



**HAL**  
open science

# Contribution à la caractérisation de la déformation et de la rupture dynamique de structures sous impact : Modélisations et approche expérimentale

Léonard Antoinat

► **To cite this version:**

Léonard Antoinat. Contribution à la caractérisation de la déformation et de la rupture dynamique de structures sous impact : Modélisations et approche expérimentale. Mécanique [physics.med-ph]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2014. Français. NNT : 2014ENAM0037 . tel-01178791

**HAL Id: tel-01178791**

**<https://pastel.hal.science/tel-01178791v1>**

Submitted on 20 Jul 2015

**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.

École doctorale n° 432 : SMI

**Doctorat ParisTech**

**T H È S E**

pour obtenir le grade de docteur délivré par

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

**Spécialité "Mécanique"**

*présentée et soutenue publiquement par*

**Léonard ANTOINAT**

le 21 Novembre 2014

**Contribution à la caractérisation de la déformation  
et de la rupture dynamique de structures sous impact :  
Modélisations et approche expérimentale**

Directeur de thèse : **Laurent BARRALLIER**  
Co-encadrement de la thèse : **Régis KUBLER**

**Jury**

**Pr. Philippe VIOT**, Professeur, I2M, Arts et Métiers ParisTech  
**Pr. Alexis RUSINEK**, Professeur, LaBPS, ENI de Metz  
**Pr. Eric MARKIEWICZ**, Professeur, LAMIH, Université de Valenciennes  
**Dr. Laurent GORNET**, Maître de conférences HDR, GeM, Ecole centrale de Nantes  
**Pr. Laurent BARRALLIER**, Professeur, MSMP, Arts et Métiers ParisTech  
**Dr. Régis KUBLER**, Maître de conférences, MSMP, Arts et Métiers ParisTech  
**M. Steven LE NOËN**, Directeur technique, Téthys

Président  
Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Invité

**T  
H  
È  
S  
E**



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>État de l'art du comportement dynamique macroscopique des matériaux ductiles</b>	<b>7</b>
2.1	Comportement des matériaux sous sollicitation dynamique . . . . .	7
2.1.1	Comportement des matériaux en dynamique rapide . . . . .	8
2.1.1.1	Les lois phénoménologiques élémentaires . . . . .	9
2.1.1.2	Les lois phénoménologiques de type multiplicatives . . . . .	9
2.1.1.3	Les lois phénoménologiques de type additives . . . . .	11
2.1.1.4	Prise en compte de la température . . . . .	12
2.1.1.5	Conclusion . . . . .	12
2.1.2	Endommagement et critère de rupture des matériaux ductiles . . . . .	12
	Définition de l'endommagement . . . . .	15
	Définition des critères de rupture . . . . .	16
2.1.2.1	Endommagement des matériaux ductiles . . . . .	16
2.1.2.2	Critères de rupture ductile . . . . .	19
2.1.2.3	Conclusion sur l'endommagement et les critères de ruptures des matériaux ductiles . . . . .	20
2.2	Moyens expérimentaux de caractérisations du comportement dynamique des matériaux . . . . .	21
2.2.1	Les essais de la barre de Kolsky ou Hopkinson . . . . .	21
2.2.2	Les éprouvettes de compression . . . . .	23
2.2.3	Les éprouvettes de traction . . . . .	24
2.2.4	Les éprouvettes de cisaillement ou éprouvettes chapeaux . . . . .	25
2.2.5	Méthodes inverses d'identification des lois de comportement . . . . .	26
2.3	Conclusion sur l'état de l'art . . . . .	28
<b>3</b>	<b>Étude du comportement par des essais sur éprouvettes</b>	<b>29</b>
3.1	Caractérisation du comportement visco-plastique de l'alliage 7075 T6 . . . . .	30
3.1.1	Essais sur machine Gleeble et barre d'Hopkinson . . . . .	30
3.1.2	Identification de la loi de comportement à partir de la contrainte équivalente . . . . .	32
3.1.3	Identification de la loi de comportement viscoplastique par un couplage numérique Éléments Finis . . . . .	35
3.1.4	Analyse des deux méthodes d'identification . . . . .	38
3.1.5	Conclusion sur la caractérisation du comportement visco-plastique . . . . .	41
3.2	Essais de caractérisation sur éprouvettes Charpy . . . . .	42
3.2.1	État de l'art sur les essais Charpy . . . . .	42
3.2.2	Présentation des essais . . . . .	43
3.2.3	Analyse des résultats expérimentaux . . . . .	44
3.2.3.1	Résultats des essais quasistatiques . . . . .	44
3.2.3.2	Résultats des essais Charpy dynamiques . . . . .	45
3.2.4	Identification d'une loi de comportement à la rupture par un couplage éléments finis . . . . .	48
3.2.4.1	Simulation de l'essai Charpy par suppression d'éléments . . . . .	48
3.2.4.2	Analyse des résultats . . . . .	50

3.2.5	Conclusion sur les essais de caractérisation sur éprouvette Charpy . . . . .	54
3.3	Conclusion . . . . .	55
<b>4</b>	<b>Étude de similitude de l'impact à l'eau avec un impact solide</b>	<b>57</b>
4.1	État de l'art . . . . .	58
4.1.1	Impact à l'eau . . . . .	58
4.1.1.1	Revue expérimentale de l'impact à l'eau . . . . .	58
4.1.1.2	Modélisations de l'impact à l'eau . . . . .	59
	Les modèles analytiques . . . . .	60
	Équation d'état de l'eau pour des simulations d'impact . . . . .	61
	Simulations numériques d'impact à l'eau . . . . .	63
4.1.1.3	Conclusion . . . . .	67
4.1.2	Impact sur matériaux poreux . . . . .	67
4.1.2.1	Revue expérimentale de l'impact sur matériaux poreux . . . . .	67
4.1.2.2	Simulations numériques d'impact sur mousse . . . . .	69
4.1.2.3	Conclusion . . . . .	69
4.1.3	Impact avec flambement de structures tubulaires métalliques . . . . .	70
4.1.3.1	Définition du flambage dynamique . . . . .	70
4.1.3.2	Revue expérimentale du flambage dynamique plastique de tubes sous impact . . . . .	70
4.1.3.3	Simulations numériques . . . . .	72
4.1.3.4	Conclusion . . . . .	74
4.1.4	Conclusion sur l'état de l'art . . . . .	74
4.2	Identification des caractéristiques de l'impact à l'eau d'un cylindre . . . . .	75
4.2.1	Modèles numériques d'impact à l'eau . . . . .	75
4.2.2	Approche de Von Karman modifiée . . . . .	77
4.2.3	Étude de l'impact sur eau d'un tube cylindrique horizontale déformable . . . . .	79
4.2.3.1	Modélisation numérique de l'impact sur eau par éléments finis . . . . .	79
4.2.3.2	Analyse de l'influence de l'évolution de l'épaisseur et du choix de matériaux . . . . .	81
4.2.3.3	Pression de contact pendant l'impact pour une épaisseur de 10 mm . . . . .	81
4.2.3.4	Force totale de contact pendant l'impact . . . . .	83
4.2.3.5	Vitesses de déformation pendant l'impact . . . . .	83
4.2.4	Conclusion sur l'impact à l'eau d'un cylindre . . . . .	85
4.3	Identification des caractéristiques de flambage dynamique de tube . . . . .	86
4.3.1	Introduction . . . . .	86
4.3.2	Simulations préliminaires de flambage dynamique sous impact . . . . .	86
4.3.2.1	Présentation du modèle numérique . . . . .	86
4.3.2.2	Étude paramétrique numérique de flambage dynamique de tubes en alliage d'aluminium 6060 T6 . . . . .	87
4.3.3	Étude du flambage dynamique symétrique et asymétrique sous impact d'un tube fragilisé : expériences et simulations . . . . .	89
4.3.3.1	Moyens expérimentaux . . . . .	89
4.3.3.2	Étude du flambage dynamique symétrique sous impact . . . . .	90
	Analyse des résultats expérimentaux . . . . .	90
	Comparaison de l'essai et de la simulation numérique . . . . .	91
4.3.3.3	Étude du flambage dynamique asymétrique sous impact . . . . .	94
	Analyse des résultats expérimentaux . . . . .	94
	Comparaison de l'essai et de la simulation numérique . . . . .	95

4.3.4	Conclusion et perspectives . . . . .	97
4.4	Conclusion . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Impact avec rupture : perforation de tôles minces</b>	<b>101</b>
5.1	État de l'art sur la perforation . . . . .	101
5.1.1	Approche expérimentale de la perforation . . . . .	102
5.1.2	Les modèles analytiques de la perforation . . . . .	105
5.1.2.1	Perforation par un poinçon conique d'une plaque épaisse . . . . .	105
5.1.2.2	Perforation par un poinçon en forme d'ogive d'une plaque épaisse	107
5.1.2.3	La perforation par un poinçon conique d'une plaque mince . . . . .	109
5.1.3	Les modèles numériques de perforation . . . . .	109
5.1.4	Conclusions sur l'état de l'art de la perforation . . . . .	114
5.2	Perforation d'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 à basse vitesse . . . . .	115
5.2.1	Présentation des expériences de perforation . . . . .	115
5.2.2	Résultats expérimentaux . . . . .	116
5.2.2.1	Vitesse résiduelle . . . . .	116
5.2.2.2	Résultats en terme de force . . . . .	116
5.2.2.3	Résultats sur les pétales et les fissures . . . . .	121
5.2.2.4	Résultats de stéréo-corrélation . . . . .	122
5.2.3	Applications de modèles analytiques de perforation . . . . .	123
5.2.3.1	Modification de l'approche de Forrestal pour la perforation . . . . .	123
5.2.3.2	Un modèle énergétique de perforation . . . . .	125
	Travail de flexion élastique $W_e$ . . . . .	125
	Travail de flexion plastique $W_{fp}$ . . . . .	126
	Le travail d'amincissement plastique de la plaque $W_{ep}$ . . . . .	126
	Le travail de flexion des pétales $W_{pr}$ . . . . .	126
	Le travail de propagation de fissure $W_r$ . . . . .	127
	Constante du modèle analytique . . . . .	127
5.2.4	Modèle éléments finis pour la perforation . . . . .	127
5.2.4.1	Le comportement de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 . . . . .	128
	Calibration de la loi de comportement de Johnson Cook (JC) . . . . .	128
5.2.4.2	Comparaison du modèle 3D coque avec un modèle 3D brique . . . . .	131
5.2.5	Résultats et discussions . . . . .	133
5.2.5.1	Vitesse du poinçon et force d'impact . . . . .	133
5.2.5.2	Analyse des pics de force lors de la perforations de plaques de 2 mm . . . . .	136
5.2.5.3	Analyse des résultats de stéréo-corrélation . . . . .	138
5.2.5.4	Résultats en terme d'énergie . . . . .	139
5.2.5.5	Analyse en pointe de fissure . . . . .	141
5.2.6	Implémentation de la loi de comportement identifiée par les essais Charpy dans le modèle de perforation . . . . .	142
5.3	Extension du modèle numérique à l'étude de la perforation à grande vitesse de l'alliage d'aluminium 2024 T3 . . . . .	144
5.3.1	Vitesses de transition du mode de perforation . . . . .	144
5.3.2	Comparaison avec les modèles de perforation analytique . . . . .	147
5.4	Conclusion . . . . .	150
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>151</b>
<b>A</b>	<b>Présentation des essais de perforation sur le puits de chute</b>	<b>155</b>

<b>B</b>	<b>Présentation des essais sur machine Gleeble</b>	<b>159</b>
<b>C</b>	<b>Présentation des essais de Charpy</b>	<b>161</b>
<b>D</b>	<b>Présentation des résultats de stéréo-corrélation pendant les essais de perforation</b>	<b>165</b>
<b>E</b>	<b>Comportement de l'alliage d'aluminium de désignation 6060 T6</b>	<b>171</b>
<b>F</b>	<b>Mécanisme de fissuration</b>	<b>175</b>
<b>G</b>	<b>Méthode numérique pour les simulations d'impact de solide sur un fluide</b>	<b>177</b>
	G.1 Les éléments finis . . . . .	177
	G.2 Les SPH : Smoothed particle hydrodynamics . . . . .	177
	G.2.1 Écriture des équations de la mécanique en SPH . . . . .	179
	G.2.2 Le choix du noyau d'interpolation pour les SPH . . . . .	180
<b>H</b>	<b>Les méthodes éléments finis pour l'endommagement et la rupture</b>	<b>181</b>
	H.1 La méthode par décohésion d'interface . . . . .	181
	H.2 La méthode par suppression d'éléments finis ou « Kill Element » . . . . .	183
	H.3 La méthode X-FEM . . . . .	183
	H.4 Conclusion sur les méthodes numérique pour la rupture . . . . .	185
<b>I</b>	<b>Simulation de l'essai Charpy par X-FEM</b>	<b>187</b>
	I.1 Présentation du modèle éléments finis X-FEM d'essais Charpy . . . . .	187
	I.2 Analyse des résultats . . . . .	187
<b>J</b>	<b>Couplage entre simulations éléments finis et algorithme de minimisation</b>	<b>191</b>
<b>K</b>	<b>Analyse de la microstructure de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3193</b>	
<b>L</b>	<b>Étude de l'impact sur eau d'un tube cylindrique horizontale indéformable</b>	<b>195</b>
	L.0.1 Modélisation numérique de l'impact sur eau . . . . .	195
	L.0.2 Analyse des résultats . . . . .	195
<b>M</b>	<b>Étude paramétrique numérique de flambages de tubes en Alliage d'aluminium 6060 T6</b>	<b>199</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>209</b>

# Introduction

L'accident aérien du vol 447 Air France dans l'océan Atlantique, le 31 mai 2009, et l'incapacité des autorités à retrouver rapidement l'épave et donc les boîtes noires, ont remis en question les dispositifs de détresse des aéronefs. Aujourd'hui, le vol MH370 de la Malaysia Airlines dont la trace a été perdue le 8 mars 2014 reste introuvable. Les deux boîtes noires (une pour l'enregistrement des données de vol et l'autre pour des discussions entre pilotes) ne permettent donc toujours pas de retrouver tous les aéronefs. Ces événements sont la confirmation de l'importance actuelle du projet FUI<sup>1</sup> BELOCOPA (Bouée Éjectable pour la Localisation et Collecte des Paramètres de vol d'un Aéronef abîmé en mer). Le but de ce projet est d'ajouter aux aéronefs un dispositif de localisation et de stockage d'informations sous la forme d'une balise-bouée communicante qui serait éjectée après un accident en mer. Ce système est appelé le système BELOCOPA. Il est constitué de plusieurs sous-systèmes tels que présentés à la figure 1.1 :

- l'éjecteur fixé sur le fuselage à l'intérieur de l'aéronef ;
- la bouée communicante située initialement dans l'éjecteur ;
- le concentrateur d'information situé dans l'aéronef.

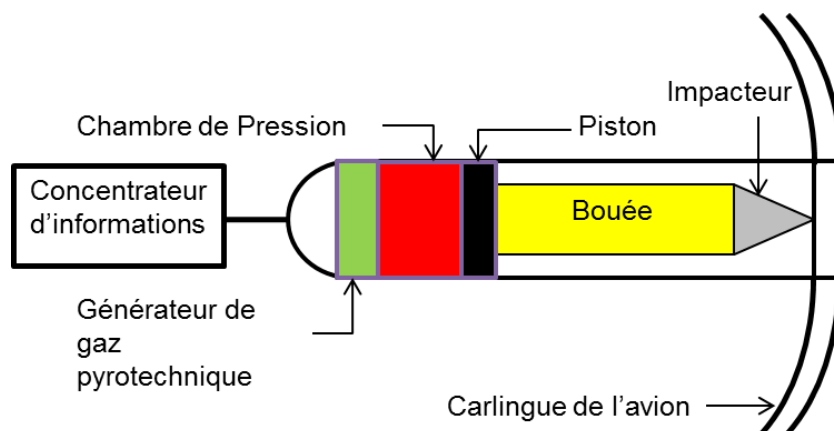


FIGURE 1.1 – Le système BELOCOPA.

Dans le cadre de ce projet, trois entreprises et deux laboratoires de recherche travaillent au sein d'un consortium : la société Tethys, la société Acsa, la société Isei, les laboratoires de recherche Institut Fresnel de l'Université d'Aix-Marseille et MSMP<sup>2</sup> des Arts et Métiers ParisTech du campus d'Aix en Provence.

A travers cette thèse au laboratoire MSMP, l'objectif est de garantir l'intégrité du système BELOCOPA après le crash en mer et d'assurer l'éjection de la bouée communicante après le

1. Fonds Unique Interministériel : fond destiné au soutien des entreprises dans l'accompagnement d'un nouveau produit ou projet industriel

2. MSMP : Mechanics, Surfaces and Materials Processing



crash par perforation de la carlingue. La but est ainsi d'apporter, aux collaborateurs et aux industriels du projet, les moyens et les compétences nécessaires à la modélisation de différents cas d'impact (en terme d'impact à l'eau ou sur structure solide et de perforation de fuselage d'avion) et d'effectuer les essais nécessaires.

Une boîte noire (Figure 1.2) doit résister à un crash aérien, qu'il soit maritime ou continental. Dans la norme EUROCAE - ED112 de mars 2003 [EUR 2003] se trouve une description des trois essais mécaniques qui sont pratiqués sur les boîtes noires pour leur validation (Figure 1.3). Le premier est un essai de crash test contre une structure d'aluminium en nid d'abeille. La boîte noire est propulsée à une vitesse de 221 m/s (800 km/h). Elle pénètre alors ce nid pendant 6,5 ms sur une distance de 71,8 cm. Ainsi, elle subit une décélération de 34 000 m/s<sup>2</sup> ou environ 3 400 g (g : accélération de la pesanteur). Le deuxième est un essai de résistance à la pénétration. À l'aide d'un puits de chute, un poinçon de 6 mm de diamètre, lesté par une masse de 225 kg, est lâché d'une hauteur de 3 m sur la boîte noire. Le troisième est un essai statique. Une masse de 2,3 tonnes est appliquée à toutes les faces de la boîte noire.



FIGURE 1.2 – Un exemple de boîte noire de la marque L3 Aviation Recorders.<sup>1</sup>

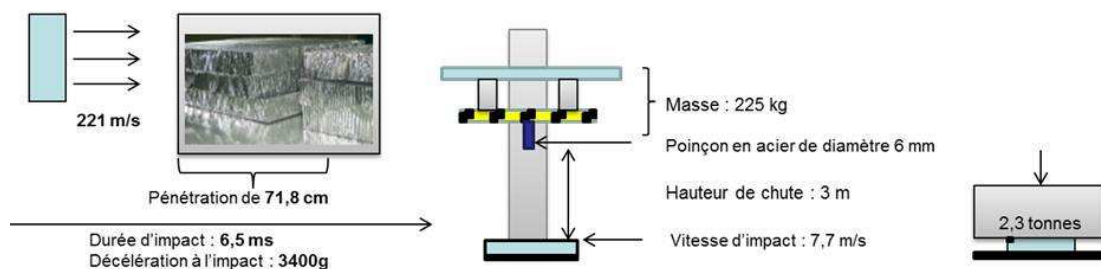


FIGURE 1.3 – Essai de caractérisation d'une boîte noire (norme EUROCAE - ED112 de mars 2003).

De façon analogue, mais dans un autre secteur d'activité, la sécurité dans le secteur du nucléaire impose une rigueur de conception des centrales et de tous les dispositifs qui les entourent. Les colis de transport de déchets nucléaires ou containers de matériaux radioactifs (Figure 1.4) n'échappent pas à la règle car une chute de l'un de ces colis ne peut produire sa rupture. La norme IAEA NO TS-R1 [IAE 2003] décrit les essais de validation des colis de déchets nucléaires : des essais sur puits de chute similaires aux essais sur les boîtes noires. Les colis nucléaires suivent

1. Site Internet : <http://www.l-3ar.com> (Consultation Septembre 2012)

une suite d'essais réalisés dans le cas le plus défavorable. Le premier est un essai d'impact : le colis est placé à 9 m de hauteur sur un puits de chute. Il tombe ensuite sur une plaque dont la surface est plane. Le deuxième est un essai de résistance à la pénétration. Le colis chute d'une hauteur de 1 m sur un poinçon de diamètre 6 mm. Le dernier est un essai d'impact d'une masse de 500 kg qui chute de 9 m sur le colis. Ces containers sont principalement composés de béton. Dans certains cas, des colis en fonte sont utilisés [Volzke 1994].



FIGURE 1.4 – Colis de déchets nucléaires de l'Agence nationale pour la gestion des déchets radioactifs.<sup>2</sup>

Concernant l'impact à l'eau, cette problématique est étudiée le plus souvent pour la compréhension du phénomène de tossage d'un bateau ou d'amerrissage d'un aéronef.

Le tossage d'un bateau ou « slamming », est l'impact de la coque d'un navire sur la mer. La carène du bateau (c'est à dire la coque) est alors le siège de contraintes mécaniques importantes et peut être endommagée. Depuis la première moitié du XX<sup>ème</sup> siècle, une grande attention a déjà été apportée à ce phénomène. Von Karman [Karman 1929] et Wagner [Wagner 1932] sont considérés comme les pères des connaissances sur le tossage par le développement de modèles analytiques d'amerrissage d'hydravion sur l'eau. Plus récemment, Aquelet [Aquelet 2004], Constantinescu [Constantinescu 2006], Tassin [Tassin 2010] et Peseux [Peseux 2005] ont étudié le tossage par des approches numériques.



