction tridimensionnelle de la population de fragments. (b) Nuage de points donnant la position de fragments et permettant d'isoler les deux sous-populations. (c) Histogramme des effectifs cumulés des fragments de la sous-population 2 (gouttelettes micro-écaillées) en fonction de leur taille. Les courbes en traits fins correspondent à des lois de distribution de type exponentielle ajustées aux données expérimentales.

La perspective prioritaire de ces essais de récupération d'éjectas est la mise en oeuvre d'un diagnostic qui permettra de caractériser l'intégralité des particules d'étain présentes dans la mousse et d'étayer nos conclusions actuelles. L'utilisation des rayonnements synchrotrons permet d'accéder à des résolutions légèrement inférieures au micromètre (Maire et al., 2004) mais sur des échantillons beaucoup plus petits. Bien que cette résolution soit probablement encore insuffisante pour détecter les plus petits fragments observés au MEB sur les plaques de PC, elle permettra de vérifier la présence de nouveaux fragments, afin

de conforter notre interprétation. Il est également envisageable de collecter les gouttelettes sur une surface après avoir dissous la mousse de PVC afin de les observer au MEB. Une meilleure résolution spatiale serait alors obtenue, mais l'information sur la position des gouttelettes serait alors perdue. Enfin, un objectif des expériences de récupération étant de corrélérer la taille, la vitesse et la profondeur de pénétration des particules, il serait intéressant de calibrer expérimentalement (avec l'appui éventuel d'études théoriques et numériques) la pénétration de billes micrométriques, à grande vitesse ( $> 1000 \text{ m.s}^{-1}$ ), dans le matériau récupérateur utilisé (voir les travaux de Tokheim et al., 2004; Michel, 2007, dans le contexte de la fragmentation dynamique des solides).

TAB. II.4: Tableau récapitulatif des principaux paramètres et résultats des micro-tomographies.

Données	Unités	tir <i>snMousse</i> n°				
		1 <sup>(1)</sup>	1 <sup>(2)</sup>	2 <sup>(2)</sup>	3 <sup>(1)</sup>	3 <sup>(2)</sup>
épaisseur cible	$\mu\text{m}$	50	50	260	50	50
volume sollicité <sup>(3)</sup>	$\text{mm}^3$	0,157	0,157	0,82	0,157	0,157
taille voxel <sup>(4)</sup>	$\mu\text{m}$	7,81	7,81	8,01	8,24	8,24
nb objets détectés	(-)	121	1253	1779	106	923
volume total	$\text{mm}^3$	0,0072	0,46	0,47	0,0057	0,42
+ petit fragment	vox <sup>(4)</sup>	1	1	1	1	1
	$\mu\text{m}^{(5)}$	7,81	7,81	8,01	8,24	8,24
+ gros fragment	vox <sup>(4)</sup>	1 690	28 460	20 096	747	19 363
	$\mu\text{m}^{(5)}$	93,1	238,5	217,9	74,6	220,8
taille moyenne	$\mu\text{m}$	31	47,4	46,7	31,3	50,1
profondeur mini.	mm	1,97	0	0	2,49	0
profondeur maxi.	mm	5,26	5,26	7,18	5,04	7,54
profondeur moy.	mm	4,28	0,7	2,7	3,94	0,9

<sup>(1)</sup> sous-population de fragments identifiés comme micro-écaillés (cf. encadré sur les figures II.20.b et II.21.b).

<sup>(2)</sup> intégralité des fragments détectés par micro-tomographie.

<sup>(3)</sup> il s'agit du cylindre dont la hauteur correspond à l'épaisseur de la cible (50 ou 260  $\mu\text{m}$ ) et le diamètre à celui de l'aire irradiée (approximativement 2 mm).

<sup>(4)</sup> le voxel (vox) est l'unité de mesure du volume lors des micro-tomographies. Sorte de pixel 3D, il correspond à un cube dont le côté est donné pour chaque analyse en micromètres. Cette valeur définit la résolution spatiale de l'analyse.

<sup>(5)</sup> la taille donnée ici correspond à la racine cubique du volume du fragment respectif, donné au-dessus en voxels.

## 4 Apports des expériences réalisées

Les mesures de vitesse en face arrière, réalisées au cours des essais de chocs laser, confirment la chute de la tension d'écaillage de l'étain à l'approche de la fusion en détente, qui était déjà décrite par les données de la littérature obtenues avec d'autres générateurs de choc. L'aspect perturbé des profils de décélération traduit l'évolution de l'écaillage vers un processus plus complexe de fragmentation à l'état partiellement ou complètement liquide, i.e. le micro-écaillage. La perte de réflectivité au cours des essais à très hautes pressions pendant lesquels l'étain est complètement fondu en détente ou en compression est en accord avec l'apparition du micro-écaillage, qui provoque la perte de cohésion de la surface et rend la mesure de vitesse impossible avec l'interféromètre utilisé. La rapidité de la perte de signal semble de plus indiquer l'absence d'un effet notable de la cinétique de fusion sur l'initiation du micro-écaillage. En complément des rares données sur la résistance dynamique de l'étain à hautes températures et à l'état liquide recensées dans la littérature, ces résultats fournissent des ordres de grandeur des contraintes de tension critiques (compris entre quelques dizaines et quelques centaines de mégapascals) qui pourront directement être comparés aux prédictions des modèles afin d'en éprouver la validité.

Les mesures vélocimétriques réalisées au cours d'essais d'impact de plaque avec une fenêtre en LiF détachée apportent des informations sur la structure et la cinématique du milieu micro-écaillé à une échelle macroscopique. L'interprétation des profils de vitesses confirme la description phénoménologique du nuage micro-écaillé proposée au chapitre I. En outre, l'aspect plus régulier des vitesses d'interface mesurées lorsque l'étain est fondu en compression traduit que ce cas de figure conduit à une pulvérisation plus fine du milieu fondu. Ce cas semble alors correspondre à un phénomène plus simple que celui de la fusion partielle ou complète en détente qui présente un caractère plus aléatoire.

Dans le cas de la fusion en compression (pour les pressions les plus élevées), les vitesses d'interface mesurées et prédites par des simulations numériques simples présentent un accord satisfaisant. Cela confirme que la cinématique globale, c'est-à-dire à l'échelle macroscopique, du nuage micro-écaillé pendant sa création, son vol en expansion et sa redensification est correctement décrite. Si nous pouvons nous baser sur ces prédictions pour estimer la vitesse moyenne des particules, elles n'apportent pas d'information sur la taille des particules générées et l'énergie dissipée pendant la fragmentation et la recompaction. La connaissance de ces données permettrait de mieux estimer la température résiduelle du milieu redensifié, dont la prédiction par la simulation simplifiée est sujette à caution et dont la mesure est actuellement impossible. Ce point représente une justification supplémentaire du besoin d'une modélisation physique du micro-écaillage.

La mise en œuvre de nouveaux diagnostics (pesée par feuille mince, radiographie éclair), initiée pendant ce travail, constitue une perspective prometteuse pour compléter ces résultats.

L'obtention de données à une échelle plus fine est rendue possible par la récupération et l'observation des cibles et des éjectas après les expériences de chocs laser.

La présence de nodules à la surface de l'étain fondu en détente puis resolidifié semble indiquer le développement d'un processus de cavitation. Ces observations confortent les

hypothèses des travaux de modélisation présentés au chapitre IV. Comme ces observations ont été effectuées dans une région probablement partiellement fondue, la distance moyenne entre les nodules, i.e. 2 à 5  $\mu\text{m}$ , peut être considérée comme une estimation majorante de la distance séparant les sites de cavitation dans l'étain fondu totalement en compression.

L'observation des gouttelettes micro-écaillées après récupération sur des plaques de PC et dans des mousses de PVC, a permis d'évaluer leur taille entre 0,1 et 10  $\mu\text{m}$  dans la gamme de chargement associée aux chocs lasers. Ces données de récupération sont à notre connaissance inédites, notamment dans le domaine de pressions conduisant à la fusion en compression. Bien que la taille des fragments n'a pas pu être caractérisée suffisamment précisément pour identifier toutes les particules contenues dans les mousses, ces essais sont toutefois riches d'enseignements pour de futures expériences.

# Chapitre III

## Modélisation de la fragmentation dynamique des liquides

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Approches énergétiques globales . . . . .</b>	<b>83</b>
1.1	Formulation des modèles . . . . .	83
1.2	Application numérique à l'étain liquide . . . . .	89
1.3	Analyse critique des trois modèles . . . . .	93
<b>2</b>	<b>Implémentation numérique du critère de Grady (1988) . . .</b>	<b>95</b>
2.1	Formulation généralisée et discrétisation temporelle . . . . .	96
2.2	Implémentation du critère et traitement numérique de la fragmentation . . . . .	97
<b>3</b>	<b>Etude paramétrique numérique . . . . .</b>	<b>100</b>
3.1	Analyse de la propagation du choc . . . . .	101
3.2	Analyse des profils $s(x)$ . . . . .	103
3.3	Post-traitement . . . . .	107
<b>4</b>	<b>Bilan du chapitre . . . . .</b>	<b>111</b>

---



---

## Résumé et plan du chapitre

Ce chapitre est dédié à la modélisation de la fragmentation dynamique des liquides par des approches énergétiques globales. Dans un premier temps (§1), les formulations de trois modèles existants, jugés compatibles avec les spécificités du micro-écaillage lors de l'analyse bibliographique, sont présentées, puis appliquées numériquement à l'étain liquide dans les conditions de chargement du micro-écaillage. L'étude de leurs hypothèses respectives et de leurs prédictions, notamment de la taille des fragments, conduit à une analyse critique de ces trois variantes. Le modèle de Grady (1988) se révèle alors comme le plus pertinent, malgré ses limites qui motiveront l'étude de la cavitation présentée au chapitre IV.

La formulation dite généralisée (cette qualité étant détaillée p. 95) du modèle de fragmentation retenu est ensuite présentée (§2). Celle-ci conduit à son implémentation dans le code de calcul hydrodynamique *Hésione* en tant que critère de ruine enrichi par la prédiction de la taille de fragments. A l'opposé des approches micro-mécaniques et discrètes où les fragments sont modélisés individuellement par la structure en éléments finis, l'utilisation du critère de fragmentation propose une description continue du nuage micro-écaillé.

La mise en oeuvre de ce critère est illustrée à travers les résultats de simulations numériques (§3) qui fournissent une première description du nuage micro-écaillé. Les limites de son utilisation sont ensuite discutées sur la base d'une étude de sensibilité concernant notamment la densité de maillage et les paramètres du modèle.



# 1 Approches énergétiques globales pour la modélisation de la fragmentation dynamique des liquides

D'une manière analogue à celle de Griffith (1921) dans le cadre de la mécanique linéaire de la rupture, Grady (1982) a jeté les bases d'une méthode énergétique globale pour modéliser la fragmentation dynamique. Ces travaux, complétés par Glenn et Chudnovsky (1986) puis par lui-même (Grady, 1988), sont essentiellement dédiés à la prédiction de la taille caractéristique des fragments générés sans chercher à décrire de façon détaillée le processus de fragmentation et les mécanismes physiques mis en jeu. Pour cette raison, ce type de modélisation est parfois qualifié de théorie de l'état final (end-state theory). L'application de cette approche très générale au cas spécifique de la fragmentation des liquides est discutée plus particulièrement dans Grady (1988, 1996).

La formulation de trois modèles existants (Grady, 1982; Glenn et Chudnovsky, 1986; Grady, 1988) est discutée dans leur application aux liquides (§1.1). La présentation chronologique permet d'introduire logiquement les apports successifs depuis les idées pionnières de Grady (1982). Leur application numérique à l'étain liquide dans la gamme de chargement du micro-écaillage (§1.2) conduit à une analyse critique de ces trois variantes (§1.3).

## 1.1 Formulation des modèles

Le système physique étudié, commun aux trois approches, est un domaine liquide homogène dont l'état thermodynamique et cinématique est décrit par sa masse volumique  $\rho$  (définissant un état de dilatation par rapport à une configuration de référence libre de contraintes  $\rho_0$ ) et la vitesse de dilatation constante  $D = -\dot{\rho}/\rho$  appliquée. Cette description purement mécanique de la fragmentation ne tient pas compte explicitement des aspects thermiques. L'influence de la température initiale peut toutefois être considérée indirectement par son effet sur les propriétés physiques du liquide considéré.

### 1.1.1 Minimisation de la densité d'énergie (Grady, 1982)

Grady (1982) postule que la fragmentation résulte de la compétition entre l'énergie cinétique et l'énergie associée aux nouvelles surfaces créées. Néanmoins, en constatant que les fragments peuvent conserver une vitesse substantielle après leur création, l'auteur conclut que l'énergie cinétique n'est pas intégralement consommée pendant le processus de fragmentation. La fraction d'énergie cinétique disponible pour la fragmentation est alors estimée par l'*énergie cinétique locale* définie de la manière suivante.

Considérons un sous-volume matériel sphérique de diamètre  $s$ , qui correspond à un futur fragment. Le mouvement de ce sous-domaine peut être décomposé en une translation de corps rigide (qui accompagne l'expansion totale du volume entier) et un mouvement d'expansion (dilatation) pure par rapport à son centre de gravité. Grady (1982) propose la partition de l'énergie cinétique totale  $T$  entre l'énergie cinétique  $T_{cg}$  associée au mouvement de translation de corps rigide et l'*énergie cinétique locale*  $T'$  liée au mouvement de dilatation pure. Dans ce dernier, c'est-à-dire dans un repère lié au centre de gravité du futur fragment, chaque point matériel du sous-volume considéré possède une vitesse purement radiale  $\dot{r}$ . Celle-ci est liée à la vitesse de dilatation  $D$  par  $D = \dot{v}/v = -\dot{\rho}/\rho = 3\dot{r}/r$ . En

notant l'énergie cinétique  $dT' = \dot{r}^2 dm/2$  d'une coquille sphérique de masse infinitésimale  $dm = \rho 4\pi r^2 dr$ , l'énergie cinétique locale  $T'$  est alors :

$$T' = \int_V dT' = \int_0^{s/2} \frac{1}{2} \left( \frac{D}{3} r \right)^2 \rho 4\pi r^2 dr = \frac{\pi}{720} \rho D^2 s^5 \quad (\text{III.1})$$

Si l'on considère un domaine au sein duquel un chargement suffisamment homogène conduira à la création de fragments identiques, on peut alors définir une densité volumique d'énergie cinétique locale  $T'_v$  en divisant l'énergie cinétique d'expansion  $T'$  d'un fragment par son volume,

$$T'_v = \frac{T'}{(\pi s^3/6)} = \frac{1}{120} \rho D^2 s^2 = \frac{3}{10} \frac{\rho D^2}{A^2} \quad , \quad (\text{III.2})$$

où  $A$  représente la densité volumique des nouvelles surfaces créées. En considérant un ensemble de  $N$  fragments identiques, sphériques et de diamètre  $s$ , on a effectivement :  $A = (N \pi s^2)/(N \pi s^3/6) = 6/s$ .

La densité volumique d'énergie associée aux nouvelles surfaces créées  $\Gamma_v$  est supposée être directement proportionnelle à  $A$ , i.e. :

$$\Gamma_v = \gamma A. \quad (\text{III.3})$$

L'énergie de surface  $\gamma$  correspond à la quantité d'énergie requise pour créer une unité de surface.

Le modèle de fragmentation postulé par Grady (1982) est basé sur la minimisation de la quantité d'énergie  $E(A) = T'_v + \Gamma_v$ . Il fournit une densité volumique de surface  $A_{G82}$  et une taille de fragments  $s_{G82}$  :

$$\frac{dE}{dA} = 0 \quad \implies \quad A_{G82} = \left( \frac{5\rho D^2}{3\gamma} \right)^{1/3} \quad , \quad s_{G82} = \left( \frac{360\gamma}{\rho D^2} \right)^{1/3} \quad (\text{III.4})$$

Les hypothèses qui sous-tendent la signification et l'existence de la quantité d'énergie  $E(A)$  ont été précisées par Englman et al. (1987). La quantité  $E(A)$  n'est définie que pour une fragmentation complète et instantanée, à l'instant précis de la fragmentation. D'un point de vue physique, une telle hypothèse signifie que la création de la quasi-totalité des surfaces d'un fragment s'opère en un temps suffisamment court pour que le domaine relaxé par la propagation d'ondes issues des nouvelles surfaces libres soit négligeable devant la taille totale du fragment. C'est à cette seule condition que l'énergie cinétique locale  $T'_v$  et l'énergie associée aux surfaces créées  $\Gamma_v$  co-existent. Un tel processus requiert la création quasi instantanée de nouvelles surfaces, par la nucléation et la croissance quasi simultanées d'une grande quantité de micro-défauts de nature surfacique, comme le suggère la figure III.1.

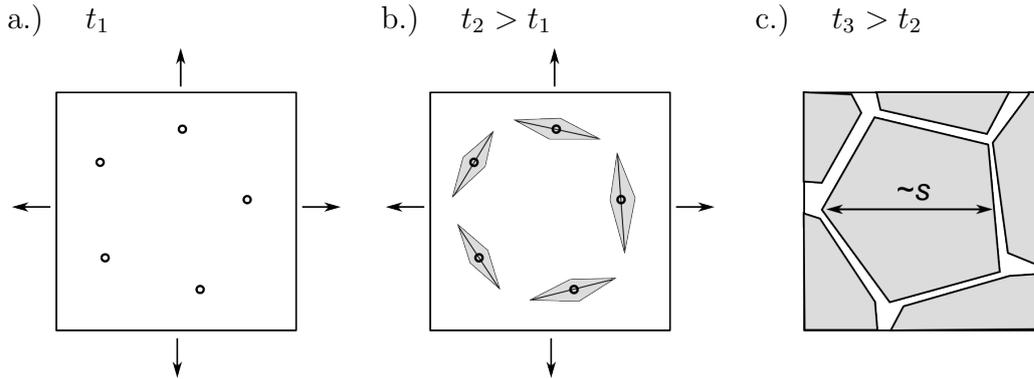


FIG. III.1: Illustration des hypothèses sous-jacentes au modèle de fragmentation de Grady (1982). La fragmentation s'opère par l'activation de micro-défauts pré-existants (a), dont la germination et la croissance quasi-instantanées rendent le domaine relaxé négligeable (b, zones grisées) et conduit à la création de fragments de taille caractéristique  $s$  (c).

La taille de fragment donnée par l'équation (III.4) repose sur la minimisation de l'énergie totale impliquée dans le processus de fragmentation à l'instant  $t_2$  de la figure III.1.b. La quantité de surface  $A_{G82}$  (ou le diamètre de fragment  $s_{G82}$ ) qui satisfait cette condition correspond ainsi au point 1 de la figure III.2. La grandeur  $A$  doit permettre de définir une variable d'état interne qui décrit la progression du processus dissipatif de fragmentation. En toute rigueur, l'évolution de cette variable interne devrait être gouvernée par une loi complémentaire. Cependant, dans cette approche, cette dernière est libre de varier instantanément pour minimiser l'énergie  $E(A)$ , d'une façon analogue à un critère de stabilité des équilibres thermodynamiques.

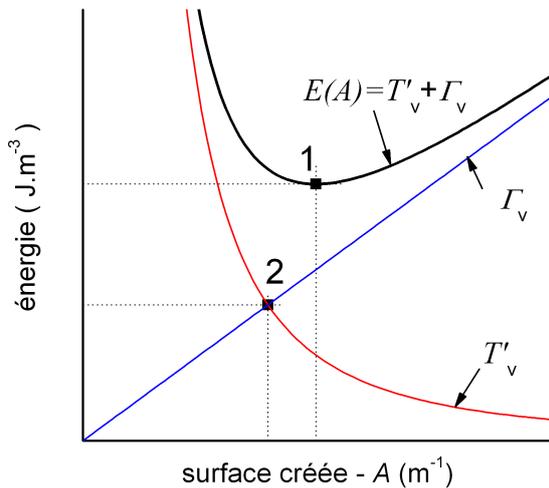


FIG. III.2: Représentation graphique des modèles de fragmentation : le point 1 correspond à l'équation (III.4) donnant  $s_{G82}$  (Grady, 1982) tandis que le point 2 traduit l'équation (III.5) établie par Glenn et Chudnovsky (1986) en régime dynamique et aboutissant à  $s_{GC_{dyn}}$ .

### 1.1.2 Bilan d'énergie (Glenn et Chudnovsky, 1986)

Dans le contexte de la fragmentation des matériaux fragiles, Glenn et Chudnovsky (1986) proposent une reformulation du modèle de Grady (1982) qui permet d'inclure l'énergie

de déformation élastique comme une réserve d'énergie disponible pour alimenter le processus de fragmentation. Les auteurs établissent le bilan global d'énergie entre l'instant d'initiation de la fragmentation  $t_i$  et l'instant  $t_f$  où la fragmentation s'achève. A l'instant  $t_i$ , le domaine liquide, soumis à une expansion uniforme que décrit la vitesse de dilatation constante  $D = -\dot{\rho}/\rho$ , commence à se fragmenter. Le milieu se trouve alors dans un état de traction triaxiale uniforme  $\sigma_*$ . Cette contrainte critique définit un seuil d'initiation des mécanismes de ruine. A l'instant  $t_f$ , le milieu est complètement fragmenté. Il est constitué d'un ensemble de  $N$  fragments sphériques identiques, de diamètre  $s$  et libres de contraintes, i.e. relaxés après la fragmentation. Chacun possède un mouvement de translation de corps rigide dont la vitesse est celle de leur centre de gravité à  $t_i$ .

Le bilan d'énergie, formulé par unité de volume entre  $t_i$  et  $t_f$ , inclut la variation de la densité volumique d'énergie cinétique totale  $T_v$ , élastique  $W$  et de surface  $\Gamma_v$ . Si l'on note  $\Delta G$  la variation d'une grandeur physique  $G$  entre les deux instants  $t_i$  et  $t_f$ , i.e.  $\Delta G = G(t_f) - G(t_i)$ , le bilan énergétique global se formule alors :

$$\Delta T_v + \Delta W + \Delta \Gamma_v = 0 \quad (\text{III.5})$$

Conformément à la description du milieu aux instants  $t_i$  et  $t_f$ , l'énergie cinétique consommée pour la création de nouvelles surfaces est l'*énergie cinétique locale* :

$$\Delta T_v = T'_v = -\frac{1}{120} \rho D^2 s^2 \quad (\text{III.6})$$

L'énergie élastique emmagasinée à l'instant  $t_i$ , où le liquide intact se trouve dans un état de tension défini par  $\sigma_*$ , est supposée être intégralement consommée pendant la création de nouvelles surfaces. Sous l'hypothèse d'un comportement élastique linéaire décrit par le module de compressibilité  $K$  constant, la variation de la densité volumique d'énergie élastique  $\Delta W$  est :

$$\Delta W = -\frac{\sigma_*^2}{2K} \quad (\text{III.7})$$

Les signes négatifs dans les équations (III.6) et (III.7) traduisent qu'il s'agit de quantités consommées pour la création de nouvelles surfaces. La variation d'énergie associée à cette création, en supposant une quantité de surface initiale nulle, est donnée, de manière similaire à l'équation (III.3), par  $\Delta \Gamma_v = 6\gamma/s$ .

L'écriture du bilan énergétique conduit à un polynôme du troisième degré en  $s$  dont la solution analytique est reportée en annexe C. Elle est représentée en guise d'exemple sur la figure III.3 lors de l'application numérique des modèles à l'étain liquide. En revanche, deux solutions asymptotiques simples peuvent être mises en évidence. Pour les plus faibles vitesses de dilatation (régime quasi-statique), on obtient :

$$s_{GC_{qs}} = \frac{12K\gamma}{\sigma_*^2} \quad (\text{III.8})$$

Pour les vitesses de dilatation plus élevées (régime dynamique), on a :

$$s_{GC_{dyn}} = \left( \frac{720\gamma}{\rho D^2} \right)^{1/3} \quad (\text{III.9})$$

Cette dernière solution correspond à la situation où l'énergie élastique est négligeable devant l'énergie cinétique locale. Elle est également mentionnée comme la solution des milieux liquides pour lesquels la contrainte critique  $\sigma_*$  est très souvent négligée, ce qui n'est pas toujours judicieux, comme l'attestent les résultats expérimentaux obtenus au chapitre II (§ 1). Les solutions de Grady (1982)  $s_{G82}$  et de Glenn et Chudnovsky (1986)  $s_{GC_{dyn}}$ , données respectivement aux équations (III.4) et (III.9), sont alors comparables et présentent la même dépendance en  $s \sim (\gamma/\rho D^2)^{1/3}$ . Les deux solutions diffèrent toutefois d'un facteur  $2^{1/3}$  car elles résultent de principes énergétiques distincts, illustrés sur le graphique de la figure III.2.

### 1.1.3 Critère énergétique et condition d'horizon (Grady, 1988)

Grady (1988) formule un critère de fragmentation basé sur une écriture du bilan d'énergie plus générale que celle de Glenn et Chudnovsky (1986). Les termes dissipatifs associés à la création de nouvelles surfaces sont précisés en fonction de la nature et du comportement du milieu considéré (solides ductiles, fragiles ou liquides) dans la gamme de chargement étudiée. Ce critère stipule que la fragmentation devient possible lorsque l'énergie disponible, supposée être la somme de l'énergie de déformation élastique et de l'énergie cinétique locale, est au moins égale à la quantité d'énergie qui doit être dissipée pour créer les fragments, supposés sphériques et de diamètre  $s$ . A chaque instant  $t$  à partir de la première mise en tension qui définit l'origine du temps, ces quantités sont exprimées pour le liquide intact avant sa fragmentation. Sous l'hypothèse d'une réponse élastique linéaire à la vitesse de dilatation constante  $D$  imposée, l'évolution de la pression au sein du liquide est donnée par  $p = -KDt$ . La densité volumique d'énergie cinétique locale est quant à elle exprimée en fonction de la taille des fragments  $s$  (Eq. III.2).

Dans le cas des liquides, les sources d'irréversibilité sont supposées être de nature visqueuse et purement surfacique. Dans le premier cas, les phénomènes dissipatifs accompagnent la création de surface mais siègent dans le volume du liquide. Dans le second cas, on suppose que la dissipation reste confinée au voisinage des nouvelles surfaces créées et qu'elle leur est directement proportionnelle.

Dans ces conditions, le critère énergétique exprimé par unité de volume prend la forme suivante :

$$W + T'_v \geq \Phi_v^r + \Phi_v^v \quad (\text{III.10})$$

avec

$$W = \frac{1}{2} K D^2 t^2, \quad T'_v = \frac{1}{120} \rho D^2 s^2, \quad \Phi_v^r = 6\gamma/s, \quad \Phi_v^v = \eta D \quad (\text{III.11})$$

$\Phi_v^r$  et  $\Phi_v^v$  correspondent respectivement à la densité volumique d'énergie dissipée par les mécanismes de nature visqueuse et surfacique.

Sous cette forme, le critère (III.10) représente une généralisation du bilan d'énergie (III.5) proposé par Glenn et Chudnovsky (1986) où la variation d'énergie de surface  $\Delta\Gamma_v$  est explicitement interprétée comme une quantité d'énergie dissipée<sup>1</sup>, alors notée  $\Phi_v^r$ .  $\Phi_v^v$  représente une estimation de la quantité d'énergie dissipée par frottement visqueux pendant le processus de cavitation présumé qui conduit à la création des fragments. Si la

<sup>1</sup>une discussion plus détaillée de cette question est proposée au paragraphe 1.2 à l'occasion de l'application numérique des modèles énergétiques à l'étain.

fragmentation est supposée se produire pour une déformation volumique critique par croissance de cavité  $\varepsilon_{v_c}$  proche de l'unité, et sous l'hypothèse d'un comportement newtonien décrit par le coefficient de viscosité  $\eta$  constant, on obtient  $\Phi_v^v = \sigma^v \varepsilon_{v_c} = \eta D$ . La dissipation totale  $\Phi_v = \Phi_v^r + \Phi_v^v + \Phi_v^i$ , dont le second principe de la thermodynamique stipule la non-négativité, peut inclure  $i = 1 \dots N$  mécanismes irréversibles qui s'additionnent à la création des surfaces externes des fragments décrite par  $\Phi_v^r$  et  $\Phi_v^v$ . Ils peuvent correspondre, par exemple, à un endommagement interne dans les fragments (Jaeger et al., 1986). En absence d'une quantification de ces phénomènes, leur présence est implicitement incluse dans le critère (III.10) à travers le signe d'inégalité. En pratique, ils seront négligés et le critère énergétique sera appliqué en remplaçant l'inégalité par une égalité stricte.

La taille des fragments  $s$  est bornée, à chaque instant, par une *condition d'horizon* (Grady, 1988), qui postule :

$$s \leq 2c_0 t \quad (\text{III.12})$$

Cet *horizon* à l'instant  $t$  est déterminé par la vitesse du son  $c_0$ . Un fragment créé à l'instant  $t$  résulte de la ruine en tension d'un domaine de volume  $\sim (c_0 t)^3$ . En effet, aucune communication ne peut s'établir jusqu'à cet instant entre deux points matériels distants de plus de  $\sim c_0 t$  : ils ne peuvent donc pas participer au même processus élémentaire de fragmentation. La taille d'un fragment ainsi généré est limitée par cette échelle de longueur. Afin de justifier la condition d'horizon (III.12), un second raisonnement considère la propagation de micro-fissures dont la coalescence conduit à la formation des fragments. Si l'on suppose que la propagation de ces micro-défauts, uniformément distribués, s'initie au minimum à  $t = 0$  avec une vitesse maximale de  $c_0$ , la longueur  $2c_0 t$  définit la taille maximale des fragments qu'il est possible de créer à l'instant  $t$ .

Dans le cas des liquides, la connaissance actuelle des mécanismes physiques responsables de la fragmentation n'est pas suffisante pour apporter une justification aussi précise. Le premier argument reste toutefois pertinent et la *condition d'horizon* apporte un ordre de grandeur des échelles de longueur des mécanismes de fragmentation, et donc de celles des fragments.

En vue d'un développement analytique permettant de prédire la taille des fragments, les inégalités (III.10) et (III.12) sont remplacées par des égalités strictes. Le système d'équations à résoudre devient :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2} K (Dt)^2 + \frac{1}{120} \rho D^2 s^2 = \eta D + \frac{6\gamma}{s} \\ s = 2c_0 t \end{aligned} \right\} \frac{2}{15} \rho D^2 s^2 = \eta D + \frac{6\gamma}{s} \quad (\text{III.13})$$

Le modèle de Grady (1988) permet de prédire la taille de fragment  $s$ , mais également la pression critique de fragmentation  $p_s = -KDt_s$  et l'instant de fragmentation  $t_s = s/(2c_0)$  à partir de la première mise en tension du liquide. Sous ce formalisme où la taille  $s$  est bornée par la condition d'horizon, la densité volumique d'énergie cinétique locale correspond à  $1/15^{\text{ième}}$  de l'énergie de déformation élastique. Elle pourra être négligée de façon légitime et l'équation (III.13) devient  $\frac{1}{8} \rho D^2 s^2 = \eta D + \frac{6\gamma}{s}$ .

La solution analytique de l'équation (III.13) est reportée en annexe C. Un exemple en est donné sur la figure III.3. Son intérêt est cependant limité car, en identifiant les domaines de

chargement pour lesquels une seule des deux composantes dissipatives (création de surface ou dissipation visqueuse) prédomine, des relations analytiques beaucoup plus simples peuvent être obtenues. Si la vitesse de dilatation  $D_t$  et la taille de fragment  $s_t$  sont telles que  $\Phi_v^r = \Phi_v^v$ , on a alors :  $s_t = 6\gamma/(\eta D_t)$ . Toutefois,  $D_t$  et  $s_t$  doivent également respecter le critère de fragmentation donné par l'équation (III.13), ce qui conduit à :

$$D_t = \frac{12}{5} \frac{\rho\gamma^2}{\eta^3} \quad (\text{III.14})$$

Lorsque  $D \ll D_t$ , la fragmentation des liquides est contrôlée par l'énergie de surface. En négligeant  $\Phi_v^v$  et  $T_v'$  dans l'équation (III.13), on obtient :

$$s_{G88r} = \left(\frac{48\gamma}{\rho D^2}\right)^{1/3}, \quad t_{s_r} = \frac{1}{c_0} \left(\frac{6\gamma}{\rho D^2}\right)^{1/3}, \quad p_{s_r} = (6\rho^2 c_0^3 \gamma D)^{1/3} \quad (\text{III.15})$$

Au contraire, si  $D \gg D_t$ , la fragmentation des liquides est contrôlée par la viscosité :

$$s_{G88v} = \left(\frac{8\eta}{\rho D}\right)^{1/2}, \quad t_{s_v} = \frac{1}{c_0} \left(\frac{2\eta}{\rho D}\right)^{1/2}, \quad p_{s_v} = (2\rho c_0^2 \eta D)^{1/2} \quad (\text{III.16})$$

## 1.2 Application numérique à l'étain liquide

Les différentes solutions concernant la taille des fragments  $s$ , mais également le temps de fragmentation  $t_s$  et la contrainte critique  $p_s$  pour la variante de Grady (1988), sont appliquées à l'étain liquide et représentées sur la figure III.3 en utilisant les valeurs des propriétés physiques reportées dans le tableau III.1.

TAB. III.1: Propriétés physiques de référence de l'étain liquide, pour l'application numérique des modèles de fragmentation (voir annexe A).

Propriété	Symbole	Valeur	Unité
Masse volumique	$\rho_0$	6500	kg.m <sup>-3</sup>
Module de compressibilité	$K$	40	GPa
Viscosité dynamique	$\eta$	10 <sup>-3</sup>	Pa.s
Tension superficielle	$\gamma$	0,5	N.m <sup>-1</sup>
Vitesse du son	$c_0 = (K/\rho_0)^{1/2}$	2480	m.s <sup>-1</sup>

Une vaste plage de vitesses de dilatation  $D$  est explorée. Typiquement on peut associer à chaque générateur de chocs une plage approximative de valeurs encadrant les domaines d'applications : 10<sup>4</sup> – 10<sup>6</sup> s<sup>-1</sup> pour un choc généré par la détonation d'un explosif, 10<sup>5</sup> – 10<sup>7</sup> s<sup>-1</sup> dans le cas des impacts de plaques et 10<sup>6</sup> – 10<sup>8</sup> s<sup>-1</sup> pour les chocs laser. La détermination expérimentale précise de la vitesse de dilution est difficile, voire impossible dans le cas du micro-écaillage (voir chapitre II §1). La simulation numérique est alors le seul recours pour estimer la vitesse de dilatation, tout en gardant à l'esprit que la valeur obtenue peut être affectée par divers effets numériques (viscosité artificielle, densité de maillage, bruit numérique, réponse de l'équation d'état en tension en dehors de son domaine de validation).

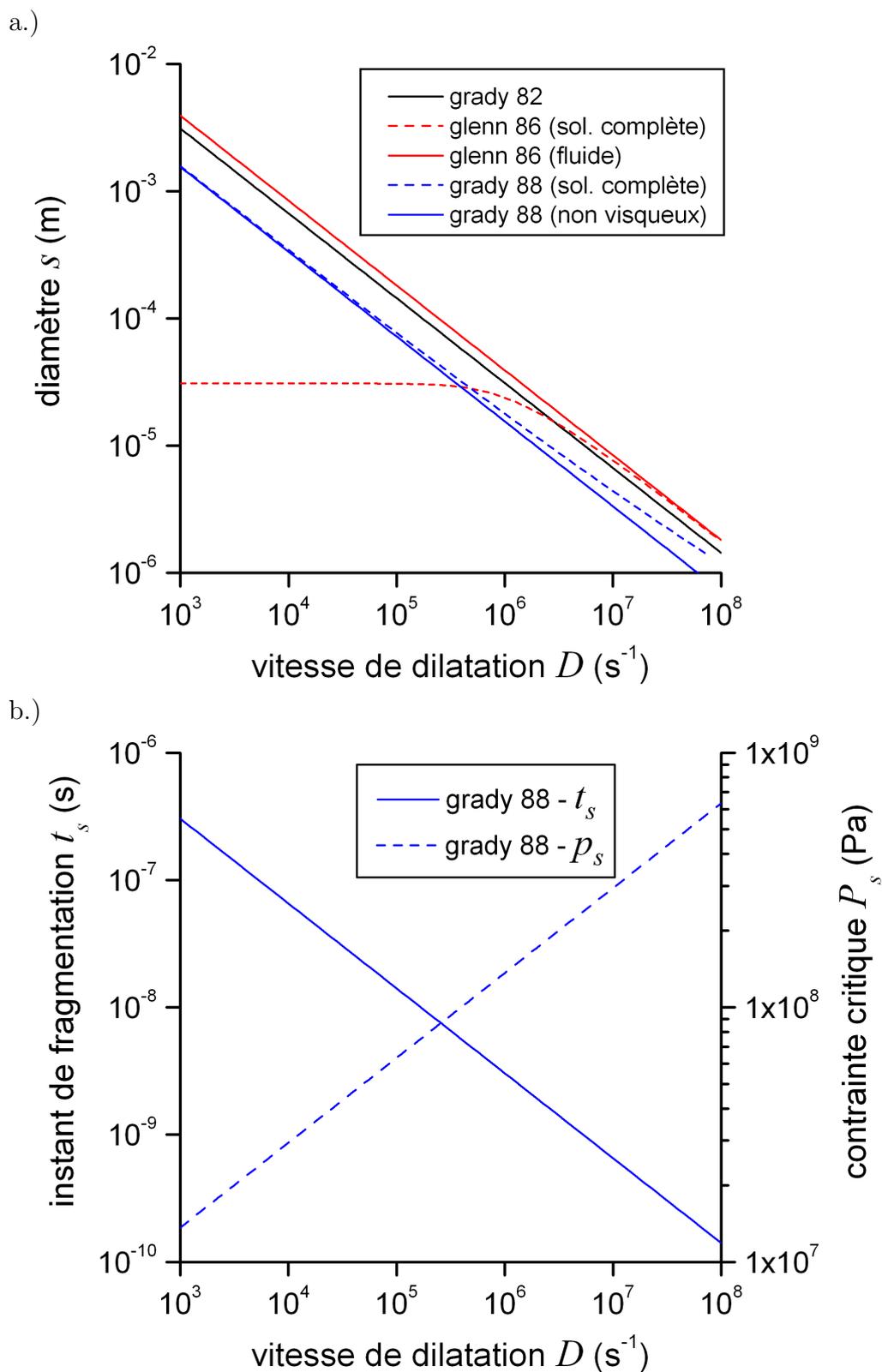


FIG. III.3: Application numérique des modèles de fragmentation pour les propriétés physiques de l'étain liquide données dans le tableau III.1. (a) Prédiction de tailles de fragment  $s$  des différents modèles en fonction de la vitesse de dilatation  $D$ . (b) Pression critique  $p_s$  et instant de fragmentation  $t_s$  prédits par le modèle de Grady (1988) pour les fluides peu visqueux.

La solution  $s_{G82}$  de Grady (1982), donnée par l'équation (III.4), correspond à la courbe noire de la figure III.3.a. Elle présente la même dépendance en  $\sim (\gamma/\rho D^2)^{1/3}$  que la taille de fragment  $s_{GC_{dyn}}$  (courbe rouge, Fig. III.3.a) donnée par l'équation (III.9) et correspondant à la solution dynamique du modèle de Glenn et Chudnovsky (1986). La solution générale de ce modèle, i.e. la solution de l'équation (III.5) reportée en annexe C, est représentée par la courbe rouge en traits pointillés. Elle est ici donnée pour une contrainte critique  $\sigma_*$  indicative de 0,1 GPa. Compte-tenu des mesures de la tension d'écaillage de l'étain discutées au chapitre II (§1, p. 47), i.e. environ 0,7 GPa dans l'étain partiellement fondu sous choc laser et environ 0,05 GPa dans l'étain complètement fondu en détente par explosif ou impact, la valeur de 0,1 GPa choisie définit l'ordre de grandeur de la contrainte critique  $\sigma_*$  pour l'étain liquide dans la plage entière des vitesses de dilatation considérées. Cette solution générale présente un palier pour les plus faibles vitesses de dilatation. Le niveau de ce palier correspond à l'approximation dite quasi-statique  $s_{GC_{qs}} = \frac{12K\gamma}{\sigma_*^2}$  (Eq. III.8). Sa largeur, c'est-à-dire la plage de vitesses de dilatation que couvre le palier, est également inversement proportionnelle à  $\sigma_*$ . En réalité, la contrainte critique de l'étain est certainement légèrement inférieure à 0,1 GPa pour ces vitesses de dilatation. Le palier réel est donc probablement plus réduit et la solution  $s_{GC_{dyn}}$  constitue alors une bonne approximation de la solution générale à partir d'environ  $10^4 \text{ s}^{-1}$ . Enfin, pour le modèle de Grady (1988), la dissipation visqueuse s'avère négligeable dans cette plage de vitesse de dilatation : en effet, les propriétés physiques de l'étain liquide du tableau III.1 conduisent à une transition pour  $D_t = 4 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ , valeur largement supérieure aux vitesses étudiées. La fragmentation est alors contrôlée par l'énergie de surface et la taille de fragment  $s_{G88r}$  (Eq. III.15, courbe bleue) constitue une bonne approximation de la solution générale. Cette dernière, représentée à titre indicatif en traits pointillés bleus pour une viscosité de 0,1 Pa.s largement supérieure à celle de l'étain liquide, ne s'écarte que légèrement de  $s_{G88r}$  pour les vitesses de dilatation les plus élevées. En intégrant la valeur de viscosité de l'étain liquide, les deux courbes sont confondues.

Compte tenu des expériences réalisées, les vitesses de dilatation qui nous intéressent plus particulièrement sont comprises entre  $10^4$  et  $10^8 \text{ s}^{-1}$ . Dans cette plage, les tailles de fragments  $s_{G82}$ ,  $s_{GC_{dyn}}$  et  $s_{G88r}$  varient d'environ un micromètre ( $D = 10^8 \text{ s}^{-1}$ ) à quelques dixièmes de millimètre ( $D = 10^5 \text{ s}^{-1}$ ) et présentent la même dépendance en  $\sim (\gamma/\rho D^2)^{1/3}$ . Pour une vitesse de dilatation  $D$  donnée, ces tailles de fragments diffèrent d'un coefficient multiplicatif d'environ 2,5 de la plus petite ( $s_{G88r}$ ) à la plus élevée ( $s_{GC_{dyn}}$ ). Dans la gamme de chargement correspondant aux chocs laser, i.e.  $D \sim 10^7 - 10^8 \text{ s}^{-1}$ , les tailles de fragments sont comprises entre environ un micromètre et 10 micromètres. Ces prédictions sont conformes à l'encadrement des tailles de gouttelettes micro-écaillées établi expérimentalement au cours des essais de récupération (chapitre II §3.2, p. 67).

Le modèle de Grady (1988) permet également de prédire l'instant de fragmentation  $t_s$  et la pression critique de fragmentation  $p_s$  qui n'est plus, comme l'était  $\sigma_*$ , une propriété physique prédéfinie entrant comme un paramètre du modèle (III.3.b). L'effet de la viscosité étant négligeable, ces courbes correspondent à  $p_{sr}$  et  $t_{sr}$  de l'équation (III.15). Les valeurs de la pression critique de fragmentation  $p_s$  sont comparables aux mesures expérimentales de la tension d'écaillage de l'étain (Fig. II.3.d, p. 50). Les quelques dizaines de mégapascals prédits pour des vitesses de dilatation comprises entre  $10^4$  et  $10^5 \text{ s}^{-1}$  sont conformes aux mesures de Lalle citées par Grady (1988), ainsi qu'à celles de Kanel et al. (1996). Dans la gamme de chargement associée aux chocs laser, le modèle prédit des valeurs

comprises entre 0,4 et 0,6 GPa. Elles sont cohérentes avec les tensions d'écaillage de 0,7 et 0,9 GPa observées pour l'étain partiellement fondu, qui sont par conséquent légèrement supérieures. Enfin, la pertinence du temps de fragmentation  $t_s$  est plus difficile à juger. Rappelons que  $t_s$  définit l'instant où le milieu est dans un état énergétiquement favorable à la fragmentation. La durée réelle de la fragmentation, au cours de laquelle l'énergie stockée pendant  $t_s$  est dissipée par la création de nouvelles surfaces, dépend des mécanismes physiques mis en jeu qui ne sont pas décrits dans le cadre de cette approche énergétique globale. Toutefois, les valeurs inférieures à la nanoseconde dans la gamme de chargement des chocs laser constituent un ordre de grandeur qui est cohérent avec la perte de signal rapide observée lors des mesures de vitesse en face arrière de l'étain (voir chapitre II §1.2, p. 48).

Les résultats de la figure III.3 sont établis pour un jeu unique de propriétés physiques données dans le tableau III.1. Ces propriétés, a priori sensibles à la température, sont d'autre part susceptibles de varier d'un milieu liquide à un autre. Dans le cas des métaux liquides, les écarts observés d'un matériau à un autre sont faibles et semblent souvent se compenser sur l'ensemble des propriétés physiques considérées (voir annexe A). Ainsi l'influence de la nature du métal s'avère négligeable devant celle causée par l'incertitude sur la vitesse de dilatation et, dans une moindre mesure, devant les écarts observés d'un modèle à un autre. De la même manière, l'influence de la température initiale du liquide peut raisonnablement être négligée tant que la température de vaporisation reste suffisamment éloignée.

Il convient cependant de discuter plus particulièrement de l'énergie de surface  $\gamma$  et de sa signification physique, car il s'agit de la propriété physique qui gouverne la création de surface, donc la fragmentation. Les valeurs établies pour l'étain sont données en annexe A. Dans le cas des liquides, l'énergie de surface est souvent identifiée à partir de mesures de la tension superficielle, réalisées en conditions statiques équilibrées. Du point de vue de la physique de la matière condensée, l'énergie de surface ainsi mesurée correspond à l'énergie associée à la modification des forces interatomiques par la création de nouvelles surfaces. Cette définition de l'énergie de surface la présente comme une énergie réversible car la configuration atomique initiale peut se reformer lorsqu'on rapproche les surfaces créées. Elle ne traduit donc pas la nature irréversible de la création de surface telle qu'elle se produit au cours d'un processus de fragmentation dynamique comme le micro-écaillage. Cette irréversibilité est liée aux phénomènes dissipatifs qui accompagnent la création de surface et dont l'énergie de surface  $\gamma$ , telle qu'elle vient d'être définie, ne peut rendre compte. L'énergie de surface sous-entendue dans les modèles précédents, et que nous noterons désormais  $G$  par analogie à la mécanique de la rupture, est donc probablement bien supérieure à l'énergie de surface réversible  $\gamma$ .  $G$  pourrait recouvrir une signification très générale et inclure éventuellement les différents mécanismes irréversibles dont résultaient les quantités d'énergie dissipée  $\Phi_v^i$ , pour peu qu'elles soient directement proportionnelles aux surfaces créées. Aucune donnée expérimentale n'ayant été répertoriée à ce jour sur  $G$ , les modèles de fragmentation sont appliqués numériquement avec les valeurs de  $\gamma$  reportées dans la littérature. Dans ces conditions, l'énergie associée à la surface des fragments n'est pas une énergie dissipée, mais une énergie réversible bloquée et non directement récupérable : il faudra en effet apporter du travail pour freiner les gouttelettes et les déformer pour provoquer leur coagulation et la diminution des surfaces libres qui s'ensuit. Cependant, il semble raisonnable de penser que  $G$  et  $\gamma$  ne diffèrent

pas de plusieurs ordres de grandeur car l'encadrement de la taille des fragments générés par choc laser correspond à l'ordre de grandeur des tailles prédites en utilisant  $\gamma$ . En toute rigueur, l'énergie de surface  $G$  doit être identifiée par des essais de caractérisation dédiés spécifiquement à cette fin dans une gamme de sollicitations qui se rapproche de celle du micro-écaillage. Une autre méthode consisterait à l'identifier indirectement par la mesure précise des tailles de fragments sur une plage de chargement, puis de tester les capacités prédictives du modèle avec cette valeur dans un autre domaine de vitesse de dilatation. Par ailleurs, l'étude, aussi bien théorique qu'expérimentale, des mécanismes physiques responsables de la fragmentation permet d'apporter une lumière sur la nature et l'importance des effets dissipatifs pendant le micro-écaillage, et éventuellement d'obtenir une estimation, même grossière, de  $G$  par le biais d'autres propriétés physiques. L'étude de la cavitation dynamique des liquides du chapitre IV constitue un premier effort de modélisation dans ce sens.

L'augmentation de la température peut être déduite de l'estimation de densité volumique d'énergie dissipée  $\Phi_v$  en utilisant la relation  $\rho c_p \Delta T = \Phi_v$ , où  $c_p$  est la chaleur spécifique à pression constante de l'étain liquide environ égale à  $250 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  (voir annexe A). La dissipation visqueuse  $\Phi_v^v$  conduit à une augmentation de température maximale inférieure à un dixième de Kelvin. Si l'on suppose que l'énergie de surface  $\gamma$  permet d'estimer la quantité d'énergie dissipée par création de surface  $\Phi_v^f$ , celle-ci conduit à une augmentation de température, supposée uniforme dans le liquide, d'une valeur maximale de 3 K. L'effet thermique de la fragmentation, selon les prédictions du modèle de Grady (1988), est donc négligeable car les élévations de température qu'elle induit sont minimes face à la température de l'étain fondu avant sa fragmentation.

### 1.3 Analyse critique des trois modèles

Compte-tenu des données expérimentales disponibles sur la taille des gouttelettes, les trois modèles fournissent un ordre de grandeur réaliste. Par conséquent, il n'est pas possible de discriminer l'un d'eux plus particulièrement sur la seule base de leur prédiction de cette grandeur. Néanmoins, la version de Grady (1988) s'avère la plus pertinente. D'une part, un véritable critère, c'est-à-dire définissant *quand* la fragmentation se produit, est formulé sur la base d'un bilan énergétique auquel est jointe la condition d'horizon. D'autre part, il repose sur une formulation plus générale qui a été simplifiée a posteriori en négligeant l'effet de la viscosité pour l'étain liquide. Enfin, il fournit également une prédiction réaliste de la pression critique de fragmentation.

Cependant, si les trois modèles conduisent à des prédictions similaires et réalistes de la taille des fragments, les limites et les incohérences de leurs hypothèses doivent être indiquées. Dans le cadre du modèle de Grady (1988), la contribution énergétique qui alimente de façon prédominante la création de surface est l'énergie potentielle de déformation élastique. Au contraire, les deux autres modèles placent l'énergie cinétique locale en tant que principale réserve d'énergie disponible. La principale limite des approches énergétiques globales tient du fait que les mécanismes physiques responsables de la fragmentation ne sont pas explicitement pris en compte. Dans le modèle de Grady (1988), leur échelle de longueur, ainsi que l'énergie dissipée présumée pendant la création de surface, sont estimées de façon indirecte à travers la condition d'horizon et les termes dissipatifs du critère énergétique, respectivement. Seule l'identification et la description des mécanismes

de fragmentation réels peuvent justifier la validité physique de ces estimations. Les travaux présentés au chapitre IV vont dans ce sens en vérifiant si la cavitation peut conduire à la fragmentation de l'étain liquide dans les conditions de chargement qui nous intéressent.

Des approches alternatives de modélisation de la fragmentation dynamique ont été évoquées à l'occasion de l'étude bibliographique (chapitre I, §3.2.3, p. 39). La dépendance de la taille de fragment à la vitesse de déformation en régime dynamique, i.e.  $s \sim D^{-2/3}$ , semble être confirmée par Ashurst et Holian (1999) au cours de simulations par dynamique moléculaire et par les travaux numériques consacrés à la fragmentation des matériaux fragiles en utilisant des éléments cohésifs (Miller et al., 1999; Shenoy et Kim, 2003; Zhou et al., 2005, 2006). Ces derniers prédisent des tailles de fragments environ deux fois inférieures à celle de Grady (1982), i.e.  $s_{G82}$ , et de Glenn et Chudnovsky (1986) en régime dynamique, i.e.  $s_{GC_{dyn}}$ . Il est étonnant de constater que ces résultats n'aient pas été comparés à la solution de Grady (1988) appliquée aux solides fragiles : ils auraient présenté un meilleur accord.

La description continue de la fragmentation par multifissuration des céramiques (Denoual, 1998; Hild et al., 2003) tient compte, par une approche probabiliste, de l'interaction des micro-défauts et du phénomène d'occultation qui peut inhiber, en raison de la propagation d'ondes de relaxation, l'amorçage de nouveaux sites au voisinage d'un micro-défaut préalablement activé. Cette approche constitue une piste de travail intéressante qui peut potentiellement apporter une justification quantifiée à la condition d'horizon proposée par Grady (1988), celle-ci demeurant peu lisible dans le cas des liquides. Cependant, avant d'engager une telle démarche, le prérequis essentiel consiste à identifier la nature et la distribution des sites d'amorçage des mécanismes de ruine au sein des métaux fondus sous choc. Il est également nécessaire de disposer d'une description de la croissance des micro-défauts ainsi activés : cette question est précisément l'objet des travaux présentés au chapitre IV.

Le modèle de fragmentation Grady (1988) appliqué au liquide fournit toutefois une description pertinente de l'état du nuage micro-écaillé. Il nous a semblé intéressant de disposer d'un tel outil dans un code de calcul numérique hydrodynamique, notamment afin de le mettre en oeuvre pour des configurations expérimentales réelles. Au paragraphe suivant (§2), une formulation généralisée du critère de fragmentation de Grady (1988) est proposée. Sa discrétisation temporelle conduit à son implémentation numérique dans le code Hésione.

## 2 Implémentation numérique du critère de Grady (1988)

Nous nous concentrons à présent sur le critère de fragmentation énergétique proposé par Grady (1988), accompagné de la condition d'horizon, dans sa formulation appliquée aux liquides peu visqueux (§1.1.3). Dans ce cas, l'énergie de fragmentation, i.e. l'énergie qui doit être dissipée pour former les fragments, se réduit à l'énergie de création de surface  $\Phi_v^f$ . L'énergie cinétique locale est négligée devant l'énergie potentielle de déformation élastique  $W$ . En remplaçant les inégalités par des égalités, le critère de fragmentation devient  $W = \Phi_v^f$ . En lui adjoignant la condition d'horizon  $s = 2c_0t$  inchangée, son expression analytique et la taille de fragment qui en résulte sont rappelées ci-dessous :

$$\frac{1}{8}\rho(Ds)^2 = \frac{6G}{s}, \quad s = \left(\frac{48G}{\rho D^2}\right)^{1/3} \quad (\text{III.17})$$

Ces développements analytiques sont basés sur une série d'hypothèses simplificatrices, notamment sur le comportement élastique linéaire du liquide et sur le choix d'un taux de dilatation  $D$  constant. Dans la perspective d'une formulation généralisée et de son usage dans un code de calcul hydrodynamique, il est utile de noter les points remarquables suivants.

D'une part, les propriétés physiques mises en jeu dans l'expression analytique du critère (masse volumique  $\rho$ , module de compressibilité  $K$ , vitesse du son  $c_0$ ) ne sont pas nécessairement constantes. De plus, le critère étant établi en considérant la réponse du liquide intact avant sa fragmentation, les grandeurs utiles à l'établissement du critère sont toutes calculées aux cours du déroulement normal d'un calcul hydrodynamique. L'histoire des pressions et des masses volumiques permet d'exprimer l'énergie de déformation élastique en tension  $W$  sans nécessairement correspondre à un comportement linéaire défini par un module de compressibilité  $K$  constant. La vitesse du son  $c$ , qui entre en jeu dans la condition d'horizon, est variable dans le cas d'un comportement élastique non-linéaire. Seule l'énergie de surface  $G$  représente une nouvelle grandeur à introduire dans le calcul hydrodynamique. Elle deviendra un paramètre à part entière du modèle de fragmentation, éventuellement sous la forme d'une loi de dépendance en température.

D'autre part, le critère dépend du temps et est basé sur la compétition entre (i) l'accumulation d'énergie élastique  $W$  et (ii) la propagation de l'horizon qui pilote la taille de fragment et l'énergie de fragmentation  $\Phi_v^f$ . Le critère doit donc être mis à jour à chaque pas de temps après l'incrément de ces deux termes énergétiques.

Enfin, dans l'objectif principal de prédire la taille des fragments, nous aurions pu nous limiter à appliquer directement la formule analytique donnant  $s$  en fonction de la vitesse de dilatation  $D$  et des propriétés du liquide  $G$  et  $\rho$ . Ce choix comporte deux inconvénients majeurs. Dans le contexte d'une utilisation dans un code de calcul numérique, il devient nécessaire de définir à nouveau un critère de ruine, par exemple en tension critique, puis d'appliquer la relation donnant  $s$  en fonction des valeurs de  $D$ ,  $G$  et  $\rho$  à l'instant où ce seuil est atteint (Kipp et Grady, 1996). Le second inconvénient est que, dans ces conditions, seule la valeur instantanée de  $D$  est prise en compte. En revanche, si l'on détermine la taille des fragments en l'identifiant à l'horizon à l'instant où le critère énergétique est satisfait, on tient compte de l'histoire du chargement. De plus, la vitesse de dilatation calculée

numériquement pouvant être sujette à de forts bruits numériques, il est préférable de la moyenner ainsi plutôt que de ne retenir qu'une seule valeur instantanée.

## 2.1 Formulation généralisée et discrétisation temporelle

La densité volumique d'énergie de déformation élastique  $W$  est déterminée, en description hydrodynamique, en intégrant la puissance des efforts intérieurs réversibles sur l'intervalle de temps  $[t_*, t]$  pendant lequel le liquide, intact avant sa fragmentation, est soumis à des contraintes de traction ( $p < 0$ ) :

$$W(t) = \int_{t_*}^t p(\tau) \frac{\dot{v}(\tau)}{v(\tau)} d\tau \quad (\text{III.18})$$

En toute rigueur la connaissance du potentiel et de l'état thermodynamique suffit à déterminer  $W(t)$ . En pratique, les codes de calcul numérique utilisent souvent des relations d'état incomplètes ou sous une forme tabulée pour lesquelles l'expression du potentiel thermodynamique n'est pas connue. L'énergie de déformation élastique est donc ici calculée, en description hydrodynamique, en fonction de l'histoire de la pression  $p(t)$  et du volume spécifique  $v(t)$ . Elle est intégrée numériquement selon l'expression donnée ci-dessous, où les indices correspondent à la discrétisation temporelle du schéma numérique ( $G_i$  est la valeur prise par une grandeur  $G$  à l'instant  $t_i$ , début du pas de temps considéré) :

$$W_{i+1} = \begin{cases} W_i + \Delta W & \text{si } p_{i+1} < 0 \\ 0 & \text{si } p_{i+1} \geq 0 \end{cases}, \quad \text{avec } \Delta W = -p_{i+1} \frac{v_{i+1} - v_i}{v_{i+1}} \quad (\text{III.19})$$

Le test sur le signe de la pression a pour but de ne tenir compte que de l'énergie de déformation en traction et d'annuler cette réserve d'énergie lorsqu'un éventuel état de compression est atteint à nouveau avant la fragmentation.

L'énergie dissipée par création de surface  $\Phi_v^\Gamma$  est le produit de l'énergie de surface  $G$ , fonction de la température, et de la densité volumique des surfaces créées qui est exprimée en fonction de la taille des fragments  $s$  :

$$\Phi_{v\ i+1}^\Gamma = \frac{6G(T_{i+1})}{s_{i+1}}, \quad \text{avec } G(T_{i+1}) = G_{T_*} + G'(T_{i+1} - T_*) \quad (\text{III.20})$$

$G_{T_*}$ ,  $T_*$  et  $G'$  sont les trois seuls paramètres du modèle qui définissent l'énergie de surface en fonction de la température  $T_{i+1}$ . En pratique, les valeurs de ces paramètres seront identifiées aux valeurs de l'énergie de surface réversible basée sur les mesures de la tension superficielle en conditions statiques (voir annexe A).

La taille des fragments  $s$  qu'il est possible de créer à l'instant  $t$  suit la condition d'horizon. Elle définit ainsi l'énergie de fragmentation qui est dissipée si le critère est satisfait à cet instant. L'horizon, et donc la taille des fragments, sont incrémentés à chaque pas de temps en fonction de la vitesse du son  $c$  lorsque le milieu est en état de traction :

$$s(t) = \int_{t_*}^t 2c d\tau \quad (\text{III.21})$$

$$s_{i+1} = \begin{cases} s_i + 2c_{i+1} \Delta t & \text{si } p_{i+1} < 0 \\ 0 & \text{si } p_{i+1} \geq 0 \end{cases} \quad (\text{III.22})$$

A la fin de chaque pas de temps, un test est effectué sur  $W_{i+1}$  et  $\Phi_{v,i+1}^F$  pour déterminer si le critère énergétique est satisfait. En pratique, l'inéquation est ré-arrangée afin d'éviter une division par zéro lorsque  $s$  est nul.

$$W_{i+1} \geq \Phi_{v,i+1}^F \quad \text{ou} \quad s_{i+1} W_{i+1} \geq 6 G(T_{i+1}) \quad (\text{III.23})$$

## 2.2 Implémentation du critère et traitement numérique de la fragmentation

L'écriture généralisée du modèle de Grady (1988) et sa discrétisation temporelle permettent d'implémenter ce critère de ruine dédié à la fragmentation des liquides dans la composante lagrangienne du code *Hésione* (annexe B). La position de ce critère dans le déroulement d'un pas de temps d'un calcul est représentée dans le tableau III.2.

Ce critère précise l'instant de la ruine d'un élément et apporte une information supplémentaire sur la taille des fragments  $s$  générés dans cet élément et sur l'état thermodynamique ( $p_s, \rho_s, T_s$ ) du liquide qui les compose immédiatement avant leur création. Ces valeurs, stockées comme paramètres internes dans l'élément ruiné, permettent de définir une description de l'état du nuage micro-écaillé à l'instant de sa création. Dans une perspective plus lointaine, elles constitueront les données d'entrée du modèle qui décrira le comportement du nuage en expansion (phase de vol) et à l'impact (phase de recompaction). D'un point de vue numérique, ce critère déclenche un traitement décrivant la ruine de l'élément. Le traitement retenu est une *pression nulle imposée* dans l'élément, déjà discuté au chapitre II à travers la simulation des essais d'impact de plaques avec une fenêtre détachée (§2.1.3, p. 58, voir aussi l'annexe B). Ainsi l'élément ruiné évolue en expansion à pression nulle. Il décrit de manière continue, à l'échelle macroscopique, le nuage de gouttelettes dont les caractéristiques à l'échelle microscopique sont définies par les paramètres internes du critère de fragmentation stockés dans l'élément ruiné.

La description d'un sous-volume du nuage micro-écaillé, c'est-à-dire l'ensemble de gouttelettes représenté de façon continue par un élément fini ruiné, s'opère à partir des paramètres internes au cours d'un post-traitement. Son objectif est de préciser le nombre de fragments contenus dans un élément ruiné. Cette étape de post-traitement permet ainsi de reconstruire la population entière des gouttelettes générées à partir du champ  $s(x)$  (simulation 1D) ou  $s(r, x)$  (simulation 2D axisymétrique) défini par la prédiction de la taille  $s$  dans chaque élément. Cette question est discutée plus précisément au paragraphe 3 au cours duquel les simulations réalisées avec le critère de fragmentation sont présentées.

Enfin, le critère de fragmentation, et la taille de fragment qui en résulte, sont établis pour chaque élément en fonction des grandeurs physiques attachées à cette élément, ce qui traduit le caractère local de sa formulation à l'échelle des simulations. Dans leur formulation, les approches énergétiques supposent tacitement que la fragmentation prend place au sein d'un sous-volume suffisamment petit pour que les grandeurs physiques considérées (pression, masse volumique, température, vitesse de dilatation) y soient homogènes. Ce sous-volume doit également être suffisamment grand devant la taille des fragments générés afin que le processus de fragmentation soit décrit de manière représentative par le bilan d'énergie global à l'échelle de ce sous-volume. D'un point de vue numérique, la formulation locale du critère est valable tant que l'horizon reste largement inférieur à la dimension

d'un élément. Celui-ci contient par conséquent un grand nombre de fragments et pourra potentiellement être représentatif de la réponse d'ensemble du nuage en vol et pendant la recompaction. Cependant, la précision d'un calcul numérique en dynamique rapide requiert une discrétisation spatiale très fine. La taille des fragments prédite peut devenir du même ordre de grandeur que la taille de l'élément, voire supérieure. La validité du critère et la représentativité d'un sous-volume du nuage par un élément seraient alors remises en cause. Les résultats des simulations numériques présentés au paragraphe suivant permettent d'illustrer la mise en oeuvre du critère de fragmentation et d'évaluer l'occurrence de tels *effets d'échelle* pour deux configurations expérimentales réelles impliquant des échelles spatiales et temporelles différentes.

TAB. III.2: Etapes de calcul pendant un pas de temps  $[t_i, t_{i+1} = t_i + \Delta t]$  d'une simulation numérique lagrangienne unidimensionnelle, en description hydrodynamique, réalisée avec le critère de fragmentation.

Etape	Grandeurs calculées
<b>• Initialisation</b>	
Actualisation des conditions aux limites	
Calcul du nouveau pas de temps (condition de stabilité du schéma numérique explicite)	$\Delta t$
<b>• Quantité de mouvement + Cinématique</b>	
Calcul des vitesses aux noeuds (bilan de quantité de mouvement)	$v_{i+1}$
Calcul position des noeuds (intégration vitesses)	$x_{i+1}$
Calcul de la masse volumique (bilan de masse)	$\rho_{i+1}$
<b>• Energie + Comportement</b>	
Calcul énergie interne / pression ( + viscosité artificielle) (bilan d'énergie + lois d'état)	$e_{i+1}, p_{i+1}$
Sorties complémentaires (température, vitesse du son...)	$T_{i+1}, c_{i+1}, \dots$
<b>• Ruine de l'élément</b>	
Critère (fragmentation)	
Calcul énergie de déformation (Eq. III.19)	$W_{i+1}$
Calcul horizon (Eq. III.22)	$s_{i+1}$
Calcul énergie de surface (Eq. III.20)	$G(T_{i+1})$
Test (Eq. III.23)	$s_{i+1} W_{i+1} \geq 6 G(T_{i+1})$
SI Test = FAUX	→ Nouveau pas de temps
SI Test = VRAI	→ Application du traitement de ruine
Traitement de ruine	
relaxation de la pression, $p = 0$ imposée	
désactivation de l'équation d'état	
stockage des paramètres internes : $s = s_{i+1}; (p_s = p_{i+1}, \rho_s = \rho_{i+1}, T_s = T_{i+1})$	

### 3 Etude paramétrique numérique

Nous présentons ici les résultats les plus significatifs d'une étude paramétrique numérique dont l'objectif est de valider sur des cas test l'implémentation du critère de fragmentation et les méthodes de post-traitement associées. Ces résultats illustrent ainsi les propos du paragraphe précédent (§2). Au cours de cette étude, nous nous sommes particulièrement attachés à la sensibilité des résultats à la densité de maillage, mais également aux *effets d'échelle* qui peuvent en résulter. L'influence des paramètres définissant l'énergie de surface est brièvement discutée. Le post-traitement qui permet de décrire la population entière des fragments générés à partir des prédictions du critère est finalement présenté.