FIGURE 1.5 – Exemple de tossage d'un bateau [Tassin 2010].

2. Site Internet : <http://www.andra.com> (Consultation Septembre 2012)

D'autres études existent dans le domaine aéronautique. Un aéronef doit pouvoir amerrir s'il rencontre une difficulté de vol. Le 15 janvier 2009, par exemple, un avion Airbus A320 a amerri dans le fleuve de Hudson à New York aux États Unis d'Amérique sauvant la vie à 155 personnes<sup>3</sup>. C'est la preuve qu'un intérêt certain a été porté par les professionnels de l'aviation sur ce type d'urgence. Ortiz, en 2004, [Ortiz 2004] a effectué pour l'ONERA des simulations d'amerrissage d'un même Airbus A320, dans le but d'analyser les décélérations subies par les passagers durant le crash (Figure 1.6).

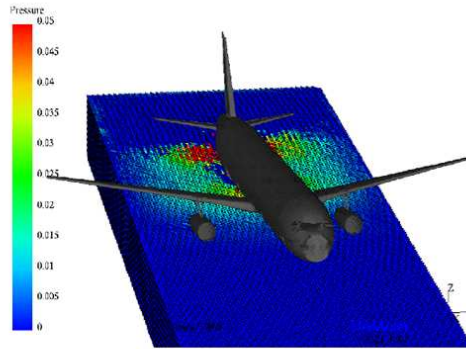


FIGURE 1.6 – Simulation de l'amerrissage d'un A320 [Ortiz 2004].

Concernant la problématique du projet BELOCOPA, après le crash en mer, la balise bouée vient perforer la carlingue de l'aéronef via un impacteur sous une poussée pyrotechnique. De nombreuses études ont déjà été réalisées sur la perforation de plaques par un impacteur [Borvik 2004] [Jones 2008] [Grytten 2009] [Iqbal 2010] [Rodriguez-Martinez 2011]. Les applications sont principalement militaires comme par exemple l'étude de l'impact d'une balle sur un massif.

Les matériaux qui composent le fuselage de l'aéronef sont souvent des alliages d'aluminium, du Glare (composite d'aluminium et de fibre de verre) ou des composites polymères renforcés par des fibres de carbone [Schuster 2007], [Williams 2003], [Polmear 2005] (Figure 1.7). Ici, l'étude sur la perforation sera effectuée sur des tôles fines en alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 (matériau du fuselage d'avion).

La modélisation de l'impact de structures déformables ou indéformables dans différents milieux est encore aujourd'hui un sujet qui intéresse scientifiques et industriels. L'augmentation de la puissance des machines de calcul facilite la résolution de ce type de problème. La modélisation en trois dimensions est, par exemple, devenue de plus en plus courante. Cela est renforcé par le fait que les essais d'impact et de crash sont difficiles à mettre oeuvre. Ils demandent des moyens expérimentaux et une instrumentation spécifiques. Ces moyens sont souvent des tours de chutes ou des canons d'impact. L'instrumentation utilise des capteurs de force, de déplacement, des caméras rapides. Ces dernières permettent a posteriori des analyses de mesures des champs mécaniques de la structure. Ces expérimentations sont nécessaires pour venir valider les modèles numériques ou analytiques.

D'un point de vue scientifique, l'impact d'une structure, sur un milieu et dans un certain environnement, est le siège d'échanges énergétiques (Figure 1.8). On considère une structure qui se déplace dans un environnement avec une certaine vitesse et donc une certaine énergie cinétique. Elle rencontre un milieu qui est impacté. Lors d'un impact élastique, l'énergie cinétique est convertie en énergie de déformation élastique ( $E_e$ ) et de propagation d'ondes ( $E_o$ ) dans les deux corps. Sans source d'incompatibilités, l'énergie de déformation élastique stockée est restituée après l'impact. Lors d'un impact inélastique, en supplément de l'énergie élastique, une partie de

3. Site Internet : <http://www.lemonde.fr> (Consultation Septembre 2012)

l'énergie est dissipée dans la structure impactante et une autre partie dans le milieu impacté. Cette énergie dissipée provoque une élévation locale de température pouvant influencer sur les propriétés des matériaux. Cette dissipation peut se traduire par des mécanismes inélastiques (viscoplastique  $E_{vp}$ , rupture  $E_r$ ) dans les deux corps (1 et 2). Après impact, l'analyse de la différence d'énergie cinétique permet la caractérisation de l'impact :

$$\Delta E_c(t) = E_{e1}(t) + E_{e2}(t) + E_{o1}(t) + E_{o2}(t) + E_{vp1}(t) + E_{vp2}(t) + E_{r1}(t) + E_{r2}(t) \quad (1.1)$$

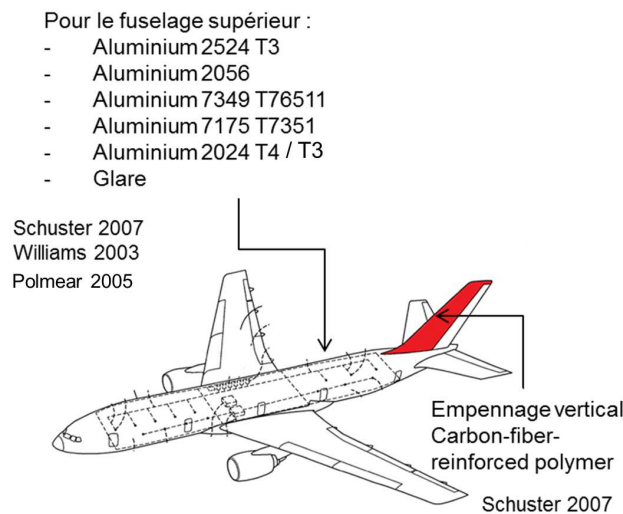


FIGURE 1.7 – Matériaux du fuselage d'un aéronef [Schuster 2007] [Williams 2003] [Polmear 2005].

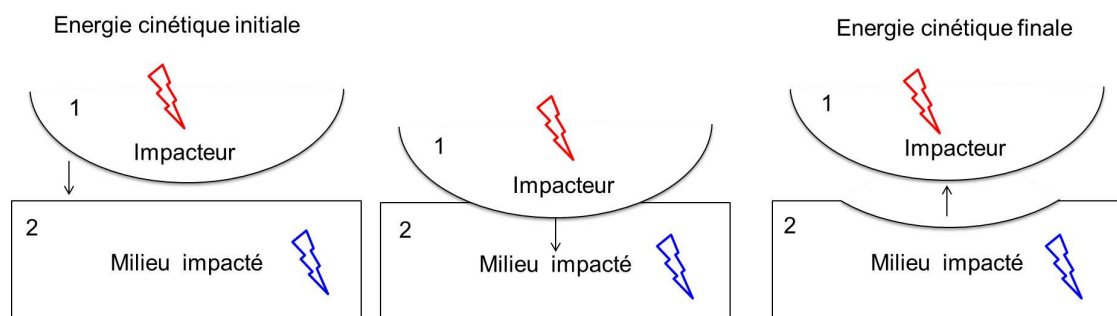


FIGURE 1.8 – Schéma de principe de l'impact.

Dans ce travail de thèse, une attention particulière va être portée à deux cas d'impact pour lesquels le système BELOCOPA peut être sollicité. Le premier est une caractérisation de l'impact à l'eau où les déformations, dans le cas étudié, n'engendrent pas de rupture. Le deuxième est une étude de la perforation de carlingue d'avion par un projectile.

Dans le Chapitre 2, un état de l'art est proposé sur le comportement dynamique macroscopique des matériaux ductiles pour une application à l'impact. Les lois de comportement visco-plastiques et à la rupture sont présentées ainsi que les méthodes de caractérisation dynamique.

Dans le Chapitre 3, à partir des résultats d'essais sur éprouvettes, deux identifications de paramètres de lois de comportement dynamique par méthode inverse sont présentées. La première est une identification d'une loi visco-plastique et la deuxième d'une loi à la rupture dynamique. Ces identifications ont la particularité d'être effectuées sur des éprouvettes structurales où le champ de déformation n'est pas uniforme.

Dans le Chapitre 4 et après une étude bibliographique, il est proposé une étude de similitudes entre l'impact d'un cylindre, représentatif du système BELOCOPA, sur de l'eau et sur une structure amenée à flamber. Des simulations numériques vont permettre de déterminer les caractéristiques de l'impact à l'eau en terme de pression de contact et de force. Un programmeur d'impact d'équivalence à un impact à l'eau, composé de tubes amenés à flamber, est alors numériquement dimensionné. Des essais sont effectués sur puits de chute. Les limites de la similarité sont présentées.

Dans le Chapitre 5, la perforation de tôle fine d'alliage d'aluminium de type fuselage d'avion par un impacteur est étudiée. Un modèle analytique et un modèle numérique, en éléments finis de type coque, de la perforation de tôle fine en alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 par un poinçon conique sont proposés. Ces modèles sont comparés à des essais à faibles vitesses d'impact (jusqu'à 6,9 m/s). Pour de grandes vitesses de perforation, le modèle numérique est étendu pour permettre d'identifier les transitions entre les différents modes de perforation.

Ce travail se veut donc une approche globale de la modélisation (analytique et numérique), de la réalisation et de la compréhension d'essais instrumentés d'impact de structure pour une application aéronautique. Le laboratoire MSMP a déjà travaillé sur des problématiques similaires et notamment à travers le cas du grenailage de précontrainte (impact de billes), de sa modélisation et d'expérimentations [Renaud 2011].

# État de l'art du comportement dynamique macroscopique des matériaux ductiles

---

## Sommaire

<b>2.1 Comportement des matériaux sous sollicitation dynamique . . . . .</b>	<b>7</b>
2.1.1 Comportement des matériaux en dynamique rapide . . . . .	8
2.1.2 Endommagement et critère de rupture des matériaux ductiles . . . . .	12
<b>2.2 Moyens expérimentaux de caractérisations du comportement dyna- mique des matériaux . . . . .</b>	<b>21</b>
2.2.1 Les essais de la barre de Kolsky ou Hopkinson . . . . .	21
2.2.2 Les éprouvettes de compression . . . . .	23
2.2.3 Les éprouvettes de traction . . . . .	24
2.2.4 Les éprouvettes de cisaillement ou éprouvettes chapeaux . . . . .	25
2.2.5 Méthodes inverses d'identification des lois de comportement . . . . .	26
<b>2.3 Conclusion sur l'état de l'art . . . . .</b>	<b>28</b>

---

Dans le but de modéliser des problématiques d'impact et de rupture dynamique, il est nécessaire d'identifier le comportement dynamique des matériaux. L'état de l'art suivant se veut une revue bibliographique des lois de comportement et des méthodes de caractérisation qui ont pour application la modélisation et la résolution de problèmes dynamiques. Par problèmes dynamiques, il faut entendre phénomènes durant lesquels les vitesses de déformation engendrées sont grandes ( $\gg 1 \text{ s}^{-1}$ ). Les lois de comportement présentées ici sont dites macroscopiques, c'est à dire qu'elles ne sont pas définies à partir de paramètres dont l'ordre de grandeur est à l'échelle de la microstructure (comme la taille de grain par exemple) (cf [Fivel 2004]).

## 2.1 Comportement des matériaux sous sollicitation dynamique

La notion de comportement des matériaux ductiles, pour des problématiques à faible vitesse de déformation, s'est développée depuis les années 1900 [Lemaître 1988]. Cependant le comportement dynamique, c'est à dire la réponse sous un champ de grandes vitesses de déformation ( $\gg 1 \text{ s}^{-1}$ ), est encore aujourd'hui difficilement modélisable et caractérisable (problèmes de mesures). Dans cette section, une présentation du comportement dynamique des matériaux ductiles est effectuée. Dans un premier temps, le comportement élasto-plastique des matériaux est présenté (section 2.1.1). Dans la section 2.1.2, il sera montré qu'à partir d'un certain seuil un matériau peut s'endommager, c'est à dire qu'apparaissent dans celui-ci des micro-vides ou des micro-fissures. La notion de critère de rupture des matériaux est aussi détaillée. Le but d'identifier les lois utilisables dans le cadre d'études sur l'impact et la perforation.

### 2.1.1 Comportement des matériaux en dynamique rapide

Lors de l'impact d'une structure solide sur une autre structure solide ou sur un fluide, la force induite par le choc entraîne une déformation des matériaux. Pour lier champs de contraintes et de déformations, il faut connaître le comportement des matériaux. Cette donnée peut ensuite être implémentée dans des codes de calculs pour effectuer des simulations numériques à caractère prédictif.

Le comportement d'un matériau avant rupture est la combinaison de différents comportements (Figure 2.1) : élastique, plastique, visqueux et tenant compte de la température [Lemaître 1988]. D'autres mécanismes existe, mais ne seront pas abordés ici (transformation, magnétique, piezo-électrique,...)

On associe souvent ces comportements de matériau à des modèles rhéologiques élémentaires. Ainsi le comportement élastique peut être schématisé comme un ressort, le comportement plastique comme un patin, le comportement visqueux comme un amortisseur. L'effet de température a tendance à adoucir le matériau [Lemaître 1988] (diminution de la limite d'élasticité avec l'augmentation de la température).

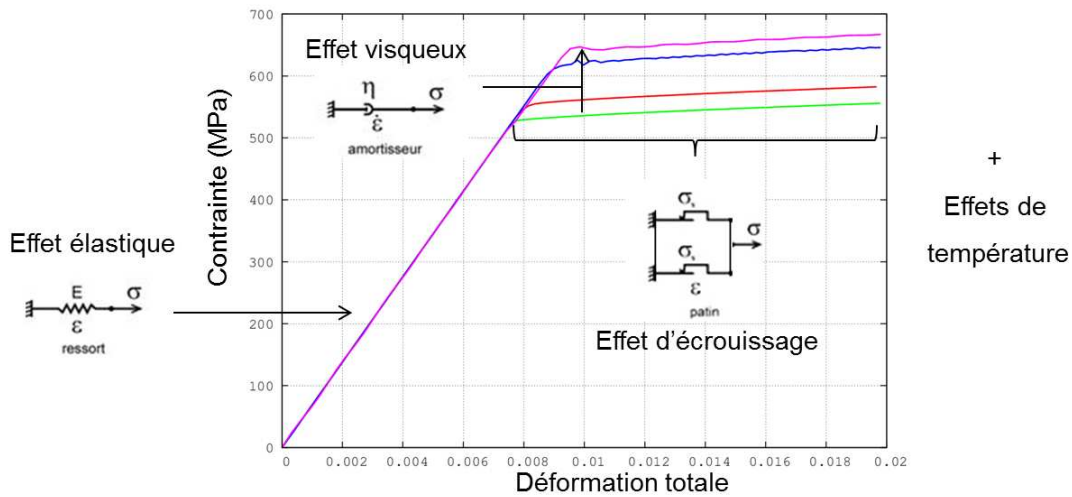


FIGURE 2.1 – Sensibilité du comportement à la vitesse de sollicitation pour l'alliage d'aluminium 7075 ( $\dot{\epsilon}=1 \text{ s}^{-1}$  à  $\dot{\epsilon}=1000 \text{ s}^{-1}$  [Verleysen 2011]).

En associant l'ensemble de ces phénomènes, différentes lois de comportement du matériau peuvent s'écrire. Elles sont de deux types :

- phénoménologiques, c'est-à-dire basées sur des considérations macroscopiques. Elles sont aussi considérées comme des lois de forme ;
- physiques c'est-à-dire basées sur des considérations microscopiques : incluant les mécanismes et les paramètres à l'échelle de la microstructure, la taille de grains par exemple.

Dans le cadre de la thèse, on se concentrera uniquement sur les lois de comportement phénoménologiques. Dans la littérature, les lois de comportement sont souvent déterminées pour une utilisation sur une plage de vitesses de déformation spécifique. Pour trouver les « lois adéquates » à un phénomène précis, il faut considérer les vitesses de déformation qui sont engendrées.

Sur une échelle de vitesse de déformation (Figure 2.2), différentes plages dynamiques sont décrites. Pour des vitesses de déformation qui se situent entre  $1 \text{ s}^{-1}$  et  $10 \text{ s}^{-1}$ , on parle de régime dynamique lent [Jeunechamps 2008]. Entre  $10 \text{ s}^{-1}$  et  $1000 \text{ s}^{-1}$ , on parle de régime dynamique

moyen. C'est dans cette gamme de vitesse, que l'on retrouve les vitesses de déformation induites lors d'un crash test automobile [Smerd 2005]. Au-delà de vitesses égales à  $1000 \text{ s}^{-1}$  on parle de régime dynamique rapide : ces vitesses se retrouvent essentiellement dans les applications liées à la balistique ou aux explosions [Borvik 2011]. Un crash aérien est un problème qui induit des déformations dites de régime dynamique.

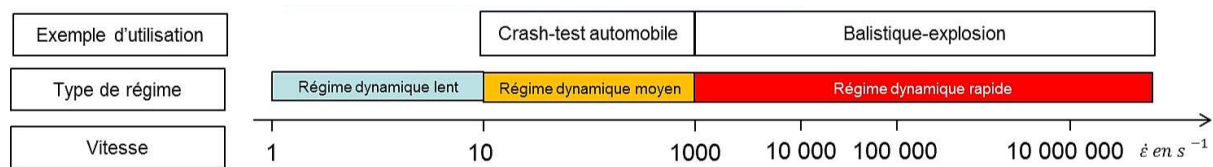


FIGURE 2.2 – Régime dynamique suivant les plages de vitesses de déformation.

La partie suivante est une revue bibliographique des principales lois de comportement destinées aux problèmes dynamiques. Le but de cette partie est d'identifier une loi de comportement, qui pourra être utilisée dans la suite du travail pour modéliser le comportement dynamique. Cette loi de comportement devra être valide pour les niveaux de vitesses de déformation qui apparaissent lors de phénomènes d'impact et de perforation.

### 2.1.1.1 Les lois phénoménologiques élémentaires

De nombreuses lois élémentaires de comportement plastique de matériaux ont été développées depuis les années 1900 [Ludwik 1909], [Norton 1929], [Ramberg 1943], [Hollomon 1945], [Voce 1948]. Elles sont rarement utilisées aujourd'hui car elles ne sont pas valides sur une large gamme de vitesse de déformation et sont donc devenues des composantes d'autres lois de comportement. Des termes de dépendance à la vitesse de déformation ou à l'adoucissement lié à la température leur sont habituellement additionnés ou multipliés. Ces lois sont utilisés pour des vitesses de déformation jusqu'à  $1000 \text{ s}^{-1}$  [Bardelcik 2010] [Lim 2012]. Le Tableau 2.1 est un résumé de ces lois.

Auteur	Modèle	Source	Matériaux - Vitesse
Ludwik 1909	$\sigma = \sigma_0 + K\varepsilon^{p(1/M)}$	[Ludwik 1909]	-
Norton 1929	$\sigma = K(\varepsilon^p)^{\frac{1}{M}}(\dot{\varepsilon}^p)^{\frac{1}{N}}$	[Norton 1929]	Acier, superalliage, $10^{-2} \text{ s}^{-1}$
Ramberg Osgood 1943	$\varepsilon = \frac{\sigma}{E} + K\left(\frac{\sigma}{E}\right)^n$	[Ramberg 1943]	AA 1xxx, Acier
Hollomon 1945	$\sigma = K\varepsilon^n$	[Bardelcik 2010] [Lim 2012]	Acier, $<1000 \text{ s}^{-1}$
Voce 1948	$\sigma = \sigma_0(1 - Ae^{B\varepsilon})$	[Voce 1948]	Acier, $<1000 \text{ s}^{-1}$

Tableau 2.1 – Lois de comportement de base.

### 2.1.1.2 Les lois phénoménologiques de type multiplicatives

Une loi phénoménologique est dite multiplicative si c'est une loi dont les différents termes qui décrivent les effets de viscosité, d'érouissage, et de température sont multipliés entre eux.

La vitesse de déformation peut venir changer la limite d'élasticité quasi-statique  $\sigma_0$  d'un matériau. La limite d'élasticité dynamique  $\sigma_y$  est définie. Cowper et Symonds [Cowper 1967] expriment sa variation par la multiplication de la limite d'élasticité et d'un terme de dépendance à la vitesse de déformation exprimé à l'aide de deux paramètres  $D$  et  $p$ .

Cette loi est modifiée par Jones [Jones 1993], pour exprimer le terme de dépendance à la vitesse de déformation en fonction de la déformation  $\varepsilon$ . Le désavantage est l'addition d'un grand



nombre de paramètres dépendant du matériau (la déformation au seuil de plasticité  $\varepsilon_y$  et la déformation à la rupture  $\varepsilon_u$ ). Le paramètre matériau  $D$  de la loi de Symonds est substitué dans cette nouvelle expression par deux paramètres différents :  $D_u$  et  $D_y$ . Peixinho [Peixinho 2007] exprime aussi le paramètre  $p$  de la loi de Jones en fonction de deux nouveaux paramètres  $p_u$  et  $p_y$  et de la déformation. Les expressions de ces lois sont résumées dans le tableau 2.2.