Les calculs lagrangiens et unidimensionnels, réalisés avec le modèle polyphasé de l'étain intact sans cinétique (Buy et al., 2006) implémenté dans le code *Hésione*, portent sur deux cas : la simulation d'une expérience de choc laser et celle d'un essai d'impact de plaques. Ces configurations, représentées schématiquement en deux dimensions sur la figure III.4, sont similaires à celles des expériences présentées au chapitre II. Dans le premier cas, le chargement est défini par une condition aux limites en pression imposée sur la surface irradiée par le laser sur la base de la simulation préalable de l'interaction laser-matière (De Ressaquier et al., 2007a). Dans le second cas, l'essai d'impact de plaques simulé correspond à une géométrie similaire aux quatre premiers tirs présentés au chapitre II (§2.1.2, p. 55) et à une vitesse de projectile de  $1500 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . Les conditions de chargement sont telles que le micro-écaillage s'initie après la fusion complète de l'étain en compression pour la configuration de choc laser et en détente pour la configuration d'impact plan.

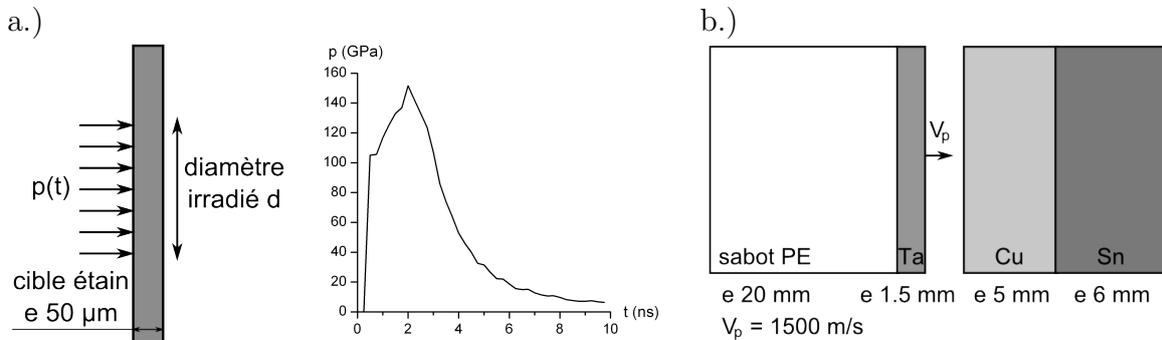


FIG. III.4: Représentation schématique des configurations expérimentales simulées. (a) Essai de choc laser. (b) Expérience d'impact plan.

Ces deux configurations permettent d'explorer la réponse du critère énergétique pour des vitesses de chargement, donc des échelles de longueur et de temps, différentes. De plus, afin d'exacerber les effets d'échelles, des densités de maillage très variées ont été testées (voir tableaux récapitulatifs des simulations III.3 et III.4 plus loin dans le texte). Le principal résultat observé est le profil  $s(x_i)$  qui fournit la taille de fragment  $s$  calculée puis stockée dans un élément  $i$  d'abscisse  $x_i$ . Par souci de simplicité, les données seront représentées en description lagrangienne, i.e. en fonction de l'abscisse initiale  $x_0$  de chaque élément. Un élément caractérisé par une taille de fragment nulle ( $s = 0$ ) correspond à un point matériel pour lequel le critère énergétique de fragmentation n'a pas été atteint.

### 3.1 Analyse de la propagation du choc

Les profils  $s(x_0)$  obtenus résultent de la réponse du critère de fragmentation pendant la phase de chargement en traction. Pour interpréter ces résultats, il est également utile d'observer d'autres grandeurs. En particulier, il est toujours instructif d'observer le profil de pression  $p(x_0)$  immédiatement avant sa réflexion en surface libre de l'échantillon. Pour les deux configurations étudiées, les profils  $p(x_0)$ , obtenus pour quatre densités de maillage distinctes données dans les tableaux récapitulatifs III.3 et III.4, sont comparés sur la figure III.5. La convergence des profils de pression  $p(x_0)$  est globalement bonne. Le traitement de la phase de propagation de l'onde de choc peut être considéré comme satisfaisant et équivalent pour les quatre densités de maillage utilisées. Les légères différences observées peuvent toutefois avoir une influence sur la taille des fragments calculée et doivent être prises en compte dans notre interprétation des profils  $s(x_0)$ .

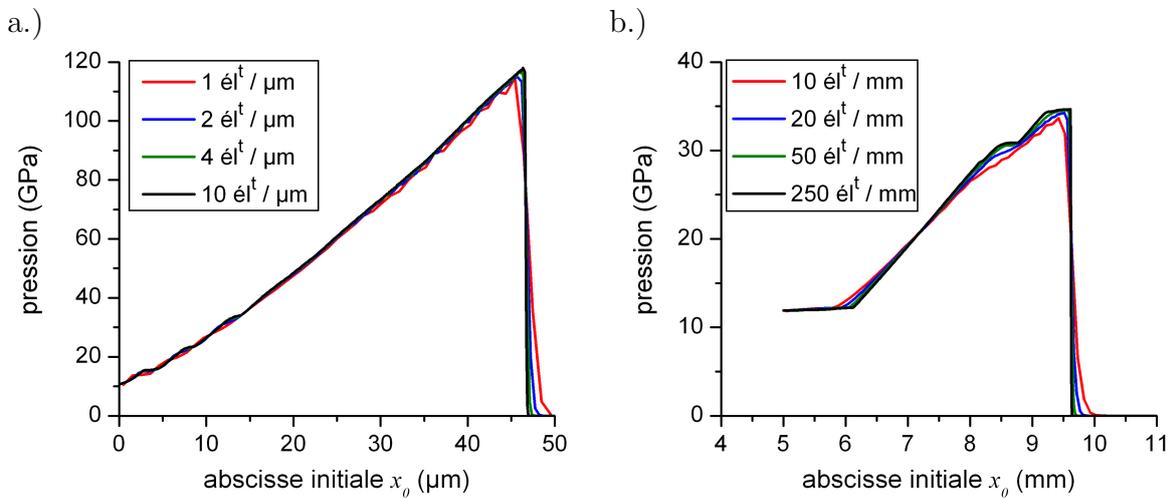


FIG. III.5: Convergence du profil de pression  $p(x_0)$  en fonction de la densité de maillage. (a) Configuration de choc laser. (b) Configuration d'impact de plaques. La réduction de la densité de maillage se manifeste par un étalement du front de choc et par l'atténuation du pic de pression.

En effet, la réduction de la densité de maillage conduit à un étalement du front de choc, qui se répercute par une diminution de la vitesse de dilatation pendant le chargement en tension après la réflexion de l'onde de choc en surface libre. Par conséquent, une augmentation de la taille des fragments calculée doit être observée (pour rappel, dans la version analytique, la taille des fragments dépend de  $D$  à la puissance  $-2/3$ ).

D'une façon similaire, l'atténuation du pic de pression engendrée par la réduction de la densité de maillage peut potentiellement provoquer une augmentation de la taille des fragments. En effet, la diminution de la pression de choc entraîne celle de la température résiduelle après détente. L'énergie de surface, qui diminue avec l'augmentation de la température, est donc plus élevée si l'atténuation du pic de pression est plus prononcée, ce qui conduit à de plus gros fragments. Cet effet s'avère moins critique que celui causé par l'étalement du front de choc car une sensibilité au maillage équivalente est observée lorsque le coefficient de température  $G'$  de l'énergie de surface est nul (Eq. III.20, p. 96).

Ainsi, l'influence de la taille des éléments sur les profils  $s(x_0)$  résulte potentiellement de la sensibilité propre du critère à la densité de maillage, mais également de l'effet de cette dernière sur le profil de pression incident, donc sur le chargement en tension, et sur l'état

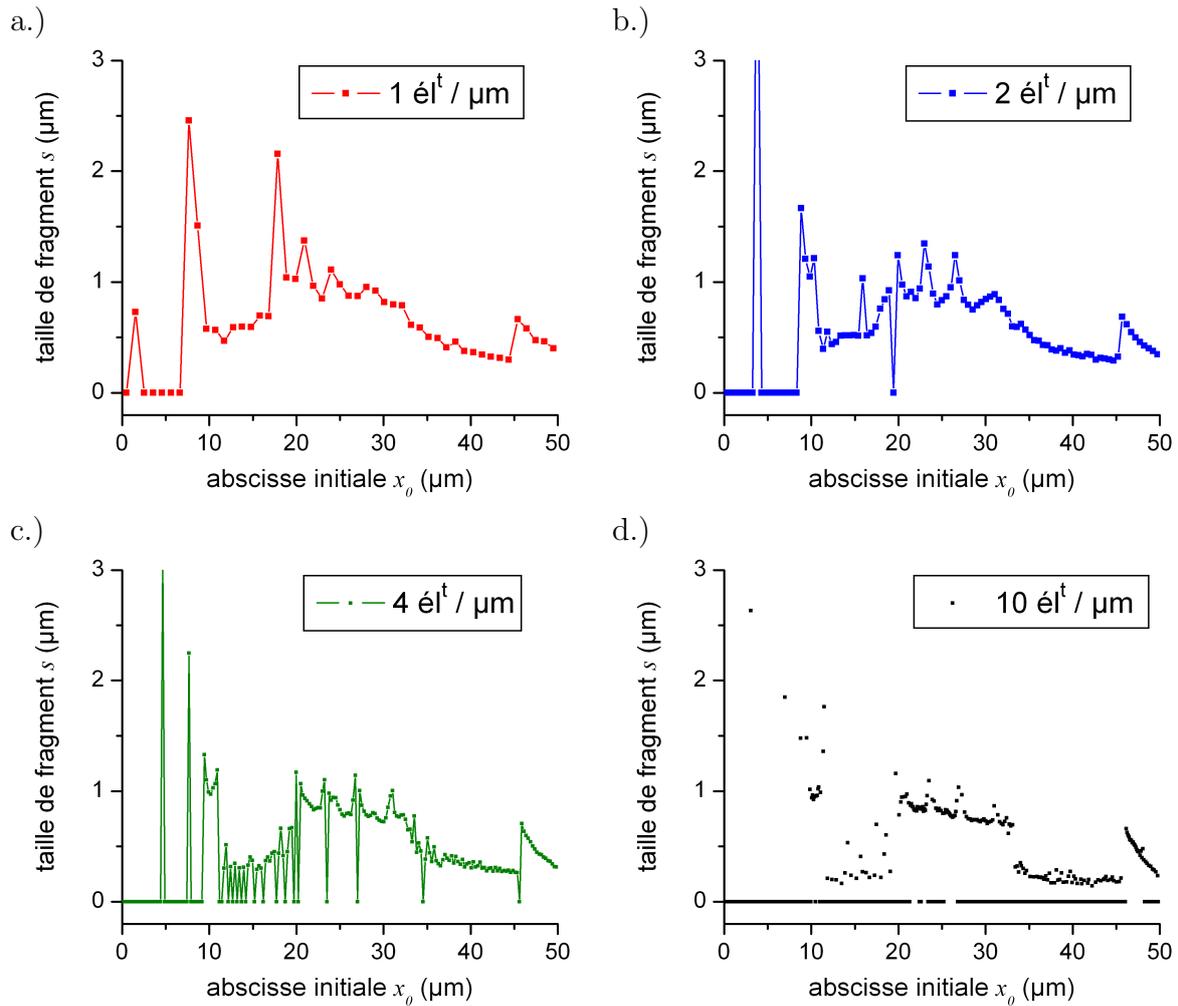


FIG. III.6: Taille de fragment  $s$  calculée dans chaque élément, repéré par son abscisse initiale  $x_0$ , pour les simulations de l'essai de choc laser, décrit par la figure III.4.a, sur une cible d'épaisseur  $50 \mu\text{m}$ . La pression du choc débouchant en surface libre est d'environ  $120 \text{ GPa}$  (Fig. III.5.a) et induit la fusion en compression de l'échantillon. Ces quatre graphiques illustrent l'influence de la densité de maillage. Une taille nulle indique l'absence de fragmentation.

TAB. III.3: Principaux paramètres et résultats des simulations de l'essai de choc laser.

Données	Unités	densité de maillage ( $\mu\text{m}^{-1}$ )			
		1	2	4	10
<b>Paramètres du calcul</b>					
nombre d'élément		50	100	200	500
taille d'un élément	$\mu\text{m}$	1	0.5	0.25	0.1
<b>Résultats (critère de fragmentation)</b>					
% de mailles non fragmentées		12.2	17.2	26.1	61.3
$s_{\text{moyen}}$	$\mu\text{m}$	0.75	0.72	0.62	0.6
$s_{\text{mini}}$	$\mu\text{m}$	0.3	0.3	0.3	0.14
$s_{\text{maxi}}$	$\mu\text{m}$	2.5	5.1	3.1	2.6
$p_{s_{\text{moyen}}}$	MPa	-700	-700	-710	-690

résiduel du liquide. L'allure des profils  $s(x_0)$  dépend notamment des détenteurs qui suivent le front de choc, ainsi que des paliers de pressions et des légères oscillations parasites qui peuvent y être observées.

## 3.2 Analyse des profils $s(x)$

Les profils  $s(x_0)$ , représentant la taille de fragments  $s$  calculée dans chaque élément en fonction de son abscisse initiale  $x_0$ , sont donnés sur les figures III.6 (choc laser) et III.7 (impact plan) pour quatre densités de maillage. Les principaux paramètres et résultats de ces simulations sont reportés dans les tableaux récapitulatifs III.3 et III.4.

### 3.2.1 Allure générale des profils $s(x)$

Dans un premier temps, l'allure générale des profils  $s(x_0)$  est analysée sans préjuger des effets de l'augmentation de la densité de maillage qui seront discutés en détails par la suite. Ceux-ci se manifestent par une diminution de la taille de fragment prédite et par le phénomène dit de *non-fragmentation numérique* qui correspond à l'apparition, a priori non-physique, d'éléments intacts entre deux éléments ruinés.

Dans le cas du choc laser, le profil peut être divisé en deux parties. Les dix premiers micromètres ne sont pratiquement pas fragmentés, ce qui se traduit par une taille de fragment nulle, car la réflexion de l'onde de choc en surface libre n'y induit presque pas de tension. Sur les quarante micromètres suivants, la grande majorité des éléments est ruinée<sup>2</sup> ce qui est cohérent avec l'initiation du micro-écaillage dans cette région où la réflexion de l'onde de choc non-soutenue depuis la face arrière génère de fortes tractions. Dans cette portion de la cible, les profils  $s(x_0)$  présentent des variations régulières auxquelles se superposent quelques accidents et fluctuations plus chaotiques (par exemple à 45  $\mu\text{m}$  et dans la région comprise entre 10 et 30  $\mu\text{m}$ ). Ceux-ci sont certainement dus aux oscillations parasites observées sur la détente du profil de pression, qui induisent des fluctuations de la vitesse de dilatation lors du chargement en tension.

Dans le cas de l'impact de plaque, on observe une région d'environ 1,5 mm à partir de la surface libre ( $9,5 \text{ mm} < x_0 < 11 \text{ mm}$ ) qui présente un profil  $s(x_0)$  régulier et croissant vers le coeur de la cible. Cette région, intégralement fragmentée<sup>3</sup>, est composée des plus petits fragments, hormis quelques exceptions. Ce domaine correspond à la principale région micro-écaillée provoquée par le croisement des détenteurs réfléchies avec la première partie du faisceau de détenteurs incidentes allant de la pression de choc au palier observé à environ 12 GPa (Fig. III.5.b). Ce palier de pression correspond à la réflexion de l'onde de choc à l'interface de l'impacteur et du sabot (Fig. III.4.b). Les allers-retours d'ondes dans l'impacteur vont générer d'autres paliers de pression non visibles sur le profil de la figure III.5.b. Ces paliers, en réalité légèrement décroissants, induisent donc des tractions avec une vitesse de chargement beaucoup plus faible et conduisent ainsi à la création de fragments plus gros. Ceci se traduit par une succession de trois bosses plus ou moins bien définies sur les profils  $s(x_0)$ , associées à trois paliers de pression. Ces bosses correspondent à des régions du nuage micro-écaillé peu dispersées car le gradient de vitesse imposé est beaucoup plus faible que dans les autres régions fragmentées. Elles constituent

<sup>2</sup> Hormis ceux qui restent intacts par l'effet dit de *non-fragmentation numérique* discuté plus loin.

<sup>3</sup> idem.

des couches plus massives qui conduisent aux réaccélération observées sur les fenêtres en LiF au chapitre II (§2.1, p. 52).

### 3.2.2 Taille des fragments et pression critique de fragmentation

La majorité des tailles de fragments calculées sont comprises entre 0,2 et 1 micromètre dans le cas du choc laser, tandis qu'elles évoluent entre 10 et 60 micromètres dans le cas de l'impact plan. **Ces valeurs sont cohérentes avec les prédictions de la version analytique du modèle** (voir figure III.3), **ainsi qu'avec l'ordre de grandeur établi expérimentalement pour l'essai simulé** (chapitre II). Cependant, dans la majorité des cas, la taille des fragments est supérieure à l'épaisseur de l'élément dans lequel elle est calculée. Dans la meilleure situation, la taille moyenne lui est légèrement inférieure. C'est le cas du maillage le plus grossier des simulations de choc laser et des deux maillages les plus larges des simulations d'impact de plaque (voir les tableaux III.3 et III.4). Dans les deux cas simulés, il paraît impossible de choisir une densité de maillage telle que la précision du calcul hydrodynamique soit assurée et que la taille d'un élément soit supérieure d'un ou plusieurs ordres de grandeur à la taille des fragments. En toute rigueur, ceci remet en cause la validité du critère exprimé localement dans un élément fini car celui-ci ne définit plus un volume suffisamment grand pour être représentatif du processus de fragmentation.

Cependant, cette restriction peut être nuancée pour deux raisons. D'une part, dans le cas d'un maillage très dense qui conduit à cette situation, les éléments voisins possèdent une histoire thermomécanique proche. Le volume élémentaire de fragmentation pourrait être défini par un tel groupe d'éléments et la formulation locale du critère demeure alors une bonne approximation. D'autre part, dans le contexte d'expériences de choc plan simulées en 1D, l'élément peut être associé à un domaine dont les dimensions latérales (celles de la surface choquée légèrement réduites par les effets de bords) sont souvent beaucoup plus larges que l'épaisseur, et dans lequel le chargement imposé et l'état thermodynamique sont uniformes. Ce domaine peut constituer le volume élémentaire de fragmentation recherché même si l'épaisseur de l'élément n'est que légèrement supérieure à la taille des fragments. Dans ces conditions, les profils  $s(x_0)$  obtenus avec les maillages les plus larges, pour lesquels les éléments sont légèrement plus grands que les fragments, constituent un compromis acceptable entre la qualité du calcul hydrodynamique et la validité du critère.

L'augmentation de la densité de maillage s'accompagne d'une diminution des tailles de fragments. A peine perceptible sur les graphiques (Figs. III.6 et III.7), cette tendance apparaît plus clairement en observant la taille moyenne  $s_{moyen}$  dans les tableaux récapitulatifs. Ainsi, pour les densités de maillage utilisées, la taille moyenne décroît de 0,75 à 0,6  $\mu\text{m}$  ( $\sim 20\%$ ) dans le cas du choc laser et de 37 à 21  $\mu\text{m}$  ( $\sim 50\%$ ) pour l'impact de plaque. Cette tendance est expliquée par un raidissement du front de choc qui provoque une augmentation des vitesses de dilatation. Ce point confirme l'importance de la prédiction numérique de la vitesse de dilatation dans la modélisation de la fragmentation. Compte tenu de la précision des données expérimentales actuelles sur la taille des fragments, cette sensibilité au maillage se révèle acceptable : l'ordre de grandeur est conservé tant que la taille des éléments utilisés ne prend pas des valeurs extrêmement faibles, c'est-à-dire largement inférieures à celles utilisées ici (voir les tableaux III.3 et III.4).

L'effet dit de *non-fragmentation numérique* correspond à l'apparition d'éléments qui demeurent intacts dans une région massivement fragmentée. De tels éléments, seuls ou par

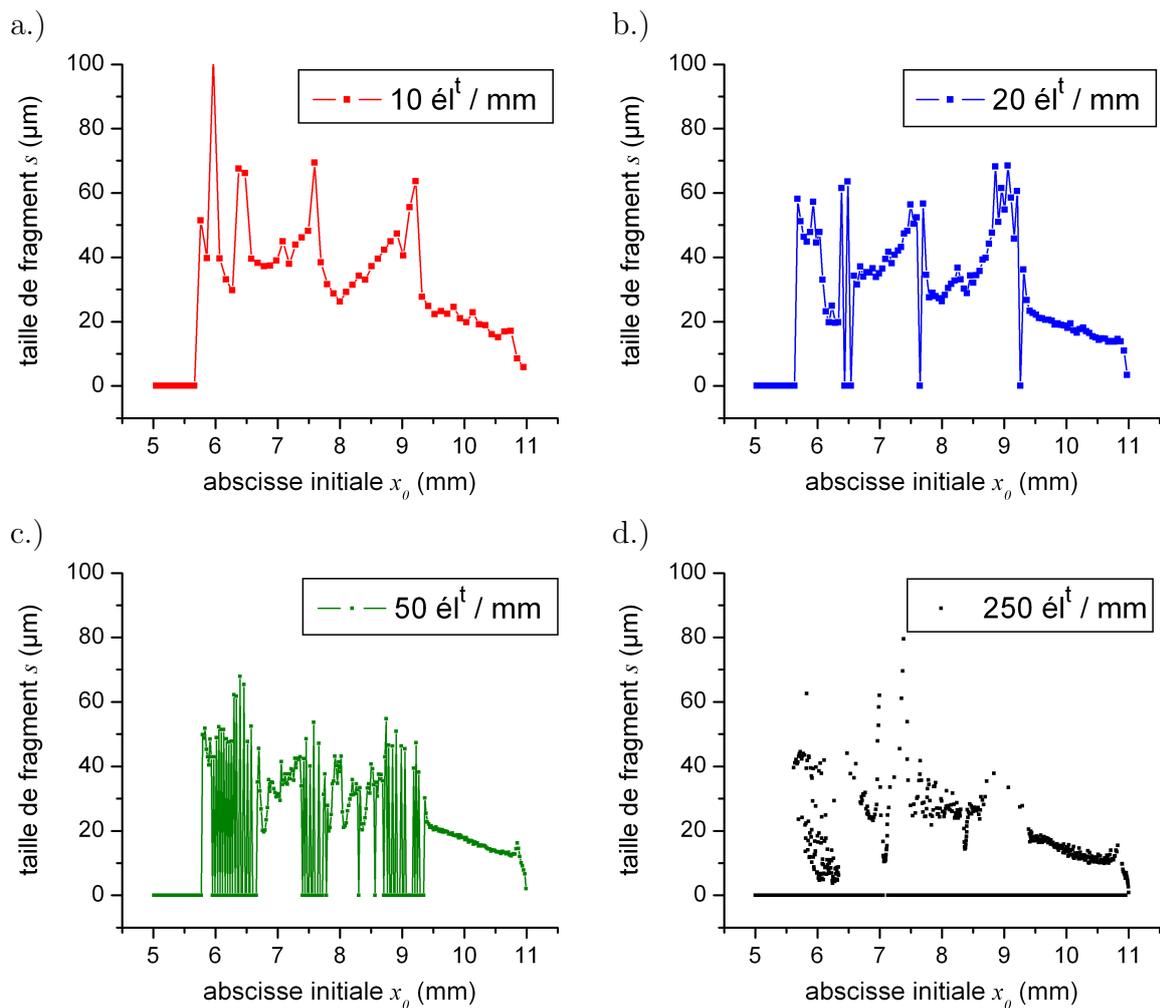


FIG. III.7: Taille de fragment  $s$  calculée dans chaque élément, repéré par son abscisse initiale  $x_0$ , pour les simulations de l'essai d'impact de plaque sur une cible de 6 mm (abscisses initiales comprises entre 5 et 11 mm), décrit par la figure III.4.b. La pression du choc débouchant en surface libre est d'environ 35 GPa (Fig. III.5.b) et induit la fusion en détente de l'échantillon. Ces quatre graphiques illustrent l'influence de la densité de maillage. Une taille nulle indique l'absence de fragmentation.

TAB. III.4: Principaux paramètres et résultats des simulations de l'essai d'impact de plaques.

Données	Unités	densité de maillage ( $\text{mm}^{-1}$ )			
		10	20	50	250
<b>Paramètres du calcul</b>					
nombre de mailles		60	120	300	1500
taille d'un élément	$\mu\text{m}$	100	50	20	4
<b>Résultats (critère de fragmentation)</b>					
% de mailles non-fragmentées		11.9	14.3	28.4	70.1
$s_{\text{moyen}}$	$\mu\text{m}$	37	35	28.6	20.5
$s_{\text{mini}}$	$\mu\text{m}$	5.8	3.8	2.1	1
$s_{\text{maxi}}$	$\mu\text{m}$	112	111	62	84
$P_{s_{\text{moyen}}}$	MPa	-100	-110	-120	-150

groupe de quelques unités, sont compris entre deux éléments ruinés. Ce phénomène se manifeste avec la réduction de la taille des éléments. Pratiquement absent pour les deux plus faibles densités de maillage de chaque configuration (Figs. III.6 et III.7, graphiques a et b), il semble s'initier ensuite dans les zones où le chargement en tension est moins rapide. Par exemple, pour l'impact de plaque, la *non-fragmentation numérique* apparaît d'abord dans les « bosses » du profil  $s(x_0)$  correspondant aux paliers de pression évoqués plus haut (Fig. III.7.c). Pour les densités de maillage les plus élevées, la *non-fragmentation numérique* se développe dans tout l'épaisseur de la cible par l'apparition systématique d'éléments intacts entre deux éléments ruinés (graphiques d, Figs. III.6 et III.7). Le pourcentage d'éléments restés intacts augmente alors de façon drastique alors qu'il devrait rester constant car la fraction fragmentée de la cible ne doit pas dépendre de la discrétisation spatiale. L'apparition d'un tel effet est expliquée schématiquement par la figure III.8 dans le cas d'un critère en tension seuil  $-p_s$  afin de simplifier le propos. Considérons un élément  $i$  ruiné pendant la réflexion de l'onde de choc non-soutenue. La relaxation des contraintes en ce point correspond à la création d'une nouvelle surface libre. Les tensions générées dans les éléments voisins peuvent alors potentiellement atteindre le seuil  $-p_s$  à nouveau dans l'élément  $i-1$  immédiatement adjacent à  $i$  (Fig. III.8.a). Si la discrétisation spatiale devient plus fine, et en supposant que le gradient de pression reste inchangé, la pression critique peut n'être atteinte que dans l'élément  $i-2$ , laissant la maille  $i-1$  intacte (Fig. III.8.b). La *non-fragmentation numérique* se produit ainsi pour les densités de maillage élevées, au voisinage d'un élément fini dans lequel l'horizon, et donc la taille de fragment, couvre les mailles voisines. Ces dernières correspondent donc à des points matériels où la fragmentation doit physiquement avoir lieu. Le profil  $s(x)$  doit être corrigé en affectant à ces éléments une taille de fragment identique à celle des mailles voisines ruinées.

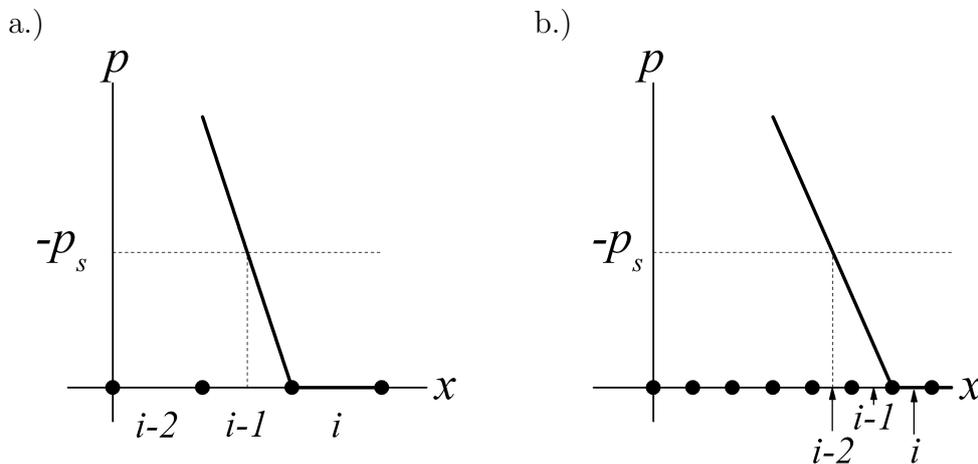


FIG. III.8: Explication de l'apparition d'une *non-fragmentation numérique* avec l'augmentation de la densité de maillage.

Les pressions critiques de fragmentation sont d'environ 0,7 GPa pour les simulations de l'essai de choc laser et d'environ 0,1 GPa dans le cas de l'essai d'impact de plaque (voir les tableaux III.3 et III.4). La première est proche des valeurs déterminées sous choc laser dans l'étain partiellement fondu en détente, bien qu'on ait pu s'attendre à une diminution de la tension critique dans le cas présent de fusion complète en compression. Ceci peut être expliqué par une surestimation de la vitesse de dilatation dans les simulations. La tension

critique prédite dans le cas de l'impact de plaque est également cohérente avec les données expérimentales disponibles. En effet, elle est comprise entre 0,05 GPa, donnée de Lalle (Grady, 1988), obtenue pour la même pression de choc ( $\sim 35$  GPa) mais certainement à une vitesse de dilatation inférieure, et 0,5 GPa, issues de mesures de Voltz et Buy (2005) dans la même géométrie, donc avec une vitesse de dilatation semblable, mais dans l'étain en phase solide proche de la fusion.

### 3.2.3 Influence de l'énergie de surface $G(T)$ .

Plusieurs jeux des paramètres caractérisant l'énergie de surface  $G$  ont été évalués lors de ces simulations. Les résultats des figures III.6 et III.7 correspondent à la loi  $G(T) = 0.63 - 0.000\ 02 (T - 505)$  (cf. annexe A).

Parmi les jeux de paramètres testés, deux d'entre eux, dont le précédent, correspondent à la définition réversible de l'énergie de surface, notée alors  $\gamma$ , basée sur des données expérimentales ou théoriques de la littérature (Eusthopoulos et al., 1999; Grady, 1996; Taimatsu et Sangiorgi, 1992, voir annexe A). Dans ce cas, l'influence du choix particulier d'une loi  $\gamma(T)$  sur la taille des fragments est négligeable devant les autres incertitudes liées à de telles simulations (conditions expérimentales, vitesse de dilatation) et l'influence du maillage. Cependant, comme cela a été évoqué au paragraphe 1.2, l'énergie de surface réelle  $G$  traduit la quantité d'énergie dissipée pendant la fragmentation dynamique, i.e. la création irréversible de nouvelles surfaces. Ainsi,  $G$  est probablement supérieur à  $\gamma$ , mais nous ne disposons à l'heure actuelle d'aucune information qui permette de l'estimer. Pour les simulations, une énergie de surface  $G = 1,2\ \text{J.m}^{-2}$  (indépendante de la température, et correspondant environ au double des valeurs de  $\gamma$ ) a également été utilisée. Une fois de plus, son effet sur la taille de fragments n'est pas prépondérant, compte-tenu des autres incertitudes. De toute façon, l'influence de l'énergie de surface  $G$  reste la même que dans la version analytique du modèle, i.e.  $s \sim G^{1/3}$ . Il faudrait donc que  $G$  évolue d'un rapport 1000 pour affecter la taille de fragment d'un ordre de grandeur.

## 3.3 Post-traitement

La procédure de post-traitement présentée ici permet de décrire l'état du nuage de gouttelettes à partir des paramètres internes stockés dans chaque élément ruiné lorsque le critère de fragmentation est atteint. Pour rappel, ces paramètres internes sont la taille des fragments  $s$  et le jeu de variables  $(p_s, \rho_s, T_s)$  qui définit l'état thermodynamique d'un point matériel d'étain liquide intact immédiatement avant sa fragmentation, i.e. à  $t = t_{s-}$ . Plus précisément, ce post-traitement permet, à partir de ces paramètres connus pour l'ensemble des éléments ruinés, de reconstruire la population entière de gouttelettes générées au cours d'un essai à partir des résultats de sa simulation unidimensionnelle (Fig. III.9).

Considérons un élément ruiné. Immédiatement avant sa fragmentation, i.e. à  $t = t_{s-}$ , cet élément représente l'étain liquide intact dans un état de tension  $(p_s < 0, \rho_s, T_s)$ . Après sa ruine, i.e. pour  $t > t_s$ , l'élément se trouve dans un état relaxé  $(p = 0, \rho < \rho_s, T)$  et représente un ensemble de gouttelettes sphériques, supposées identiques, de diamètre  $s$  établi par le critère de fragmentation. La masse volumique  $\rho$  de l'élément correspond à la densité apparente du nuage. Celle-ci englobe la fraction de vide créée par la fragmentation et qui ne cesse d'augmenter car l'élément évolue en expansion. La masse volumique  $\rho$  est

donc inférieure à celle du milieu intact  $\rho_s$  en tension. Les gouttelettes sont constituées d'étain liquide dont l'état thermodynamique local, supposé uniforme au sein de chacune, est défini par  $(p_* = 0, \rho_* > \rho_s, T_*)$ . La matière qui constitue les gouttelettes étant relaxée à partir d'un état de traction à  $t = t_{s-}$ , sa masse volumique  $\rho_*$  à  $t > t_s$  est quant à elle supérieure à  $\rho_s$ . Le calcul de  $\rho_*$  utilise la formulation analytique du modèle polyphasé de l'étain (plus précisément de la phase liquide) en supposant que la relaxation se produit de façon isentropique (voir annexe B, p. 155). Sa valeur dépend de l'état en traction, c'est-à-dire de  $(p_s < 0, \rho_s, T_s)$ .

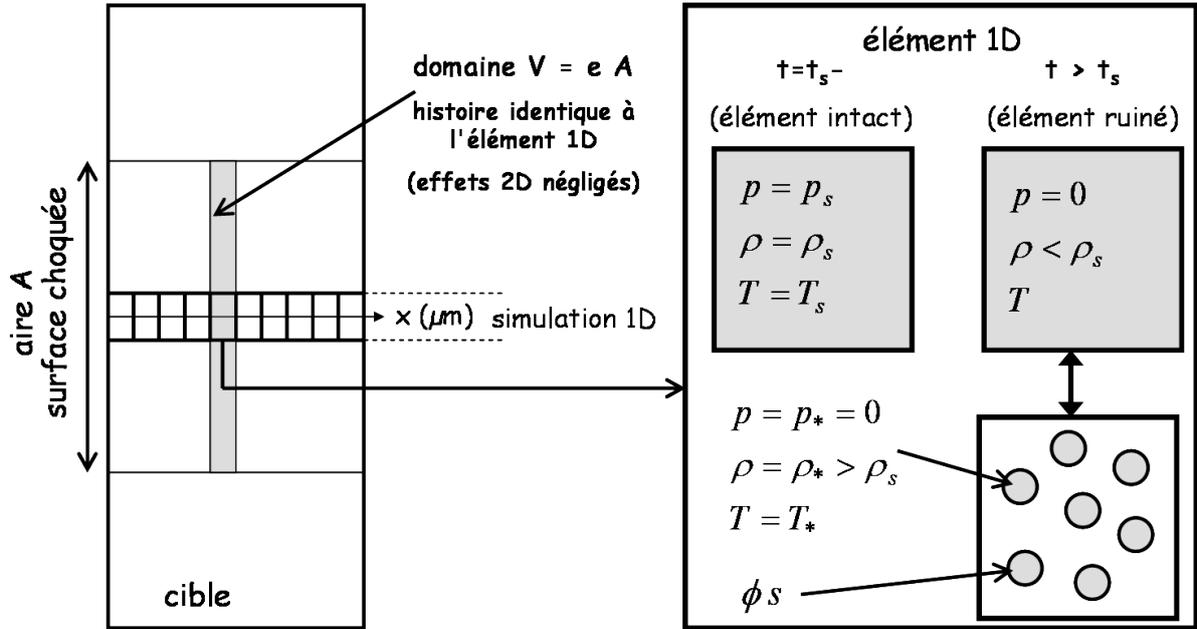


FIG. III.9: Illustration schématique du post-traitement des simulations 1D permettant de reconstituer la population entière de fragments.

Le post-traitement consiste à écrire la conservation de la masse dans le sous-volume  $V$  de l'essai réel associé à un élément de la simulation unidimensionnelle. Ce sous-volume  $V$  est défini par le produit  $eA$  où  $e$  est l'épaisseur de l'élément et  $A$  l'aire de la surface choquée (voir Fig. III.9). Le nombre  $N_{V_i}$  de fragments dans le sous-volume  $V_i$  associé à un élément  $i$ , de masse volumique (apparente)  $\rho_i$  et dont les paramètres internes sont  $s_i, p_{s_i}, \rho_{s_i}, T_{s_i}$ , est alors déterminé par la relation suivante :

$$\rho_i V_i = \rho_*(p_{s_i}, \rho_{s_i}, T_{s_i}) \cdot N_{V_i} \cdot \frac{4}{3}\pi \left(\frac{s_i}{2}\right)^3 \quad (\text{III.24})$$

En répétant cette opération pour tous les éléments, on obtient une liste de données  $\{s_i, N_{V_i}(s_i)\}$ . Cette dernière permet d'établir un histogramme décroissant des effectifs cumulés des fragments en fonction de leur taille  $s$ . Ce graphique  $N(s)$  représente le nombre de fragments  $N$  dont la taille est supérieure à  $s$ .

Définir le sous-volume  $V$  avec l'aire de la surface choquée  $A$  constante revient à négliger les détentes latérales issues des bords de la zone sollicitée : le volume réellement fragmenté est alors surestimé. Il est possible d'en tenir compte en exprimant  $A$  comme une fonction de l'abscisse ou de généraliser cette méthode de post-traitement aux simulations 2D axisymétriques. Précédemment, les gouttelettes d'un sous-volume ont été supposées

identiques. Ceci conduit à concentrer tous les  $N_{V_i}$  fragments de l'élément  $i$  sur une seule taille  $s_i$  (Kipp et Grady, 1996). Une composante probabiliste peut alors être introduite dans le post-traitement. La population de gouttelettes d'un sous-volume  $V_i$  sera alors définie par une distribution continue  $N_i(s)$ , dépendant de la taille de fragment  $s_i$  calculée et respectant la conservation de la masse dans  $V_i$ . Enfin, le post-traitement peut inclure une phase dite de correction du profil  $s(x)$  afin de corriger l'effet de la *non-fragmentation numérique*. Celle-ci conduit à une perte de masse lors de la reconstruction de la population de fragments car les éléments concernés ne sont pas comptabilisés. Une nouvelle taille de fragments leur est affectée en interpolant le profil  $s(x)$  privé des valeurs nulles. Des compléments sur ces étapes de post-traitement supplémentaires sont donnés en annexe B (§B, p. 154).

La figure III.10 représente les distributions cumulées obtenues à partir du profil  $s(x)$  obtenu par la simulation de l'essai de choc laser (densité de maillage : 4 él<sup>t</sup>/μm). L'effet de l'inclusion d'une composante probabiliste (stat.) et de la correction du profil  $s(x)$  (interpolé) est illustré.

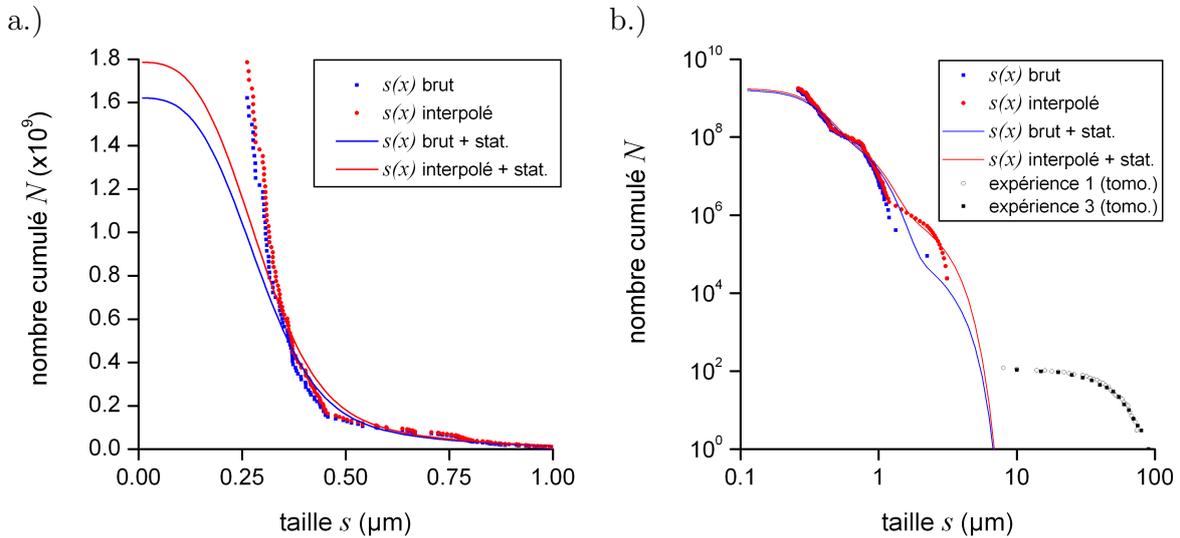


FIG. III.10: (a) Résultats du post-traitement du profil  $s(x)$  obtenu par la simulation de l'essai de choc laser (avec 4 él<sup>t</sup>/μm). (b) Comparaison des distributions expérimentales (tomographies des essais *snMousse1* et *snMousse3*, voir chapitre II §3.2, p. 67) et calculées (simulations).

Le nombre de fragments est inversement proportionnel à la masse moyenne d'un fragment, i.e.  $\sim s^3$ , et compte-tenu des tailles sub-micrométriques prédites, le nombre de fragments de la population reconstruite est très important, i.e.  $\sim 10^9$ . Bien que ce nombre ne soit qu'un ordre de grandeur indicatif susceptible de varier dans de larges mesures, une telle quantité de fragments peut rendre difficile la caractérisation expérimentale de la population entière.

En raison des limites du diagnostic utilisé pour caractériser la taille des fragments collectés, les distributions expérimentales et calculées ne peuvent pas être comparées en l'état car elles couvrent deux domaines de tailles disjointes. Néanmoins, elles sont représentées ensemble sur la graphique de la figure III.10.b en échelle logarithmique. Il est intéressant de noter que l'inclusion d'une composante probabiliste pendant l'étape de post-traitement permet de restituer une distribution qui se rapproche sensiblement du domaine de tailles couvert par l'observation.

Si l'on admet que le profil  $s(x)$  est valable, le fait que l'épaisseur de l'élément soit inférieure à la taille d'un fragment n'est pas un obstacle à la reconstruction de la population entière par la méthode de post-traitement proposée. La population est alors décrite par une distribution continue de la taille des fragments.

## 4 Bilan du chapitre

La modélisation de la fragmentation dynamique des liquides par une approche énergétique globale fournit des prédictions réalistes de la taille des gouttelettes générées pendant le micro-écaillage. Parmi les modèles existants, celui de Grady (1988) se révèle le plus pertinent en raison de ses capacités prédictives supplémentaires (pression critique et durée de fragmentation) et de ses hypothèses plus riches (condition d'horizon, prise en compte de la viscosité). Appliqué à l'étain liquide dans les conditions de chargement propres à l'initiation du micro-écaillage, ce modèle prédit notamment que l'effet de la viscosité est négligeable et que l'énergie de déformation élastique représente la contribution énergétique prédominante permettant d'alimenter le processus de fragmentation. L'estimation des quantités d'énergie dissipée conduit, au terme de la fragmentation, à une augmentation négligeable de la température de l'étain liquide qui constitue les gouttelettes.

La formulation généralisée du modèle de fragmentation de Grady (1988) a été proposée puis implémentée dans le code de calcul hydrodynamique Hésione comme un critère de ruine enrichi par la prédiction de la taille des fragments générés et l'état du liquide immédiatement avant leur création. Cette formulation généralisée permet une utilisation plus systématique du modèle original de Grady (1988) car elle permet de traiter les cas de chargements à vitesse de dilatation variable. Elle rend également possible la prise en compte du comportement élastique hydrodynamique non-linéaire du liquide défini par le modèle de comportement utilisé lors du calcul, ce qui évite l'entrée de paramètres physiques redondants. L'implantation numérique du modèle permet de tenir compte de l'hétérogénéité de l'état du liquide et du chargement en tension appliqué à l'intérieur de l'échantillon.

Sa mise en oeuvre numérique fournit des résultats conformes à ceux de la version analytique du modèle en termes de taille de fragment et de pression critique. Cependant, la sensibilité du modèle à la vitesse de dilatation se répercute par une sensibilité à la densité de maillage. L'augmentation de la densité de maillage conduit en effet à celle de la vitesse de dilatation, et par conséquent à une diminution des tailles prédites. Cet effet, à l'heure actuelle acceptable pour des densités de maillage raisonnables, traduit le *rôle clef de la prédiction de la vitesse de dilatation pour la modélisation de la fragmentation*. L'affinement du maillage conduit également à utiliser des éléments plus petits que les fragments, ce qui entraîne la violation des hypothèses du modèle. Dans le cas de problèmes unidimensionnels, l'élément 1D, étendu aux plus larges dimensions latérales d'un essai réel, peut constituer le volume élémentaire de fragmentation recherché même si son épaisseur n'est que légèrement supérieure à la taille des fragments. Dans ces conditions, le choix des plus faibles densités de maillage utilisées ici ( $\sim 1\mu\text{m}^{-1}$  pour les chocs laser et  $\sim 10\text{mm}^{-1}$  pour les impacts de plaques) s'avère un compromis raisonnable pour traiter correctement la propagation des ondes et ne pas invalider les hypothèses du modèle.

Le post-traitement des résultats des simulations 1D, notamment le profil  $s(x)$ , permet de restituer l'état du nuage micro-écaillé et d'établir la distribution de la taille des gouttelettes qui le composent. La confrontation d'une telle distribution à des mesures de tailles de fragments, obtenues avec une résolution spatiale adaptée et au cours d'essais pour

lesquels les conditions de chargement sont mieux maîtrisées, permettra de procéder à la validation du modèle et de mieux cerner ses limites d'utilisation dans les outils de simulation numérique.

Bien qu'il soit à la base de ces développements, le modèle de Grady (1988) reste criticable sur les points suivants. D'une part, les termes dissipatifs mis en jeu dans le critère ne représentent qu'une estimation discutable de la quantité d'énergie réellement dissipée au cours de mécanismes physiques de fragmentation. Leur nature et leur échelle de longueur, bien que cette dernière soit approchée par la condition d'horizon, doivent être mieux identifiées et décrites afin de valider le critère énergétique ou de l'améliorer. D'autre part, la valeur réelle de l'énergie de surface  $G$  demeure une donnée inconnue dans le cas de la création de surface dans les liquides en régime fortement dynamique. L'énergie de surface réversible  $\gamma$  qui lui est substituée permet l'application numérique du modèle mais la question reste ouverte. L'étude du chapitre IV est alors complémentaire de l'approche énergétique globale. Une approche micro-mécanique, à savoir l'étude d'une sphère creuse en expansion dynamique, vise à vérifier si le processus de cavitation, décrit par ce motif, peut effectivement conduire à la fragmentation de l'étain liquide dans les conditions de chargement du micro-écaillage.

# Chapitre IV

## Description de la cavitation dynamique des liquides

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Cavitation dynamique des liquides. Sphère creuse . . . . .</b>	<b>117</b>
1.1	Interprétation physique du motif de sphère creuse . . . . .	117
1.2	Description du processus de cavitation. Chargement appliqué .	118
<b>2</b>	<b>Etude de la <i>phase 1</i> : Expansion imposée . . . . .</b>	<b>120</b>
2.1	Formulation du problème en <i>phase 1</i> . . . . .	120
2.2	Résultats . . . . .	121
<b>3</b>	<b>Etude de la <i>phase 2</i> : Expansion inertielle libre . . . . .</b>	<b>128</b>
3.1	Formulation du problème en <i>phase 2</i> . . . . .	128
3.2	Résultats . . . . .	128
<b>4</b>	<b>Discussion . . . . .</b>	<b>132</b>
4.1	Rôle de la cavitation pendant la fragmentation . . . . .	132
4.2	Energie dissipée pendant la cavitation . . . . .	134
<b>5</b>	<b>Eléments de modélisation inspirés de Stebnovskii (1998b, 2000). Perspectives . . . . .</b>	<b>137</b>
<b>6</b>	<b>Bilan du chapitre . . . . .</b>	<b>140</b>

---



## Résumé et plan du chapitre

Les observations expérimentales de Stebnovskii (1998a, 2007) et Kedrinskii et al. (1997) ont mis en évidence que la fragmentation des liquides peu visqueux en régime dynamique s'opère au terme d'un processus de cavitation (chapitre I, §3.2.2, p. 38). Celui-ci met en jeu la germination et la croissance d'une population entière de cavités sphériques dont la coalescence conduit à la pulvérisation du milieu en fines gouttelettes. Les radiographies en temps réel effectuées par Zhiembetov et al. (2002, voir chapitre I, §3.2.1, p. 35) et les observations des cibles d'étain récupérées après les essais de chocs laser (chapitre II, §3.1, p. 65) suggèrent que ce mécanisme est également responsable du micro-écaillage des métaux fondus sous choc.

Afin de vérifier cette hypothèse, et dans une démarche analogue à celle de Stebnovskii (2000), nous proposons de décrire ce processus de cavitation au sein de l'étain fondu dans les conditions de chargement du micro-écaillage. La modélisation retenue est basée sur l'étude de l'expansion dynamique d'un motif élémentaire de sphère creuse. La question posée est de déterminer si la fraction volumique de vide peut atteindre une valeur critique  $f_c \sim 0,6 - 0,8$  telle que la cavitation puisse être considérée comme le principal mécanisme responsable de la fragmentation.

L'application du motif de sphère creuse à la description de la cavitation dynamique des liquides, ainsi que son interprétation physique, sont dans un premier temps discutées (§1). Afin de restituer le processus de cavitation tel qu'il doit se développer dans les conditions du micro-écaillage, deux problèmes distincts de sphère creuse sont proposés. Ils correspondent respectivement à une phase d'expansion imposée, ou phase de chargement, et à une phase d'expansion inertielle libre après l'arrêt de ce chargement. Leur formulation et les résultats obtenus pour chaque problème sont présentés respectivement dans les paragraphes 2 et 3.

Les résultats obtenus font l'objet d'une discussion et d'une interprétation (§4) sur le rôle de la cavitation pendant la fragmentation dynamique des liquides. Un point de vue énergétique est notamment adopté afin d'établir un lien avec le modèle de fragmentation de Grady (1988).

Si la description retenue de la cavitation repose finalement sur le motif de sphère creuse, une approche parallèle a été engagée au cours de la thèse. Celle-ci s'inspire de travaux de modélisation de Stebnovskii (1998b, 2000). En raison des incohérences relevées dans ces travaux, le temps aura manqué pour les corriger et finaliser cette étude. Cependant, les éléments de modélisation de la cavitation proposés par Stebnovskii (1998b, 2000) sont présentés en insistant sur les aspects problématiques résolus ou en voie de l'être. La perspective à ces travaux doit conduire à la construction d'un modèle phénoménologique de fragmentation par cavitation formulé dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles avec variables internes.



# 1 Cavitation dynamique des liquides. Schéma de la sphère creuse

## 1.1 Interprétation physique du motif de sphère creuse

La démarche proposée repose sur l'hypothèse principale suivante : la motif de sphère creuse est représentatif de la croissance des cavités dans un sous-volume  $V$  de l'échantillon dans lequel l'état thermodynamique et cinématique est suffisamment uniforme (Fig. IV.1) On suppose ainsi que, au sein d'un sous-volume  $V$ , le processus de fragmentation par cavitation s'opère par une évolution similaire des cavités. Ainsi, le sous-domaine  $V$  peut être vu comme un empilement compact de sphères creuses identiques, constituées d'étain liquide, de rayon intérieur  $a$  et extérieur  $b$  dans la configuration actuelle, et dont les valeurs à l'instant initial sont notées respectivement  $a_0$  et  $b_0$ .

Conformément à ces hypothèses illustrées par la figure IV.1, le paramètre géométrique  $b_0$  correspond à la demi-distance moyenne séparant deux sites voisins activés de cavitation. La fraction volumique de vide du motif de sphère creuse est alors une bonne approximation de la porosité  $f$  du sous-domaine  $V$  :

$$f = \frac{V_{vide}}{V} \approx \frac{a^3}{b^3} \quad (\text{IV.1})$$

Les sites de cavitation correspondent à des défauts initialement présents ou des hétérogénéités locales à partir desquels la germination des cavités s'effectue aux premiers instants de l'expansion. Il semblerait que la présence d'inhomogénéités thermiques puisse jouer le rôle de sites potentiels pour la cavitation (Grady, 1988), bien que les informations sur l'état microstructural des métaux fondus sous choc soient quasiment inexistantes. Le nombre de défauts activés, et par conséquent la distance  $b_0$ , dépendent donc probablement de la pression de choc et de la vitesse de déformation. En absence de telles données, les résultats présentés ici correspondent à une étude paramétrique réalisée sur une large plage de valeurs sur  $b_0$  ( $10^{-8} \ll b_0 \ll 10^{-4}$  m).

La cavité interne initiale ne représente pas une micro-bulle initialement présente mais un site de cavitation activé. Le paramètre  $a_0$  est choisi de telle manière que la porosité initiale  $f_0 = (a_0/b_0)^3$  soit négligeable. La prise en compte de la compressibilité de la matrice liquide (Denoual et Diani, 2002) permet de rendre compte du processus de germination de la cavité à partir de ce site.

La validité de cette modélisation repose sur l'hypothèse de séparation des trois échelles de longueur suggérées par la figure IV.1. L'échelle dite *macroscopique* définit la longueur caractéristique  $X$  de la structure étudiée, i.e. l'échantillon, et de l'onde de pression. L'échelle inférieure, dite *mésoscopique*, est utilisée pour représenter le comportement d'ensemble du milieu en cavitation. La longueur caractéristique  $x$  permet de définir le sous-volume  $V \sim x^3$ . Enfin, l'échelle *microscopique* définit la longueur caractéristique d'une cellule élémentaire de cavitation, c'est-à-dire la sphère creuse de rayon extérieur initial  $b_0$ . Les règles de séparation des échelles impliquent rigoureusement la condition  $b_0 \ll x \ll X$ . Celle-ci peut se révéler très restrictive dans le cas des chargements transitoires comme les ondes de choc où  $x$  peut approcher l'ordre de grandeur de la longueur des micro-défauts, i.e.  $b_0$ . Cette problématique, qui demeure une question ouverte pour la modélisation du

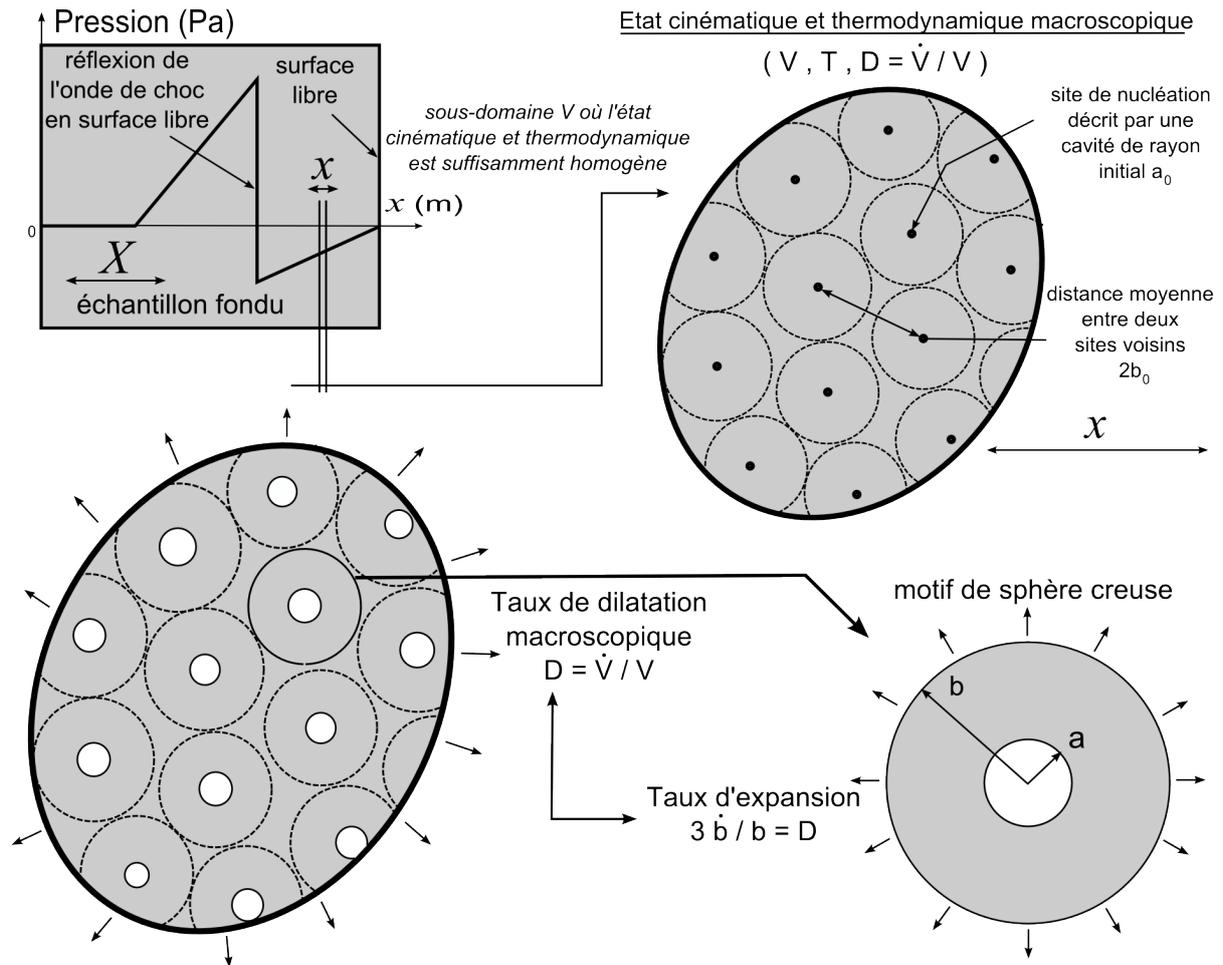


FIG. IV.1: Illustration des hypothèses sous-jacentes au modèle de sphère creuse appliqué à la description de la cavitation comme mécanisme de fragmentation lors du micro-écaillage. Ce schéma illustre notamment les différentes échelles de représentation.

comportement des matériaux en régime fortement dynamique, a été discutée de façon détaillée par Dragon et Trumel (2003) dans le contexte de l'endommagement dynamique ductile des métaux par écaillage.

## 1.2 Description du processus de cavitation. Choix du chargement appliqué

Le processus de cavitation, décrit par l'expansion de la sphère creuse, est divisé en deux séquences temporelles, c'est-à-dire en deux phases successives qui conduisent à la formulation de deux problèmes de sphères creuses distincts. Pendant la *phase 1* ( $0 \leq t \leq \tau$ ), la sphère creuse est soumise à une vitesse de dilatation macroscopique  $D$  constante exprimée par une condition aux limites en vitesse imposée sur la frontière extérieure  $b$ . Durant la *phase 2* ( $t > \tau$ ), la sphère creuse évolue en expansion inertielle libre après l'arrêt du chargement appliqué pendant la *phase 1*.

Par souci de simplicité et de lisibilité, le chargement appliqué est défini par seulement deux paramètres scalaires (la vitesse de dilatation macroscopique  $D$  constante et la durée d'application  $\tau$ ) qui visent à rendre compte des conditions dynamiques rencontrées en

pratique. La présente étude se limite aux deux jeux de paramètres ( $D, \tau$ ) reportés dans le tableau IV.1. Chacun est représentatif d'une configuration expérimentale réelle mise en œuvre pour la caractérisation du micro-écaillage et pour laquelle un ordre de grandeur de l'échelle de longueur  $X$  peut être défini. Des échantillons millimétriques sont usuellement employés au cours d'un essai d'impact de plaque (cas de chargement No. 1) tandis que les chocs laser (cas de chargement No. 2) sont réalisés sur des cibles minces de quelques dizaines à quelques centaines de micromètres.

TAB. IV.1: Paramètres de chargement.

Chargement No.	1	2
Configuration expérimentale correspondante	impact de plaque	chocs laser
Taux de dilatation $D$ ( $s^{-1}$ )	$10^6$	$10^8$
Durée de chargement $\tau$ (s)	$2 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-9}$

## 2 Etude de la *phase 1* : Expansion imposée

### 2.1 Formulation du problème en *phase 1*

La description cinématique de la *phase 1* repose sur le choix du champ de déplacement proposé par Denoual et Diani (2002), qui fait intervenir deux potentiels de déplacement  $\varphi(t)$  et  $\omega(t)$  :

$$r(r_0, t)^3 = \varphi(t)[r_0^3 + \omega(t)], \quad a \leq r \leq b \quad (\text{IV.2})$$

Le premier,  $\varphi$ , rend compte d'un état de dilatation pure uniforme au sein de la matrice liquide. L'expression de la conservation de la masse conduit à  $\varphi = \rho_0/\rho$ ,  $\rho$  désignant la masse volumique du liquide à l'instant  $t$  et  $\rho_0$  sa valeur à l'instant initial. Le second potentiel,  $\omega$ , décrit l'expansion de la sphère creuse par la croissance de la cavité interne. Lorsque  $\varphi = 1$ , la forme du champ de déplacement correspond à celle classiquement utilisée sous l'hypothèse d'incompressibilité de la matrice (voir, par exemple, Johnson, 1981). Les quantités cinématiques utiles (vitesse, accélération, tenseur des taux de déformation) dérivent de l'équation (IV.2).

La matrice de la sphère creuse est constituée d'étain liquide dont le comportement est choisi compressible et visqueux. La loi de comportement repose sur une partition du tenseur des contraintes en une partie sphérique et réversible (pression définie par une réponse élastique linéaire) et une partie déviatorique et irréversible (contraintes visqueuses newtoniennes), i.e.  $\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \tau_{ij}$ <sup>1</sup>. En tenant compte du champ de déplacement (IV.2) et en notant  $d_{ij}$  le tenseur des taux de déformation, on obtient :

$$\sigma_{ij} = K \ln \left( \frac{\rho_0}{\rho} \right) \delta_{ij} + 2\eta (d_{ij} - \frac{1}{3} d_{kk} \delta_{ij}) \quad (\text{IV.3a})$$

$$= K \ln \varphi \delta_{ij} + \frac{4}{3} \eta \frac{\varphi \dot{\omega}}{r^3} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1/2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/2 \end{pmatrix} \quad (\text{IV.3b})$$

Le module de compressibilité  $K$  et le coefficient de viscosité en cisaillement (ou viscosité dynamique)  $\eta$  sont donnés dans le tableau IV.2 qui regroupe les propriétés physiques de l'étain utiles à cette étude et choisies identiques à celles employées pour l'application numérique des modèles de fragmentation (chapitre III).

Le bilan de quantité de mouvement est écrit en représentation spatiale (eulérienne), en tenant compte de la symétrie sphérique du problème :

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{2}{r} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) = \rho \ddot{r} \quad (\text{IV.4})$$

En y joignant la relation constitutive (IV.3b), l'équation du mouvement (IV.4) est intégrée de  $a$  à  $b$ , avec une frontière libre de contraintes en  $r = a$  (première condition aux limites) :

<sup>1</sup> Le terme de pression hors-équilibre d'origine visqueuse -  $p_* = -(\frac{2}{3}\eta + \zeta)d_{kk}$  - qui résulte de la prise en compte du second coefficient de viscosité  $\zeta$  (également appelé viscosité d'expansion ou de volume), est négligé. Ceci revient à accepter la *relation de Stokes* ( $3\zeta + 2\eta = 0$ ), usuellement vérifiée expérimentalement et justifiée théoriquement pour les gaz monoatomiques. En absence de données quantifiées sur  $\zeta$ , qui reste un problème ouvert de la mécanique et la physique de l'état liquide (Gosse, 1995, p. 11), nous admettrons cette hypothèse.

TAB. IV.2: Propriétés physiques de référence de l'étain liquide, pour l'étude de sphère creuse (voir annexe A).

Propriété	Symbole	Valeur	Unité
Masse volumique de référence	$\rho_0$	6500	$\text{kg.m}^{-3}$
Module de compressibilité	$K$	40	GPa
Viscosité dynamique	$\eta$	$10^{-3}$	Pa.s
Tension superficielle	$\gamma$	0,5	$\text{N.m}^{-1}$

$$K \ln \varphi = \frac{4}{3} \eta \frac{\dot{\omega}}{a_0^3 + \omega} + \int_a^b \rho \ddot{r} dr \quad (\text{IV.5})$$

En raison de sa longueur, l'expression détaillée de la quantité d'accélération  $\int_a^b \rho \ddot{r} dr$  n'apparaît pas dans l'équation (IV.5); elle dérive du champ de déplacement donné par l'équation (IV.2).

La vitesse  $\dot{b}$  imposée sur la frontière extérieure ( $r = b$ ) est connectée à la vitesse de dilatation macroscopique  $D$  et au volume total de la sphère creuse  $V = \frac{4}{3}\pi b^3$  :

$$D = \frac{\dot{V}}{V} = 3 \frac{\dot{b}}{b} = \frac{\dot{\omega}}{b_0^3 + \omega} + \frac{\dot{\varphi}}{\varphi} \quad (\text{IV.6})$$

Les conditions initiales du problème sont :

$$\varphi(0) = 1, \quad \omega(0) = 0, \quad \dot{\varphi}(0) = D, \quad \dot{\omega}(0) = 0 \quad (\text{IV.7})$$

On note que la sphère creuse est initialement à pression nulle ( $\varphi = \rho_0/\rho = 1$ ) mais qu'elle possède une vitesse initiale. Les conditions initiales en vitesse doivent en effet être compatibles avec la condition aux limites en vitesse telle qu'elle est formulée dans l'équation (IV.6). Le choix particulier  $\dot{\varphi}(0) = D$  et  $\dot{\omega}(0) = 0$  traduit la réponse instantanée due à l'élasticité volumique de la matrice liquide. De plus, en pratique, l'étain liquide atteint un état de tension à partir d'un état comprimé (sous choc) et possède réellement une vitesse d'expansion initiale associée à sa compressibilité.