Proposée par Johnson et Cook en 1983 [Johnson 1983], à partir d'une analyse du comportement de divers matériaux (acier, aluminium, cuivre, nickel), la loi de Johnson-Cook est une loi dite de référence. Elle est implémentée dans de nombreux codes de calcul tel qu'Abaqus [Abaqus 2010], Radioss<sup>1</sup> ou encore Ansys<sup>2</sup>. Elle est composée de trois termes multiplicatifs :

- un terme d'écroutissement qui dépend de trois paramètres caractéristiques du matériau :  $A$ ,  $B$  et  $n$ .

- un terme de dépendance à la vitesse de déformation plastique  $\dot{\varepsilon}^p = \frac{d\varepsilon^p}{dt}$  qui dépend de deux paramètres  $C$  et  $\dot{\varepsilon}_0$ .

- un terme de dépendance à la température qui dépend de la température de fusion du matériau  $T_f$ , de la température ambiante  $T_a$  et d'un paramètre  $m$ .

$$\sigma = (A + B\varepsilon^{pn}) \left( 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) \left( 1 - \left( \frac{T - T_a}{T_f - T_a} \right)^m \right) \quad (2.1)$$

Johnson et Cook utilisent cette expression pour une plage de vitesses de déformation entre  $1 \text{ s}^{-1}$  et  $400 \text{ s}^{-1}$ . Jeunechamps [Jeunechamps 2008] précise que cette loi peut s'avérer non valide pour des vitesses de déformation supérieures à  $1000 \text{ s}^{-1}$ . La résolution de l'équation entraîne alors une sous-estimation de la contrainte. Cependant, la loi de Johnson Cook est utilisée dans des problèmes d'impact [Borvik 2011] ou d'explosion [Yang 2009]. Le paramètre de seuil de viscosité ( $\varepsilon_{p0}$ ) est souvent pris de l'ordre de grandeur des vitesses de déformation du problème. Dans les cas non dynamiques, il est courant de le voir compris entre 0,1 et  $0,001 \text{ s}^{-1}$ . Pour les cas dynamiques, il est souvent pris égale à  $1 \text{ s}^{-1}$ .

Dans le cadre de travaux sur le fer et le cuivre et pour une meilleure approximation de la contrainte à grandes vitesses de déformation ( $> 1000 \text{ s}^{-1}$ ), Holmquist et Johnson [Holmquist 1991] modifient l'expression du terme de vitesses de déformation. Le paramètre  $C$  est changé pour devenir un paramètre en exposant. Cette nouvelle loi est utilisée pour des vitesses de déformation allant jusqu'à  $100\,000 \text{ s}^{-1}$  sur un alliage de titane.

$$\sigma = (A + B\varepsilon^{pn}) \left( \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^C \left( 1 - \left( \frac{T - T_a}{T_f - T_a} \right)^m \right) \quad (2.2)$$

Un autre modèle de comportement multiplicatif est proposé par Kobayashi [Kobayashi 1989]. À partir de la loi de base d'Hollomon à laquelle il rajoute un terme de dépendance à la vitesse et à la température. Il crée ainsi une loi dépendante à l'incrément de température  $\Delta T$  et de paramètres propres au matériau :  $K$ ,  $n$ ,  $m$  et  $c$ . Cette loi est utilisée pour une gamme de vitesses allant jusqu'à  $3100 \text{ s}^{-1}$ .

$$\sigma = K\varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m (1 - c\Delta T) \quad (2.3)$$

Le Tableau 2.2 résume ces résultats.

---

1. Radioss : logiciel de simulation de crash d'Altair Engineering  
 2. Ansys : Suite de logiciel éléments finis de la société ANSYS, Inc

Auteur	Modèle	Source	Matériaux - Vitesse
Cowper-Symonds	$\sigma_y = \sigma_0 \left( 1 + \left( \frac{\dot{\varepsilon}^p}{D} \right)^{\frac{1}{p}} \right)$	[Cowper 1967]	Duralumin 2017 Al 1000 s <sup>-1</sup>
Jones	$\sigma = \sigma_0 \left( 1 + \left( \frac{(\varepsilon_u - \varepsilon_y) \dot{\varepsilon}^p}{(\varepsilon - \varepsilon_y) D_u + (\varepsilon_u - \varepsilon) D_y} \right)^{\frac{1}{p}} \right)$	[Peixinho 2007] [Jeunechamps 2008]	Acier 1000 s <sup>-1</sup>
Cowper Symonds modifié 2	$\sigma = \sigma_0 \left( 1 + \left( \frac{(\varepsilon_u - \varepsilon_y) \dot{\varepsilon}^p}{(\varepsilon - \varepsilon_y) D_u + (\varepsilon_u - \varepsilon) D_y} \right)^{\frac{(\varepsilon_u - \varepsilon_y) \dot{\varepsilon}^p}{(\varepsilon - \varepsilon_y) p_u + (\varepsilon_u - \varepsilon) p_y}} \right)$	[Peixinho 2007]	Acier 1000 s <sup>-1</sup>
Johnson-Cook	$\sigma = (A + B\varepsilon^{pn}) \left( 1 + C \ln \left( \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} \right) \right) \left( 1 - \left( \frac{T - T_a}{T_f - T_a} \right)^m \right)$	[Johnson 1983]	Acier, alliage d'aluminium, alliage de nickel 1 à 100 s <sup>-1</sup>
Johnson-Cook modifié	$\sigma = (A + B\varepsilon^{pn}) \left( \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} \right)^C \left( 1 - \left( \frac{T - T_a}{T_f - T_a} \right)^m \right)$	[Holmquist 1991]	Alliage de Titane 100 000 s <sup>-1</sup>
Kobayashi	$\sigma = K\varepsilon^n \dot{\varepsilon}^m (1 - c\Delta T)$	[Kobayashi 1989]	7075 Al, 1300 à 3100 s <sup>-1</sup>

Tableau 2.2 – Lois de comportement multiplicatives.

### 2.1.1.3 Les lois phénoménologiques de type additives

Dans les lois additives de comportement les différents termes sont additionnés entre eux [Lindholm 1964], [Zhao 1997]. Pour Lindholm [Lindholm 1964], la limite d'élasticité  $\sigma_0(\varepsilon)$  est additionnée à un terme de dépendance à la vitesse de déformation. Dans son modèle, Zhao [Zhao 1997] additionne à une loi multiplicative un deuxième terme visqueux. Le tout est multiplié par un terme de dépendance à la température. Le but de son étude est de créer une loi adaptée à des alliages d'aluminium et des aciers, pour des vitesses de déformation pouvant aller jusqu'à 10 000 s<sup>-1</sup>. Ce modèle dépend de 10 paramètres,  $A$ ,  $B$ ,  $n$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $m$ ,  $E$ ,  $k$ ,  $\mu$ ,  $\dot{\varepsilon}_0$ , de la déformation plastique  $\varepsilon^p$  et de la vitesse de déformation plastique  $\dot{\varepsilon}^p$ .

$$\sigma = (A + B\varepsilon^{pn} + (C - D\varepsilon^{pm}) \ln \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0} + E(\dot{\varepsilon}^p)^k)(1 - \mu\Delta T) \quad (2.4)$$

Le Tableau 2.3 résume ces résultats.

Auteur	Modèle	Source	Matériaux - Vitesse
Lindholm	$\sigma = \sigma_0(\varepsilon) + \sigma_1(\varepsilon) \ln(\dot{\varepsilon})$	[Lindholm 1964]	Alliage d'aluminium et de cuivre, 1000 s <sup>-1</sup>
Zhao	$\sigma = (A+B\varepsilon^{p_n}+(C-D\varepsilon^{p_m}) \ln \frac{\dot{\varepsilon}^p \dot{\varepsilon}_0}{+} E(\dot{\varepsilon}^p)^k)(1-\mu\Delta T)$	[Zhao 1997]	Acier, alliage d'aluminium, 10 000 s <sup>-1</sup>

Tableau 2.3 – Lois de comportement additives.

#### 2.1.1.4 Prise en compte de la température

La réponse d'un matériau sous un chargement dynamique est affectée par l'élévation locale de la température induite par les déformations inélastiques [Clifton 2000]. Le problème devient thermo-mécanique (Figure 2.4). Un couplage est donc nécessaire. D'un point de vue thermodynamique, l'échauffement est rapide, et il n'y a donc pas d'échange thermique entre le matériau et l'extérieur. Le problème est adiabatique. On introduit un facteur  $\beta$  appelé fraction de déformation plastique convertie en chaleur dans un bilan énergétique qui utilise le premier principe de la thermodynamique [Hodowany 2000] :

$$\Delta U = W + Q \quad (2.5)$$

où  $\Delta U$  est la variation de l'énergie interne du système,  $W$  le travail échangé avec le milieu extérieur et  $Q$  la quantité d'énergie sous forme de chaleur.

$$Q = \rho c \dot{T} = \beta \sigma \dot{\varepsilon}^p \quad (2.6)$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  $c$  la capacité thermique massique,  $T$  la température,  $\beta$  la fraction de déformation plastique convertie en chaleur,  $\sigma$  la contrainte et  $\varepsilon^p$  la déformation plastique.

La fraction de déformation plastique convertie en chaleur est généralement une constante égale à 0,9. Clifton [Clifton 2000] a cependant démontré que ce facteur évolue en fonction de la déformation plastique (Figure 2.5) variant de 0,3 à 1 pour un alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 sous une vitesse de déformation de 3000 s<sup>-1</sup>.

#### 2.1.1.5 Conclusion

Les lois de comportement phénoménologique adaptées aux problèmes dits dynamiques ont été présentées ici. Des simulations numériques d'impact (solide sur structure et solide sur fluide) et de perforation (impact solide sur solide) sont effectuées dans la suite de ce rapport. Les vitesses de déformation pendant ces impacts sont de l'ordre 1000 s<sup>-1</sup>. Le choix de la loi de comportement de Johnson Cook avec une prise en compte de l'adoucissement induit par la température a été justifié ici car cette loi est valide pour cette gamme de vitesse de déformation (Figure 2.3).

### 2.1.2 Endommagement et critère de rupture des matériaux ductiles

À partir d'un certain seuil de déformation des matériaux ductiles, il y a apparition de microfissures ou de microcavités qui croissent et coalescent pour produire la rupture (Figure 2.6).

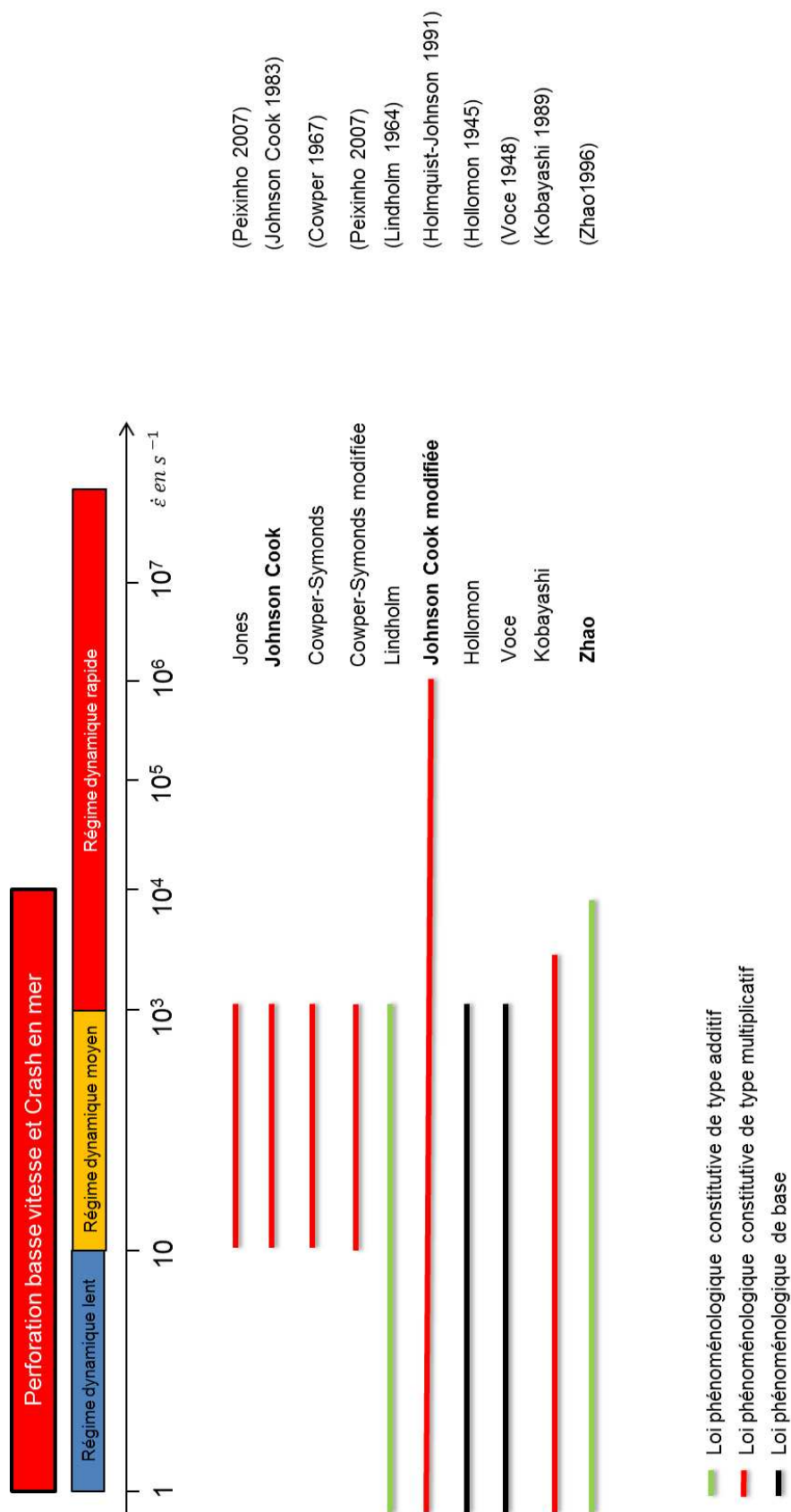


FIGURE 2.3 – Gamme de vitesse de déformation pour les lois de comportement.

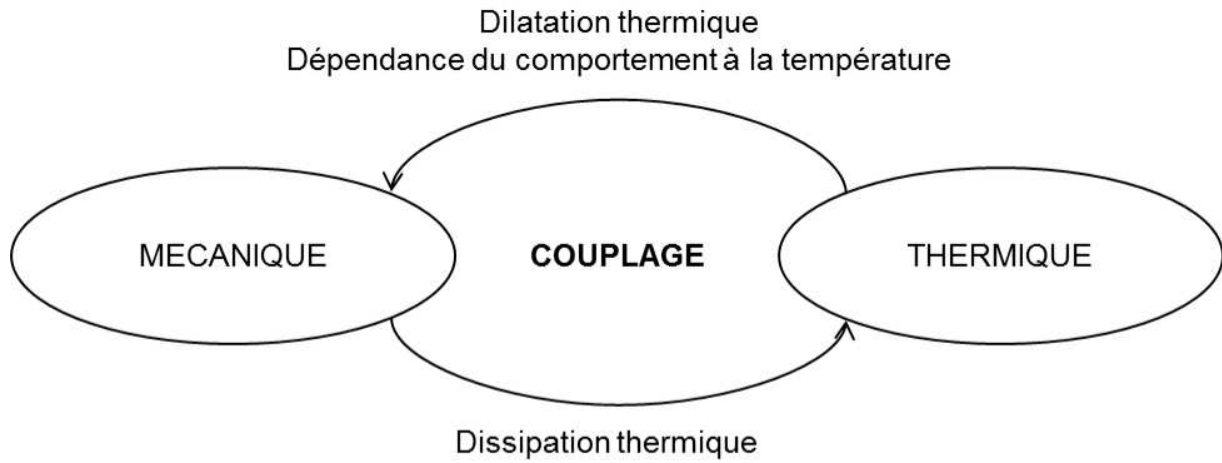
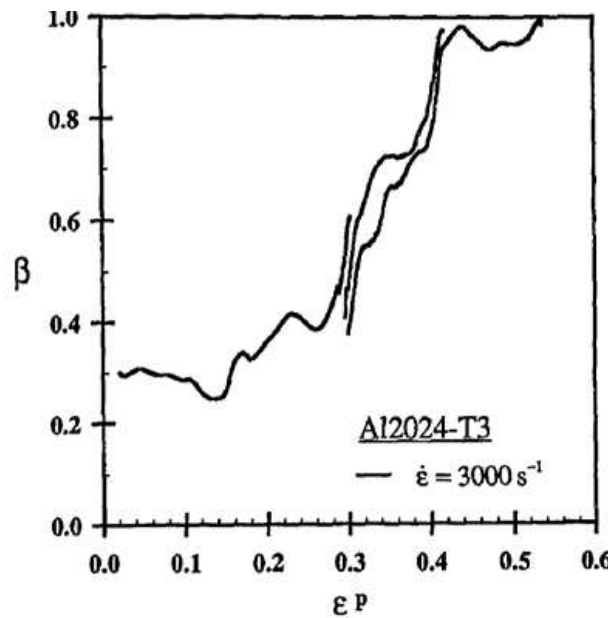


FIGURE 2.4 – Couplage thermo-mécanique [Hor 2011].

FIGURE 2.5 – Evolution de  $\beta$  en fonction de la déformation plastique [Hodowany 2000].

Dans cette section, les modèles décrivant la rupture des matériaux ductiles sont présentés. Il existe deux approches de la rupture : la première est par endommagement et la deuxième par critère de rupture.

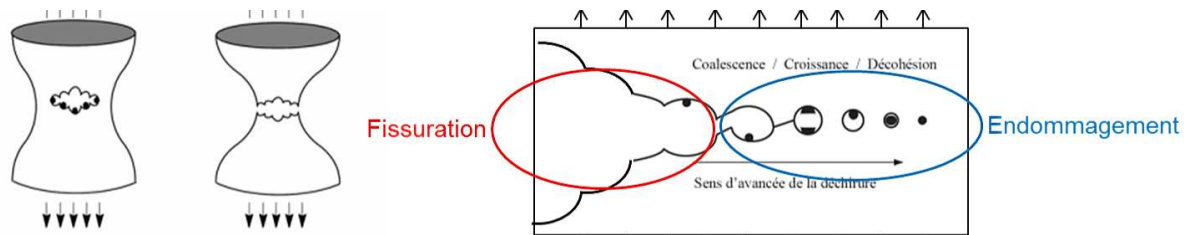


FIGURE 2.6 – Schémas de principe de l'endommagement d'après [Ruggieri 2004].

### Définition de l'endommagement

Une définition de l'endommagement d'un matériau est donnée par Lemaître et Chaboche [Lemaître 1988] (Figure 2.7). Un matériau est endommagé, lorsque des microfissures et microcavités apparaissent. Un élément de taille macroscopique de ce matériau est plus particulièrement étudié. Sur une face de cet élément, la surface  $S$  et l'aire résistante  $S_r$  sont relevées. L'aire des fissures  $S_D$  est définie :

$$S_D = S - S_r \quad (2.7)$$

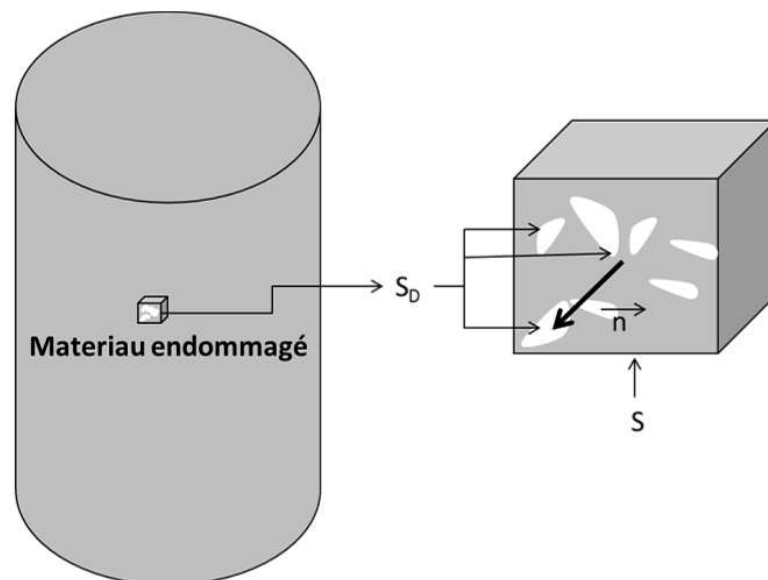


FIGURE 2.7 – Élément endommagé.

On définit la variable d'endommagement  $D$  comme le rapport de la surface des défauts sur l'aire totale :

$$D = \frac{S_D}{S} \quad (2.8)$$

Cette définition, valable sur une face d'élément, devient vraie pour l'ensemble du matériau si celui-ci est considéré isotrope et homogène : les fissures et les cavités sont uniformément orientées dans toutes les directions. La variable d'endommagement est ainsi une valeur adimensionnelle comprise entre 0 et 1.