## 2.2 Résultats

La formulation du problème de sphère creuse pour la *phase 1* conduit à un système de deux équations différentielles non-linéaires du second ordre donné par les relations (IV.5) et (IV.6). Les solutions  $\varphi$  et  $\omega$ , obtenues par la résolution numérique de ce système à l'aide du logiciel Mathematica, permettent de calculer l'évolution temporelle de la pression macroscopique  $p_{macro}(t) = -\sigma_{rr}(b, t)$  à partir de l'équation (IV.3b) et de la porosité  $f(t) = a(a_0, t)^3/b(b_0, t)^3$  donnée par l'équation (IV.2).

La figure IV.2 représente l'évolution de la pression macroscopique (a) et de la porosité (b) aux premiers instants de l'expansion imposée ( $0 \leq t \leq 0.01\tau$ ) pour le cas de chargement No. 1. Les deux solutions du système (IV.5)-(IV.6) obtenues pour  $b_0 = 10^{-7}$  m et  $b_0 = 10^{-6}$  m correspondent respectivement aux courbes bleues et rouges. La solution dite *quasi*

*statique*, pour laquelle la quantité d'accélération est négligée dans le bilan de quantité de mouvement (IV.5), est représentée par les deux courbes noires en trait épais. Les courbes noires en trait fin illustrent l'influence de la viscosité, dans ce cas fixée à 0,002 Pa.s, sur la solution quasi-statique. Enfin, les courbes noires en traits pointillés correspondent à la solution incompressible  $\omega_*(t)$  qui résulte de la condition aux limites en vitesse, i.e. l'équation différentielle (IV.6) avec  $\varphi = 1$  et  $\dot{\varphi} = 0$  :

$$\omega_*(t) = b_0^3 [\exp(Dt) - 1] \quad (\text{IV.8})$$

Pour cette solution incompressible, l'évolution de la porosité  $f_*(t)$  est alors déduite du champ de déplacement (IV.2) avec  $\varphi = 1$  :

$$f_*(t) = 1 + (f_0 - 1)\exp(-Dt) \approx 1 - \exp(-Dt) \approx Dt \quad (\text{IV.9})$$

Lorsque les effets inertiels sont négligés (solutions quasi statiques) ou peu marqués (courbes bleues pour  $b_0 = 10^{-7}$  m), le début de l'expansion de la sphère creuse peut être décrit en trois phases et met en évidence le phénomène d'*explosion de cavité* (Denoual et Diani, 2002). Pendant une *phase d'incubation* ( $t < 0.8$  ns sur la figure IV.2), la matrice liquide emmagasine de l'énergie de déformation élastique sans augmentation notable de la porosité, i.e. de la taille de la cavité interne. Ceci se traduit par une augmentation linéaire de la pression macroscopique qui correspond à la réponse purement élastique du liquide ( $p_{macro} \approx -KDt$ ). L'augmentation brutale de la porosité est due à la croissance rapide de la cavité interne au cours d'une *phase d'inflation* qui s'accompagne d'une relaxation quasi totale de la pression macroscopique. L'évolution s'achève par une *phase de croissance* pendant laquelle l'augmentation de la taille de la cavité accommode seule l'expansion totale imposée, de la même manière que la solution incompressible.

Le phénomène d'*explosion* de la cavité peut être interprété comme sa germination à partir d'un site de nucléation. Celui-ci est représenté par un vide de rayon  $a_0$  qui correspond à une perturbation des conditions initiales de la réponse du milieu liquide intact en dilatation pure. Dans le cas des solutions quasi-statiques où la réponse de la sphère creuse dépend uniquement de  $f_0$  et non des valeurs absolues de  $a_0$  et  $b_0$ , la *phase d'inflation* s'initie pour une pression critique  $p_c$  :

$$p_c = -\sigma_{rr}(b, t_c) = p_{macro}(t_c), \quad \text{avec } t_c \text{ tel que } \dot{p}_{macro}(t_c) = 0 \quad (\text{IV.10})$$

L'effet stabilisant de la viscosité se manifeste par un retard à l'apparition de l'*explosion* de la cavité (voir aussi Klöcker et Montheillet, 1991). La *phase d'incubation* se maintient plus longtemps et la pression critique de cavitation augmente. Pour l'étain liquide et dans les conditions de chargement étudiées, l'explosion de la cavité se produit bien avant la fin de la *phase 1* et correspond à des niveaux de porosité négligeables devant la valeur critique de fragmentation  $f_c$ .

Les pressions critiques de cavitation  $p_c$ , issues des solutions quasi statiques obtenues pour une large plage de vitesse de dilatation  $D$  et de porosité initiale  $f_0$  avec les propriétés physiques de l'étain liquide du tableau IV.2, sont reportées sur la figure IV.3. En raison des effets visqueux, la pression de cavitation  $p_c$  ne tend pas vers une valeur finie lorsque la porosité initiale tend vers 0. Par conséquent, la pression de cavitation du liquide intact

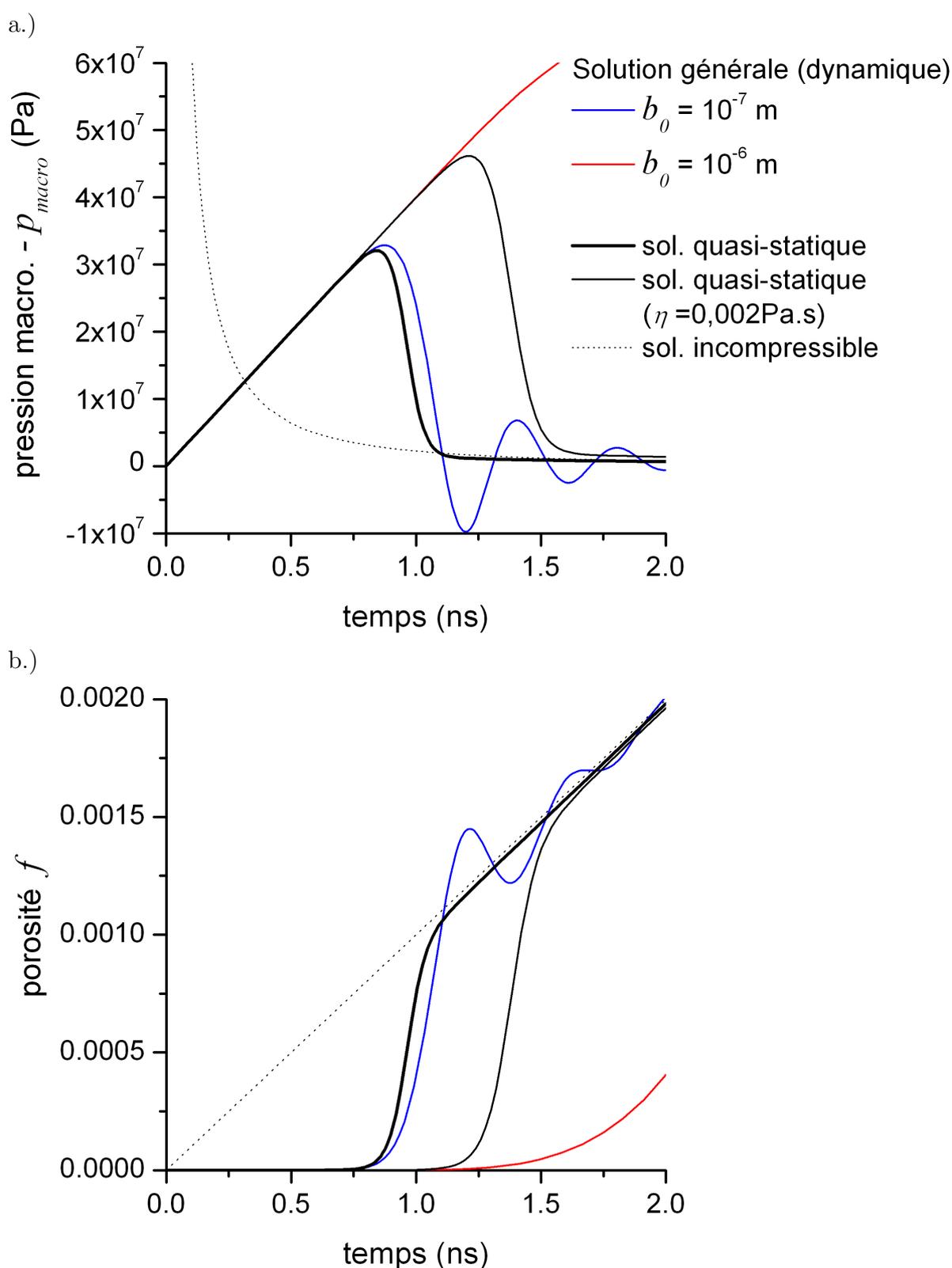


FIG. IV.2: Evolution de la pression macroscopique (a) et de la porosité (b) pendant les premiers instants de la *phase 1* pour le cas de chargement No. 1 (Table IV.1). Les résultats sont obtenus avec les propriétés de l'étain liquide données dans la table IV.2, à l'exception des courbes noires en trait continu fin (solution *quasi-statique* obtenue pour une viscosité  $\eta = 2 \times 10^{-3} Pa.s$ ). Les courbes en pointillés correspondent à la solution incompressible.

ne peut pas être strictement établie. Néanmoins, les valeurs obtenues pour les plus faibles porosités ( $10^{-12} \leq f_0 \leq 10^{-8}$ ) forment un plateau légèrement décroissant dont la valeur moyenne peut définir une approximation acceptable de la pression de cavitation de l'étain liquide intact. Les valeurs ainsi obtenues évoluent entre 1 MPa et 0,6 GPa et encadrent les mesures de la tension d'écaillage de l'étain partiellement ou complètement fondu (chapitre II). Elles sont de plus cohérentes avec les prédictions du modèle de fragmentation de Grady (1988) (pression critique de fragmentation  $p_s$  reportée par des traits rouges sur la figure IV.3) notamment du point de vue de la dépendance à la vitesse de dilatation.

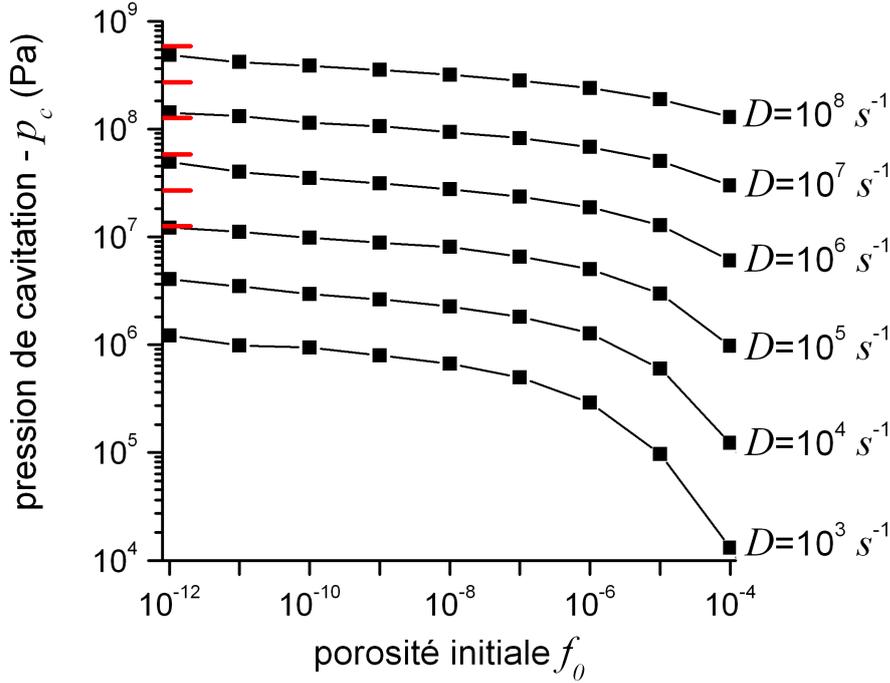


FIG. IV.3: Pression critique de cavitation  $p_c$  en fonction de la vitesse de dilatation macroscopique  $D$  et de la porosité initiale  $f_0$ . Les traits rouges représentés à gauche correspondent à la pression critique de fragmentation  $p_s$ , indépendante de la porosité initiale  $f_0$ , obtenue avec le modèle de Grady (1988) appliqué à l'étain liquide (voir la figure III.3.b et l'équation III.15).

Les solutions générales (dynamiques) du problème prennent en compte les effets micro-inertiels, associés à la quantité d'accélération  $\int_a^b \rho \ddot{r} dr$ . Ils se manifestent par un ralentissement de l'initiation de la croissance de la cavité, permettant ainsi à la pression macroscopique de croître au-delà de la pression critique de cavitation  $p_c$ . Les effets conjugués de l'inertie, de la compressibilité du liquide et de l'expansion totale imposée provoquent des oscillations pendant la croissance de la cavité, qui se répercutent sur la pression macroscopique et sur la porosité. Ces effets sont principalement contrôlés par  $b_0$  qui définit la masse totale du motif de sphère creuse.

L'évolution de la porosité correspondant à ces solutions générales dynamiques est représentée sur les figures IV.2 et IV.4 pour différentes échelles de temps. Trois types de comportement peuvent être distingués en fonction de  $b_0$  :

1. Tant que  $b_0$  demeure inférieur à  $10^{-7}$  m, la solution dynamique est pratiquement identique à la solution quasi statique. Les oscillations induites sont faibles, rapidement amorties par la viscosité du liquide et, après l'explosion de la cavité, sa croissance suit la solution incompressible. Les courbes bleues des figures IV.2 et IV.4.a

en fournissent un exemple. Pour le cas de chargement No. 2, ce comportement est observé lorsque  $b_0$  reste inférieur à  $10^{-8}$  m.

2. Lorsque que  $b_0$  est compris entre environ  $10^{-7}$  et  $5 \cdot 10^{-5}$  m, les oscillations prennent une plus grande importance, comme l'illustre la solution établie pour  $b_0 = 10^{-6}$  m (courbe rouge sur les figures IV.2 et IV.4.a). Cependant, si l'évolution de la porosité est observée sur toute la durée  $\tau$  d'application du chargement, les oscillations correspondent à des fluctuations de porosité qui peuvent raisonnablement être négligées devant la croissance globale qui suit la tendance définie par la solution incompressible. Les solutions obtenues pour  $b_0 = 10^{-6}$  m (Fig. IV.4.b, courbe rouge) et  $b_0 = 10^{-5}$  m (IV.4.b, courbe verte) correspondent à cette situation. Dans ce cas, l'expansion de la sphère creuse peut être considérée comme quasi incompressible pendant la *phase 1*. Les effets de la compressibilité et de l'inertie sont alors négligés du point de vue de l'évolution de la porosité. Ce régime correspond à des valeurs de  $b_0$  comprises approximativement entre  $10^{-8}$  et  $10^{-6}$  m pour le cas de chargement No. 2.
3. Si  $b_0 \geq 5 \cdot 10^{-5}$  m (respectivement  $10^{-6}$  m pour le cas de chargement No. 2), les oscillations induites deviennent trop importantes pour confondre l'évolution de la porosité avec celle définie par la solution incompressible. Un exemple de ce cas de figure est donné pour  $b_0 = 10^{-4}$  m sur la figure IV.4.b (courbe bleue). Pour des valeurs extrêmes de  $b_0$ , la croissance de la cavité est même *gelée* par l'inertie de la matrice liquide entourant le noyau de cavitation activé : la porosité commence à peine à croître à l'issue du chargement appliqué.

Hormis cette dernière exception, le niveau de porosité atteint au terme de la *phase 1*, i.e. à  $t = \tau$ , est de l'ordre de 0,2 pour les deux cas de chargement, ce qui reste largement inférieur à la valeur critique  $f_c$  ( $\sim 0,6 - 0,8$ ) pour laquelle la fragmentation est supposée se produire. Ainsi le traitement de la *phase 2* est nécessaire afin d'évaluer si la croissance de la cavité en expansion libre après l'arrêt du chargement peut conduire à des niveaux de porosité critiques.

En outre, nous tirons les enseignements de l'étude de la *phase 1* en supposant que l'expansion ultérieure de la sphère creuse, i.e. pendant la *phase 2*, se produit de manière incompressible. De plus, les conditions initiales de ce nouveau problème sont définies à partir de la solution incompressible  $\omega_*(t)$  à  $t = \tau$  qui décrit la tendance principale de l'évolution de la porosité pendant l'expansion imposée. Cela revient à ignorer le cas de figure **3** défini ci-dessus et correspondant aux solutions obtenues pour les plus grandes valeurs de  $b_0$ . Cependant, la séparation des échelles n'est plus rigoureusement respectée pour ces valeurs de  $b_0$  et pour lesquelles la sphère creuse n'est plus représentative du processus de cavitation que nous souhaitons décrire. La même plage de valeurs de  $b_0$  est toutefois explorée pour la *phase 2* en gardant à l'esprit ces remarques.

L'action de la tension superficielle sur la paroi de la cavité interne a été négligée pendant la *phase 1*. Ce choix est justifié aux premiers instants car la cavité initiale ne représente pas une micro-bulle physique, mais un site de germination activé. Attribuer une telle propriété à cette cavité fictive n'a pas de signification physique et conduit à son effondrement quasi immédiat. En absence de données précises sur la taille des cavités formées pendant la

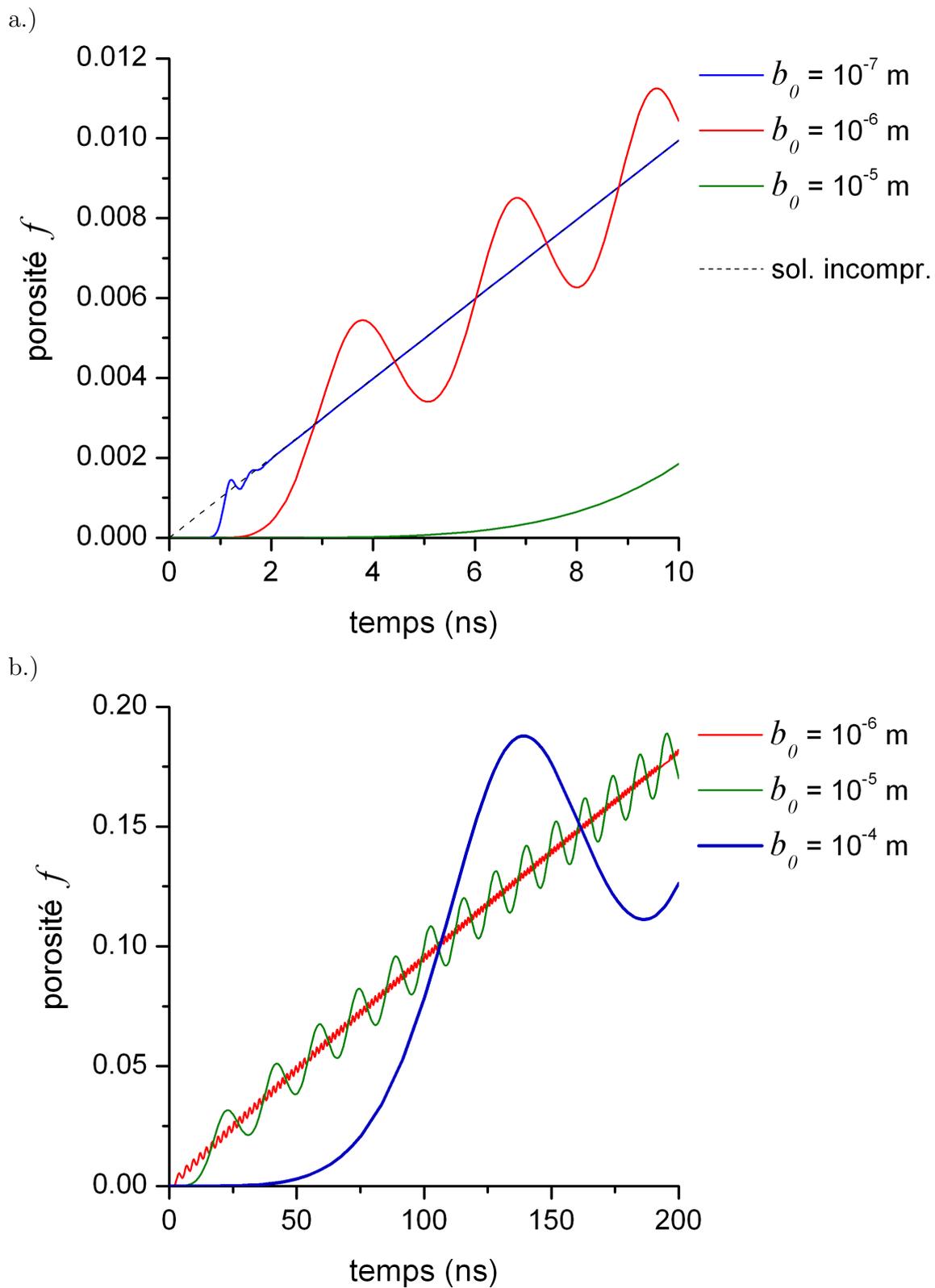


FIG. IV.4: Evolution de la porosité en fonction du rayon  $b_0$  pour deux échelles de temps. Solutions du problème général (dynamique) du problème de sphère creuse pour la *phase 1* et le cas de chargement No. 1.

---

phase de germination, il est délicat de déterminer quand la cavité interne du motif de sphère creuse peut être vue comme une bulle réelle et donc quand la tension superficielle doit être considérée. La fin de l'explosion de cavité semble pouvoir définir cet instant, mais la taille de la cavité interne, et l'action de la tension superficielle qui lui est inversement proportionnelle, restent conditionnées par le choix de  $b_0$ . *La tension superficielle n'est donc prise en compte que pendant la phase 2.* Ce choix revient à considérer la *phase 1* comme une germination prolongée.

### 3 Etude de la *phase 2* : Expansion inertielle libre

#### 3.1 Formulation du problème en *phase 2*

Compte tenu des conclusions établies précédemment, la phase d'expansion inertielle est traitée avec le champ de déplacement incompressible suivant :

$$r(r_0, t)^3 = r_0^3 + \omega(t) \quad (\text{IV.11})$$

Les conditions initiales de ce nouveau problème découlent des mêmes conclusions. Les valeurs de  $\omega$  et  $\dot{\omega}$  à  $t = \tau$  sont données par la solution incompressible  $\omega_*(t)$  du problème de la *phase 1* (IV.8) :

$$\omega(\tau) = \omega_*(\tau) = b_0^3 [\exp(D\tau) - 1], \quad \dot{\omega}(\tau) = \dot{\omega}_*(\tau) = b_0^3 D \exp(D\tau) \quad (\text{IV.12})$$

Afin de traduire l'expansion libre pendant laquelle la croissance de la cavité s'effectue sans apport supplémentaire de travail extérieur, la frontière externe ( $r = b$ ) est supposée libre de contrainte. L'effort normal appliqué en  $r = a$  correspond à l'action de la tension superficielle sur la paroi de la cavité interne. Les conditions aux limites du problème de sphère creuse en *phase 2* se résument ainsi :

$$\sigma_{rr}(r = a, t) = 2\gamma/a, \quad \sigma_{rr}(r = b, t) = 0 \quad (\text{IV.13})$$

La forme locale et eulérienne du bilan de quantité de mouvement (Eq. IV.4) est intégrée de  $a$  à  $b$  et conduit à :

$$\sigma_{rr}(r = b, t) - \sigma_{rr}(r = a, t) + \int_a^b \frac{2}{r} (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}) dr = \int_a^b \rho \ddot{r} dr \quad (\text{IV.14})$$

En joignant à (IV.14) les conditions aux limites (IV.13) et les lois de comportement de la matrice liquide (IV.3b, avec  $\varphi = 1$  et  $\dot{\varphi} = 0$ ), on obtient l'équation différentielle non-linéaire du second ordre suivante :

$$-\frac{2\gamma}{a} + \frac{4}{3}\eta\dot{\omega} \left( \frac{1}{a^3} - \frac{1}{b^3} \right) = \rho_0 \left[ \frac{\ddot{\omega}}{3} \left( \frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right) + \frac{\dot{\omega}^2}{18} \left( \frac{1}{b^4} - \frac{1}{a^4} \right) \right] \quad (\text{IV.15})$$

#### 3.2 Résultats

L'évolution de la porosité  $f = (a/b)^3 = [(a_0 + \omega)/(b_0 + \omega)]^3$ , correspondant à la solution de l'équation différentielle (IV.15) accompagnée des conditions initiales (IV.12), est illustrée pour deux valeurs de  $b_0$  sur la figure IV.5. A l'instant  $t = \tau$ , la cavité, et donc la porosité, continuent à croître au cours d'une compétition entre l'énergie cinétique motrice et les effets résistants de la viscosité et de la tension superficielle.

La figure IV.6 regroupe les résultats d'une étude paramétrique réalisée pour  $10^{-8} \text{ m} \leq b_0 \leq 10^{-4} \text{ m}$  dans les deux cas de chargement. Ce graphique représente, en fonction de  $b_0$ , soit la porosité maximale atteinte  $f_{max}$  après  $t = \tau$ , soit la valeur prise à  $t = 10\tau$  si aucun maximum n'est observé avant. Les carrés bleus et rouges correspondent respectivement aux valeurs obtenues pour les cas de chargement No. 1 (impact de plaques) et No. 2 (chocs laser).

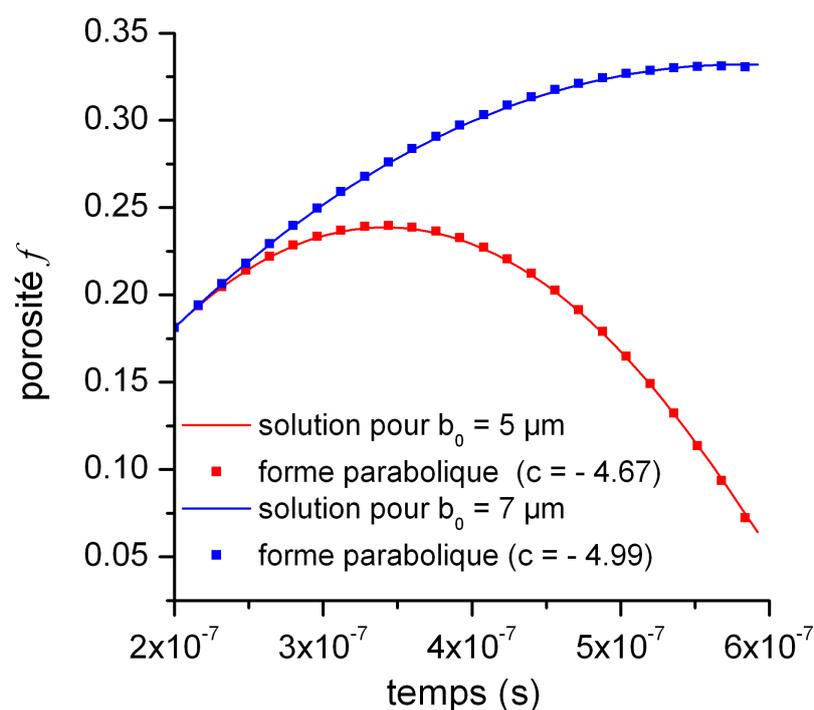


FIG. IV.5: Expansion inertielle libre de la sphère creuse liquide (*phase 2*). Exemples d'évolution de la porosité  $f(t)$  après  $t = \tau$  pour  $b_0 = 5 \mu\text{m}$  (courbe continue rouge) et  $b_0 = 75 \mu\text{m}$  (courbe continue bleue) dans le cas de chargement No. 1. Les carrés rouges et bleus sont obtenus à partir de l'approximation analytique parabolique  $F(t)$  définie par les équations (IV.12)-(IV.16)- (IV.18)-(IV.19) en ajustant le coefficient adimensionnel  $c$ .

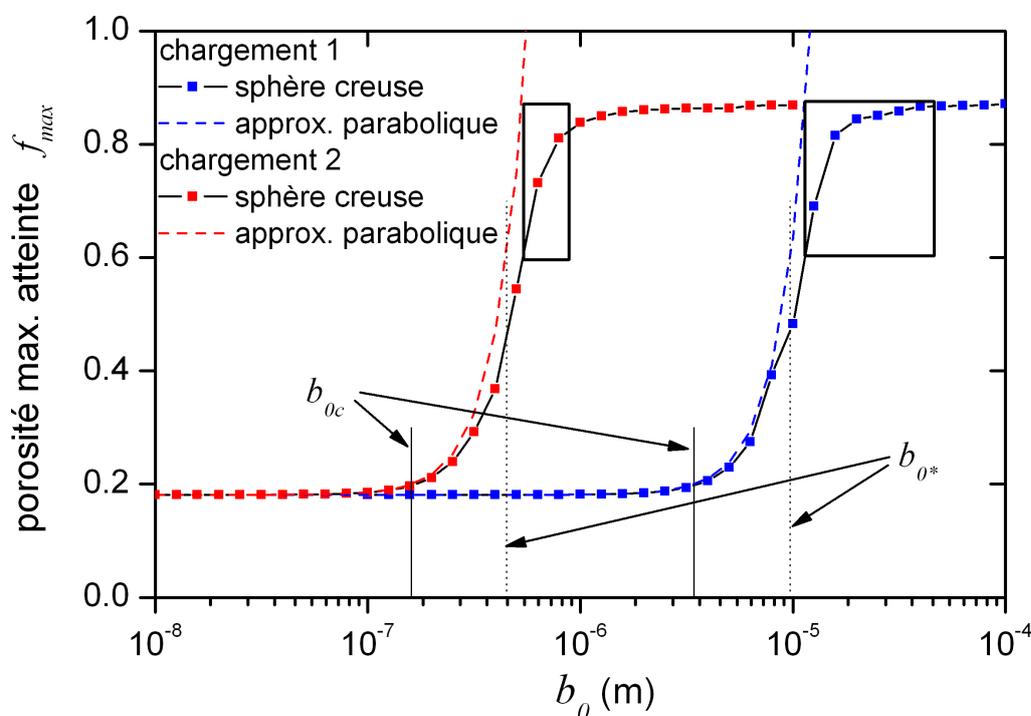


FIG. IV.6: Abaque représentant la porosité maximale atteinte  $f_{max}$  pour les 2 chargements en fonction de  $b_0$ . Les solutions issues de la résolution du problème de sphère creuse en *phase 2* (carrés) et leur approximation  $F_{max}$  (courbes en pointillés) présentent un bon accord pour les plus faibles valeurs de  $b_0$ .

Les deux courbes  $f_{max}(b_0)$ , translatées vers les plus faibles valeurs de  $b_0$  lorsque la vitesse de dilatation  $D$  augmente, présentent la même allure qui met en évidence trois régimes de cavitation :

1. Le *régime de non-cavitation* est observé pour les plus faibles valeurs de  $b_0$ . La porosité n'évolue pas car la cavité s'effondre presque immédiatement sous l'action de la tension superficielle. La porosité maximale  $f_{max}$  est alors pratiquement similaire à la valeur prise à  $t = \tau$ . Ce régime peut être défini par le critère  $f_{max} \leq 1,1f(\tau)$ . La borne supérieure de l'ensemble des  $b_0$  qui remplissent ce critère est notée  $b_{0c}$ .
2. Pendant environ une demi-décade à partir de  $b_{0c}$ , la porosité maximale atteinte  $f_{max}$  augmente progressivement au cours d'un *régime de transition*.
3. Pour les valeurs de  $b_0$  plus élevées,  $f_{max}$  dépasse systématiquement 0,6 avant  $t = 10\tau$ . Le domaine  $b_0 \geq b_{0*}$  définit ce *régime de fragmentation par cavitation*.

Afin d'étendre ces résultats à d'autres métaux liquides et d'autres conditions de chargement, restant toutefois suffisamment proches de celles étudiées ici, une solution analytique approchée est proposée. Celle-ci permet de définir analytiquement les différents régimes de cavitation. Compte tenu de l'allure de l'évolution de la porosité dont la figure IV.5 fournit un exemple, l'hypothèse de départ consiste à approcher les solutions numériques  $f(t)$  du problème de sphère creuse en *phase 2* par une fonction parabolique  $F(t)$  :

$$f(t) \approx F(t) = A + Bt + Ct^2 \quad (\text{IV.16})$$

La première contrainte imposée aux coefficients  $A$ ,  $B$  et  $C$  est le respect des conditions initiales (IV.12). En travaillant en porosité, celles-ci s'expriment à l'aide de la fonction  $f_*(t)$  donnée par l'équation (IV.9) :

$$F(\tau) = f_*(\tau), \quad \dot{F}(\tau) = \dot{f}_*(\tau) \quad (\text{IV.17})$$

et se traduisent sur les coefficients de la fonction  $F(t)$  par :

$$A = f_*(\tau) - \dot{f}_*(\tau)\tau + C\tau^2, \quad B = \dot{f}_*(\tau) - 2C\tau \quad (\text{IV.18})$$

En postulant que l'évolution de la porosité pendant la *phase 2* résulte principalement d'une compétition entre l'énergie cinétique et la tension superficielle, et en admettant que l'information sur la vitesse est déjà prise en compte dans (IV.18), nous proposons d'exprimer le coefficient  $C$  en fonction de la masse totale de la sphère creuse  $\sim \rho_0 b_0^3$  et de la tension superficielle  $\gamma$ . Le respect des dimensions conduit à l'expression suivante, qui fait intervenir la constante adimensionnelle  $c$  :

$$C = c \cdot \gamma / (\rho_0 b_0^3) \quad (\text{IV.19})$$

La figure IV.5 fournit un exemple graphique de la forme parabolique  $F(t)$ . Les solutions numériques  $f(t)$ , en trait continu, sont bien reproduites par la fonction  $F(t)$  représentée par des carrés. La fonction  $F(t)$  permet alors de définir l'expression analytique de  $F_{max}$  qui constitue ainsi une approximation de  $f_{max}$  :

$$f_{max} \approx F_{max} = A - \frac{B^2}{4C} \quad (\text{IV.20})$$

L'expression de  $F_{max}$  est obtenue en combinant les relations (IV.16)- (IV.18)-(IV.19) et l'expression de la fonction  $f_*(t)$  donnée par l'équation (IV.9). Le choix  $c = -4,8$  permet d'obtenir une approximation satisfaisante de  $f(t)$ , et donc de  $f_{max}$ , sur une plage de  $b_0$  allant du *régime de non-cavitation* au début du *régime de fragmentation par cavitation*. Les courbes en pointillés de la figure IV.6 représentent les valeurs de  $F_{max}$  ainsi obtenues. Les écarts observés, mineurs pendant le *régime de transition*, puis très importants après le début du *régime de fragmentation par cavitation*, sont principalement dus à la perte de la forme parabolique pour les porosités élevées et à l'apparition plus significative de l'effet de la viscosité. Néanmoins, l'approximation parabolique permet de définir correctement les domaines d'existence de chaque régime.

Le critère  $f_{max} \leq 1,1f(\tau)$ , qui établit le domaine correspondant au *régime de non-cavitation*, peut être approché par  $F_{max} \leq 1,1F(\tau)$  et conduit à :

$$b_0 \leq b_{0c} \approx \left\{ \frac{0,4 c \gamma [\exp(D\tau) - \exp(2D\tau)]}{\rho_0 D^2} \right\}^{1/3} \quad (IV.21)$$

L'approximation de  $b_{0c}$  vaut respectivement  $3,42\mu\text{m}$  et  $0,16\mu\text{m}$  pour les cas de chargement No. 1 et 2. Ces valeurs sont reportées sur la figure IV.6.

Bien que  $F(t)$  ne fournisse pas une bonne approximation de  $f(t)$  sur tout le domaine correspondant au *régime de fragmentation par cavitation*, le critère  $f_{max} \geq 0,6$  peut être approché par  $F_{max} \geq 0,6$  afin de préciser les conditions d'apparition de ce régime :

$$b_0 \geq b_{0*} \approx \left\{ \frac{4 c \gamma \exp(D\tau) [0,4\exp(D\tau) - 1]}{\rho_0 D^2} \right\}^{1/3} \quad (IV.22)$$

L'approximation de  $b_{0*}$  vaut respectivement  $8,9\mu\text{m}$  et  $0,41\mu\text{m}$  pour les cas de chargement No. 1 et 2. (voir également la figure IV.6).

## 4 Discussion

### 4.1 Rôle de la cavitation pendant la fragmentation dynamique des liquides

A l'issue de l'étude de l'expansion inertielle de la sphère creuse (*phase 2*), les valeurs de  $b_0$  pouvant conduire à la fragmentation ont été identifiées. De plus, un critère analytique,  $b_0 > b_{0*}$  (Eq. IV.22), a été proposé sur la base d'une solution approchée. Cependant, compte tenu des conclusions de l'étude de la sphère creuse en expansion imposée (*phase 1*), certaines valeurs sont à exclure de cet ensemble.

Lorsque les effets micro-inertiels, et donc les oscillations induites, sont trop prononcés ( $b_0 > 5 \cdot 10^{-5}$  m pour le cas de chargement No. 1 et  $b_0 > 10^{-6}$  m pour le cas No. 2), le traitement incompressible de la *phase 2* ne peut pas décrire l'évolution de la sphère creuse en expansion libre. En effet, si la cavitation peut être initiée pendant le chargement, la porosité évolue avec des oscillations non négligeables et ne peut pas être confondue avec la solution incompressible (voir Fig. IV.4.d, courbe bleue avec  $b_0 = 10^{-4}$  m). Pour des valeurs de  $b_0$  plus élevées, la cavitation est inhibée par confinement inertiel et la porosité augmente à peine pendant la durée du chargement. De plus, ces tailles de sphère creuse ne respectent plus la séparation des échelles. Il devient en effet impossible de définir un volume représentatif de cavitation, de longueur caractéristique  $x \gg b_0$ , suffisamment petit pour considérer son chargement raisonnablement uniforme face aux forts gradients de la sollicitation à l'échelle de l'échantillon.

Par conséquent, le domaine de fragmentation par cavitation identifié par cette étude se restreint aux zones repérées par les rectangles représentés sur la figure IV.6. Il est intéressant de constater que ces domaines encadrent les tailles de fragments prédites par le modèle de Grady (1988) dans les mêmes conditions (vitesse de dilatation, propriétés du liquide). Dans le cas de chargement No. 1, la cavitation conduit à la fragmentation lorsque  $b_0$  est compris entre 10  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$  alors que la prédiction de la taille des fragments générés est de 15  $\mu\text{m}$ . Dans le cas de chargement No. 2, la taille de fragment de 0,7  $\mu\text{m}$  est également comprise entre 0,5 et 1  $\mu\text{m}$  qui correspondent aux valeurs de  $b_0$  rendant la fragmentation par cavitation possible. Sans décrire le processus de coalescence des cavités qui conduit à la formation des gouttelettes, il est tout à fait raisonnable de penser que leur taille soit du même ordre de grandeur, voire inférieure, à la distance moyenne séparant les défauts qui participent à leur création, i.e.  $2 b_0$ . La convergence des échelles de longueur de fragmentation conforte la pertinence de ces deux approches de modélisation.

Enfin, la plage de porosité critique est dans chaque cas atteinte à environ  $10\tau$ , soit 2  $\mu\text{s}$  pour le cas de chargement No. 1 (impact de plaques) et 20 ns pour le cas de chargement No. 2 (choc laser). Cela suggère que, dans le cas des expériences d'impact de plaques avec fenêtre en LiF où la durée de vol est inférieure à 2  $\mu\text{s}$ , l'étain fondu se redensifie alors qu'il est dans un état de cavitation et pas encore sous la forme d'un nuage de gouttelettes. Il serait intéressant d'augmenter la distance de vol afin d'observer si une modification de l'allure des profils de vitesse pourrait être attribuée à l'achèvement de la fragmentation par cavitation. Dans le cas des essais de choc laser, que ce soit avec les mousses de PVC, les plaques de polycarbonate ou les feuilles minces de cuivre, la durée de vol est largement supérieure à 20 ns. L'étain fondu se trouverait alors dans un état fragmenté et fortement dispersé pouvant expliquer l'allure chaotique de l'histoire des vitesses mesurées sur la feuille mince de cuivre (Fig. II.11).

Pour les plus faibles valeurs de  $b_0$ , la porosité ne peut atteindre les valeurs critiques pour lesquelles la fragmentation est supposée avoir lieu, même si la cavitation a pu être initiée pendant la période de chargement. Ainsi, si le nombre de défauts activés est suffisamment élevé, c'est-à-dire si  $b_0$  est suffisamment petit, l'expansion imposée est accommodée par un grand nombre de cavités et l'énergie cinétique associée à chaque cellule élémentaire de cavitation n'est pas suffisante pour vaincre la résistance due à la tension superficielle.

Pour achever le processus de fragmentation, la cavitation doit être complétée par un autre mécanisme de dégradation dont l'étude de sphère creuse proposée ici ne peut rendre compte. En effet, la phase de coalescence pourrait se produire prématurément par le raccordement des cavités voisines en raison du développement de micro-défauts de nature surfacique similaires à des bandes de cisaillement. Un traitement plus rigoureux du problème de la sphère creuse en expansion sphérique doit inclure une analyse de la stabilité qui peut fournir des indications sur l'apparition d'un tel processus.

De plus, au cours de cette étude, nous avons exclu la possibilité que la fragmentation se produise intégralement par la développement de défauts de type surface, par décohésion ou le développement de bandes de cisaillement. Ce dernier a par ailleurs été observé par Stebnovskii (1998a, 2007) sur le glycérol, liquide fortement visqueux ( $\sim 1000$  Pa.s). Si l'étain possède une viscosité largement inférieure ( $10^{-3}$  Pa.s), les vitesses de déformation mises en jeu pendant le micro-écaillage ( $10^5 - 10^8$  s $^{-1}$ ) sont nettement plus élevées que celles correspondant aux observations de Stebnovskii (estimé à  $10^3 - 10^4$  s $^{-1}$ ). Une alternative à la sphère creuse doit être envisagée pour rendre compte de tels phénomènes et statuer définitivement sur la nature des mécanismes de fragmentation.

L'étude de la sphère creuse en expansion dynamique a également mis en évidence l'effet prédominant du nombre de défauts activés à travers le paramètre  $b_0$ . Son identification constitue ainsi une des principales perspectives à ce travail afin de se prononcer plus sûrement sur les différents régimes de cavitation mis en évidence par l'étude paramétrique présentée ici. Sa caractérisation expérimentale semble difficile dans les conditions d'apparition réelles du micro-écaillage, même si quelques indications et ordres de grandeur ont pu être déduits de l'observation des échantillons récupérés après les essais de choc laser (chapitre II, §3.1, p. 65). Les nodules attribués au processus de cavitation pouvant conduire au micro-écaillage avaient alors été observés dans l'étain partiellement fondu et étaient séparés en moyenne de 2 à 5  $\mu\text{m}$ . Cet ordre de grandeur, probablement légèrement supérieur à celui mis en jeu dans l'étain complètement fondu, mérite toutefois d'être étayé par des études complémentaires.

Les simulations atomistiques (dynamique moléculaire, méthodes *ab initio*) peuvent constituer un outil intéressant dans le but d'identifier les sites potentiels de cavitation, par exemple des fluctuations thermiques ou points chauds, qui apparaissent au sein des métaux fondus sous choc.

Dans le cadre du modèle de sphère creuse, la prise en compte de la compressibilité de la matrice liquide et le choix d'une valeur initiale pour  $a_0$  suffisamment faible permettent de rendre compte du processus de germination et fournissent des seuils d'initiation réalistes, en termes de pression critique de cavitation (Fig. IV.3). Cependant, une étude plus spécifique de la phase de germination s'avère nécessaire afin de déterminer  $b_0$ , c'est-à-dire le nombre de défauts réellement activés. De plus, la détermination de la taille des cavités immédiatement après leur germination est cruciale afin de cerner le mieux possible

le rôle de la tension superficielle pendant la cavitation dynamique des liquides. Dans le contexte de la cavitation d'un milieu compressible en présence d'effets d'énergie de surface, une approche de type bifurcation peut potentiellement apporter des indications sur cette question (Biwa, 2006).

## 4.2 Energie dissipée pendant la cavitation

Le processus de cavitation est discuté ici d'un point de vue énergétique dans le but d'établir un lien avec les modèles de fragmentation basés sur une approche énergétique globale (chapitre III). La solution des deux problèmes de sphère creuse permet de calculer les quantités d'énergies échangées et dissipées pendant la croissance des cavités, c'est-à-dire  $0 \leq t \leq t_m$ .  $t_m$  désigne l'instant pour lequel la porosité maximale est atteinte ou  $t_m = 10\tau$  si aucun maximum n'est atteint avant. Nous nous concentrons ici sur les mécanismes dissipatifs qui accompagnent la cavitation et qui contribuent ainsi à la fragmentation. Ceux-ci sont liés à la dissipation visqueuse et à la création de surface. Les termes énergétiques correspondant sont notés  $\Phi_v^v(0-\tau)$ ,  $\Phi_v^v(\tau-t_m)$  et  $\Phi_v^f(\tau-t_m)$ . Leurs expressions détaillées proviennent du bilan d'énergie formulé pour les deux problèmes de sphère creuse et reporté en annexe D.  $\Phi_v^v(0-\tau)$  et  $\Phi_v^v(\tau-t_m)$  correspondent respectivement à la densité volumique d'énergie dissipé par frottement visqueux pendant les phases 1 et 2.  $\Phi_v^f(\tau-t_m)$  correspond à la densité volumique du travail fourni pour l'augmentation de la surface de la cavité. La notation utilisée vise à établir une comparaison directe avec les termes dissipatifs du critère de Grady (1988)  $\Phi_v^v$  et  $\Phi_v^f$  (Eqs. III.10-III.11, p. 87).

Cette comparaison suggère une ré-interprétation thermodynamique du problème purement mécanique de la sphère creuse pour lequel le bilan d'énergie s'apparente au théorème de l'énergie cinétique. Les contraintes irréversibles (visqueuses) donnent lieu à une dissipation volumique  $\varphi^v$  dans le volume du liquide. La tension superficielle est décrite comme une action extérieure imposée comme une condition aux limites sur la frontière intérieure de la sphère creuse, i.e. sur la paroi de la cavité. Cependant, si l'on considère le milieu en cavitation d'un point de vue macroscopique, le travail associé à l'action de la tension superficielle correspond à une énergie stockée tant que la croissance des cavités demeure stable et sphérique. Lorsqu'un certain seuil, en porosité par exemple, est atteint, cette énergie stockée est partiellement dissipée pendant la coalescence des vides voisins qui conduit à la formation des gouttelettes. La fraction non-dissipée de cette énergie reste bloquée à la surface des gouttelettes créées et est non-directement récupérable : l'apport de travail extérieur est alors nécessaire pour rapprocher les particules, les déformer afin que les surfaces créées entrent en contact et puissent coaguler pour former à nouveau un milieu liquide redensifié. Ainsi, bien que la quantité d'énergie  $\Phi_v^f(\tau-t_m)$  ne représente pas véritablement l'énergie dissipée avant la fragmentation effective, cette notation a été adoptée pour mettre en évidence le lien avec son homologue  $\Phi_v^f$  du critère de Grady (1988).

Les quantités  $\Phi_v^v(0-\tau)$ ,  $\Phi_v^v(\tau-t_m)$  et  $\Phi_v^f(\tau-t_m)$  sont reportées sur la figure IV.7 en fonction du paramètre  $b_0$  pour les deux cas de chargement.  $\Phi_v^v$  et  $\Phi_v^f$ , associées au critère énergétique de Grady (1988) et indépendantes de  $b_0$ , y figurent également.

Dans le critère énergétique de Grady (1988), l'estimation de la dissipation visqueuse est négligeable. Cependant, l'étude de la sphère creuse révèle que  $\Phi_v^v$  sous-estime la dissipation

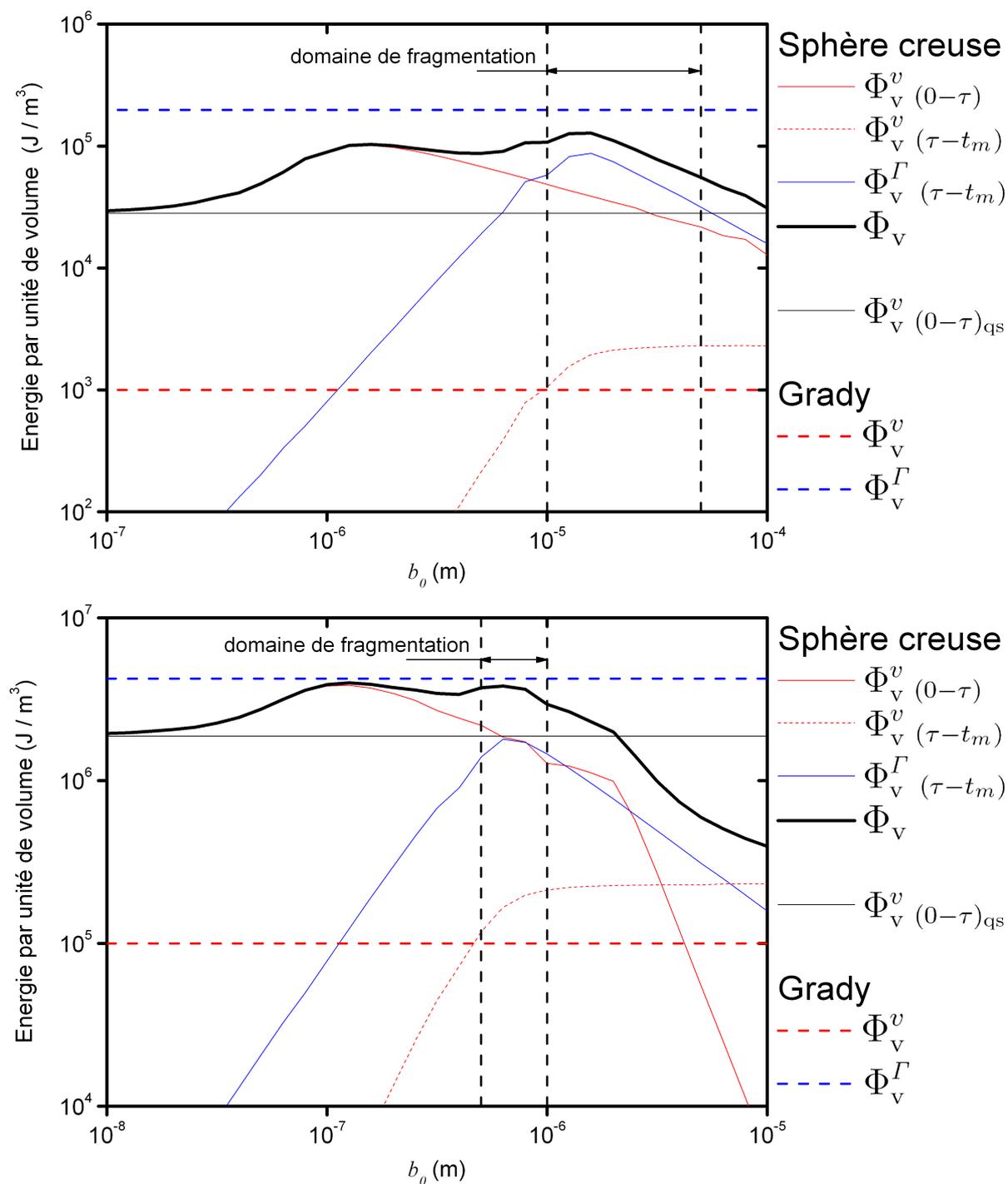


FIG. IV.7: Energie dissipée. En haut : cas de chargement No. 1 (impact de plaques). En bas : cas de chargement No. 2 (choc laser).

visqueuse pendant le processus de cavitation. En particulier,  $\Phi_v^v(0-\tau)$  lui est largement supérieure. Les commentaires suivants permettent d'expliquer l'évolution de  $\Phi_v^v(0-\tau)$  en fonction de  $b_0$ . Lorsque les effets inertiels sont négligeables ( $b_0 \rightarrow 0$ ),  $\Phi_v^v(0-\tau)$  atteint un plateau qui correspond à la solution quasi-statique ( $\Phi_v^v(0-\tau) \rightarrow \Phi_v^v(0-\tau)_{qs}$ ). Lorsque  $b_0$  augmente, les oscillations induites provoquent une quantité supplémentaire d'énergie dissipée visqueusement. Pour les plus grandes valeurs de  $b_0$ , les oscillations sont beaucoup moins rapides et engendrent une dissipation plus faible.

Pendant la *phase 2*, l'énergie de création de surface est prédominante, i.e.  $\Phi_v^f(\tau-t_m) \gg \Phi_v^v(0-\tau)$ . Avant le régime de fragmentation par cavitation, c'est-à-dire la plage de  $b_0$  pour laquelle  $f_{max} < 0,6$ ,  $\Phi_v^f(\tau-t_m)$  et  $\Phi_v^v(\tau-t_m)$  augmente avec  $b_0$  car la porosité maximale atteinte augmente également. Pour les plus grandes valeurs de  $b_0$ , la porosité maximale demeure pratiquement constante ( $\sim 0,8$ ). Par conséquent, comme la dissipation visqueuse est proportionnelle au volume de la sphère creuse, la densité volumique d'énergie dissipée correspondante atteint un plateau. La densité volumique d'énergie associée aux nouvelles surfaces créées est quant à elle inversement proportionnelle à  $b_0$ .

Dans le domaine de fragmentation par cavitation,  $\Phi_v^f(\tau-t_m)$  et  $\Phi_v^v(\tau-t_m)$  sont du même ordre de grandeur. Cependant, la quantité totale d'énergie  $\Phi_v$  demeure légèrement inférieure à l'énergie de surface  $\Phi_v^f$  qui résulte du critère énergétique de fragmentation. Cela est principalement dû au fait que  $\Phi_v^f(\tau-t_m)$  sous-estime elle-même l'énergie de surface réelle requise pour la fragmentation. Il existe deux raisons à cela. D'une part, l'action de la tension superficielle a été négligée pendant l'intégralité de la phase 1. D'autre part, la phase ultime de coalescence, pendant laquelle de nouvelles quantités de surface sont encore créées, n'est pas prise en compte.

La nouvelle estimation de la dissipation visqueuse basée sur l'étude de sphère creuse peut être utilisée afin de remplacer la première estimation de Grady (1988) dans le critère énergétique. Son effet s'avère encore négligeable sur la taille des fragments : on observe une augmentation d'environ 10 % de celle-ci par rapport aux anciennes prédictions (Fig. III.3.a). L'augmentation globale de température associée à la quantité d'énergie dissipée visqueusement reste inférieure à 2 K. Cependant, cette estimation au premier ordre repose sur l'hypothèse que l'énergie dissipée est uniforme dans la matrice liquide. Ceci est faux car les contraintes et déformations visqueuses sont beaucoup plus élevées à proximité de la paroi de la cavité. La prise en compte des aspects thermiques dans le problème de sphère creuse est nécessaire afin d'évaluer si de tels échauffements locaux peuvent affecter le processus de cavitation.

## 5 Eléments de modélisation inspirés de Stebnovskii (1998b, 2000). Perspectives

Parallèlement à ses travaux expérimentaux, Stebnovskii (1998b, 2000) propose une modélisation de la cavitation dynamique des liquides, déjà évoquée à l'occasion de l'analyse bibliographique (chapitre I, §3.2.3, p. 39). Bien que cette piste de travail ait été explorée, le temps aura manqué pour aboutir à une description convenable de la cavitation par cette approche en raison de certaines erreurs et incohérences contenues dans les travaux originaux. Par conséquent, l'approche parallèle basée sur l'étude du motif de sphère creuse s'est révélée plus fructueuse et a été privilégiée dans ce mémoire. Cependant, il nous semble utile d'évoquer certains éléments pertinents de modélisation proposés par Stebnovskii (1998b, 2000), présentés ici avec quelques simplifications que nous avons justifiées, et d'identifier les points à améliorer afin de corriger le modèle global initialement erroné.

La description de la cavitation proposée repose sur deux éléments principaux. Dans un premier temps, le comportement macroscopique viscoélastique du milieu en cavitation est défini par un schéma rhéologique de Zener non-linéaire. Ce modèle, piloté en déformation volumique ou dilatation totale, permet de rendre compte de la relaxation des contraintes due à la présence des bulles. La figure IV.8 présente un tel schéma rhéologique. Il fait apparaître le module de compressibilité du liquide pur  $K_0$ , le module de compressibilité effectif du milieu en cavitation  $K_a(f) = (1 - f)K_0$  et sa viscosité d'expansion effective  $\zeta(f) = \frac{4\eta}{3f}$ . Les propriétés effectives du milieu en cavitation dépendent de celles du liquide pur (module de compressibilité  $K_0$  et coefficient de viscosité en cisaillement  $\eta$ ) et de la porosité  $f$ .

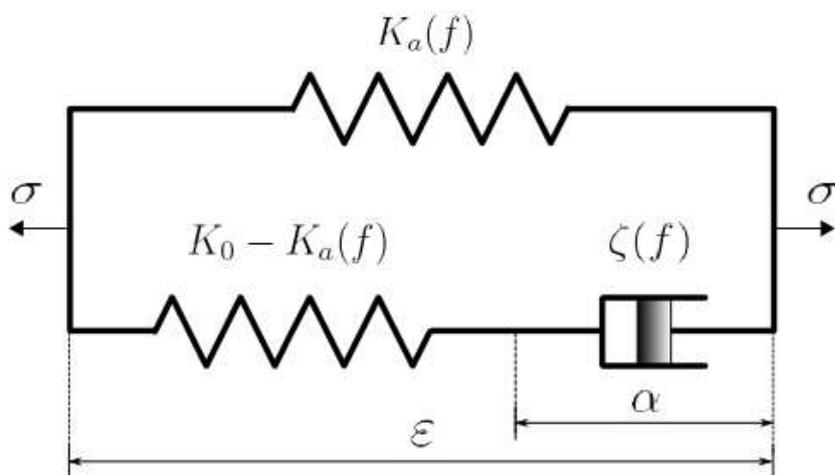


FIG. IV.8: Schéma rhéologique du comportement macroscopique d'un liquide en cavitation.

Le schéma rhéologique de la figure IV.8 représente déjà une simplification du modèle initialement proposé par Stebnovskii (1998b). Celui-ci comprenait des éléments élastiques et visqueux supplémentaires censés décrire le comportement viscoélastique du liquide pur. De nouvelles propriétés physiques étaient alors introduites : le module de compressibilité associé à la réponse à l'impact du liquide pur  $K_\infty$  et sa viscosité d'expansion  $\zeta_0$  (voir § 2, note de bas de page, p. 120). Aucune donnée n'ayant été recensée sur ces paramètres, ni par l'auteur ni dans la littérature même pour les liquides usuels, ils ont été ignorés.

Le modèle de la figure IV.8 fonctionne de la façon suivante : lorsqu'on lui impose un échelon de déformation  $\Delta\varepsilon$  à  $t=0$ , la déformation des deux ressorts traduit la réponse élastique instantanée du liquide pur, i.e.  $\Delta\sigma(0_+) = K_0\Delta\varepsilon$ . Ensuite, le déplacement de l'élément visqueux (amortisseur) relaxe le ressort avec lequel il est assemblé en série. La réponse asymptotique est alors  $\Delta\sigma(+\infty) = K_a(f)\Delta\varepsilon$  et traduit les propriétés élastiques effectives du système liquide + bulles. L'étude du schéma rhéologique permet de déduire la fonction de relaxation  $G(t)$  qui correspond à la réponse en contrainte à un échelon-unité de déformation volumique totale  $\Delta\varepsilon(t) = H(t)$ , où  $H(t)$  est la fonction de Heaviside :

$$G(t) = \left[ K_a + (K_0 - K_a) \exp\left(-t \frac{K_0 - K_a}{\zeta}\right) \right] \cdot H(t) \quad (\text{IV.23})$$

L'expression initiale du module effectif  $K_a(f)$  incluait l'effet de la tension superficielle. Cependant la formulation proposée conduisait à des résultats non-physiques (augmentation de la rigidité lorsque la porosité croît, apparition de singularités). Elle a été remplacée par une expression beaucoup plus simple  $K_a(f) = (1 - f)K_0$  qui traduit la dégradation du module de compressibilité du milieu en cavitation avec l'augmentation de la porosité. La viscosité d'expansion effective  $\zeta(f)$  provient des travaux de Batchelor (2000) en mécanique des fluides. Elle correspond à la viscosité de volume d'un milieu homogène fictif qui développe la même dissipation visqueuse que le système hétérogène constitué d'une matrice liquide et de bulles. En calculant la dissipation pour une cavité isolée dans une matrice incompressible présentant un comportement visqueux newtonien décrit par le coefficient de viscosité  $\eta$ , on obtient :

$$\zeta(f) = \frac{4\eta}{3f} \quad (\text{IV.24})$$

Notons qu'une forme analogue peut être déduite du même raisonnement appliqué à un motif de sphère creuse, conduisant à  $\zeta(f) = \frac{4}{3}\eta\frac{1-f}{f}$  (voir Pellegrini et al. (2005) dans le contexte de l'endommagement viscoplastique dynamique).

Dans un second temps, l'évolution de la porosité est reliée à la croissance d'une cavité décrite par l'équation de *Rayleigh-Plesset* (Poritsky, 1952; Franc et al., 1995; Stebnovskii, 2000). Celle-ci définit la dynamique d'une cavité sphérique isolée dans une matrice liquide infinie, incompressible et visqueuse en fonction du champ de pression imposée à l'infini  $p_\infty$ . Cette équation tient compte de l'inertie du liquide entourant la cavité et de l'action de la tension superficielle sur sa paroi :

$$\rho_0 \left( a\ddot{a} + \frac{3}{2}\dot{a}^2 \right) + 4\eta\frac{\dot{a}}{a} = -p_\infty - \frac{2\gamma}{a} \quad (\text{IV.25})$$

Le choix d'une loi de croissance d'une cavité isolée pour décrire le processus de cavitation en impliquant une multitude suppose que la distance qui sépare deux bulles voisines est grande devant leur rayon. Sous l'hypothèse d'incompressibilité de la matrice liquide, la porosité actuelle  $f$  est exprimée en fonction de  $a$  et des paramètres qui définissent la micro-porosité initiale  $f_0$  et  $a_0$  :

$$f = \frac{f_0(a/a_0)^3}{1 + [(a/a_0)^3 - 1]f_0} \quad (\text{IV.26})$$

Stebnovskii (2000) propose de décrire le processus de cavitation en couplant le schéma rhéologique et l'équation de *Rayleigh-Plesset*. C'est à cette étape qu'apparaissent les incohérences de la modélisation. Ce couplage intervient à plusieurs endroits. D'une part, le calcul de la taille de la cavité permet d'actualiser la valeur de la porosité qui entre dans la définition des propriétés effectives du modèle rhéologique. D'autre part, les contraintes totales  $\sigma$ , dont la relaxation est décrite par le modèle de Zener non-linéaire, définissent la pression à l'infini  $-p_\infty$  imposée dans l'équation de *Rayleigh-Plesset*. Cependant, il s'avère qu'il manque encore un lien entre la taille de cavité  $a$  et les déformations associées à chaque élément du modèle rhéologique. En effet, l'application du modèle de Stebnovskii (2000) conduit au résultat non-physique suivant : la taille des cavités obtenue par l'équation de *Rayleigh-Plesset* peut correspondre à une déformation volumique supérieure à la dilatation totale imposée au niveau du modèle rhéologique.

Afin de rectifier ces incohérences, nous nous sommes orientés naturellement vers la construction d'un modèle dans le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles des milieux continus avec variables internes. Le temps ayant manqué pour finaliser ce travail et aboutir à une formulation finale thermodynamiquement consistante, les développements réalisés dans cette voie sont à poursuivre et n'étaient pas, en l'état, intégrables au mémoire. L'objectif initial d'un tel modèle était de statuer sur le rôle de la cavitation pendant la fragmentation. L'étude micromécanique de la sphère creuse en expansion ayant répondu à cette problématique, sous réserve des limites et des études complémentaires à engager (§4), une des perspectives est alors de finaliser la construction d'un modèle phénoménologique de fragmentation par cavitation. Celui-ci intégrera les développements en cours basés sur les travaux de Stebnovskii (1998b, 2000), mais également les résultats de la sphère creuse comme outil interprétatif aidant à la compréhension du processus de cavitation dynamique. Les résultats quantifiés de l'étude de sphère creuse pourront être utiles à la calibration numérique du modèle développé.

## 6 Bilan du chapitre

Ce chapitre est consacré au processus de fragmentation par cavitation identifié par Stebnovskii (1998a, 2007). Au cours de ce processus, la croissance d'une population entière de cavités est décrite au moyen du schéma de la sphère creuse impliquant deux phases d'expansion spécifiques. Le domaine pour lequel la fragmentation peut être attribuée principalement à la cavitation a ainsi été identifié. Pour des conditions de chargement données, en termes de vitesse de dilatation et de sa durée d'application, ce domaine correspond à une plage de valeur de  $b_0$ , demi-distance séparant deux sites de cavitation activés, qui contrôle de façon prépondérante le processus de cavitation. Un des résultats les plus significatifs est que les valeurs de  $b_0$  qui conduisent à la fragmentation encadrent correctement la taille de fragment prédite par le modèle de Grady (1988). Il est tout à fait raisonnable d'estimer que la taille des gouttelettes générées au terme du processus de cavitation est du même ordre de grandeur que la distance séparant deux cavités voisines. Par conséquent, les prédictions de l'ordre de grandeur de la taille des particules par les deux approches (approche énergétique globale et approche micro-mécanique par le schéma de la sphère creuse) se rejoignent.

L'analyse énergétique des deux problèmes de sphère creuse conduit à la conclusion principale suivante : la quantité d'énergie dissipée due à la viscosité est largement sous-estimée par Grady (1988). Cependant, la prise en compte de la nouvelle estimation, fondée sur l'étude de sphère creuse, dans le critère énergétique de fragmentation n'a pas d'influence significative sur la taille des fragments. De plus, elle induit une élévation de température négligeable. Ainsi, le domaine de fragmentation par cavitation identifié par cette étude est cohérent avec les prédictions du modèle énergétique de Grady (1988), ce qui confirme sa pertinence.

Des études complémentaires permettront d'appuyer les conclusions établies et de statuer sur l'apparition effective des différents régimes de cavitation identifiés ici. Deux pistes de travail ont été dégagées. La première concerne l'identification des sites potentiels d'amorçage de la cavitation puis le traitement de la phase de germination des cavités qui doit permettre de déterminer le nombre de sites réellement activés, i.e. la distance caractéristique  $b_0$ . La seconde porte sur l'étude de la stabilité de la sphère creuse en expansion. Celle-ci vise à prédire l'apparition de mécanismes de ruine différents, de nature surfacique par opposition au caractère volumique des cavités, qui succéderaient à la cavitation pour éventuellement finaliser la fragmentation.

Enfin, cette étude de sphère creuse, ainsi que les développements théoriques inspirés des travaux de Stebnovskii (1998b, 2000), constituent les bases d'une modélisation phénoménologique de la fragmentation par cavitation décrite à l'aide de variables internes.

# Conclusion générale et perspectives

L'objectif des travaux présentés dans ce mémoire était de contribuer à une meilleure compréhension du micro-écaillage, phénomène de fragmentation dynamique en tension prenant place au sein des métaux fondus sous choc. Cette contribution a comporté une partie expérimentale fondatrice sur laquelle s'est appuyé un travail de modélisation. A la lumière d'une analyse basée sur les éléments disponibles dans la littérature (présentée au chapitre I) nous nous sommes concentrés sur le traitement de la fragmentation à l'état purement liquide, en excluant à ce stade les situations plus complexes pour lesquelles le micro-écaillage est initié dans un mélange solide / liquide ou lorsqu'il présente un couplage fort avec le passage à l'état liquide.