Cette variable d'endommagement intervient dans le modèle de comportement du matériau. Ainsi au lieu de n'être qu'une fonction de la déformation, de la vitesse de déformation et de la température la contrainte « endommagée »  $\tilde{\sigma}$  est aussi une fonction de la variable d'endommagement  $D$  :

$$\tilde{\sigma} = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T, D) = \frac{\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}, T)}{1 - D} \quad (2.9)$$

À partir d'un certain seuil d'endommagement, il y a rupture du matériau. Pour Lemaître et Chaboche [Lemaître 1988], le passage entre endommagement et rupture est effectif lorsque la valeur d'endommagement  $D$  atteint un seuil critique  $D_c$  souvent pris égal à 1.

$$D = D_c \quad (2.10)$$

### Définition des critères de rupture

Une deuxième approche est présentée ici. Lorsque le matériau est suffisamment sollicité, il rompt. Un critère de rupture peut alors être défini. Ces critères sont souvent indépendants de l'endommagement du matériau [Hor 2011]. La rupture est la conséquence de l'atteinte par la déformation plastique équivalente  $\bar{\varepsilon}^p$  d'une valeur critique [Jeunechamps 2008]. L'intégrale suivante traduit ce phénomène :

$$\int_0^{\bar{\varepsilon}_{final}^p} f(\sigma, \varepsilon) d\bar{\varepsilon}^p = C \quad (2.11)$$

Lorsque cette intégrale de la fonction de pondération  $f(\sigma, \varepsilon)$ , qui traduit bien l'accumulation d'un phénomène, atteint la valeur critique  $C$ , le matériau est rompu. Les critères de rupture les plus couramment utilisés et leur fonction de pondération associée sont présentés dans la section 2.1.2.2. À noter que des revues bibliographiques ont déjà été effectuées sur le sujet [Jeunechamps 2008] [Hor 2011] [Clift 1990] [Montheillet 1986] [Zerilli 1987].

#### 2.1.2.1 Endommagement des matériaux ductiles

Le tableau 2.4 résume les principales formulations de l'endommagement présentées ci-après.

La variable d'endommagement  $D$  peut être basée sur des considérations microscopiques. Gurson [Gurson 1977] utilise la théorie de la nucléation, la croissance et la coalescence de cavités sphériques. Il définit alors deux volumes : le volume apparent du matériau  $V_A$  et le volume réel du matériau  $V_M$ . L'endommagement est alors défini comme une fonction de ces deux volumes. D'autres modèles basés sur des considérations microscopiques existent. Ces modèles ne seront pas présentés dans ce travail [Rousselier 1987], [Tvergaard 1984], [Tanguy 2002], [Bai 2010].

La variable d'endommagement peut aussi être basée sur des considérations macroscopiques ou empiriques. La plus simple façon de caractériser l'endommagement est d'effectuer des essais de chargement-déchargement sur une éprouvette de traction [Lemaître 1988] (1). L'endommagement  $D$  s'écrit en fonction du module de Young  $E$  et du module de Young « endommagé »  $\tilde{E}$ .

À cet endommagement, un endommagement plastique ductile peut être substitué pour les grandes déformations. Lemaitre [Lemaitre 1988] (2) justifie son existence par la chute de contrainte observée à partir du point d'équilibre ( $\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = 0$ ) de la courbe de traction uniaxiale. L'écroutissage d'un matériau peut se définir par une loi macroscopique. La déformation plastique  $\varepsilon^p$  s'écrit en fonction des paramètres matériaux  $K$  et  $M$  et de la limite d'élasticité  $\sigma_0$  [Ludwik 1909] (cf Tableau 2.1) :  $\varepsilon^p = (\frac{\bar{\sigma} - \sigma_0}{K})^M = (\frac{\bar{\sigma} - \sigma_0}{\frac{1-D}{K}})^M$ . La variable d'endommagement  $D$  devient donc dépendante de la loi d'écroutissage.

Lemaitre [Lemaitre 1988] (3) décrit un modèle d'endommagement pour les matériaux sollicités de façon uniaxiale. La variable d'endommagement ne dépend alors que de la déformation  $\varepsilon$ , de la déformation en deçà de laquelle l'endommagement est nul  $\varepsilon_D$ , de la déformation de rupture  $\varepsilon_f$  et de l'endommagement critique  $D_c$ .

Goldthorpe [Goldthorpe 1997] reprend l'équation de Rice et Tracey sur la croissance des vides sphériques, pour formuler l'endommagement de façon empirique, en fonction de la pression hydrostatique  $p_h$ , de la contrainte équivalente de von Mises  $\sigma_{eq}$  et de la déformation  $\varepsilon$ .

Pour Hancock et Mackenzie [Hancock 1976], l'évolution de l'endommagement  $D$  s'écrit à l'aide de la déformation plastique à la rupture  $\varepsilon_f$  et du taux de déformation plastique équivalente  $\dot{\varepsilon}^p$ . L'idée de Hancock et Mackenzie est de faire dépendre la déformation de rupture de paramètres matériau  $D_1$ ,  $D_2$  et  $D_3$  et du rapport entre la pression hydrostatique  $p_h$  et la contrainte équivalente de von Mises  $\sigma_{eq}$  qui correspond à la triaxialité des contraintes. Ce modèle dépend de la vitesse de déformation plastique.

Bonora [Bonora 2005] montre que l'évolution de l'endommagement peut s'exprimer en fonction de la valeur critique de l'endommagement  $D_c$ , de l'endommagement initial  $D_0$ , de l'exposant d'endommagement  $\alpha$  qui détermine la forme de la courbe d'endommagement, du coefficient de Poisson  $\nu$ , de la déformation plastique de rupture  $\varepsilon_f$ , de la déformation en deçà de laquelle l'endommagement est nul  $\varepsilon_D$ , de la pression hydrostatique  $p_h$  et de la contrainte équivalente de von Mises  $\sigma_{eq}$ .

Johnson Cook [Johnson 1985] décrit l'évolution de la variable d'endommagement comme :

$$\dot{D} = \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\varepsilon_f} \quad (2.12)$$

Le modèle est dit dynamique car la déformation plastique à la rupture est dépendante de la vitesse de déformation plastique équivalente  $\dot{\varepsilon}^p$ , de paramètres matériau  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ ,  $D_4$  et  $D_5$ , de la pression hydrostatique  $p_h$ , de la contrainte équivalente de von Mises  $\sigma_{eq}$ , de la déformation plastique  $\dot{\varepsilon}^p$ , de la température de fusion du matériau  $T_f$ , de la température ambiante  $T_a$  et de la température  $T$ .

$$\varepsilon_f = (D_1 + D_2 e^{D_3 \frac{p_h}{\sigma_{eq}}}) (1 + D_4 \ln \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0^p}) (1 - D_5 (\frac{T - T_a}{T_f - T_a})^m) \quad (2.13)$$

L'évolution de l'endommagement s'écrit alors :

$$\dot{D} = \frac{\dot{\varepsilon}^p}{(D_1 + D_2 e^{D_3 \frac{p_h}{\sigma_{eq}}}) (1 + D_4 \ln \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0^p}) (1 - D_5 (\frac{T - T_a}{T_f - T_a})^m)} \quad (2.14)$$

Sur une courbe de traction, l'endommagement d'un matériau se manifeste par une diminution de la contrainte à partir d'une initiation de l'endommagement (Figure 2.8). Cette initiation peut par exemple être donnée par une déformation seuil ou une déformation d'initiation tel que définit par Johnson Cook dans l'équation 2.13. À partir de cette initiation, l'endommagement n'est plus nul, il commence à évoluer. Sur la courbe de traction, la diminution de la contrainte est



caractérisée par la relation suivante entre la contrainte sans endommagement  $\tilde{\sigma}$  et la contrainte avec endommagement  $\sigma$  :

$$\sigma = (1 - D)\tilde{\sigma} \quad (2.15)$$

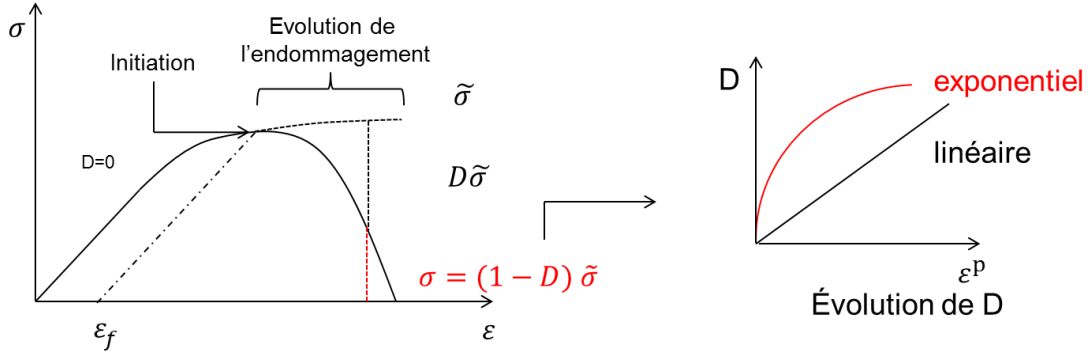


FIGURE 2.8 – Illustration du modèle d'endommagement implémenté dans Abaqus.

L'évolution de l'endommagement entre 0 et 1 doit être alors définie. Il est possible d'utiliser une approche énergétique. Pour simuler l'ouverture d'une fissure de longueur  $l$  dans un béton, Hillerborg [Hillerborg 1976] utilise une expression de l'énergie absorbée  $G$  par unité de surface de la fissure :

$$G = \int_0^l \sigma dl \quad (2.16)$$

Cette définition est reprise dans le manuel d'utilisation du logiciel de simulation numérique par éléments finis Abaqus qui en déduit une loi d'évolution de l'endommagement [Abaqus 2010]. L'énergie total absorbée  $G_f$  est défini dans chaque élément de la discrétisation en fonction de sa grandeur caractéristique  $L$ , de la contrainte  $\sigma$  et de la déformation plastique équivalente initiale  $\bar{\varepsilon}_0^p$  et finale  $\bar{\varepsilon}_R^p$  :

$$G_f = \int_{\bar{\varepsilon}_0^p}^{\bar{\varepsilon}_R^p} L \sigma d\bar{\varepsilon}^p \quad (2.17)$$

Cette énergie est l'énergie de rupture du matériau. Elle permet de définir l'évolution de l'endommagement qui peut être de deux types :

- linéaire : la variation de l'endommagement s'écrit alors en fonction de la contrainte où le critère de rupture est atteint  $\sigma_{y0}$ .

$$\dot{D} = \frac{\sigma_{y0} L \dot{\bar{\varepsilon}}^p}{2G_f} \quad (2.18)$$

- exponentielle : l'endommagement s'écrit :

$$D = 1 - \exp\left(-\int_0^{\bar{\varepsilon}^p} \frac{\sigma L}{G_f} d\bar{\varepsilon}^p\right) \quad (2.19)$$

Dans Abaqus, la déformation d'initiation, à partir de laquelle commence l'endommagement  $\varepsilon_f$  est donnée par l'équation 2.13 de Johnson Cook. L'évolution linéaire ou exponentielle de l'endommagement  $D$  est donnée par les équations 2.18 ou 2.19.

D'autres modèles existent, mais ne sont pas développés ici. Il est possible de citer celui de Driemeier [Driemeier 2005] qui est un cas particulier du modèle de Lemaitre et Chaboche et celui de Cochran et Banner [Cochran 1977] utilisé pour l'uranium.

Auteurs	Modèle d'endommagement	Source
Gurson	$D = \frac{V_A - V_M}{V_A}$	[Gurson 1977]
Lemaitre	$D = 1 - \frac{E}{E}$	[Lemaitre 1988] (1)
Lemaitre	$D = 1 - \frac{\sigma}{K\varepsilon^{1/M} + \sigma_0}$	[Lemaitre 1988] (2)
Lemaitre	$D = D_c \frac{\varepsilon - \varepsilon_D}{\varepsilon_f - \varepsilon_D}$	[Lemaitre 1988] (3)
Goldthorpe	$D = \int_0^\varepsilon 0,67 \exp(1,5 \frac{p_h}{\sigma_{eq}} - 0,004 (\frac{p_h}{\sigma_{eq}})^{-1,5}) d\varepsilon$	[Goldthorpe 1997]
Hancock et Mackenzie	$\dot{D} = \frac{\dot{\varepsilon}^p}{D_1 + D_2 \exp((D_3 \frac{p_h}{\sigma_{eq}}))}$	[Hancock 1976] [Jeunechamps 2008]
Bonora	$\dot{D} = \frac{(D_c - D_0)^{1/\alpha}}{\ln(\frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_D})} \frac{3}{2} (1 + \nu) + 3(1 - 2\nu) \frac{p_h}{\sigma_{eq}}$	[Bonora 2005]
Johnson Cook	$\varepsilon_f = (D_1 + D_2 e^{D_3 \frac{p_h}{\sigma_{eq}}}) (1 + D_4 \ln \frac{\dot{\varepsilon}^p}{\dot{\varepsilon}_0^p}) (1 - D_5 (\frac{T - T_a}{T_f - T_a})^m)$	[Johnson 1985]
Hillerborg - Abaqus linéaire	$\dot{D} = \frac{\sigma_{y0} L \dot{\varepsilon}^p}{2G_f}$	[Hillerborg 1976] [Abaqus 2010]
Hillerborg - Abaqus exponentielle	$D = 1 - \exp(-\int_0^{\varepsilon^p} \frac{\sigma L}{G_f} d\varepsilon^p)$	[Hillerborg 1976] [Abaqus 2010]

Tableau 2.4 – Liste des modèles d'endommagement.

### 2.1.2.2 Critères de rupture ductile

Le tableau 2.5 présente les principaux critères de rupture et leur fonction de pondération associée (Equation 2.11).

Freudenthal [Freudenthal 1950] postule que l'énergie de déformation plastique peut être utilisée pour définir un critère de rupture de l'équation 2.11. Ainsi, la valeur critique  $C$  de l'équation 2.11 est une énergie.

Le critère de Cockroft et Latham est similaire au critère de Freudenthal. La contrainte équivalente de von Mises est remplacée par la contrainte principale maximale  $\sigma_1$ . Dans le critère de Oh [Oh 1979], la contrainte principale maximale est normalisée par la contrainte équivalente de von Mises.

McClintock [McClintock 1968] postule un critère général à partir de la croissance d'une cavité cylindrique, dans un matériau aux dimensions infinies, sous un chargement bidimensionnel. Le critère s'écrit sous une forme intégrale, en fonction des contraintes dans les directions principales  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$ , d'un paramètre du matériau  $n$  et de la contrainte équivalente de von Mises  $\sigma_{eq}$ .

Brozzo [Brozzo 1972] modifie le critère de rupture de Cockroft et Latham et lui ajoute une dépendance à la pression hydrostatique  $p_h$ .

Norris [Norris 1978] développe un critère basé sur l'intégrale de la pression hydrostatique  $p_h$

et d'un paramètre matériau  $A$ . Au critère de Norris, Atkins [Atkins 1981] ajoute une dépendance au rapport des incréments de déformation  $\frac{d\varepsilon_1}{d\varepsilon_2}$ .

Oyane [Oyane 1980] décrit un critère pour un matériau poreux. Le matériau rompt lorsque le volume d'une cavité  $V_0$  atteint un volume critique de rupture  $V_r$  [Hor 2011]. Oyane propose une relation entre le volume d'une cavité et le tenseur local des contraintes en fonction de paramètres matériau  $a$  et  $b$ , de la pression hydrostatique  $p_h$  et de la contrainte équivalente de von Mises  $\sigma_{eq}$ . En modifiant cette relation, Oyane écrit son critère sous une forme intégrale, avec  $A$  un paramètre matériaux.

Goijaerts [Goijaerts 2001] propose une évolution du critère d'Oyane. Dans cette formulation,  $A$  et  $C_G$  sont des paramètres matériaux ( $\langle x \rangle = \frac{1}{2}(x + |x|)$  représente la notation de de Mac-Caulay).

Huang [Huang 2009] développe un nouveau critère de rupture en définissant la contrainte maximale  $\sigma_1$  et la contrainte minimale  $\sigma_3$  dans le repère des contraintes principales et de même le déviateur des contraintes maximales  $s_1$  et minimales  $s_3$ . Ainsi, il écrit le critère en fonction d'un paramètre matériau  $C_1$  et de la pression hydrostatique  $p_h$ .

### 2.1.2.3 Conclusion sur l'endommagement et les critères de ruptures des matériaux ductiles

Une revue bibliographique des lois d'endommagement et des critères de rupture adaptés aux problématiques dynamiques a été proposée ici. Dans la suite de ce travail des simulations numériques de perforation et d'essais Charpy seront effectuées. Les vitesses de déformations sont pour ces applications de l'ordre de  $1000 \text{ s}^{-1}$ . C'est pour cela qu'il est choisi d'utiliser la loi d'endommagement de Johnson Cook tel qu'implémentée dans le code éléments finis Abaqus (couplage entre une loi d'initiation et une loi d'évolution).

Auteurs	Critère de rupture	Source
Freudenthal	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \sigma_{eq} d\bar{\varepsilon}^p = C$	[Freudenthal 1950] [Jeunechamps 2008] [Clift 1990]
Cockroft et Latham	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \sigma_1 d\bar{\varepsilon}^p = C$	[Jeunechamps 2008] [Clift 1990]
Oh	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \frac{\sigma_1}{\sigma_{eq}} d\bar{\varepsilon}^p = C$	[Oh 1979] [Jeunechamps 2008]
McClintock	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \frac{\sqrt{3}}{2(1-n)} \sinh\left(\frac{\sqrt{3}}{2(1-n)} \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_{eq}}\right) + \frac{3}{4} \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_{eq}} d\bar{\varepsilon}^p = C$	[McClintock 1968] [Jeunechamps 2008] [Clift 1990] [Hor 2011]
Brozzo	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \frac{2\sigma_1}{3(\sigma_1 - p_h)} d\bar{\varepsilon}^p = C$	[Brozzo 1972] [Jeunechamps 2008] [Clift 1990]
Norris	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \frac{1}{3(1-Ap)} d\bar{\varepsilon}^p = C$	[Norris 1978] [Clift 1990] [Jeunechamps 2008]
Oyane	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} 1 + \frac{p_h}{A\sigma_{eq}} d\bar{\varepsilon}^p = C$	[Oyane 1980] [Clift 1990] [Jeunechamps 2008]
Atkins	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \frac{2 + \frac{d\varepsilon_1}{d\varepsilon_2}}{2(1-Ap_h)} d\bar{\varepsilon}^p = C$	[Atkins 1981] [Clift 1990] [Jeunechamps 2008]
Goijaret	$\int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \frac{1}{C_G} \left\langle 1 + \frac{p}{A\sigma_{eq}} \right\rangle d\bar{\varepsilon}^p = C$	[Goijaerts 2001] [Jeunechamps 2008]
Huang	$C = \int_0^{\bar{\varepsilon}^p_{final}} \frac{\sigma_1}{\sigma_1 - p} + C_1 \frac{\sigma_1 - s_3}{\sigma_1 - \sigma_3} \frac{s_3}{s_1} d\bar{\varepsilon}^p$	[Huang 2009]

Tableau 2.5 – Liste des critères de rupture.

## 2.2 Moyens expérimentaux de caractérisations du comportement dynamique des matériaux

L'identification du comportement des matériaux est essentiel pour résoudre les problématiques d'impact. Les paramètres des lois de comportement des matériaux sont identifiés à partir d'essais de caractérisation. L'essai le plus simple est l'essai traction. Dans le cas de problèmes dynamiques, il faut alors utiliser des essais spécifiques aux grandes vitesses de déformation. Ce sont souvent des essais d'impact ou des essais sur machine équipée d'un vérin rapide [Deletombe 2013b]. Il est notamment possible de citer l'essai de la barre de Taylor [Taylor 1948], l'essai sur roue inertielle [Viot 2008] et la machine de compression Gleeble [Hor 2011]. Ici, un intérêt particulier est porté à la barre d'Hopkinson ou barre de Kolsky ([Gary 2002], [Hor 2011], [Zhang 2008], [Bouix 2009], [Deletombe 2013b]) et sur les méthodes inverses d'identification des lois de comportement.

### 2.2.1 Les essais de la barre de Kolsky ou Hopkinson

Une éprouvette est mise entre deux barres. La première barre est appelée barre incidente et la deuxième, barre de transmission. Un impacteur vient impacter la barre incidente et permet ainsi une déformation rapide de l'échantillon. Les mesures sont effectuées grâce à des jauges de déformation placées sur les deux barres. Le comportement du matériau en compression s'obtient pour des vitesses de déformation jusqu'à  $10\,000\text{ s}^{-1}$  [Brun 2000].

La figure 2.9 décrit le montage d'une barre d'Hopkinson avec les quantités mesurées. L'onde de déformation élastique  $P(t)$  induite par l'impact se déplace dans la barre incidente. La valeur de la déformation est transmise par la jauge de déformation. En arrivant sur l'échantillon, une partie de cette onde est réfléchiée et une autre est transmise. L'équilibre des déformations sur cette face permet de calculer la force et la vitesse particulière. L'onde réfléchiée  $N(t)$  dans la barre incidente repasse et est enregistrée par la jauge de déformation.