**Le programme expérimental** (chapitre II), portant sur l'étain, **a permis de constituer une base de données de référence sur le micro-écaillage**, notamment pour la première fois **dans une gamme de pressions élevées induisant la fusion complète en compression**. Les caractéristiques du micro-écaillage dans ces conditions ont été mises en évidence au cours d'essais d'impact de plaque avec fenêtre détachée. Le nuage de particules résultant de la fragmentation montre alors une réponse d'ensemble reproductible pouvant être qualifiée de quasi-déterministe. Sa cinématique globale est, dans ce cas, correctement restituée par la simulation numérique qui peut servir de base pour prédire la vitesse moyenne des particules dans une région donnée du nuage. Au contraire, dans le cas de la fusion partielle ou complète en détente, le micro-écaillage présente une nature plus aléatoire et conduit à une pulvérisation beaucoup moins fine que dans le cas de la fusion complète en compression. **Ces observations confirment la forte corrélation entre les mécanismes de fragmentation et l'état thermodynamique de la matière au passage en tension**. Afin de caractériser le processus à plus fine échelle, la récupération des cibles et des éjectas, rendue possible par l'utilisation des lasers comme générateur de choc, a permis l'acquisition de données inédites. **L'examen des cibles suggère un processus de cavitation à une échelle micrométrique. L'observation des gouttelettes**, collectées sur des plaques de polycarbonate ou dans des mousses de polychlorure de vinyle, **fournit une estimation de leur taille moyenne comprise entre 0,1 et 10 micromètres**.

Les premiers travaux de modélisation (chapitre III) suivent la piste la plus pertinente dégagée par l'étude bibliographique, à savoir la modélisation de la fragmentation dynamique fondée sur une approche énergétique globale. Les modèles existants appliqués au cas des liquides fournissent des ordres de grandeurs réalistes, notamment sur la taille des gouttelettes générées. **Le modèle de Grady (1988)**, qui comporte un critère énergétique

couplé à une condition d'horizon, est finalement retenu et **sert de base à une formulation plus générale qui est implémentée dans le code Hésione** en tant que critère de ruine. Une description continue du milieu fragmenté - le nuage micro-écaillé - est alors adoptée : le critère énergétique en question est formulé localement dans chaque élément fini qui, une fois ruiné, représente un sous-volume du nuage micro-écaillé caractérisé par une taille de gouttelettes calculée par le critère et stockée comme paramètre interne. Les limites d'utilisation de la version numérique de ce critère de fragmentation, liées à sa sensibilité à la densité de maillage et aux effets d'échelle, ont été identifiées. Cet emploi du modèle de Grady (1988) dans une simulation hydrodynamique, et non pas seulement sous forme de relations analytiques donnant la taille des fragments, est à notre connaissance inédite, notamment pour traiter la fragmentation des liquides. **Les résultats des simulations** ainsi réalisées **apportent une première description du nuage micro-écaillé**, potentiellement capable d'en restituer une structure complexe. L'implantation numérique de ce modèle de fragmentation constitue également un outil précieux dans le cadre d'une caractérisation du micro-écaillage couplant modélisation, simulation et expériences.

L'étude micro-mécanique proposée au chapitre IV a pour objectif d'identifier les mécanismes physiques élémentaires responsables de la fragmentation dynamique des métaux liquides. Sur la base d'observations expérimentales, la cavitation est supposée être le processus de dégradation le plus probable. Elle est alors décrite à l'aide d'un motif de sphère creuse constituée d'étain liquide dont nous avons étudié l'évolution en expansion dynamique. Une étude de sensibilité portant notamment sur le rayon extérieur  $b_0$ , paramètre géométrique de la sphère creuse qui peut être relié à la densité volumique des sites de cavitation activés, a permis d'établir les conditions pour lesquelles la croissance des cavités conduit à une porosité suffisante ( $\sim 0,6 - 0,8$ ) pour provoquer la fragmentation. Un tel niveau de porosité peut effectivement être atteint au terme de la croissance des cavités en expansion inertielle après l'arrêt du chargement imposé : cette évolution résulte d'une compétition, contrôlée principalement par le paramètre  $b_0$ , entre l'énergie cinétique de la matrice liquide et l'action de la tension superficielle sur la paroi de la cavité. Le résultat remarquable de cette étude est que, pour une vitesse de chargement donnée, **les valeurs de  $b_0$  pouvant conduire à la fragmentation par cavitation sont du même ordre de grandeur que la taille des fragments prédite par les modèles de fragmentation énergétiques**. Ces conclusions confortent la pertinence des prédictions du modèle de fragmentation énergétique présenté au chapitre III.

La suite logique de ces travaux concerne des études complémentaires de la description de la cavitation par le schéma de la sphère creuse. Conformément aux conclusions établies au chapitre IV, nous nous concentrerons plus spécifiquement sur les points suivants :

- l'identification des sites d'amorçage des mécanismes de dégradation au sein des métaux fondus sous choc, pour laquelle les apports des simulations par dynamique moléculaire peuvent potentiellement être mis à profit ;
- la détermination du nombre de sites effectivement activés en fonction des conditions de chargement, nécessitant un traitement plus spécifique de la phase de germination. Une telle étude doit également apporter des indications supplémentaires sur la taille des micro-cavités après leur germination afin de prendre en compte plus physiquement l'action de la tension superficielle pendant la cavitation ;

- l'étude de la stabilité de la croissance de la cavité interne à la sphère creuse, qui doit permettre d'identifier l'apparition de modes de déformation qui correspondraient à de nouveaux mécanismes de ruine. Ceux-ci succéderaient à la cavitation pour éventuellement finaliser la fragmentation.

De telles informations paraissent primordiales pour statuer, après l'étude préliminaire présentée ici, sur le rôle de la cavitation pendant la fragmentation. Elles pourront directement être mises à profit pour la construction d'une modélisation physique approfondie de la fragmentation des liquides. Cette construction pourra s'appuyer sur le cadre de la thermodynamique des processus irréversibles avec variables internes, en intégrant des éléments de modélisation proposés par Stebnovskii (1998b, 2000). Une approche probabiliste de l'interaction des micro-défauts est également envisageable, à la manière de Denoual (1998) dans le contexte de la fragmentation des solides fragiles.

Parallèlement, les efforts expérimentaux initiés dans le cadre de cette thèse doivent être poursuivis. D'une part, la caractérisation plus précise des tailles de gouttelettes est essentielle pour attester la validité du modèle de fragmentation. Il serait en outre intéressant d'étendre les expériences de récupération à d'autres générateurs de choc que le laser afin d'explorer une plus vaste plage de vitesses de chargement. D'autre part, l'utilisation couplée des diagnostics vélocimétriques - mis en oeuvre dans les configurations avec fenêtre ou feuille mince - et radiographiques constitue la voie privilégiée pour affiner notre interprétation des expériences et donc du phénomène. A ce titre, les collaborations initiées avec le Centre d'Etudes de Gramat (Délégation Générale de l'Armement) et le Los Alamos National Laboratory (en particulier avec D. B. Holtkamp) dépasseront le cadre de cette thèse et feront prochainement l'objet d'expériences prometteuses. Notons que ces configurations avec obstacle apportent également des informations sur la réponse du nuage micro-écaillé à l'impact, c'est-à-dire sur la phase de recompaction dont l'étude est une perspective de ce travail.

S'il nous a semblé plus pertinent d'étudier en premier lieu le micro-écaillage à l'état purement liquide afin d'en identifier les caractéristiques distinctives, le traitement de la fragmentation en phase mixte (mélange solide / liquide obtenu lorsque la fusion n'est que partielle après détente) reste une perspective à plus long terme. Le cas où la fusion et les mécanismes de ruine s'initient simultanément, conduisant au moins temporairement à un processus de dégradation en phase mixte, est également à considérer. Il apparaît alors nécessaire de disposer d'une modélisation plus aboutie du comportement polyphasé de l'étain, notamment de la fusion sous choc et de sa cinétique. Une modélisation de type micro-mécanique, apportant des indications sur la répartition spatiale des phases et son évolution, présenterait un intérêt évident dans ce contexte. La description des interfaces entre les phases, qui constituent probablement des sites préférentiels d'activation des mécanismes de ruine, serait un atout indéniable, mais également un défi, dans l'optique d'une modélisation de la fragmentation couplée à celle de la fusion.

Enfin, la modélisation du micro-écaillage doit être suivie de celle du comportement du nuage en vol et à l'impact. La chaîne de modélisation ainsi constituée - de la fusion à la recompaction - permettra la simulation complète de l'apparition du micro-écaillage, de l'évolution du milieu ruiné et de son interaction avec son environnement.

En première approche, l'expansion du nuage peut être traitée simplement en considérant que chaque gouttelette évolue en vol balistique en conservant ses caractéristiques. En effet, la collision des gouttelettes pendant le vol doit rester marginale en raison du gradient de vitesse imprimé à la réflexion de l'onde de choc non-soutenue ; chaque couche de particules est éjectée avec une vitesse moyenne inférieure à la précédente. La rencontre de deux gouttelettes est cependant possible car, en raison de la nature localement aléatoire de la fragmentation, l'éjection des particules s'effectue avec une distribution autour de la vitesse moyenne. De plus, le vol se produisant dans le vide et pendant des durées très courtes (1 à 10 microsecondes), les échanges de chaleur et de masse sont minimes. L'évolution de l'état des gouttelettes pendant le vol est négligeable, surtout devant celle attendue pendant la phase de recompaction.

En effet, à la rencontre d'un obstacle, les impacts successifs des gouttelettes conduisent à la redensification du nuage. Ce processus complexe met en jeu de grandes déformations irréversibles au sein des particules (étalement des gouttelettes à l'impact), leur fragmentation secondaire et également leur pénétration dans les couches déjà redensifiées. Compte tenu de la taille et surtout du grand nombre de particules, leur description individuelle est difficilement envisageable. Les outils de modélisation à développer doivent permettre de rendre compte, à l'aide de variables internes, de la réponse d'ensemble d'un sous-volume du nuage micro-écaillé. Ils pourront toutefois s'appuyer sur des études théoriques, numériques et expérimentales du comportement individuel et collectif en nombre réduit de gouttes à l'impact. Des études similaires ont été menées dans le contexte des applications concernant la fabrication de dépôt en projection par plasma (Branland, 2002). Les vitesses d'impacts sont cependant limitées à quelques centaines de mètres par seconde. Notons finalement que le phénomène de recompaction du nuage micro-écaillé présente des similarités avec la compaction des poudres par choc, dans un régime également fortement dynamique : les travaux consacrés à ce processus peuvent constituer une piste de travail, sinon une source d'inspiration, intéressante (Meyers et al., 1999).

# Annexe A

## Données sur l'étain

### Généralités

L'étain est un métal de numéro atomique 50 et de masse atomique 118,7. A température et pression ambiantes, l'étain se trouve en phase solide  $\beta$ , appelé étain blanc. Sa masse volumique est de  $7287 \text{ kg.m}^{-3}$  et les paramètres de maille du réseau quadratique à faces centrées sont  $a = 0,583 \text{ 13 nm}$  et  $c = 0,318 \text{ 15 nm}$ . Son diagramme d'équilibre de phases, fondé sur des données expérimentales issues d'essais quasi statiques, est donné sur la figure A.1 en projection dans le plan pression - température.

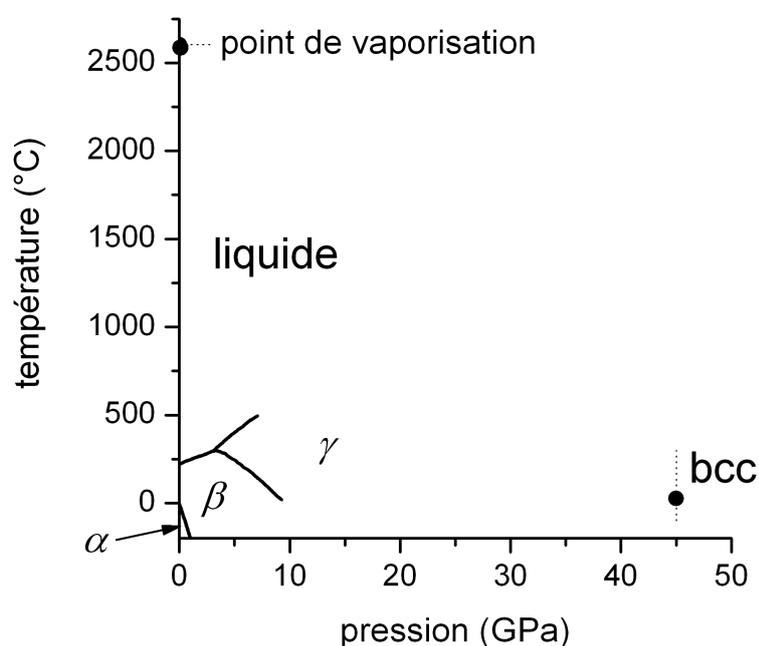


FIG. A.1: Diagramme d'équilibre de phases expérimental de l'étain (Neindre, 1991; Mabire, 1999). Le modèle polyphasé de l'étain permet de prédire le domaine de stabilité des phases  $\beta$ ,  $\gamma$  et liquide jusqu'à 100 GPa (cf. chapitre I, §2.2, p. 30).

La phase  $\alpha$  (étain gris) est stable à pression atmosphérique en-dessous de 286,2 K et possède un système cristallin cubique. L'étain présente deux phases à hautes pressions. A température ambiante (300 K), la phase  $\gamma$ , cristallisant dans le système tétragonal centré (bct), est stable à partir de 9,4 GPa. Enfin, une phase cristallisant dans le système cubique

centré (bcc) est observée à température ambiante à partir de 45 GPa.

Les points de fusion et de vaporisation à pression atmosphérique (ici considérée comme nulle compte tenu de la plage de pressions considérées) sont respectivement de 505 K et 2876 K.

En raison des trajets thermodynamiques mis en jeu dans l'étude du micro-écaillage, et plus généralement dans celle du comportement de l'étain sous choc, seules les phases  $\beta$ ,  $\gamma$  et liquide sont considérées et prises en compte dans la modélisation polyphasée (Mabire, 1999; Buy et al., 2006).

## Propriétés thermomécaniques de l'étain liquide

### Masse volumique

La masse volumique de l'étain liquide au point de fusion ( $p = 0$  GPa,  $T = 505$  K) est de  $6986 \text{ kg.m}^{-3}$ . La loi suivante est fondée sur des mesures effectuées à pression ambiante et sur une plage de températures comprises entre 505 et 1700 K (Lucas, 1984a) :

$$\rho(T) = 7301,9 - 0,6488 T \quad (\text{A.1})$$

### Module de compressibilité et vitesse du son à proximité du point de fusion

Les données expérimentales sur la vitesse du son  $c$  et le module de compressibilité  $K$  de l'étain liquide sont rares. Ces deux grandeurs sont liées par  $K = \rho c^2$ . Quatre mesures ultrasonores sans contact de la vitesse du son ont été réalisées à pression ambiante pour des températures comprises entre 505 et 550 K (Fraizier et al., 2002; Fraizier, 2002). La vitesse du son décroît quasi-linéairement d'environ 2600 à 2500  $\text{m.s}^{-1}$  lorsque la température augmente. Ces valeurs de vitesses du son correspondent à des modules de compressibilité compris entre 43 et 48 GPa.

Notons également que ces travaux ont mis en évidence la chute des propriétés élastiques de l'étain solide à l'approche de la fusion. De la température ambiante à environ  $T/T_f = 0,98$ , les modules de compressibilité  $K$  et de cisaillement  $G$  diminuent de façon quasiment linéaire respectivement de 62 à 55 GPa et de 20 à 15 GPa. Lorsque la température de fusion est atteinte, le module de cisaillement devient nul et le module de compressibilité rejoint les valeurs de la phase liquide évoquées plus haut.

### Viscosité

La viscosité de cisaillement  $\eta$ , ou viscosité dynamique, de l'étain liquide est de 1.81 mPa.s au point de fusion. Une loi exponentielle de dépendance à la température est observée pour de nombreux liquides. Des mesures de la viscosité de l'étain fondu, réalisées à pression ambiante et pour des températures comprises entre 505 et 900 K, conduisent à la loi suivante (Lucas, 1984b), exprimée ici en Pa.s :

$$\eta(T) = 0,505 \cdot 10^{-3} \exp\left(\frac{5356}{RT}\right) \quad (\text{A.2})$$

où  $R = 8,31441 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$  est la constante des gaz parfaits.

Bien que cette donnée ne soit pas précisée par Lucas (1984b), les vitesses de déformation correspondant à ces mesures sont certainement largement inférieures à celles qui nous intéressent ici. L'étain liquide présente probablement un comportement non-newtonien impliquant une dépendance du coefficient de viscosité à la vitesse de déformation. Aucune donnée expérimentale n'a été recensée dans la littérature à propos du comportement visqueux de l'étain liquide à grande vitesse de déformation.

Les métaux liquides courants possèdent, à la température de fusion, une viscosité de l'ordre de  $10^{-3} \text{ Pa.s}$ . En conditions ambiantes, l'eau ou les alcools présentent des valeurs similaires, tandis que la viscosité de certaines huiles, par exemple la glycérine, est de quelques Pa.s.

## Energie de surface et tension superficielle

Pour les liquides, la tension superficielle  $\sigma$  ( $\text{N.m}^{-1}$ ) et l'énergie de surface  $\gamma$  ( $\text{J.m}^{-2}$ ), qui ont les mêmes dimensions, sont le plus souvent confondues. Dans une plage allant de la température de fusion  $T_f$  à  $T_f + 500 \text{ K}$ , une dépendance linéaire à la température est observée (Eusthopoulos et al., 1999) :

$$\gamma(T) = \gamma_{T_*} + \gamma'(T - T_*) \quad (\text{A.3})$$

où  $\gamma_{T_*}$  et  $\gamma'$  désignent respectivement la valeur de l'énergie de surface et celle de sa dérivée à une température de référence  $T_*$ , le plus souvent celle de fusion  $T_f$ . La loi suivante est fondée sur les mesures de tension superficielle réalisées par Taimatsu et Sangiorgi (1992) jusqu'à  $1000 \text{ K}$  (la tension superficielle est exprimée en  $\text{J.m}^{-2}$  et la température en Kelvin) :

$$\gamma(T) = 0,57 - 0,00011(T - 505) \quad (\text{A.4})$$

Dans le contexte de la fragmentation dynamique des métaux à l'état fluide, Grady (1996) propose une loi non-linéaire pour laquelle l'énergie de surface s'annule à la température critique  $T_c$  :

$$\gamma(T) = \sigma_0 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^n \left(1 + \frac{nT}{T_c - T}\right) \quad (\text{A.5})$$

Les valeurs des paramètres  $\sigma_0$ ,  $n$  et  $T_c$  utilisées par Grady (1996) reposent en partie sur des considérations théoriques :  $\sigma_0 = 0,624 \text{ J.m}^{-2}$ ,  $n = 1,26$  et  $T_c = 4890 \text{ K}$ . Le critère de fragmentation implémenté dans le code Hésione exigeant une forme linéaire, la loi de Grady (1996) a été linéarisée jusqu'à  $3000 \text{ K}$ , conduisant à (la tension superficielle est exprimée en  $\text{J.m}^{-2}$  et la température en Kelvin) :

$$\gamma(T) = 0,63 - 0,00002(T - 505) \quad (\text{A.6})$$

Les résultats des simulations présentées au chapitre III (§3.2, p. 103), où l'énergie de surface  $G$  est identifiée à son homologue réversible  $\gamma$ , ont été obtenus avec cette loi. D'autres simulations ont également été réalisées avec la loi (A.4) et avec une valeur constante  $G = 1,2 \text{ J.m}^{-2}$  (voir chapitre II, §3.2.3, p. 107). Les lois discutées précédemment sont représentées sur la figure A.2. Dans le cadre des applications numériques des modèles

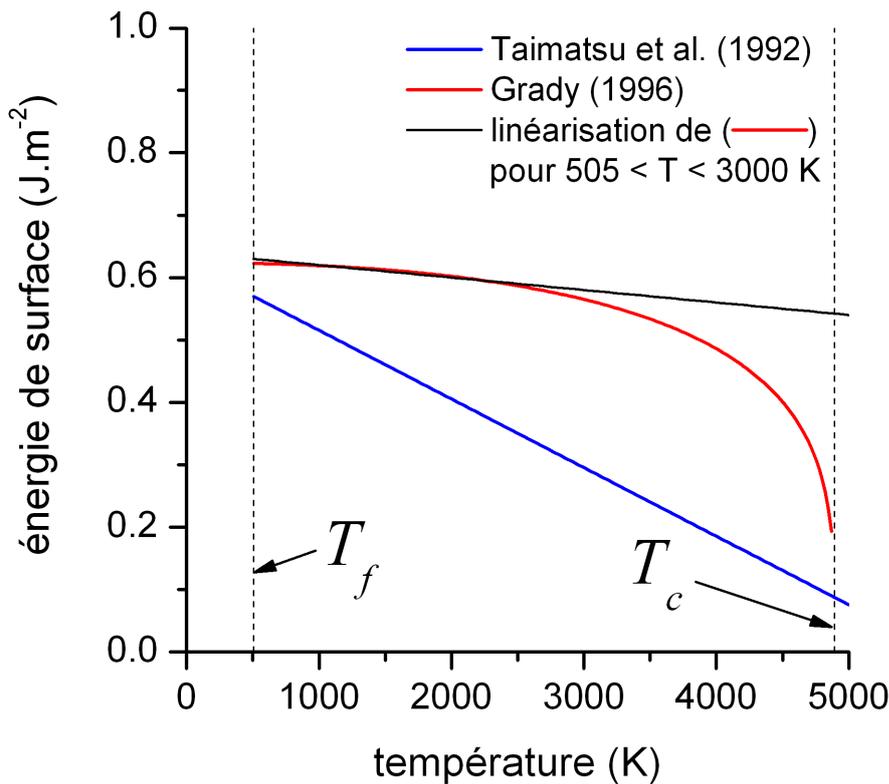


FIG. A.2: Synthèse des lois donnant l'énergie de surface de l'étain liquide en fonction de la température.

développés (approche énergétique globale sous forme analytique, sphère creuse), la valeur constante de  $0,5 \text{ J.m}^{-2}$  a été utilisée (voir tableaux III.1 et IV.2).

Les métaux liquides usuels possèdent, à la température de fusion, une tension superficielle comprise entre  $0,2$  et  $2 \text{ J.m}^{-2}$ . En conditions ambiantes, l'eau et les liquides organiques courants (alcool, huile...) présentent quant à eux des valeurs inférieures à  $0,1 \text{ J.m}^{-2}$ , ce qui reste inférieur à celle de l'étain liquide pour le même rapport  $T/T_f$ .

## Etain utilisé pour les expériences

Les échantillons d'étain utilisés pour les essais de chocs laser sont des feuilles minces laminées de  $50$  ou  $260 \mu\text{m}$  d'épaisseur, présentant une pureté de  $99,99 \%$  et approvisionnées chez Goodfellow.

Les cibles d'étain utilisés pour les essais d'impact de plaques (tirs 5, 6 et 7) proviennent de barreaux d'une pureté de  $99,99 \%$  et approvisionnées chez Alfa Aesar. Les cibles d'étain utilisés pour les tirs 1 à 4 sont de fourniture interne au CEA et présentent une pureté de  $99,965 \%$ .

## Paramètres du modèle polyphasé à l'équilibre

Les paramètres du modèle polyphasé de l'étain sont reportés dans le tableau A.1. Les paramètres  $K_0$ ,  $K'_0$ ,  $\Gamma_0$  et  $c_{\rho_0}$  interviennent dans les lois de comportement individuelles

des trois phases prises en compte. Chacune est définie à partir d'un état de référence ( $p_0$ ,  $\rho_0$ ,  $T_0$ ) qui, pour les phases  $\gamma$  et liquide, correspond à un point caractéristique de la courbe de changement de phase depuis l'étain  $\beta$ . Afin de déterminer les lignes de transition de phases, il faut associer à cet état de référence la pente  $\frac{dp}{dT}$  et le saut de volume  $\Delta v$  associés à la transition considérée. Ces grandeurs peuvent être reliées au saut d'entropie et à la chaleur latente de la transformation à cet état de référence. Les valeurs des paramètres du tableau A.1 proviennent des travaux de Mabire (1999) et sont fondées sur une synthèse des données expérimentales sur le comportement dynamique et les transitions de phases de l'étain.

TAB. A.1: Tableau récapitulatif des principaux paramètres du modèle polyphasé (Mabire, 1999; Buy et al., 2006).

Grandeur	Phase 1 ( $\beta$ )	phase 2 ( $\gamma$ )	phase 3 (liquide)
masse volumique $\rho_0$ (kg.m <sup>-3</sup> )	7287	8447,36	6987,5
pression $p_0$ (GPa)	0	9.4	0
température $T_0$ (K)	300	300	505
saut de volume $\Delta v$ (cm <sup>3</sup> .g <sup>-1</sup> )		$\Delta v_{12} = -0,0031$	$\Delta v_{13} = -0,004$
pente de la transition $dp/dT$ (GPa.K <sup>-1</sup> )		$\left.\frac{dp}{dT}\right _{p_{02},T_{02}} = -0,017$	$\left.\frac{dp}{dT}\right _{p_{03},T_{03}} = -0,03125$
module de compressibilité $K_0$ (GPa)	54,73	94	42
paramètre courbe froide $K'_0$ (-)	5,75	4,88	5
coeff. de Grüneisen $\Gamma_0$ (-)	2,27	1,96	2,25
chaleur spécifique $c_{\rho_0}$ (J.K <sup>-1</sup> .kg <sup>-1</sup> )	210	210	200



# Annexe B

## Simulations numériques

### Code de calcul hydrodynamique

#### Généralités

*Hésione*, code de calcul hydrodynamique développé au CEA, permet de simuler la réponse dynamique des matériaux mis en jeu notamment au cours du fonctionnement d'un édifice pyrotechnique en représentation lagrangienne ou eulérienne. Compte tenu des simulations présentées dans ce mémoire, les compléments d'informations donnés dans la suite concernent les calculs unidimensionnels lagrangiens.

Dans des thématiques proches du micro-écaillage, des exemples de simulations réalisées avec *Hésione* peuvent être trouvés dans les travaux de Buy et al. (2006) sur les changements de phase cristallographique de l'étain sous choc, ou dans ceux Geille (1999) et Roy (2003) dans le contexte de l'endommagement et la fragmentation des solides en régime dynamique.

#### Algorithme

La résolution numérique des lois de conservation, en description lagrangienne, repose sur un schéma numérique *explicite* de type *Von Neumann - Richtmyer* (von Neumann et Richtmyer, 1950; Drumheller, 1998). Celui-ci étant conditionnellement stable, le pas de temps maximal  $\Delta t$  ne doit pas excéder une valeur critique donnée par la *condition de Courant-Friedrich-Levy* (CFL). Ce type d'algorithme introduit une *viscosité artificielle* (appelée également viscosité numérique ou pseudo-viscosité) qui correspond à l'ajout d'une contrainte visqueuse en addition de celles définies par les lois de comportement des milieux étudiés. Ce terme dissipatif permet d'éviter les oscillations d'origine numérique qui apparaissent derrière le front de choc. Il a également pour effet d'étaler le front de choc. Le choix des paramètres de viscosité artificielle doit assurer un compromis entre la réduction des oscillations et la description d'un front de choc suffisamment raide. Le tableau B.1 représente les opérations réalisées pendant un pas de temps de calcul.

TAB. B.1: Etapes de calcul pendant un pas de temps  $[t_i, t_{i+1} = t_i + \Delta t]$  d'une simulation numérique unidimensionnelle lagrangienne en description hydrodynamique.

Etape	Grandeurs calculées
<b>• Initialisation</b>	
Actualisation des conditions aux limites	
Calcul du nouveau pas de temps (condition de stabilité du schéma numérique explicite)	$\Delta t$
<b>• Quantité de mouvement + Cinématique</b>	
Calcul des vitesses aux noeuds (bilan de quantité de mouvement)	$v_{i+1}$
Calcul position des noeuds (intégration vitesses)	$x_{i+1}$
Calcul de la masse volumique (bilan de masse)	$\rho_{i+1}$
<b>• Energie + Comportement</b>	
Calcul énergie interne / pression ( + viscosité artificielle) (bilan d'énergie + lois d'état)	$e_{i+1}, p_{i+1}$
Sorties complémentaires (température, vitesse du son...)	$T_{i+1}, c_{i+1}$
<b>• Ruine de l'élément</b>	
Critère (seuil de contraintes, de déformations)	
SI Critère = FAUX	→ Nouveau pas de temps
SI Critère = VRAI	→ Application du traitement de ruine
Traitement (érosion, décohésion, pression nulle imposée)	

## Traitement usuel de la ruine

La ruine macroscopique des matériaux est modélisée par un *critère* et un *traitement numérique* de l'élément ruiné.

### Critères

Le critère définit l'instant où la ruine de l'élément survient et déclenche ainsi le traitement numérique de la ruine. Les critères les plus couramment utilisés portent sur une valeur critique de la pression, de la déformation ou d'une variable interne.

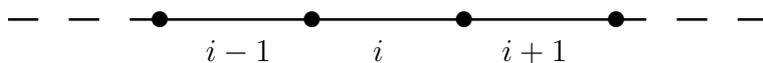
D'autres critères, dits cumulatifs, permettent de prendre en compte le fait que la ruine dépend de la vitesse et de la durée d'application du chargement. Le critère de Tuler et Butcher (1968) a ainsi reçu un certain succès en application à l'écaillage. Le critère de fragmentation proposé au chapitre III s'inscrit dans cette catégorie mais apporte une information plus précieuse : la taille des fragments.

## Traitements

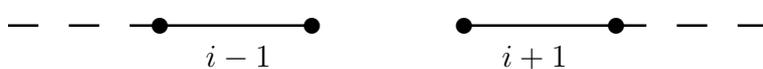
Les éléments ruinés peuvent être traités selon au moins trois méthodes : l'*érosion*, la *décohésion* et la *pression nulle imposée*.

L'*érosion* consiste à supprimer l'élément dans lequel le critère de ruine est satisfait. Ce traitement conduit ainsi à une perte de masse qui est négligeable si la ruine est localisée, par exemple dans le cas d'un écaillage simple. En revanche, il n'est pas adapté au micro-écaillage où la ruine se produit quasiment en tout point de la cible et où l'on cherche à décrire l'évolution du milieu fragmenté. Ce traitement est schématisé en 1D ci-dessous.

Avant la ruine :

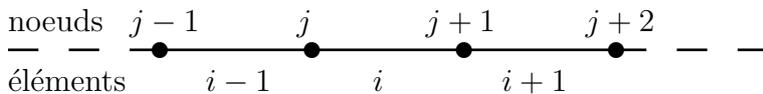


Après la ruine :

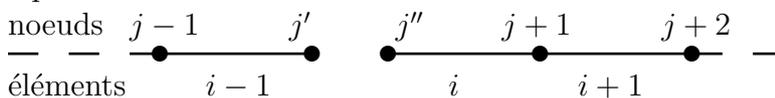


La *décohésion* consiste à créer une nouvelle surface libre en séparant deux éléments voisins remplissant le critère et en dédoublant leurs noeuds communs.

Avant la ruine :

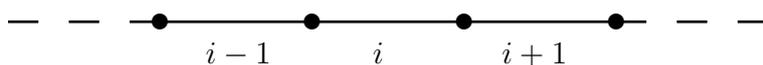


Après la ruine :

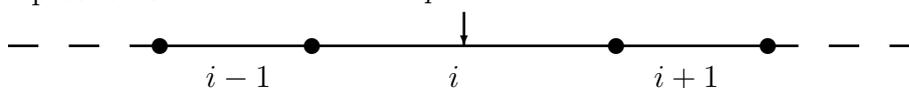


Le dernier traitement, dit de *pression nulle imposée*, est celui utilisé pour modéliser le milieu micro-écaillé dans les simulations présentées dans ce mémoire (voir notamment chapitre II, §2.1.3, p. 58). Il consiste à désactiver la loi de comportement et à imposer une pression nulle dans l'élément ruiné. Celui-ci, évoluant ensuite sans résistance, est représentatif d'un milieu fragmenté : la masse volumique de l'élément correspond à la densité apparente du nuage constitué de particules dans un portion de vide.

Avant la ruine :



Après la ruine :



Lorsque ce traitement est appliqué au micro-écaillage, la phase de recompaction peut être modélisée simplement par un critère de redensification de type tout ou rien : lorsque la masse volumique à l'instant de la ruine est atteinte à nouveau, la loi de comportement du milieu intact est ré-activée comme si le matériau se reconsolidait instantanément.

## Post-traitement associé au critère de fragmentation

Nous donnons ici quelques compléments d'informations sur le post-traitement des simulations réalisées avec le nouveau critère de fragmentation (voir chapitre III, § 3.3). Celui-ci a pour objet la description de la structure et de l'état du milieu fragmenté à partir du *champ*  $s(x)$  (géométrie 1D) ou  $s(r, z)$  (géométrie 2D axisymétrique) défini par la prédiction de la taille des fragments  $s$  dans chaque élément fini, vu comme le milieu continu homogène représentatif du nuage.

### Rappels : post-traitement en 1D

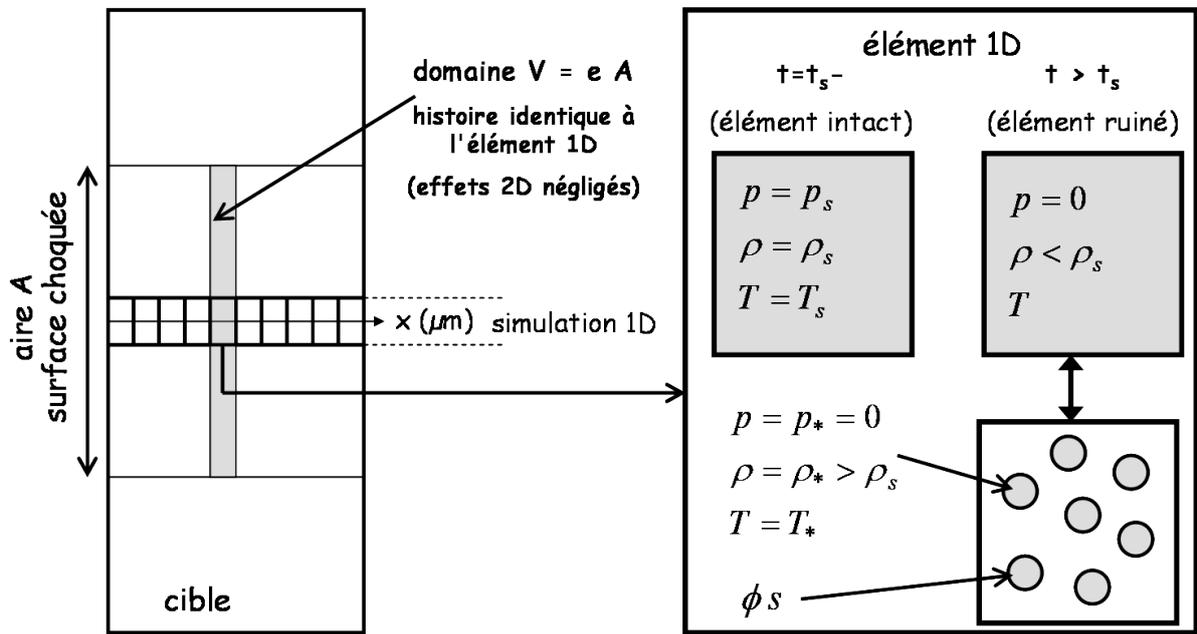


FIG. B.1: Illustration schématique du post-traitement des simulations 1D permettant de reconstituer la population entière de fragments.

Par conservation de la masse, on détermine le nombre  $N_{V_i}$  de fragments dans le sous-volume  $V_i$  associé à un élément  $i$  :

$$\rho_i V_i = \rho_*(p_{s_i}, \rho_{s_i}, T_{s_i}) \cdot N_{V_i} \cdot \frac{4}{3} \pi \left( \frac{s_i}{2} \right)^3 \quad (\text{B.1})$$

Dans le cas d'un calcul 1D, le sous-volume  $V_i$  est défini par  $V_i = e_i A$  avec  $e_i$  l'épaisseur de l'élément  $i$  et  $A$  l'aire de la surface choquée. Cette dernière est à définir par l'utilisateur en fonction de l'expérience réelle simulée. Il est également possible de faire varier  $A$  en fonction de l'abscisse  $x$  de manière à prendre en compte l'effet des détentes latérales issues des bords de la surface choquée. Pour les simulations 2D axisymétriques, si l'on considère un élément quadrangulaire  $i$  de côtés  $\Delta r_i$  et  $\Delta x_i$  et dont le centre est repéré par son rayon  $r_i$ , le volume du sous-domaine  $V_i$  associé à cet élément est approximativement :

$$V_i = 2\pi r_i \Delta r_i \Delta x_i \quad (\text{B.2})$$

## Calcul de l'état relaxé de l'étain après fragmentation

La loi d'état  $p(\rho, T) = p_c(\rho) + \rho_0 \Gamma_0 c_{\rho_0}$  de la phase liquide de l'étain dérive de la formulation du modèle polyphasé défini au chapitre I (§2.1, p. 26). L'étain liquide qui constitue les gouttelettes se trouve après relaxation dans un état ( $p_* = 0, \rho_* = 1/v_*, T_* = 0$ ) décrit par la relation :

$$p(\rho_*, T_*) = p_* = 0 \quad (\text{B.3})$$

En supposant que la relaxation des contraintes à partir de l'état de traction ( $p_s < 0, \rho_s = 1/v_s, T_s = 0$ ) se produit de façon isentropique, la relation suivante est valable :

$$T_* = T_s \exp[-\rho_0 \Gamma_0 c_{\rho_0} (v_* - v_s)] \quad (\text{B.4})$$

Ces deux relations permettent de déterminer  $\rho_*$  en fonction de  $\rho_s$  et  $T_s$ ; ces derniers définissent l'état de l'étain liquide en tension immédiatement avant la fragmentation et sont stockés comme paramètres internes dans l'élément ruiné.

## Inclusion d'une composante probabiliste

Une composante probabiliste peut être incluse à l'étape de post-traitement dans le but de définir une distribution continue de la taille des fragments dans le sous-volume  $V_i$  au lieu de les supposer identiques et de taille  $s_i$ . L'effet de l'inclusion d'une telle statistique au cours du post-traitement est visible sur la figure III.10 (chapitre III, p. 109).

Il faut se donner pour chaque élément une fonction de densité de distribution  $f_i(s)$  de la variable aléatoire  $S$ , diamètre des fragments. La forme générale des fonctions  $f_i(s)$  peut être commune à tous les éléments, mais la valeur de leurs paramètres sera propre à l'état de chaque maille, et dépendra notamment de  $s_i$ . Si l'on souhaite représenter la population de fragments dans un histogramme des effectifs cumulés (décroissants) en fonction de leur taille, il convient de définir la fonction de répartition décroissante  $g_i(s) = \int_s^\infty f_i(s) ds$ . Le nombre de fragments  $N_{V_i}$  contenu dans le sous-domaine  $V_i$  associé à une maille  $i$  est déterminé en établissant le bilan de masse. En fonction de la forme spécifique choisie pour  $f(s)$  et de la signification attribuée à la taille de fragment  $s_i$  calculée par le modèle de fragmentation,  $N_{V_i}$  peut différer de celui obtenu précédemment sans composante probabiliste. La population entière de fragments, c'est-à-dire relative à la cible entière, est alors représentée sur l'histogramme des effectifs cumulés défini par :

$$N(s) = \sum_i N_{V_i} g_i(s) \quad (\text{B.5})$$

Par exemple, si l'on admet une distribution exponentielle des volumes des fragments  $g_i(v) = e^{-v/v_{m_i}} = e^{-(s/s_i)^3}$  et si l'on suppose que la taille  $s_i$  correspond au diamètre du fragment de volume moyen  $v_{m_i} = \pi s_i^3/6$ , on peut directement utiliser le nombre de fragment  $N_{V_i}$  obtenu par la relation (B.1). Dans ces conditions, l'équation (B.5) devient :

$$N(s) = \sum_i N_{V_i} e^{-(s/s_i)^3} \quad (\text{B.6})$$

L'inclusion d'une composante probabiliste n'est véritablement utile que dans l'optique de restituer une population de fragments que l'on cherche à confronter à des observations expérimentales et pourra alors être intégrée à la modélisation ultérieure des phases de vol et de recompaction.



# Annexe C

## Solutions générales des modèles de fragmentation

### Modèle de Glenn et Chudnovsky (1986)

Le bilan d'énergie (III.5, p. 86) s'écrit sous la forme d'un polynôme du troisième degré en  $s$  :

$$s^3 + \alpha s - 2\beta = 0, \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{60}{\rho K} \left( \frac{\sigma^*}{D} \right)^2 \quad \text{et} \quad \beta = \frac{360\gamma}{\rho D^2} \quad (\text{C.1})$$

Sa solution générale peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$s_{GC} = 2 \left( \frac{\alpha}{3} \right)^{1/2} \sinh \left( \frac{\phi}{3} \right), \quad \text{avec} \quad \phi = \sinh^{-1} \beta \left( \frac{3}{\alpha} \right)^{3/2} \quad (\text{C.2})$$

Deux solutions asymptotiques sont mises en évidence :

- Lorsque  $\beta \left( \frac{3}{\alpha} \right)^{3/2} \gg 1$ , c'est-à-dire si  $\alpha$  est négligée, on obtient la solution dite *dynamique* (voir Eq. III.9, p. 86) :

$$s_{GC} \approx s_{GC_{dyn}} = (2\beta)^{1/3} = \left( \frac{720\gamma}{\rho D^2} \right)^{1/3} \quad (\text{C.3})$$

- Lorsque  $\beta \left( \frac{3}{\alpha} \right)^{3/2} \ll 1$ , on obtient la solution dite *quasi statique*, c'est-à-dire la taille de fragment vers laquelle la solution tend lorsque la vitesse de dilatation tend vers 0 (voir III.8, p. 86) :

$$s_{GC} \approx s_{GC_{qs}} = 2\beta/\alpha = \frac{12K\gamma}{\sigma^{*2}} \quad (\text{C.4})$$

### Modèle de Grady (1988)

Le critère de fragmentation donné par l'équation (III.13), p. 88, est également un polynôme du troisième degré :

$$s^3 + \alpha s - 2\beta = 0, \quad \text{avec} \quad \alpha = -\frac{15\eta}{2\rho D} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{45\gamma}{2\rho D^2} \quad (\text{C.5})$$

La solution générale est alors :

$$s = -\frac{\alpha}{3^{1/3}C} + \frac{C}{9^{1/3}}, \quad \text{avec} \quad C = \left( 9\beta + 3^{1/2} \sqrt{\alpha^3 + 27\beta^2} \right)^{1/3} \quad (\text{C.6})$$



# Annexe D

## Bilan d'énergie associé aux problèmes de sphère creuse

### *Phase 1* (chapitre IV §2, p. 120)

Au cours de l'étude purement mécanique de l'expansion d'une sphère creuse (chapitre IV), le bilan d'énergie se réduit au théorème de l'énergie cinétique :

$$\dot{T} = \mathcal{P}_i + \mathcal{P}_e \quad (\text{D.1})$$

avec

$$T = \int_{\mathcal{D}_t} \frac{1}{2} \rho v^2 dv, \quad \mathcal{P}_i = - \int_{\mathcal{D}_t} \sigma_{ij} d_{ij} dv, \quad \mathcal{P}_e = \int_{\mathcal{S}_t} t_i v_i ds + \int_{\mathcal{D}_t} \rho f_i v_i dv \quad (\text{D.2})$$

mettant en jeu la vitesse matérielle  $v_i$ , le tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$ , le tenseur des taux de déformation  $d_{ij}$ , la masse volumique  $\rho$ , la densité surfacique des efforts extérieurs  $t_i$  sur la frontière  $\mathcal{S}_t$  et la densité massique des efforts extérieurs à distance  $f_i$ .  $\mathcal{S}_t$  (respectivement  $\mathcal{D}_t$ ) désigne la position de la frontière (du domaine)  $\mathcal{S}$  ( $\mathcal{D}$ ) de la sphère creuse à l'instant  $t$ , i.e. en représentation spatiale.  $\dot{T}$  correspond à la dérivée matérielle de l'énergie cinétique totale  $T$ .

Durant la *phase 1* ( $0 \leq t \leq \tau$ ), l'expression des équations (D.1)-(D.2) à notre problème fait apparaître les autres quantités suivantes. La puissance des efforts intérieurs  $\mathcal{P}_i$  est la somme de la puissance des contraintes réversibles (pression)  $\dot{W}$  et de celle des contraintes irréversibles (viscosité)  $\varphi^v$ , i.e.  $\mathcal{P}_i = \dot{W} + \varphi^v$ . Lorsque les forces de volume à distance sont négligées, la puissance des efforts extérieurs s'exprime par  $\mathcal{P}_e = 4\pi b^2 \sigma_{rr}(b, t) v_r(b, t)$  ( $\mathcal{S}_t$  se limitant à deux surfaces sphériques de rayon  $a$  et  $b$  avec, en outre,  $\sigma_{rr}(a, t) = 0$ ).

Les mécanismes dissipatifs qui accompagnent la cavitation en contribuant ainsi à la fragmentation se limitent à la dissipation visqueuse pour le problème de sphère creuse en *phase 1*. La puissance dissipée par frottement visqueux  $\varphi^v$  sur toute la sphère creuse s'exprime alors :

$$\varphi^v = \int_{\mathcal{D}_t} -\tau_{ij} d_{ij} dv = \int_a^b -\tau_{ij}(r, t) d_{ij}(r, t) 4\pi r^2 dr \quad (\text{D.3})$$

où  $\tau_{ij}(r, t)$  et  $d_{ij}(r, t)$  peuvent être déduits de l'équation (IV.3).

Dans l'objectif de comparer ces calculs aux estimations des termes énergétiques des critères de fragmentation du chapitre III, la quantité totale d'énergie dissipée pendant la *phase 1*

est calculée par unité de volume de la manière suivante :

$$\Phi_v^v(0-\tau) = \int_0^\tau \frac{\varphi^v}{V} dt \quad (\text{D.4})$$

où  $V = \frac{4}{3}\pi b^3$  désigne le volume total de la sphère creuse.

Lorsque  $\Phi_v^v(0-\tau)$  est obtenue avec la solution quasi-statique du problème de sphère creuse en *phase 1*, celle-ci est notée  $\Phi_v^v(0-\tau)_{\text{qs}}$ .

### **Phase 2 (chapitre IV §3, p. 128)**

Les quantités impliquées dans le bilan d'énergie, i.e. le théorème de l'énergie cinétique défini par les équations (D.1) et (D.2) sont ici précisées pour la *phase 2*. La puissance des efforts intérieurs  $\mathcal{P}_i$  traduit la dissipation liée aux contraintes irréversibles d'origine visqueuse  $\varphi^v$  ( $\mathcal{P}_i = \varphi^v$ ). En absence de forces de volume à distance et d'efforts extérieurs sur la frontière extérieure ( $r = b$ ), la puissance des efforts extérieurs  $\mathcal{P}_e$  se limite au taux de variation du travail de la tension superficielle sur la paroi de la cavité, noté  $\varphi^\Gamma$  ( $\mathcal{P}_e = \varphi^\Gamma$ ).

Les termes énergétiques associés à la progression du processus de cavitation sont les suivants, dont on exprime la puissance ci-dessous :

$$\varphi^v = \int_V -\tau_{ij} d_{ij} dv, \quad \varphi^\Gamma = \frac{2\gamma}{a} v_r(a, t) 4\pi a^2 \quad (\text{D.5})$$

où  $v_r = \dot{\omega}(t)/(3r^2)$  se déduit du champ de déplacement (IV.11).

Ces puissances sont intégrées, par unité de volume, entre  $\tau$  et  $t_m$ , où  $t_m$  définit soit l'instant où la porosité maximale est atteinte soit  $t_m = 10\tau$  si aucun maximum n'est atteint avant cet instant. On définit les densités volumiques d'énergies correspondantes :

$$\Phi_v^v(\tau-t_m) = \int_\tau^{t_m} \frac{\varphi^v}{V} dt, \quad \Phi_v^\Gamma(\tau-t_m) = \int_\tau^{t_m} \frac{\varphi^\Gamma}{V} dt \quad (\text{D.6})$$

La totalité de la densité volumique d'énergie dissipée pendant le processus de cavitation jusqu'à l'instant  $t_m$  est donc :

$$\Phi_v = \Phi_v^v(0-\tau) + \Phi_v^v(\tau-t_m) + \Phi_v^\Gamma(\tau-t_m) \quad (\text{D.7})$$

# Références bibliographiques

- Abeyaratne, R., Knowles, J. K., 2000. On a shock-induced martensitic phase transition. *Journal of Applied Physics* 87 (3), 1123–1134.
- Andriot, P., Chapron, P., Lambert, V., Olive, F., 1984. Influence of melting on shocked free surface behaviour using doppler laser interferometry and X-ray densitometry. In : Asay, J., Graham, R. A., Straub, G. K. (Eds.), *Shock Waves in Condensed Matter - 1983*. pp. 277–280.
- Antoun, T., Seaman, L., Curran, D. R., Kanel, G. I., Razorenov, S. V., Utkin, A. V., 2002. *Spall Fracture*. Springer.
- Asay, J. R., 1978. Thick-plate technique for measuring ejecta from shock surfaces. *Journal of Applied Physics* 49 (12), 6173–6175.
- Asay, J. R., Mix, L. P., Perry, F., 1976. Ejection of material from shock surfaces. *Applied Physics Letters* 29 (5), 284–287.
- Asay, J. R., Shahinpoor, M. (Eds.), 1992. *High-Pressure shock compression of solids*. Springer-Verlag, New York.
- Asay, J. R., Trucano, T. G., 1990. Studies of density distributions in one-dimensional shock-induced debris clouds. *International Journal of Impact Engineering* 10, 35–50.
- Ashurst, W. T., Holian, B. L., 1999. Droplet formation by rapid expansion of a liquid. *Physical Review E* 59 (6), 6742–6752.
- Barker, L. M., Hollenbach, R. E., 1970. Shock-wave studies of PMMA, fused silica, and sapphire. *Journal of Applied Physics* 41 (10), 4208–4226.
- Batchelor, G. K., 2000. *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press.
- Biwa, S., 2006. Cavitation in finite elasticity with surface energy effects. *International Journal of Non-Linear Mechanics* 41, 1084–1094.
- Bolis, C., Voltz, C., 2006. Non localization of nucleation during lead-calcium alloy spall under Taylor's wave solicitation : Comparison between metallographic observations and numerical simulation. In : *DYMAT J. Phys. IV France*. pp. 877–882.
- Bontaz-Carion, J., Soulard, L., 2008. Etude par dynamique moléculaire classique de la phase initiale du micro-écaillage induit par fusion sous choc. Influence de la cinétique de transition de phase. Rapport interne, C.E.A.

- Borg, J. P., Downs, T. J., Lloyd, A., 2006. High strain rate fragmentation of liquid systems at atmospheric pressure. *International Journal of Impact Engineering* 33, 119–125.
- Branland, N., 2002. Projection par plasma de dépôts de dioxyde de titane : Contribution à l'étude de leurs microstructures et propriétés électriques. Thèse de doctorat, Université de Limoges.
- Buy, F., Voltz, C., Llorca, F., 2006. Thermodynamically based equation of state for shock wave study : application to the design of experiments on tin. In : Furnish, M. D., Elert, M., Russell, T. P., White, C. T. (Eds.), 14th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2005. pp. 41–44.
- Carroll, M., Holt, A., 1972. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials. *Journal of Applied Physics* 43 (4), 1626–1636.
- Chapron, P., Elias, P., 1991. Surface phenomena of shock-loaded metallic samples. In : Proceedings of the 18th Symposium on Shock Waves. Springer-Verlag, Sendai (Japan), pp. 435–440.
- Clayton, J. D., 2008. A model for deformation and fragmentation in crushable brittle solids. *International Journal of Impact Engineering* 35, 269–289.
- Coirier, J., 1997. *Mécanique des milieux continus*. Dunod, Paris.
- Davis, J.-P., Hayes, D. B., 2004. Isentropic compression experiments on dynamic solidification in tin. In : Furnish, M. D., Gupta, Y. M., Forbes, J. W. (Eds.), 13th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2003. pp. 163–166.
- De Ressaiguier, T., Signor, L., Dragon, A., Boustie, M., Berthe, L., 2008. On the dynamic fragmentation of laser shock-melted tin. *Applied Physics Letters* 92 (131910).
- De Ressaiguier, T., Signor, L., Dragon, A., Boustie, M., Roy, G., Llorca, F., 2007a. Experimental investigation of liquid spall in laser shock-loaded tin. *Journal of Applied Physics* 101 (013506).
- De Ressaiguier, T., Signor, L., Dragon, A., Severin, P., Boustie, M., 2007b. Spallation in laser shock-loaded tin below and just above melting. *Journal of Applied Physics* 102 (073535).
- Denoual, C., 1998. Approche probabiliste du comportement à l'impact du carbure de silicium : application aux blindages moyens. Thèse de doctorat, ENS Cachan.
- Denoual, C., Diani, J.-M., 2002. Cavitation in compressible visco-plastic materials. In : Furnish, M. D., Horie, Y., Thadhani, N. N. (Eds.), 12th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2001. pp. 495–498.
- Dragon, A., Trumel, H., 2003. Damage under impact loading - some modelling challenges. In : Fifth International Symposium High Dynamic Pressures - Tome I. pp. 267–283.
- Drumheller, D. S., 1998. Introduction to wave propagation in nonlinear fluids and solids. Cambridge University Press, New York.

- Duvall, G. E., Graham, R. A., 1977. Phase transitions under shock-wave loading. *Review of Modern Physics* 49 (3), 523–579.
- Elias, P., Chapron, P., Laurent, B., 1988. Detection of melting in release for a shock-loaded tin sample using the reflectivity measurement. *Optics Communications* 66 (23), 100–106.
- Englman, R., Rivier, N., Jaeger, Z., 1987. Fragment-size distribution in disintegration by maximum-entropy formalism. *Philosophical Magazine B* 56 (6), 751–769.
- Englman, R., Rivier, N., Jaeger, Z., 1988. Size-distribution in sudden breakage by the use of entropy maximization. *Journal of Applied Physics* 63 (9), 4766–4768.
- Eusthopoulos, N., Ricci, E., Drevet, B., 1999. Tension superficielle. *Techniques de l'Ingénieur M67*.
- Fanget, A., 2007. Communication personnelle.
- Fraizier, E., 2002. Etude de l'évolution des constantes rhéologiques des métaux autour de leur transition solide-liquide par une méthode ultrasonore sans contact : application à l'étain. Thèse de doctorat, Université de Bourgogne.
- Fraizier, E., Nadal, M.-H., Oltra, R., 2002. Evaluation of viscoelastic constants of metallic materials by laser-ultrasonics at elevating temperature. *Ultrasonics* 40, 543–547.
- Franc, J. P., Avellan, F., Belahadji, B., Billard, J. Y., Briançon-Marjollet, L., Fréchou, D., Karimi, D. H. F. A., Kueny, J. L., Michel, J. M., 1995. La cavitation : Mécanismes physiques et aspects industriels. Presses universitaires de Grenoble.
- Geille, A., 1999. Numerical modeling of damage in various types of hypervelocity experiments. *International Journal of Impact Engineering* 23, 271–281.
- Glenn, L., Chudnovsky, A., 1986. Strain-energy effects on dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics* 59 (4), 1379–1380.
- Gosse, J., 1995. Mécanique des fluides. *Techniques de l'Ingénieur A1870*.
- Grady, D., 1982. Local inertial effects in dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics* 53 (1), 322–325.
- Grady, D., 1988. The spall strength of condensed matter. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 36 (3), 353–384.
- Grady, D., 1990. Particle size statistics in dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics* 68 (12), 6099–6105.
- Grady, D., Kipp, M., 1985. Geometric statistics and dynamic fragmentation. *Journal of Applied Physics* 58 (3), 1210–1222.
- Grady, D. E., 1996. *High-Pressure Shock Compression of Solids*. Vol. 2. Springer, Ch. 9 Spall and fragmentation in high-temperature metals, pp. 219–236.

- Griffith, A. A., 1921. The phenomena of rupture and flow in solids. *Phil. Trans. Roy. Soc. London, Series A* 221, 163–179.
- Hayes, D., 1975. Wave propagation in a condensed medium with N transforming phases : Application to solid I - solid II - liquid bismuth. *Journal of Applied Physics* 46 (8), 3438–3443.
- Hild, F., Denoual, C., Forquin, P., Brajer, X., 2003. On the probabilistic - deterministic transition involved in a fragmentation process of brittle materials. *Computers and Structures* 81, 1241–1253.
- Holtkamp, D. B., Clark, D. A., Crain, M. D., Furnish, M. D., Gallegos, C. H., Garcia, I. A., Hammon, D. L., Hemsing, W. F., Shinas, M. A., Thomas, K. A., 2004. Development of a non-radiographic spall and damage diagnostic. In : Furnish, M. D., Gupta, Y. M., Forbes, J. W. (Eds.), 13th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2003. pp. 473–476.
- Holtkamp, D. B., Clark, D. A., Ferm, E. N., Gallegos, R. A., Hammon, D., Hemsing, W. F., Hogan, G. E., Holmes, V. H., King, N. S. P., Liljestrang, R., Lopez, R. P., Merrill, F. E., Morris, C. L., Morley, K. B., Murray, M. M., Pazuchanics, P. D., Prestridge, K. P., Quintana, J. P., Saunders, A., Schafer, T., Shinas, M. A., Stacy, H. L., 2004. A survey of high explosive-induced damage and spall in selected metals using proton radiography. In : Furnish, M. D., Gupta, Y. M., Forbes, J. W. (Eds.), 13th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2003. pp. 477–481.
- Héreil, P.-L., Channal, P.-Y., 2008. Caractérisation expérimentale du micro-écaillage de l'étain. Rapport interne, D.G.A. / C.E.G.
- Jaeger, Z., Englman, R., Sprecher, A., 1986. Statistics of structure within solid fragments studied by 2D simulation. *Journal of Applied Physics* 59 (12), 4048–4056.
- Johnson, J. N., 1981. Dynamic fracture and spallation in ductile solids. *Journal of Applied Physics* 52 (4), 2812–2825.
- Kanel, G. I., Razorenov, S. V., Utkin, A. V., Grady, D. E., 1996. The spall strength of metals at elevated temperatures. In : Schmidt, S. C., Tao, W. C. (Eds.), 9th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 1995. pp. 503–506.
- Kedrinskii, V. K., Besov, A. S., Gutnik, I. E., 1997. Inversion of the two-phase state of a liquid under impact loading. *Physics-Doklady* 42 (2), 87–89.
- Kipp, M. E., Grady, D. E., 1996. High-Pressure Shock Compression of Solids. Vol. 2. Springer, Ch. 12 Experimental and numerical studies of high-velocity impact fragmentation, pp. 282–339.
- Klöcker, H., Montheillet, F., 1991. Influence of flow rule and inertia on the ductile growth of voids. *Nuclear Engineering and Design* 125 (2), 275–281.
- Kolsky, H., 1955. Fracture and cavitation in glassy materials. *Trans. Soc. Glass Technol.* 39, 394–403.

- Lucas, L.-D., 1984a. Densité des principaux métaux et métalloïdes. Techniques de l'Ingénieur M65.
- Lucas, L.-D., 1984b. Viscosité des principaux métaux et métalloïdes. Techniques de l'Ingénieur M66.
- Mabire, C., 1999. Transformation polymorphique et fusion de l'étain sous choc dans la gamme 0 - 100 GPa - Etude expérimentale et modélisation. Thèse de doctorat, Université de Poitiers - ENSMA.
- Mabire, C., Héreil, P.-L., 2002. Transformation polymorphique et fusion sous choc. Etude expérimentale appliquée à l'étain et au plomb. In : 3ème Forum de la technologie des hautes pressions. pp. 245–254.
- Maire, E., Salvo, L., Cloetens, P., Michiel, M. D., 2004. Tomographie à rayons X appliquée à l'étude des matériaux. Techniques de l'Ingénieur IN 20.
- McCluskey, C. W., Wilke, M. D., Anderson, W. W., Byers, M. E., Holtkamp, D. B., Rigg, P. A., Furnish, M. D., Romero, V. T., 2006. Asay window : a new spall diagnostic. Review of Scientific Instruments 77 (113902).
- Meyers, M. A., 1994. Dynamic behavior of materials. John Wiley & Sons, New York.
- Meyers, M. A., Benson, D. J., Olevsky, E. A., 1999. Shock consolidation : Microstructurally-based analysis and computational modeling. Acta Materialia 47 (7), 2089–2108.
- Michel, Y., 2007. Phénomène d'impact à haute vitesse sur cibles minces fragiles. Application au projet de Laser MégaJoule et à la problématique des débris spatiaux. Thèse de doctorat, Université de Toulouse III.
- Miller, O., Freund, L. B., Needleman, A., 1999. Modeling and simulation of dynamic fragmentation in brittle materials. International Journal of Fracture 96, 101–125.
- Morris, C., Hopson, J. W., Goldstone, P., 2006. Proton radiography. Los Alamos Science 30, 32–45.
- Moshe, E., Eliezer, S., Deckel, E., Henis, Z., Ludmisky, A., 1999. Measurements of laser driven spallation in tin and zinc using an optical recording velocity interferometer system. Journal of Applied Physics 86 (8), 4242–4248.
- Mott, N. F., 1947. Fragmentation of shell cases. Proc. Roy. Soc. Lond. 189 (A), 300–308.
- Neindre, B. L., 1991. Diagramme de phases aux très hautes pressions. Techniques de l'Ingénieur K487.
- Pellegrini, Y.-P., Denoual, C., Juanicotena, A., Arlery, M., Roy, G., Llorca, F., 2005. Modélisation de l'endommagement ductile dynamique. Chocs, numéro spécial , 114–123.
- Poritsky, H., 1952. The collapse or growth of spherical bubble or cavity in a viscous fluid. Proceedings of the 1st US national congress of Applied Mechanics , 813–821.

- Remiot, C., Chapron, P., Demay, B., 1994. A flash X-ray radiography diagnostic for studying surface phenomena under shock loading. In : Schmidt, S. C., Shaner, J., Samara, G., Ross, M. (Eds.), 8th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 1993. pp. 1763–1766.
- Rinehart, J. S., 1952. Scabbing of metals under explosive attack : multiple scabbing. *Journal of Applied Physics* 23, 1229–1233.
- Roy, G., 2003. Vers une modélisation approfondie de l'endommagement ductile dynamique. Investigation expérimentale d'une nuance de tantale et développements théoriques. Thèse de doctorat, Université de Poitiers - ENSMA.
- Rybakov, A. P., 2000. Spall in non-one-dimensional shock waves. *International Journal of Impact Engineering* 24, 1041–1082.
- Shenoy, V. B., Kim, K.-S., 2003. Disorder effects in dynamic fragmentation of brittle materials. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 51, 2023–2035.
- Signor, L., Dragon, A., Roy, G., de Ressaigui, T., Llorca, F., 2008. Dynamic fragmentation of melted metals upon intense shock-wave loading. Some modelling issues applied to a tin target. *accepted in Archives of Mechanics* .
- Signor, L., Ressaigui, T. D., Roy, G., Dragon, A., Llorca, F., 2007. Fragment-size prediction during dynamic fragmentation of shock-melted tin : Recovery experiments and modeling issues. In : Elert, M., Furnish, M. D., Chau, R., Holmes, N., Nguyen, J. (Eds.), 15th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2007. Vol. 955. pp. 593–596.
- Stebnovskii, S. V., 1998a. Experimental investigation of pulsed stretching of cavitating media. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 39 (5), 758–761.
- Stebnovskii, S. V., 1998b. Rheological model of volume stretching of newtonian liquids. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 39 (1), 30–40.
- Stebnovskii, S. V., 2000. Formation conditions for bubble suspensions upon shock-wave loading of liquids. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 41 (2), 251–260.
- Stebnovskii, S. V., 2007. Fragmentation of liquid and liquid-plastic media under unsteady strains. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics* 48 (4), 519–524.
- Taimatsu, H., Sangiorgi, R., 1992. Surface tension and adsorption in liquid tin - oxygen system. *Surface Science* 261, 375–381.
- Thouvenin, J., 1997. Détonique. Eyrolles, collection CEA.
- Tokheim, R. E., Erlich, D. C., Curran, D. R., Tobin, M., Eder, D., 2004. Aerogel algorithm for shrapnel penetration experiments. In : Furnish, M. D., Gupta, Y. M., Forbes, J. W. (Eds.), 13th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2003. pp. 1359–1362.
- Trevena, D. H., 1984. Cavitation and the generation of tension in liquids. *J. Phys. D : Appl. Phys.* 17, 2139–2164.

- Tuler, F. R., Butcher, B. M., 1968. A criterion for the time dependence of dynamic fracture. *International Journal of Fracture Mechanics* 4, 431–437.
- Utkin, A. V., Sosikov, V. S., Bogach, A. A., Fortov, V. E., 2004. Tension of liquids by shock waves. In : Furnish, M. D., Gupta, Y. M., Forbes, J. W. (Eds.), 13th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2003. pp. 765–768.
- Voltz, C., Buy, F., 2005. Evolution of damage pattern for tin between 18 GPa and 34 GPa. In : Shock Compression of Condensed Matter. (poster).
- von Neumann, J., Richtmyer, R. D., 1950. A method for the numerical calculation of hydrodynamic shocks. *Journal of Applied Physics* 21 (3), 232–237.
- Zellner, M. B., al., 2007. Effects of shock-breakout pressure on ejection of micro-scale material from shock tin surfaces. *Journal of Applied Physics* 102 (013522).
- Zhiembetov, A. K., Mikhaylov, A. L., Smirnov, G. S., 2002. Experimental study of explosive fragmentation of metal melts. In : Furnish, M. D., Horie, Y., Thadhani, N. N. (Eds.), 12th AIP Topical Conference on Shock Compression of Condensed Matter - 2001. pp. 547–550.
- Zhiembetov, A. K., Mikhaylov, A. L., Smirnov, G. S., 2003. Experimental method to determine fragmentation properties. In : DYMAT J. Phys. IV France. Vol. 110. pp. 589–594.
- Zhou, F., Molinari, J.-F., Ramesh, K. T., 2005. A cohesive model based fragmentation analysis : effects of strain rate and initial defects distribution. *International Journal of Solids and Structures* 42, 5181–5207.
- Zhou, F., Molinari, J.-F., Ramesh, K. T., 2006. Characteristic fragment size distributions in dynamic fragmentation. *Applied Physics Letters* 88 (261918).