La force entrante  $F_e$  appliquée à l'interface barre incidente - éprouvette peut s'écrire comme la multiplication de l'aire de la section de la barre incidente par la contrainte  $\sigma$ .

$$F_e = A\sigma \quad (2.20)$$

On connaît le comportement élastique de la barre incidente et notamment son module d'Young. La force s'exprime en fonction de la section  $A$ , du module d'Young et de la déformation élastique  $\varepsilon$ , à l'aide de la loi de Hooke :

$$F_e = AE\varepsilon \quad (2.21)$$

On connaît alors la déformation incidente  $P(t)$  et réfléchiée  $N(t)$ . En les soustrayant, il est possible de calculer la déformation  $\varepsilon$  puis la force  $F_e$  à l'interface.

$$\varepsilon = P(t) - N(t) \quad (2.22)$$

$$F_e = AE(P(t) - N(t)) \quad (2.23)$$

Dans le cas de la propagation d'une onde de déformation élastique dans une barre, il est important de dissocier vitesse particulière  $du/dt$  et vitesse ondulatoire  $c_0$ . La vitesse du déplacement  $v$  de l'interface barre incidente - éprouvette peut s'exprimer [Johnson 1972] :

$$v = \frac{du}{dt} = c_0 \frac{dt}{dx} \frac{du}{dt} = c_0 \frac{du}{dx} \quad (2.24)$$

La déformation s'exprime aussi comme la dérivée de  $u$  par  $x$ . Ainsi la vitesse à l'interface peut s'écrire en fonction de l'onde de déformation incidente et réfléchiée :

$$v = c_0 \varepsilon = c_0(N(t) - P(t))$$

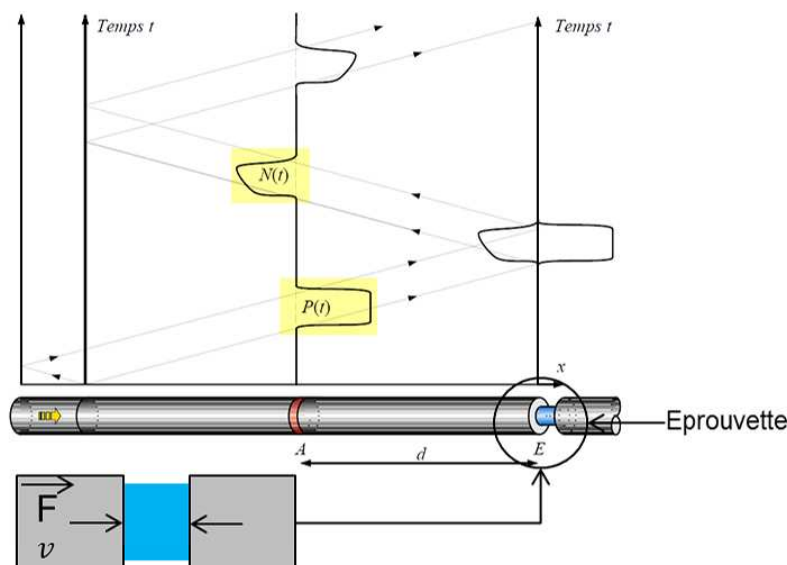


FIGURE 2.9 – Schémas de principe d'une barre d'Hopkinson [Brun 2000].

De même il est possible d'obtenir la force et la vitesse pour l'interface entre l'échantillon et la barre de transmission [Gary 2002]. En effet, la jauge de déformation de la barre de transmission enregistre la déformation transmise  $T(t)$  par l'échantillon. Comme pour la barre incidente, la force sortante  $F_s$  s'exprime alors :

$$F_s = A E T(t)$$

La vitesse particulière s'exprime aussi en fonction de la déformation et de la vitesse de l'onde de déformation élastique dans la barre :

$$v_s = c_0 T(t)$$

Gary [Gary 2002] fait l'hypothèse de quasi-égalité entre la force sortante  $F_s$  et la force entrante  $F_e$  dans le cas de matériaux métalliques. Cela permet d'admettre que les états de contraintes sont quasi-homogènes (Figure 2.10). Il est alors possible de calculer la contrainte dans l'éprouvette en divisant la force par la section de l'éprouvette ( $A_{ec}$ ).

$$\sigma = \frac{F_s}{A_{ec}} = \frac{F_e}{A_{ec}} \quad (2.28)$$

Il est aussi possible d'obtenir la vitesse de déformation au cours de l'essai à partir de la vitesse des faces de l'échantillon. La déformation est alors intégrée car la longueur initiale de l'échantillon  $l_{ec0}$  est connue.

$$\varepsilon = \int_0^t \dot{\varepsilon} dt = \int_0^t \frac{v_s + v_e}{l_{ec0}} dt \quad (2.29)$$

Une courbe contrainte déformation peut alors être tracée. Pothnis [Pothnis 2011] donne un exemple sur un alliage d'aluminium (Figure 2.11).

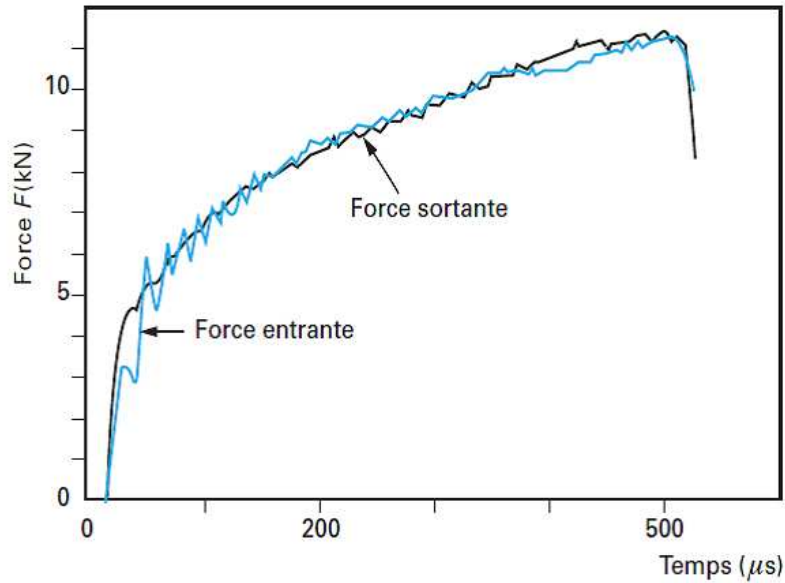


FIGURE 2.10 – Force sortante et force entrante appliquées à l'éprouvette en fonction du temps [Gary 2002]

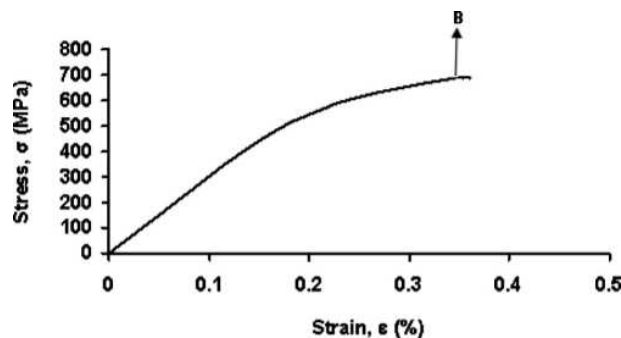


FIGURE 2.11 – Courbe de traction obtenue à l'aide d'une barre d'Hopkinson [Pothnis 2011].

### 2.2.2 Les éprouvettes de compression

L'essai le plus simple sur barre d'Hopkinson est un essai de mise en compression d'éprouvettes (Tableau 2.6). Jeunechamps [Jeunechamps 2008] effectue des essais de compression sur une barre d'Hopkinson pour caractériser du fer REMCO. Il identifie les paramètres des lois de Zerilli-Armstrong et Johnson-Cook. Les vitesses de déformation maximales sont de  $2000 \text{ s}^{-1}$ . Cette vitesse  $\dot{\epsilon}$  est calculée à partir de la division de la différence de vitesse  $\Delta V$  entre les deux extrémités de l'éprouvette par la longueur de l'échantillon  $l_{ec0}$  :  $\dot{\epsilon} = \Delta V / l_{ec0}$ . Zhang [Zhang 2008] établit le comportement à l'impact d'un alliage d'aluminium de désignation 2519. Pour cela, il utilise deux types d'éprouvettes cylindriques pour obtenir diverses vitesses de déformation :  $630 \text{ s}^{-1}$ ,  $4300 \text{ s}^{-1}$  et  $5800 \text{ s}^{-1}$ . Il étudie aussi l'influence de la température sur le comportement et identifie ainsi une loi de type Cowper-Symonds. Bouix [Bouix 2009] utilise les barres d'Hopkinson pour caractériser des échantillons de mousse en polypropylène de densités variables. Les échantillons sont cylindriques de longueur 10 mm et de diamètre 38 mm. Les vitesses de déformation obtenues

Auteur	Matériaux	Dimension éprouvette	Vitesse de déformation maximale
Jeune-champs 2008	Fer Remco de grande pureté	D = 3.175 mm l=10.16 mm	2000 s <sup>-1</sup>
Zhang 2008	Al 2519A-T87	D = 8 mm ou 6 mm l=6 mm ou 4 mm	5800 s <sup>-1</sup>
Bouix 2009	Mousse en polypropylène	D = 10 mm l=38 mm	1500 s <sup>-1</sup>
Gerlach 2011	Ti6Al4V	D = 7.7 mm l = 41,5 mm	non donnée

Tableau 2.6 – Éprouvettes cylindriques de compression pour les barres d’Hopkinson.

sont de l’ordre de 1500 s<sup>-1</sup>.

Dans un article, Gerlach [Gerlach 2011] propose une méthode pour atténuer le pic d’ondes de déformation induite par l’impact de la barre incidente par l’impacteur. Pour atténuer ce phénomène, il présente une nouvelle gamme d’éprouvettes cylindriques dont la partie utile comporte des brides plus ou moins nombreuses (Figure 2.12). Les éprouvettes sont en alliage de titane Ti6Al4V.

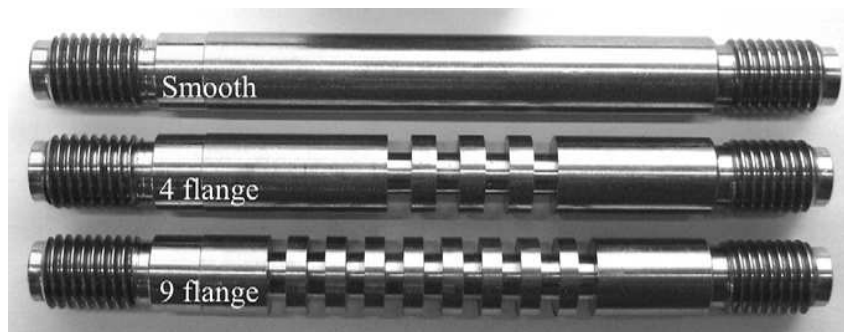


FIGURE 2.12 – Éprouvette de compression modifiée [Gerlach 2011].

Des essais en compression sont donc possibles sur divers matériaux. Cependant les vitesses de déformation qui peuvent être visées sont inférieures à 10<sup>4</sup> s<sup>-1</sup>. Un autre moyen de caractérisation doit donc être trouvé pour atteindre des vitesses de 10<sup>5</sup> s<sup>-1</sup>.

### 2.2.3 Les éprouvettes de traction

Les essais sur barre d’Hopkinson sont historiquement des essais de compression dynamique. Des éprouvettes ou des montages spécifiques doivent donc être utilisés pour mettre en traction la zone utile de l’éprouvette. Gary [Gary 2002] évoque le cas de la traction. Il explique que de nombreuses techniques ont été développées mais aucune ne se distingue particulièrement.

Parmi les montages, on peut citer celui utilisé par Arthington [Arthington 2012] pour des essais de traction sur des éprouvettes en alliage de Zirconium, et pour des vitesses de déformation



jusqu'à  $5100 \text{ s}^{-1}$ . Le montage est composé d'un impacteur inversé : il vient mettre en traction la barre d'Hopkinson (Figure 2.13).

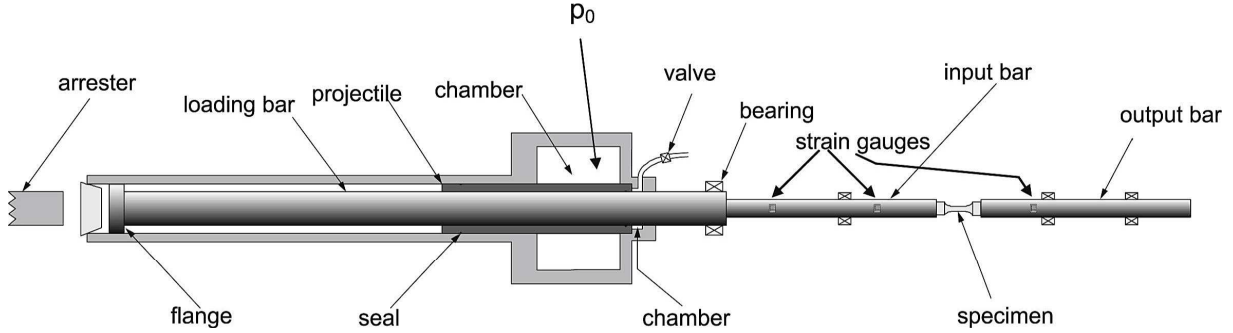


FIGURE 2.13 – Montage de traction d'Arthington [Arthington 2012].

#### 2.2.4 Les éprouvettes de cisaillement ou éprouvettes chapeaux

Introduit par Meyers en 1981, [Meyers 1981]), les éprouvettes de type chapeau permettent une meilleure compréhension des déformations en cisaillement dans les matériaux [Meyers 2001]. Elles sont aussi utilisées pour la caractérisation de matériaux [Hor 2011].

Une éprouvette de type chapeau (Figure 2.14) est une éprouvette cylindrique dont la mise en compression favorise, par un changement brutal de section, la mise en cisaillement d'une zone de l'éprouvette, dite zone de cisaillement. Pour Hor [Hor 2011], cette zone est difficilement prévisible car elle dépend du cycle thermo-mécanique imposé. L'éprouvette chapeau peut être montée sur une barre d'Hopkinson de compression.

Le calcul de la déformation de cisaillement théorique  $\gamma_t$  et de la contrainte de cisaillement théorique  $\tau_t$  s'effectue à partir de la mesure de la variation de longueur de l'éprouvette  $\Delta l$  et de la force  $F$  appliquée à partir des hypothèses suivantes [Hor 2011] :

- La déformation plastique se fait dans la zone de cisaillement de hauteur  $h$  et de largeur initiale  $W$  (Figure 2.14).

- Les parties supérieures et inférieures de l'éprouvette sont complètement rigides.

$$\tau_t = \frac{F}{\pi h d_m} \quad (2.30)$$

où  $d_m$  est le diamètre moyen où se situe la zone de cisaillement.

$$\gamma_t = \frac{\Delta l}{W} \quad (2.31)$$

La vitesse de déformation en cisaillement  $\dot{\gamma}_t$  est calculée à partir de la vitesse sur les faces de l'éprouvette  $v$  :

$$\dot{\gamma}_t = \frac{v}{W} \quad (2.32)$$

Dans le cas présent, la déformation est une déformation de cisaillement pure. Les tenseurs des contraintes  $\sigma_t$  et des déformations  $\varepsilon_t$  peuvent donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\sigma_t = \begin{pmatrix} 0 & \tau_{t12} & 0 \\ \tau_{t21} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

$$\varepsilon_t = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \gamma_{t12} & 0 \\ \gamma_{t21} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

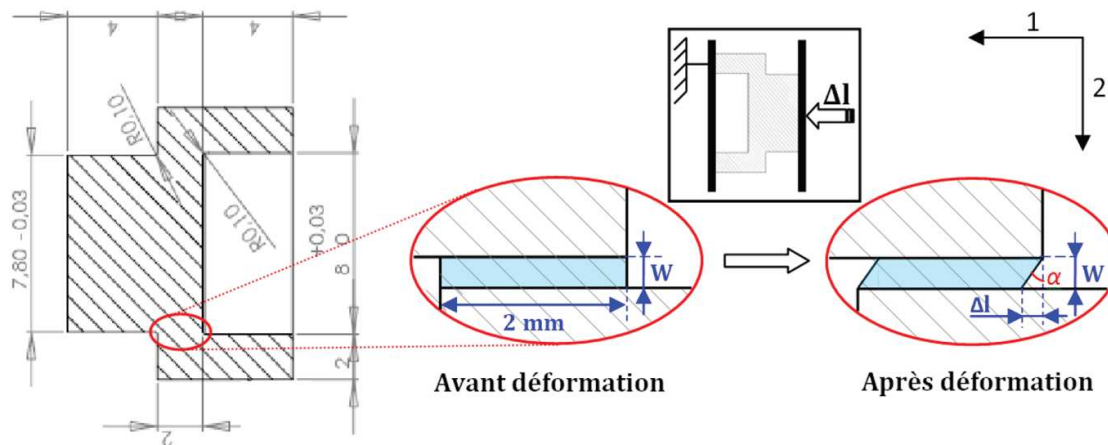


FIGURE 2.14 – Éprouvette de cisaillement avec  $h = 2\text{mm}$  [Hor 2011]

Il est possible d'écrire la contrainte  $\sigma_{eq}$  et la déformation équivalente de von Mises  $\varepsilon_{eq}$  à partir des données théoriques de cisaillement :

$$\sigma_{eq} = \sqrt{3}\tau_t \quad (2.35)$$

$$\varepsilon_{eq} = \frac{2}{\sqrt{3}}\varepsilon_{12} = \frac{\gamma_t}{\sqrt{3}} \quad (2.36)$$

Le tableau 2.7 résume les articles où les auteurs utilisent des éprouvettes chapeaux.

### 2.2.5 Méthodes inverses d'identification des lois de comportement

Le but des essais de caractérisation est souvent l'identification d'une loi de comportement d'un matériau par méthode inverse. Il est courant que cette identification se base sur un code éléments finis couplé à un algorithme d'identification. Jeanson [Jeanson 2013] identifie les paramètres d'une loi de Johnson Cook pour l'alliage d'aluminium de désignation 1050 par des essais d'expansion de

Auteurs	Type d'étude	Observations	Matériaux
Meyers 2001	Localisation du cisaillement pour un matériau sous sollicitation dynamique : évolution de la microstructure	La localisation des déformations en cisaillement joue un rôle important sous sollicitation dynamique. Les essais avec les éprouvettes chapeaux de Meyers sont facilement reproductibles. Sur une barre d'Hopkinson, les vitesses de déformation en cisaillement sont de l'ordre de $10^5 \text{ s}^{-1}$	Alliage de Titane, acier inoxydable
El-Magd 2006	Caractérisation et modélisation d'alliages d'aluminium 7075, de titane Ti-6Al-4V et de magnésium AZ80	L'éprouvette chapeau est un bon moyen de validation d'une loi de comportement pour une sollicitation en cisaillement.	Alliage d'aluminium 7075,, de titane Ti-6Al-4V et de Magnésium AZ80
Hor 2011	Utilisation d'une éprouvette de type chapeau pour identifier les paramètres d'une loi de comportement	Selon le type de sollicitations utilisées les paramètres de la loi de comportement varient fortement. Il y a auto-échauffement de l'échantillon à grande vitesse de déformation. Les vitesses de déformation en cisaillement atteignent $2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ .	Acier 100Cr6, Acier 42CrMo4, Alliage d'aluminium 2017-T4

Tableau 2.7 – Résumé d'articles sur les éprouvettes de type chapeau.

tubes par magnéto-formage. La méthode d'optimisation utilisée est celle disponible dans le logiciel LS-Dyna, LS-Opt. Celui-ci fournit un jeu de paramètres à un modèle numérique ce qui permet de calculer une fonction coût qui est minimisée par un algorithme d'optimisation hybride (combinaison d'un algorithme de recherche global et local par gradient). Zribi [Zribi 2013] identifie les paramètres d'une loi de comportement de Voce à partir d'essais d'hydroformage de tube en alliage d'aluminium de désignation 6063. La procédure de minimisation utilise un couplage entre une loi de minimisation Simplex de Nelder-Mead [Nelder 1965] et d'un modèle éléments finis sous Abaqus. Ghouati [Ghouati 2001] identifie les paramètres d'une loi de comportement pour un procédé de formage des métaux. Un couplage entre un algorithme d'optimisation de Levenberg-Marquardt [Marquardt 1963] et un modèle éléments finis est utilisé. Spranghers [Spranghers 2014] effectue des essais d'explosion sur une plaque en alliage d'aluminium d'épaisseur 3 mm. La déformée de la plaque est relevée à l'aide d'une reconstruction par stéréo-corrélation. Un couplage entre un modèle de type coque et un algorithme de type Levenberg-Marquardt est utilisé pour identifier les paramètres de trois lois de comportement : la première est une loi de Cowper-Symonds, la deuxième est une loi de Johnson Cook et la dernière une loi de Cowper-Symonds modifiée. Aguir [Aguir 2011] utilise un couplage entre un code éléments finis et un algorithme d'optimisation par réseau de neurones pour une loi de comportement de Karafillis et Boyce. Nussbaum [Nussbaum 2011] identifie les paramètres de la loi de Johnson Cook à partir d'essai sur une barre de Taylor à l'aide d'un couplage avec des algorithmes de type Monte-Carlo et de type Levenberg-Marquardt. Markiewicz [Markiewicz 1998] identifie le comportement d'un tube à base carré sous impact par méthode inverse. Le matériau suit une loi Cowper-Symonds. L'optimisation utilise un algorithme de BFGS [Fletcher 1980]. Hor [Hor 2011] identifie le comportement de deux aciers (42CrMo4 et 100Cr6) et un alliage d'aluminium (2017 T4) par une méthode inverse à l'aide d'un algorithme de minimisation de Levenberg-Marquardt. Dans l'Annexe J, la méthode inverse, par un couplage entre des simulations éléments finis et un algorithme de minimisation BFGS, utilisée dans la ce travaille est présentée.

## 2.3 Conclusion sur l'état de l'art

Une bibliographie sur les lois de comportement (élasto-visco-plastique, de rupture par endommagement ductile) adaptées aux problèmes dis dynamiques, c'est à dire à grande vitesse de déformation, a été présentée. Elle a permis de conclure que pour des applications de crash et de perforation, les lois de comportement de Johnson Cook et Johnson Cook à la rupture étaient adaptées. Pour identifier les paramètres de ces lois de comportement, il est courant d'utiliser des essais sur barres d'Hopkinson. Une bibliographie sur les moyens expérimentaux d'identification de lois de comportement a permis de conclure que, pour de grandes vitesses de déformation, il est possible d'utiliser des éprouvettes de cisaillement de type chapeau.



# Étude du comportement par des essais sur éprouvettes

---

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Caractérisation du comportement visco-plastique de l'alliage 7075 T6 .</b>	<b>30</b>
3.1.1	Essais sur machine Gleeble et barre d'Hopkinson . . . . .	30
3.1.2	Identification de la loi de comportement à partir de la contrainte équivalente	32
3.1.3	Identification de la loi de comportement viscoplastique par un couplage numérique Éléments Finis . . . . .	35
3.1.4	Analyse des deux méthodes d'identification . . . . .	38
3.1.5	Conclusion sur la caractérisation du comportement visco-plastique . . . . .	41
<b>3.2</b>	<b>Essais de caractérisation sur éprouvettes Charpy . . . . .</b>	<b>42</b>
3.2.1	État de l'art sur les essais Charpy . . . . .	42
3.2.2	Présentation des essais . . . . .	43
3.2.3	Analyse des résultats expérimentaux . . . . .	44
3.2.4	Identification d'une loi de comportement à la rupture par un couplage éléments finis . . . . .	48
3.2.5	Conclusion sur les essais de caractérisation sur éprouvette Charpy . . . . .	54
<b>3.3</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>55</b>

---

L'identification de paramètres des lois de comportement par méthode inverse est présentée dans ce chapitre. Les identifications les plus classiques se basent sur des essais simples (trajets radiaux) avec des géométries standardisées d'éprouvettes. Il est courant de coupler des simulations éléments finis avec un code de minimisation de fonction objectif ([Nussbaum 2011], [Zribi 2013]) [Hor 2011]). Ces identifications peuvent aussi être effectuées à partir d'essais sur des éprouvettes structurales, où les champs mécaniques ne sont plus uniformes dans la zone analysée. Les techniques de mesure de champs par corrélation d'images peuvent alors apporter des informations sur la distribution des champs cinématiques [Grediac 2011]. Dans la section 2.2.5, une revue bibliographique sur les méthodes inverses d'identification a été présentée.

Un des matériaux pressentis pour l'éjecteur de la bouée du système BELOCOPA est l'alliage d'aluminium de désignation 7075 T6<sup>1</sup>. Dans la section 3.1, les paramètres d'une loi de comportement visco-plastique de Johnson Cook sont identifiés pour cet alliage, à l'aide d'essais dynamiques sur des éprouvettes chapeaux.

Dans le cadre d'une étude sur la perforation d'une carlingue d'un avion, le comportement à la rupture, par une loi de Johnson Cook, de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 est caractérisé. L'identification des paramètres de la loi est effectuée à partir d'essais instrumentés de type Charpy, présentée dans la section 3.2.

---

1. Composition en pourcentage massique : Base Al, 6,1% Zn, 2,9% Mg, 2% Cu, 0,5 % Fe, 0,4 % Si, 0,3% Mn, 0,28% Cr, 0,2% Ti

### 3.1 Caractérisation du comportement visco-plastique de l'alliage 7075 T6

Des essais de compression sur machine Gleeble et sur barre d'Hopkinson ont été effectués sur des éprouvettes de cisaillement cylindriques appelées « éprouvettes chapeaux » en alliage 7075 T6. Cet essai a été présenté dans la section 2.2.4. Pendant les essais, les plus grandes vitesses de déformation observées sont comprises entre  $1000 \text{ s}^{-1}$  et  $10\,000 \text{ s}^{-1}$ . On propose d'identifier les paramètres d'une loi de comportement visco-plastique de Johnson Cook (Équation 2.1).

Le comportement élastique de l'alliage d'aluminium de désignation 7075 T6 est considéré comme isotrope. Le module de Young est pris égal à 70 GPa, le coefficient de Poisson  $\nu$  égal à 0,34. À cause des grandes vitesses de déformation, un couplage thermo-mécanique est utilisé (Équation 2.6). Le facteur  $\beta$ , considéré constant, est pris égale à 90 %. La capacité thermique  $c$  est égale à 897 J/kg/K et la conductivité thermique à 237 W/m/K. L'alliage d'aluminium 7075 est ici considéré comme isotrope et suit un critère de type von Mises.

Les essais et cette identification sont présentés et analysés ici. Deux méthodes d'identification des paramètres sont proposées. La première est une identification directe à partir de la contrainte et de la déformation équivalente de la zone de cisaillement (Équation 2.35 Équation 2.36). La deuxième est une identification par un couplage entre une simulation éléments finis et un algorithme d'optimisation (Annexe J).

#### 3.1.1 Essais sur machine Gleeble et barre d'Hopkinson

Les essais sont effectués sur une machine de type Gleeble (Annexe B) pour des vitesses de 0,0001 m/s à 0,1 m/s et à l'aide de barres d'Hopkinson en acier pour des vitesses de 10 m/s. La machine Gleeble est une machine de mise en compression d'éprouvettes. Elle est composée d'un vérin horizontal qui est couplé au mors de l'éprouvette ou découplé et venant taper dans un des mors qui maintient l'éprouvette. Une cellule de Force 3220BFG-25K (erreur sur la force de 0,04 %) permet de relever la force pendant l'impact. Le déplacement de la traverse est relevé par un extensomètre « joue contre joue » avec une course de 25 mm Dynamic Systems (erreur de 0,2 %). Le déplacement des faces de l'échantillon n'est donc pas immédiatement connu. Les barres d'Hopkinson utilisées sont des barres en acier (Marval 18). Le module de Young de ces barres est de 191.1 GPa. La masse volumique est de  $7810 \text{ kg/m}^3$ . Les jauges Vishay CEA-06-125UT-350 (erreur de 0,4%) placées sur chacune des barres permettent d'obtenir la force et le déplacement imposés aux bornes de chaque échantillon.

Les éprouvettes chapeaux sont usinées dans des barres cylindriques d'alliage d'aluminium 7075 T6 de diamètre 10 mm. Le plan des éprouvettes est donné sur la figure 3.1. La mise en compression de cette éprouvette impose une sollicitation en cisaillement dans la zone identifiée comme zone de cisaillement sur le plan. Dix essais ont été effectués : six sur la machine Gleeble (trois où le vérin est couplé aux mors et trois où le vérin vient impacter les mors) et quatre sur les barres d'Hopkinson.

Les résultats sont résumés dans le tableau 3.1. Les vitesses de déformation théoriques sont calculées à partir des vitesses théoriques de déplacement de la machine d'essai  $V$ , de l'épaisseur de la zone cisailée  $W$  telle que :  $\dot{\epsilon} = \frac{V}{\sqrt{3}W}$  ( $W=0,1 \text{ mm}$ ). Les forces maximales de chaque essai tendent à augmenter avec la vitesse de déformation théorique. Cela est une première indication sur l'influence de la vitesse de déformation sur le comportement du matériau. La force expérimentale pendant l'essai est tracée en fonction du temps sur la figure 3.5 et la figure 3.6.

Essai	Machine	Force max (N)	Force initiale (N)	Durée de l'impact (s)	Déplacement max (mm)	$\dot{\epsilon}$ visée ( $s^{-1}$ )	Vitesse théorique du déplacement (m/s)
1	Gleeble couplée	15 491	210	2,34	-0,24	0,57	0,0001
2	Gleeble couplée	15 484	209	2,34	-0,24	0,57	0,0001
3	Gleeble couplée	16 008	184	3,91	-0,41	0,57	0,0001
4	Gleeble découplée	13 125	3659	0,00514	-0,25	577	0,1
5	Gleeble découplée	16 647	2673	0,00643	-0,29	577	0,1
6	Gleeble découplée	16 491	3033	0,00671	-0,328	577	0,1
7	Barre d'Hopkinson	16 903	414	$5,21 \cdot 10^{-05}$	-0,152	57 000	10
8	Barre d'Hopkinson	16 533	44	$5,21 \cdot 10^{-05}$	-0,208	57 000	10
9	Barre d'Hopkinson	16 834	17	$6,25 \cdot 10^{-05}$	-0,181	57 000	10
10	Barre d'Hopkinson	15 902	0	$5,21 \cdot 10^{-05}$	-0,146	57 000	10

Tableau 3.1 – Résultats expérimentaux des essais sur éprouvettes chapeaux.

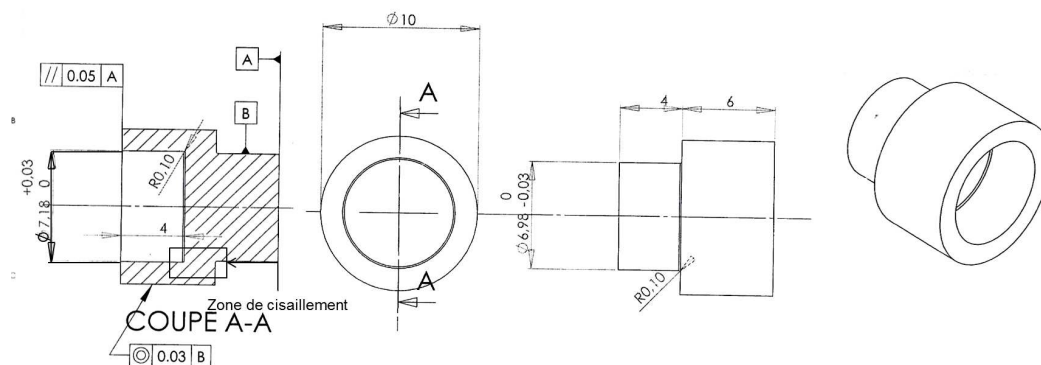


FIGURE 3.1 – Plan des éprouvettes chapeaux (dimensions en mm).



### 3.1.2 Identification de la loi de comportement à partir de la contrainte équivalente

Une analyse directe des essais de compression sur les éprouvettes chapeaux, utilisées par [Hor 2011], est reprise ici afin d'obtenir la contrainte équivalente en fonction de la déformation équivalente (Tableau 3.2). Les paramètres d'une loi de comportement seront alors identifiés à partir de cette analyse.

Essai	Machine	Élasticité	$\dot{\epsilon}$
		machine (MPa)	analytique (s <sup>-1</sup> )
1	Gleeble couplée	579	0,47
2	Gleeble couplée	579	0,48
3	Gleeble couplée	579	0,42
4	Gleeble découplée	888	258,7
5	Gleeble découplée	888	230,6
6	Gleeble découplée	888	189,59
7	Barre d'Hopkinson	-	2000
8	Barre d'Hopkinson	-	2000
9	Barre d'Hopkinson	-	2000
10	Barre d'Hopkinson	-	2000

Tableau 3.2 – Résultats des éprouvettes chapeaux à partir de la contrainte équivalente.

La déformation dans l'éprouvette chapeau est supposée être du cisaillement pur, dans une zone rectangulaire de hauteur  $h=2$  mm et de largeur  $W=0.1$  mm. L'hypothèse qu'aucune autre déformation plastique n'apparaît dans les parties inférieure ou supérieure de l'éprouvette est utilisée. Le comportement élastique du matériau est caractérisé par un module de Young égal à 70 GPa et un coefficient de Poisson égal à 0,34. La déformation  $\gamma_t$  et la contrainte de cisaillement  $\tau_t$ , dans la zone cisailée, sont définies par les équations 2.30 et 2.31. La contrainte équivalente  $\sigma_{eq}$  apparente et la déformation équivalente  $\epsilon_{eq}$  apparente dans la zone de cisaillement peuvent alors être calculées comme dans les équations 2.35 et 2.36.

Dans le cas des essais sur la machine Gleeble, les valeurs de contraintes équivalentes et déformations équivalentes sont corrigées à l'aide de l'élasticité de la machine. L'élasticité de la machine est notée  $k$  et est calculée à partir du module Young apparent de l'essai. Il est possible d'écrire que la déformation mesurée  $\epsilon_{me}$  est l'addition d'une déformation dans l'éprouvette  $\epsilon_e$  et de la déformation dans la machine  $\epsilon_{ma}$  :  $\epsilon_{me} = \epsilon_e + \epsilon_{ma}$ . La déformation de la machine est considérée élastique. Elle s'exprime alors à partir de l'élasticité machine  $k$  tel que  $\epsilon_{ma} = \sigma/k$ . La déformation dans l'éprouvette devient alors :

$$\epsilon_e = \epsilon_{me} - \frac{\sigma}{k} \quad (3.1)$$

A (MPa)	B (MPa)	n	C
547	149.0	0.62	0.0088

Tableau 3.3 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 7075 par l'approche analytique.

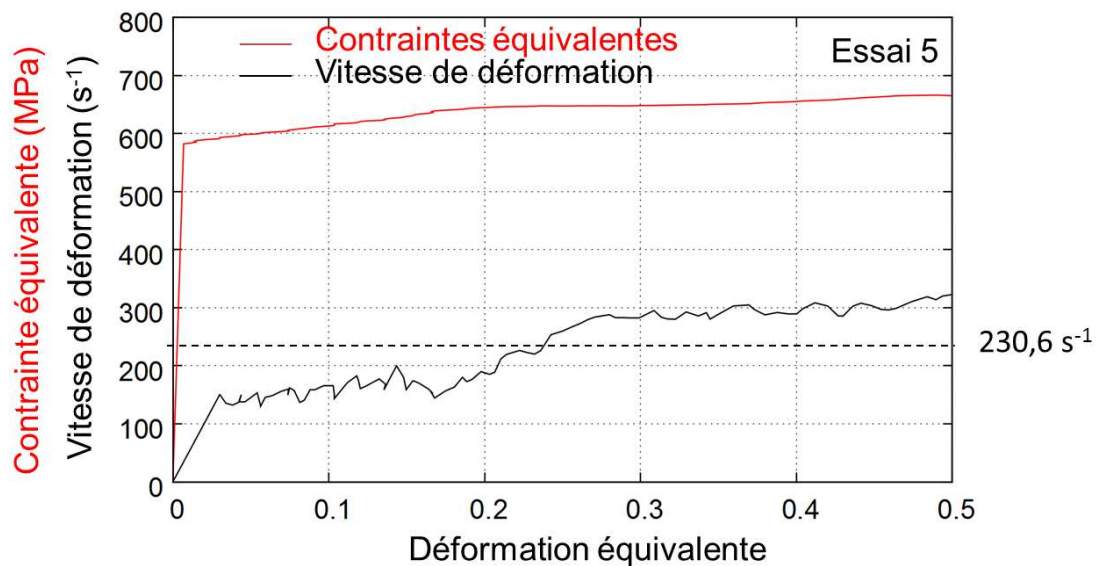


FIGURE 3.2 – Évolution de la vitesse de déformation et de la contrainte en fonction de la déformation équivalente pour l'essai 5 (Gleeble).

L'élasticité de la machine est ici égale à 579 MPa pour les essais 1 à 3 (Gleeble couplée) et 888 MPa pour les essais 4 à 6 (Gleeble découplée). Cette élasticité permet de corriger la déformation équivalente apparente. La vitesse de déformation est la moyenne des vitesses pendant l'écrasement. Sur la figure 3.2, un exemple d'évolution de vitesse de déformation pour l'essai numéro 5 est donné. Les vitesses de déformation varient sur l'ensemble des essais entre  $0,42 \text{ s}^{-1}$  et  $2000 \text{ s}^{-1}$ . Sur le graphique 3.3 (a.), les résultats sont ainsi tracés pour les essais 1 à 10, sous forme de courbes contrainte-déformation. Pour les essais 7, 8, 9 et 10 (barre d'Hopkinson), la courbe tracée est la courbe moyenne de ces quatre résultats.

Une identification des paramètres de la loi de Johnson Cook A, B, n et C est ici directement effectuée par une méthode de minimisation GRG (Generalized Reduced Gradient) non linéaire. Les résultats sont tracés et comparés aux résultats expérimentaux sur la figure 3.3 (b.) et résumés dans le tableau 3.3. Ces résultats sont discutés dans la section 3.1.4.

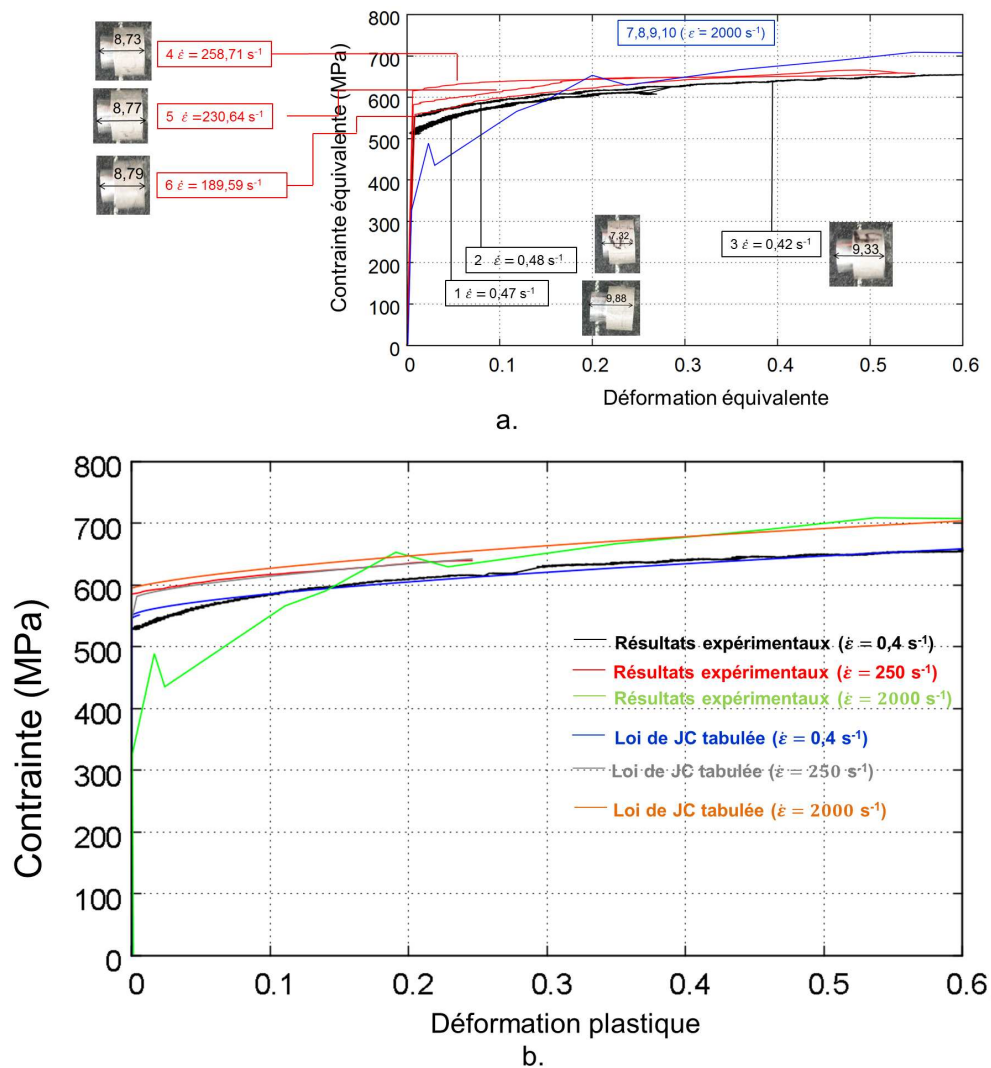


FIGURE 3.3 – Contraente équivalente en fonction de la déformation totale (Expérience) (a.) et résultats de l'identification des paramètres de Johnson Cook par une approche analytique (b.).

### 3.1.3 Identification de la loi de comportement viscoplastique par un couplage numérique Éléments Finis

Une deuxième méthode inverse d'identification est présentée. Le but est d'identifier les paramètres A, B, C et n de la loi de Johnson Cook (Équation 2.1). Le paramètre m du terme de dépendance à la température, n'est pas identifié. Il est pris de la littérature et est égale à 1,59 [Brar 2009]. Cette identification utilise un couplage entre des simulations éléments finis et un algorithme de minimisation présenté dans l'annexe J.

À l'instar du travail de Hor [Hor 2011], un modèle numérique axi-symétrique de compression d'éprouvettes chapeaux est proposé en éléments finis à l'aide du code de calcul Abaqus (Figure 3.4 (a.)) pour les essais sur la machine Gleeble et Figure 3.4 (b.) pour les essais sur les barres d'Hopkinson). Pour les essais Gleeble, l'élasticité de la machine est modélisée par un cylindre, de hauteur 2 mm et de longueur 3,5 mm, associée à un comportement purement élastique. Ce cylindre est placé au dessus de l'éprouvette. Le module de Young équivalent associé à ce cylindre est disponible dans le tableau 3.4. Il a été déterminé à l'aide de simulations où le comportement des éprouvettes est élastique ( $E=70$  GPa). Le déplacement vrai, relevé pendant les expériences, est imposé sur le haut de ce cylindre. Un corps analytique rigide bloque le déplacement, en dessous de l'éprouvette. Le modèle éléments finis de l'éprouvette, est composé de 1930 éléments finis dont 1638 éléments triangles de type CAX3 et 292 éléments quadrangles à proximité de la zone de cisaillement (type CAX4) où le matériau est sollicité. Le comportement de l'éprouvette chapeau suit une loi de comportement de Johnson Cook (Équation 2.1) dont les paramètres vont être identifiés. Un couplage avec la température est utilisé pour les essais à grandes vitesses de déformation (Gleeble avec impact et Hopkinson). Les simulations des essais 1 à 3 sont des essais aux plus faibles vitesses de déformation (entre  $0,12 \text{ s}^{-1}$  et  $0,14 \text{ s}^{-1}$ ). Elles sont donc résolues à l'aide d'une formulation implicite. Pour les essais 4 à 10, les essais (Gleeble découplé et barre d'Hopkinson) sont des essais d'impact à grandes vitesses de déformation (supérieures à  $40 \text{ s}^{-1}$ ). Pour un gain de temps de calcul, il est décidé d'utiliser pour ces essais une formulation explicite. Il a été vérifié que la résolution explicite ou implicite n'influe pas sur le résultat. La force d'impact est relevée pour chacune des simulations en fonction du temps en bas de l'éprouvette (Figure 3.4 (b.)).

Essai	Machine	Module Young cylindre supérieur (MPa)	$\dot{\epsilon}$ numérique ( $\text{s}^{-1}$ )
1	Gleeble couplée	7 000	0,12
2	Gleeble couplée	7 000	0,14
3	Gleeble couplée	7 000	0,13
4	Gleeble découplée	40 000	40
5	Gleeble découplée	40 000	40
6	Gleeble découplée	40 000	40
7	Barre d'Hopkinson	-	8 000
8	Barre d'Hopkinson	-	7 000
9	Barre d'Hopkinson	-	10 000
10	Barre d'Hopkinson	-	6 000

Tableau 3.4 – Résultats des éprouvettes chapeaux par simulations numériques.

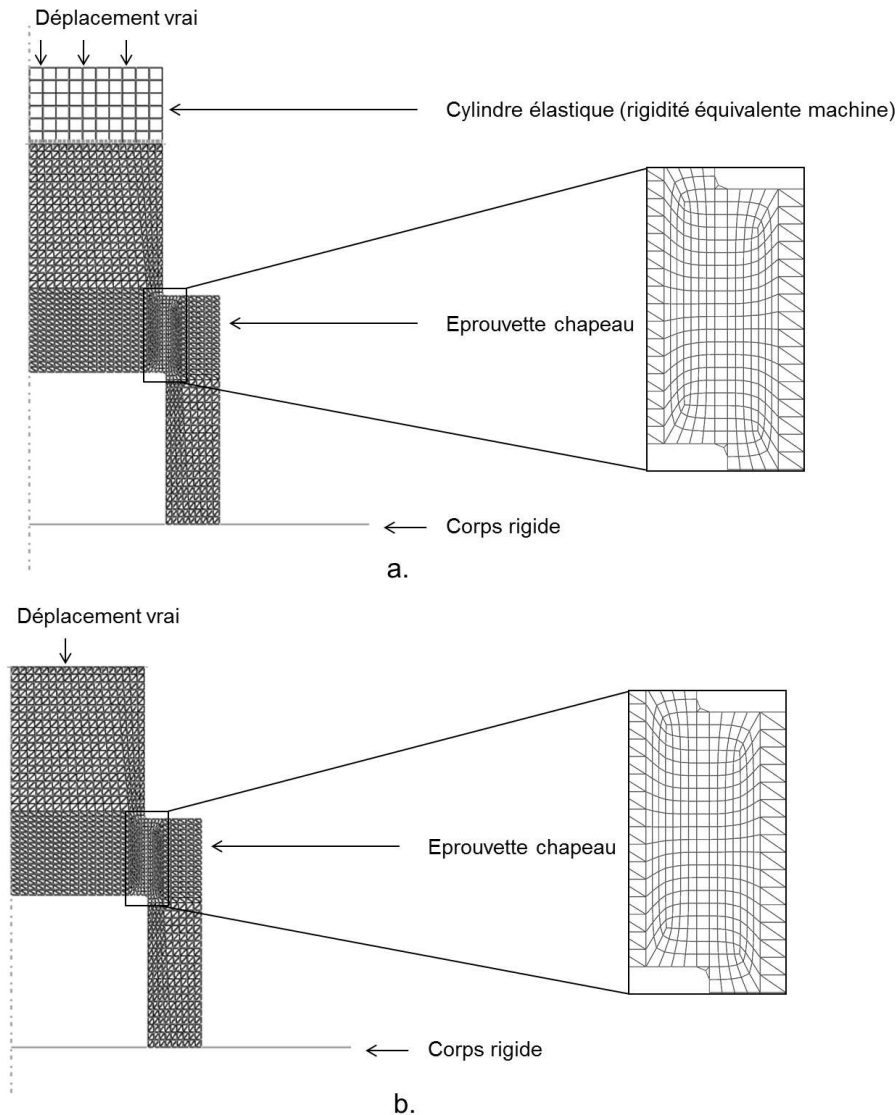


FIGURE 3.4 – Modèle éléments finis de l'éprouvette chapeau pour les essais dynamiques Gleeble avec cylindre supérieur ayant une rigidité équivalente à la machine d'essais (a.) et pour les essais d'Hopkinson (b.). Zone de cisaillement de 0,1 mm. Rayon de congé de 0,1 mm

Les résultats de l'optimisation des paramètres de la loi de Johnson Cook sont disponibles dans le tableau 3.5. Pour ces nouveaux paramètres, les simulations numériques correspondantes aux essais sont effectuées. Les vitesses de déformation évoluent entre  $0,11 \text{ s}^{-1}$  et  $10\,000 \text{ s}^{-1}$ . L'ensemble des vitesses de déformation sont relevées dans la zone de cisaillement par dérivation de la déformation. La vitesse de déformation considérée est le maximum de ces vitesses.

La figure 3.5 montre l'évolution de la force en fonction du temps pour les essais de caractérisation et les simulations respectives. Pour les essais à faibles vitesses de déformation sur la machine Gleeble, les paramètres identifiés de la loi de comportement permettent de reproduire le début du comportement plastique du matériau. Pour l'essai 3 (Figure 3.5 c.), les forces expérimentale et numérique divergent à partir de 2,5 ms. Sur les courbes, la chute de force expérimentale correspond à la rupture de l'éprouvette.

	A (MPa)	B (MPa)	n	C
<b>Paramètres initiaux</b>	600	790	0.89	0.025
<b>Paramètres finaux</b>	537.1	796.5	0.89	0.00833

Tableau 3.5 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 7075 par le couplage.

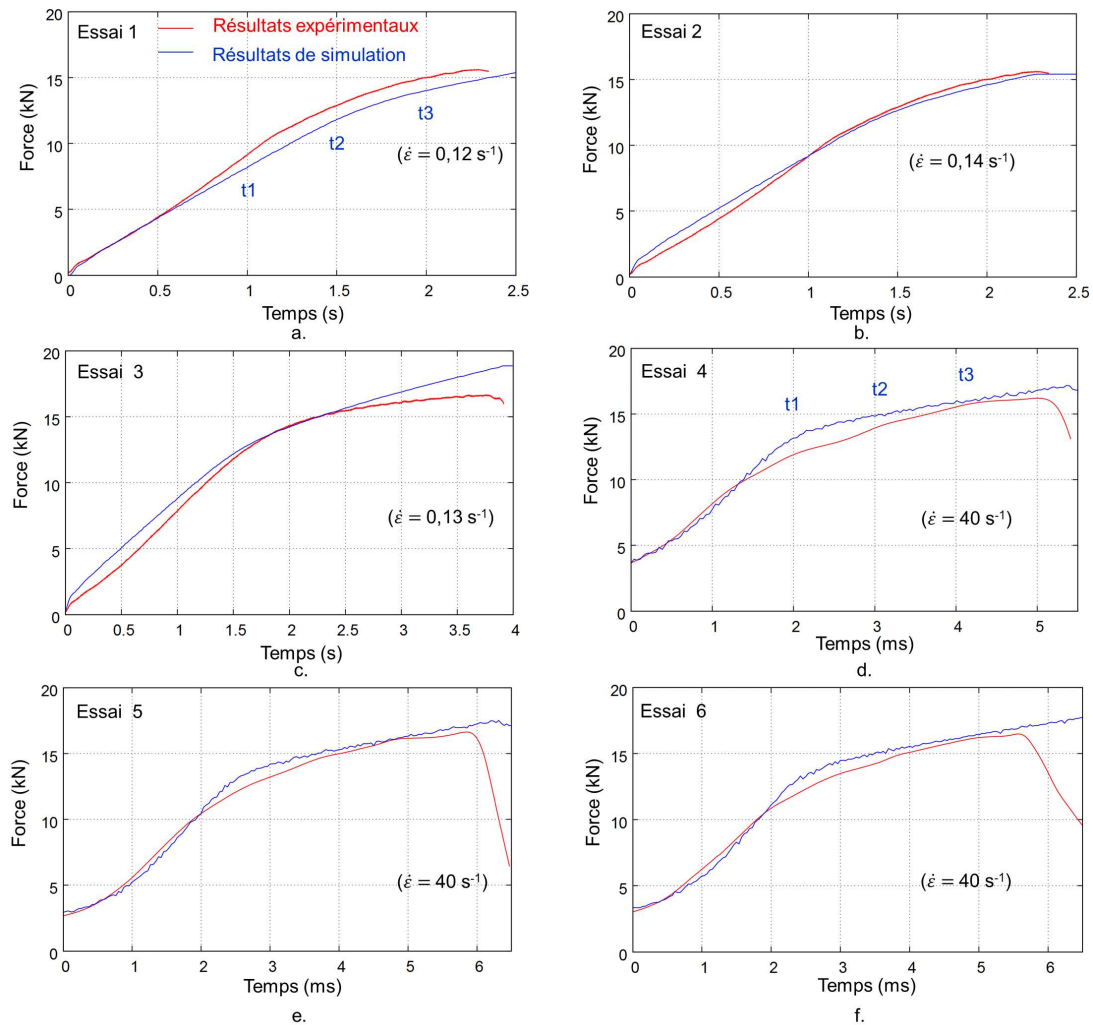


FIGURE 3.5 – Force en fonction du temps pour les essais sur éprouvette chapeau dans la machine Gleeble. Expériences et Simulations EF.

La figure 3.6 montre l'évolution de la force en fonction du temps, pour les essais de caractérisation et les simulations des essais sur barres d'Hopkinson. Les vitesses de déformation dans la zone de cisaillement évoluent entre  $6\,000 \text{ s}^{-1}$  et  $10\,000 \text{ s}^{-1}$ . Les niveaux de force sont similaires pour les simulations et les essais expérimentaux. Les paramètres de la loi de Johnson Cook permettent donc bien de reproduire le comportement pour ces vitesses.

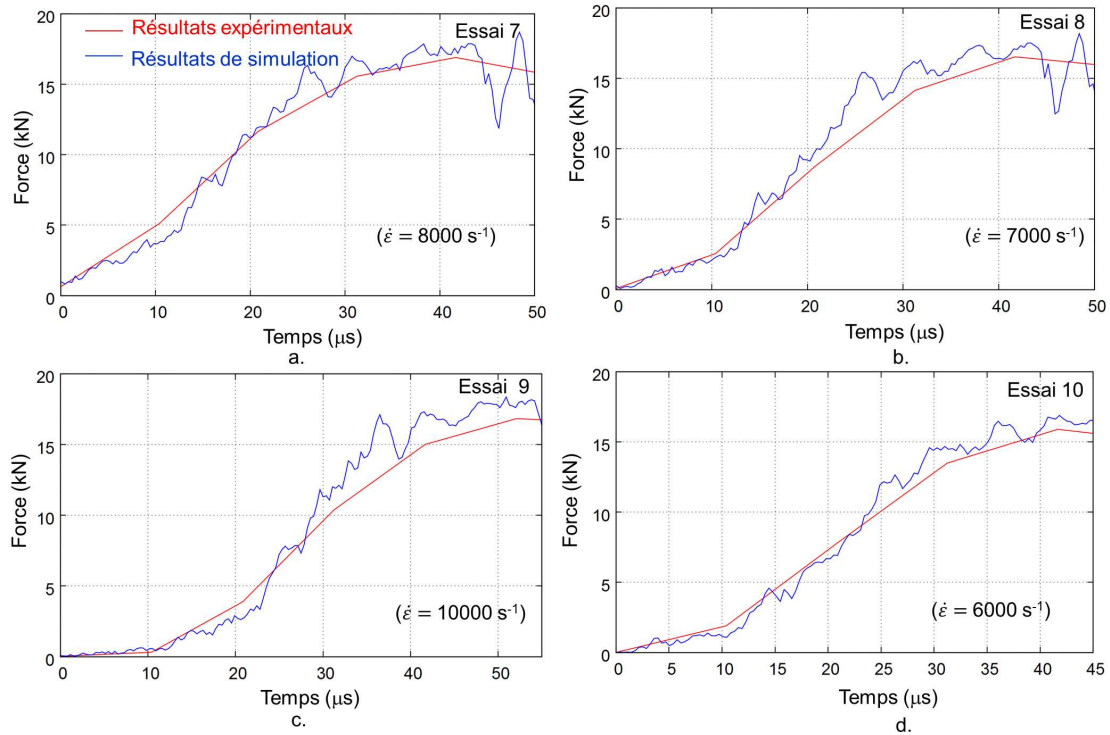


FIGURE 3.6 – Force en fonction du temps pour les essais sur éprouvette chapeau sur les barres d’Hopkinson. Expériences et Simulations EF.

L’effet de vitesse de déformation sur le matériau s’exprime à travers l’identification du paramètre  $C$  de la loi de Johnson Cook (égal à 0,00833). Cet effet est non-négligeable et ainsi le comportement est reconnu comme visco-plastique. Par exemple, pour une déformation plastique de 0,3 la contrainte passe d’une valeur de 810 MPa pour une vitesse de déformation de  $1 \text{ s}^{-1}$  à une valeur de 872 MPa pour une vitesse de déformation de  $10\,000 \text{ s}^{-1}$ . La simulation EF a aussi l’avantage que l’effet d’échauffement local soit pris en compte, malgré que le paramètre du terme liée à la température ne soit pas identifié. Les échauffements locaux sont de l’ordre de la dizaine de Kelvin.

### 3.1.4 Analyse des deux méthodes d’identification

Les résultats, donnés par l’identification analytique sur les contraintes équivalentes, diffèrent de ceux trouvés par l’identification par le couplage éléments finis. Les paramètres d’écroissage  $B$  et  $n$  sont assez distincts (voir tableau 3.3 et tableau 3.5). Le paramètre  $C$ , lié à la vitesse de déformation, est quasi-identique dans les deux analyses (0,0088 contre 0,00833).

Les résultats obtenus par la simulation numérique et par l’analyse directe sont comparés sur la figure 3.7. Les paramètres de la loi de Johnson Cook obtenus par l’analyse directe (tableau 3.3) sont utilisés dans le modèle éléments finis. La force est tracée en fonction du temps. Les résultats des deux identifications divergent mais cette divergence n’est pas caractéristique. Les deux méthodes donnent des résultats proches des essais expérimentaux.

Pour apporter des éléments de comparaison à l’expérience, les éprouvettes chapeaux sont analysées après essai. Les éprouvettes sont coupées en leur centre. Sur les figures 3.8 et 3.9, la zone de cisaillement est observée par microscopie optique. Une attaque a été effectuée par une

solution de type Keller pendant 1 min. La microstructure est typique d'un barreau étiré avec des grains allongés de largeur  $46 \mu\text{m}$  et de longueur  $528 \mu\text{m}$ . Il est montré que le cisaillement s'effectue essentiellement dans les grains de la zone de cisaillement. Après polissage et attaque chimique, on observe des lignes de glissement dans les grains de part et d'autre de la fissure. La demi-largeur de la zone de cisaillement est de  $40 \mu\text{m}$  équivalente à la largeur d'un grain. Cette zone est néanmoins difficilement identifiable.

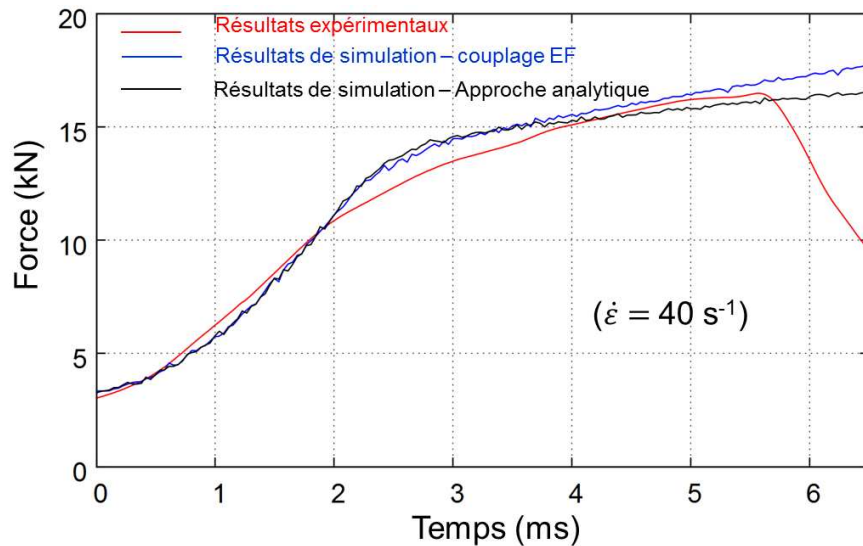


FIGURE 3.7 – Comparaison entre les résultats avec un couplage EF et avec une approche analytique sur l'essai 6 ( $\dot{\epsilon} = 40 \text{ s}^{-1}$ ).

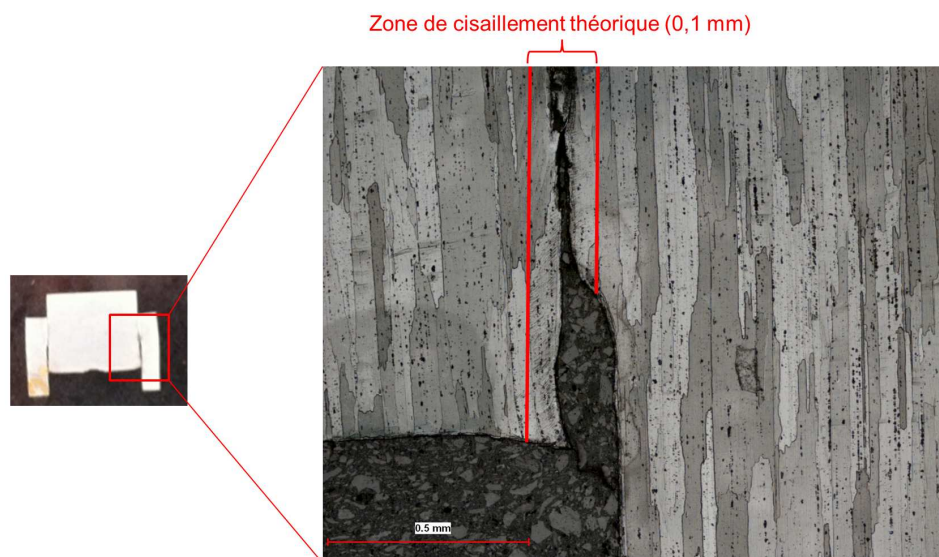


FIGURE 3.8 – Observation de la zone de cisaillement pour l'essai 3 à  $\dot{\epsilon} = 0,42 \text{ s}^{-1}$ .



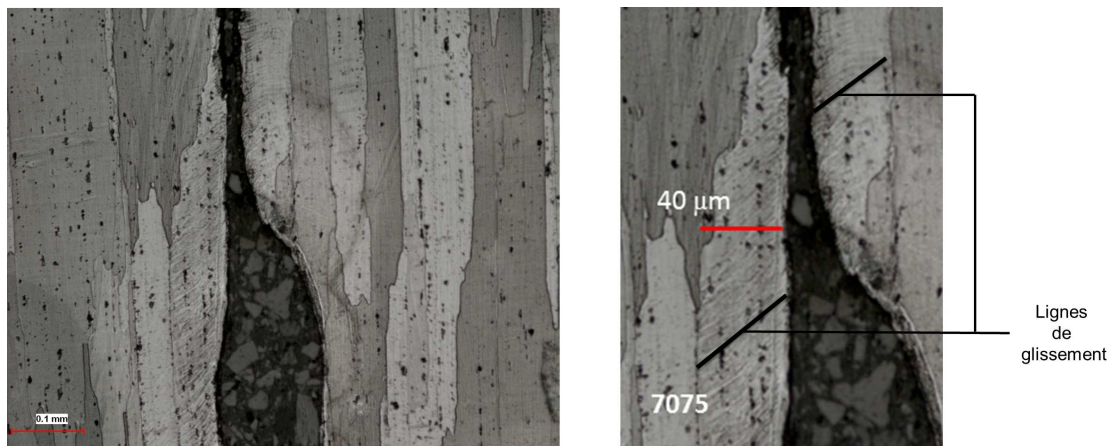


FIGURE 3.9 – Zoom de la zone de cisaillement : observation de lignes de glissement après attaque chimique.

Dans la simulation numérique, une large zone de déformation plastique est observable. Sur la figure 3.10 et la figure 3.11, la déformation plastique est tracée à différents temps de sollicitation ( $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ ) dans la zone de cisaillement (voir Figure 3.5). La zone de cisaillement est alors plus étendue que celle attendue (jusqu'à 0,4 mm pour l'essai 1 et 0,8 mm pour l'essai 4). Pour la simulation numérique de l'essai 4 sans rupture (Gleeble découplée), un angle  $\theta$  de fléchissement de l'éprouvette est observé pendant le cisaillement (voir sur la figure 3.11). L'hypothèse d'un cisaillement pur sur une couronne d'épaisseur 0,1 mm n'est alors plus valide.

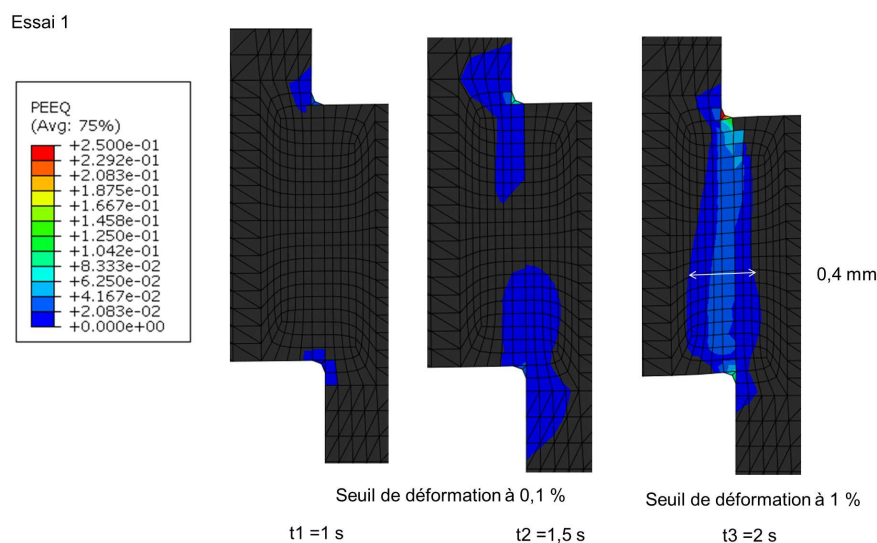


FIGURE 3.10 – Image de la déformation plastique dans la zone de cisaillement simulée pour l'essai 1 (Les seuils de déformation sont donnés en dessous des illustrations).

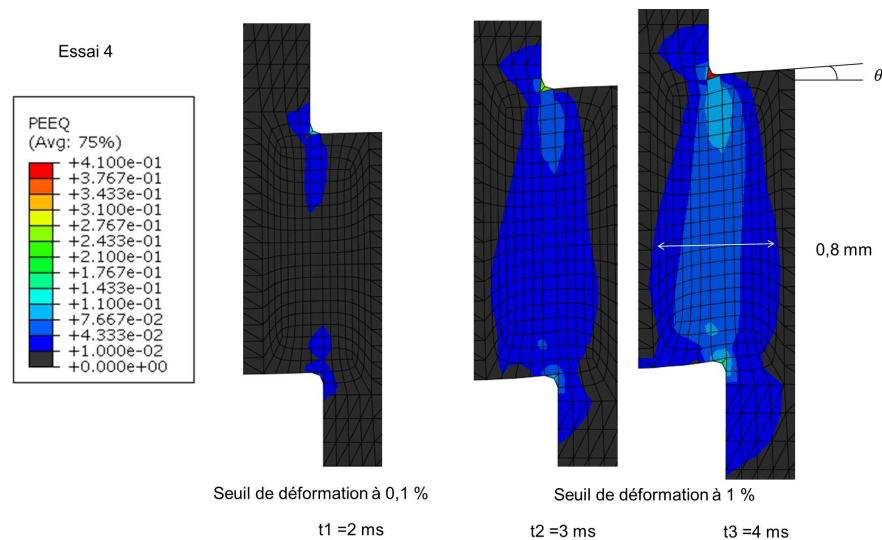


FIGURE 3.11 – Image de la déformation plastique dans la zone de cisaillement simulée pour l'essai 4 (Les seuils de déformation sont donnés en dessous des illustrations).

### 3.1.5 Conclusion sur la caractérisation du comportement visco-plastique

Le comportement dynamique de l'alliage d'aluminium de désignation 7075 T6 a été identifié par des essais de compression d'éprouvettes chapeaux. Les essais instrumentés sont réalisés sur machine Gleeble et barre d'Hopkinson. Ils ont permis l'identification d'une loi de Johnson Cook par méthode inverse, par une analyse directe de la contrainte équivalente d'une part et à l'aide d'un couplage entre des simulations éléments finis et un algorithme de minimisation d'autre part.

L'alliage d'aluminium 7075 T6 est reconnu comme visco-plastique. En effet, le paramètre C de la loi de Johnson Cook (égal à 0,00833 ou 0,0088) ne peut être considéré comme négligeable. La loi de comportement est ici identifiée pour des vitesses de déformation comprises entre  $0,12 \text{ s}^{-1}$  et  $10\,000 \text{ s}^{-1}$  (valeurs identifiées à l'aide des simulations éléments finis).

Des critiques peuvent cependant être effectuées sur les éprouvettes de type chapeau. Il a été montré que la taille de la couronne de cisaillement de la simulation numérique (entre 0,4 mm et 0,8 mm) est plus étendue que la taille théorique (0,1 mm). Les conditions ne permettent donc pas de considérer le cisaillement comme pur.

La deuxième critique est liée à la géométrie de l'éprouvette. Le choix d'effectuer un essai de cisaillement n'est pas forcément immédiat pour caractériser le comportement d'un matériau. Un choix d'éprouvette de compression ou de traction dont le champ de déformation est uniforme simplifierait l'effort d'analyse. Cependant les méthodes d'essais disponibles pour ce travail (machine Gleeble, barres d'Hopkinson en compression ou en traction) ne permettent pas d'obtenir les vitesses de déformation visées (jusqu'à  $1\,000 \text{ s}^{-1}$ ) pour une application aux problèmes d'impact ou de perforation.

De plus, la puissance de calcul et la simplification des modèles par axi-symétrie permettent d'effectuer des simulations rapides sur ce type d'éprouvettes structurales.

## 3.2 Essais de caractérisation sur éprouvettes Charpy

La modélisation de la rupture dynamique des matériaux est étudiée grâce à un essai d'impact de type Charpy sur une éprouvette simple pré-entaillée. Une revue bibliographique de cet essai est présentée dans la section 3.2.1. La rupture de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 est expérimentalement étudiée et modélisée à l'aide d'un code éléments finis (Sections 3.2.2 et 3.2.3). À l'instar de ce qui a déjà été fait pour le comportement viscoplastique, les paramètres de la loi de rupture de Johnson Cook sont identifiés par méthode inverse (Section 3.2.4).

### 3.2.1 État de l'art sur les essais Charpy

L'essai Charpy a été introduit par l'ingénieur du même nom [Charpy 1901], pour l'étude de la tenue à la rupture des matériaux. Une masse attachée à un bras tombe d'une certaine hauteur sur une éprouvette pré-entaillée. La mise en flexion de celle-ci provoque l'initiation et la propagation d'une fissure. Une fois la rupture de l'éprouvette terminée, le bras remonte à une certaine hauteur. La différence entre ces hauteurs permet l'obtention de l'énergie totale d'impact par l'éprouvette, associée à la mesure de résilience [AFN]. Les essais de Charpy se caractérisent par un fort taux de triaxialité en pointe fissure (autour de 2). Ce phénomène est dû au confinement de la déformation plastique [Francois 2007].

De nombreuses simulations numériques de l'essai Charpy existent dans la littérature. Une des premières a été proposée par Norris [Norris 1977] pour un acier A533<sup>2</sup>. La plupart des simulations s'effectue sur des éprouvettes entaillées en forme de V discrétisées à l'aide d'éléments finis [Eberle 2000], [Rossoll 1999], [Tanguy 2005], [Tvergaard 1988]. Le passage d'un modèle 2D à un modèle 3D a été beaucoup discuté. Tvergaard et Needleman [Tvergaard 1988] justifient la modélisation 2D par le fait que dans le cadre d'une étude sur la transition ductile-fragile les déformations planes donnent de bons résultats du mode de transition. Rossoll [Rossoll 1999] valide lui aussi le passage d'un modèle 2D à 3D. Cependant pour Tanguy [Tanguy 2005], simplifier la simulation de 3D à 2D ne donne pas de bons résultats en termes d'effort pendant l'impact. Le comportement du matériau est souvent pris de manière à être dépendant de la vitesse de déformation. Rossoll [Rossoll 1999] utilise une loi de comportement de type Hollomon associée à une loi de dépendance à la vitesse de déformation de Cowper-Symonds. La loi d'endommagement de Gurson est couramment utilisée pour décrire la rupture ductile des matériaux pendant l'essai Charpy [Eberle 2000] [Tvergaard 1988]. Rossoll [Rossoll 1999] indique qu'un critère de rupture par clivage local d'un acier peut être ajouté au modèle 2D pour la rupture des matériaux. Tanguy [Tanguy 2005] utilise une loi de comportement à la rupture de Rousselier pour un acier A508. La méthode numérique de rupture utilisée est souvent de type « kill element » ou l'élément est supprimé du calcul une fois le critère atteint [Tanguy 2005].

Marur [Marur 1996] explique la nécessité d'utiliser une épaisseur de contact pendant les essais pour simuler le phénomène qu'il appelle « perte de contact » entre l'éprouvette et le marteau. Rossoll [Rossoll 1999] simule seulement l'interaction avec un coefficient de frottement. Ce contact peut quand même être considéré comme parfait [Tanguy 2005]. La prise en compte de la température est essentielle pour le calcul de l'essai Charpy. En effet, l'augmentation de température peut atteindre une centaine de degrés Celcius [Eberle 2000].

Pendant un essai de Charpy, la vitesse de déformation en pointe de fissure diminue avec l'évolution de la fissure [Eberle 2000]. Des essais quasistatiques et dynamiques sont parfois utilisés afin de valider une loi de comportement visco-plastique d'un acier Rossoll [Rossoll 1999] [Tanguy 2005]. Pendant les essais de Charpy, des oscillations peuvent apparaître. Par une analyse modale, Rossoll [Rossoll 1999] justifie l'apparition d'oscillations sur les courbes d'effort. Le

2. Composition en pourcentage massique : base Fe, 0,18% C, 1,51% Mn, 0,66% Ni, 0,5% Mo, 0,006% P, 0,003% S, 0,22% Si, 0,18% Cr

phénomène de lèvres de cisaillement qui apparaissent pendant l'essai de Charpy est difficile à modéliser et demande un raffinement du maillage dans cette zone [Tanguy 2005]. Leur influence sur l'énergie de rupture reste à démontrer.

Les essais Charpy sur les alliages d'aluminium sont plus rares. Dans le cadre d'une étude sur l'alliage d'aluminium Al-7Si-0Mg (A357), Alexopoulos [Alexopoulos 2011] montre l'influence de traitements thermiques sur la résistance à la rupture. Pour cela, il trace la courbe de force en fonction du déplacement du poinçon. Il identifie sur cette courbe des points caractéristiques de l'essai Charpy pour les alliages métalliques (Figure 3.12). Le premier (1) correspond à l'apparition de plasticité dans l'éprouvette, le deuxième (2) le point de force maximum, le troisième (3) le point de départ de la propagation instable de la fissure et le quatrième (4) la fin de la propagation de la fissure instable. Il indique aussi qu'il est possible de définir une énergie correspondante à chacun de ces différents phénomènes. Chen [Chen 2009] étudie aussi l'énergie absorbée par différents alliages d'aluminium de la famille 7000 et de la famille 6000 et pour différentes orientations de l'échantillon.

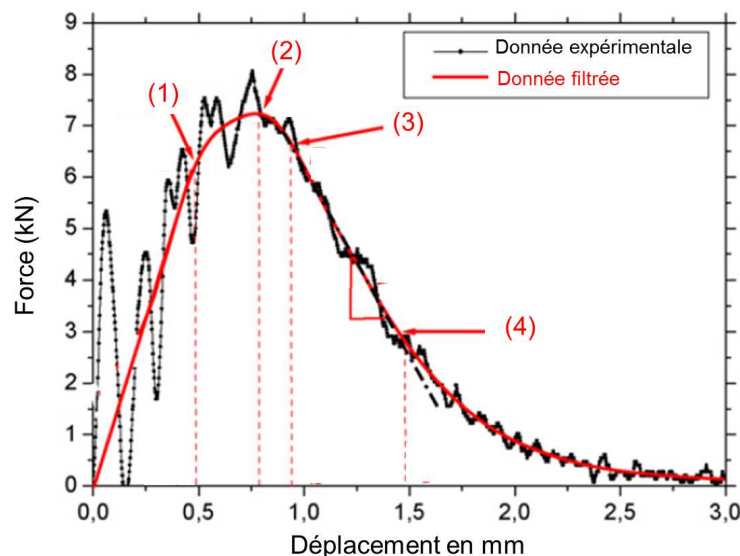


FIGURE 3.12 – Force en fonction du déplacement pour un essai de Charpy [Alexopoulos 2011].

En conclusion, des essais de flexion 3 points et dynamiques de Charpy sont souvent réalisés et comparés. Les modèles d'essais de Charpy en éléments prennent en compte les effets de température. L'influence du contact lors de ces simulations est souvent étudié. Le passage d'un modèle numérique 3D à un modèle 2D est souvent remis en cause.

### 3.2.2 Présentation des essais

Des essais de flexion 3 points et dynamiques de Charpy sont effectués sur des éprouvettes en alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 standardisées en V selon la norme ISO 148-1 (10 mm x 10 mm x 55 mm, entaille de 2mm). Cet essai est détaillé dans l'Annexe C (plan de l'éprouvette, post-traitement des essais,...).

Un montage de flexion 3 points est utilisé pour les essais de fissuration quasistatique des éprouvettes Charpy (Figure 3.13 (a.)). Un cylindre de diamètre 10 mm vient appuyer au centre de l'éprouvette. Celle-ci est posée sur deux appuis, avec un espacement de 40 mm de sorte à reproduire les mêmes conditions géométriques que sur l'essai de Charpy. Ce système est placé

dans une machine de compression Instron 5800R où la force est relevée avec une erreur de 0.2% et le déplacement de la traverse avec une erreur de 0.1%. La raideur de la machine est calculée à l'aide d'un essai sur un échantillon supposé rigide et est égale à 20 200 MPa. Les valeurs de déplacement seront corrigées à partir de cette valeur.

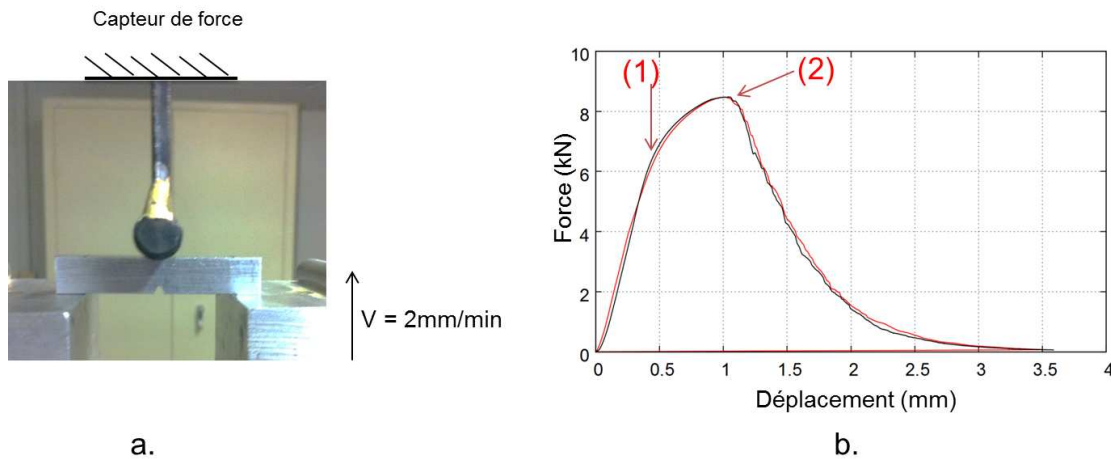


FIGURE 3.13 – Montage de flexion 3 points (a.) et résultats de l'essai quasistatique de Charpy en terme de force pour l'essai 1 et l'essai 2 (b.).

Les essais dynamiques sont effectués sur un mouton de Charpy de 300 J. Un marteau de masse 17 kg, accroché à un bras, tombe d'une hauteur variable sur une éprouvette standardisée en V selon la norme ISO 148-1. La force est relevée sur les essais Charpy à l'aide de jauges de déformation Vishay collées de part et d'autre du marteau d'impact. L'erreur relative a été calculée à l'aide d'essais préliminaires effectués avec marteau de choc et est de 5% (fréquence d'acquisition de 50 kHz). Le déplacement du marteau pendant l'impact n'est pas directement mesuré par un capteur. Il est calculé par intégration de la force et application du principe fondamentale de la dynamique. L'énergie absorbée pendant l'impact est relevée sur le cadran du mouton de Charpy par différence entre la hauteur finale et initiale du marteau. Un facteur de correction est appliqué sur les valeurs de force, afin que l'énergie relevée sur le cadran des essais Charpy corresponde bien à l'énergie calculée à l'aide de l'intégration de la courbe de force comme expliqué dans l'annexe C.

Deux essais de flexion 3 points sont effectués avec une vitesse de déplacement constante de 2 mm/s. Huit essais dynamiques de Charpy sont effectués à des vitesses d'impact de 5,9 m/s (essai doublé), 5,4 m/s, 5,0 m/s, 4,3 m/s, 3,5 m/s, 2,7 m/s et 1,7 m/s. Les éprouvettes ont été usinées dans une plaque d'épaisseur 12 mm dont le comportement est considéré isotrope. Les résultats des essais de Charpy sont résumés dans le tableau 3.6. La microstructure de la plaque, dans laquelle sont usinées les éprouvettes, est étudiée dans l'Annexe K. On remarque que la microstructure et le comportement diffèrent peu de celui du même matériau étudié dans le Chapitre 5 qui est fourni sous la forme de tôles de 2 mm d'épaisseur.

### 3.2.3 Analyse des résultats expérimentaux

#### 3.2.3.1 Résultats des essais quasistatiques

La force est tracée en fonction de la déflexion du poinçon sur la figure 3.13 (b.). Une bonne répétabilité des essais est observée. La transition entre comportement élastique et comportement

elasto-plastique s'effectue pour une force de 6 kN (1). La force maximale est de 8,5 kN (2). À partir de ce seuil, la force chute. Une intégration de la force par le déplacement permet le calcul de l'énergie absorbée par la l'éprouvette pendant l'essai. Elle est égale à 11,0 J. Une résilience quasistatique peut donc être calculée pour l'essai de Charpy et est égale à 13.75 J/cm<sup>2</sup> (section de 0,8 cm<sup>2</sup>).

### 3.2.3.2 Résultats des essais Charpy dynamiques

Les hauteurs initiale et résiduelle du marteau sont relevées sur le cadran de l'essai Charpy. L'énergie absorbée par l'éprouvette est donc obtenue directement et est tracée sur la figure 3.14 en fonction de la vitesse initiale. Sur ce graphique, l'essai quasistatique est considéré comme équivalent à un essai avec une vitesse initiale quasi-nulle. Une dépendance à la vitesse d'impact est observée. Le phénomène est donc dynamique. Il s'agit alors de déterminer si l'effet dynamique est un effet dû à l'écroutissage du matériau ou à la limite à la rupture.

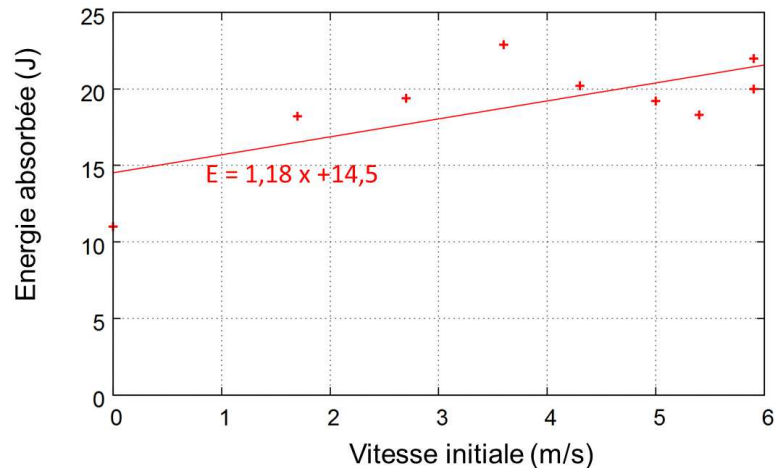


FIGURE 3.14 – Énergie absorbée pendant les essais Charpy.

Essai	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)
1	5,9	20,0
2	5,9	22,0
3	5,4	18,3
4	5,0	19,2
5	4,3	20,2
6	3,6	22,9
7	2,7	19,4
8	1,7	18,2

Tableau 3.6 – Résultats sur les essais expérimentaux.

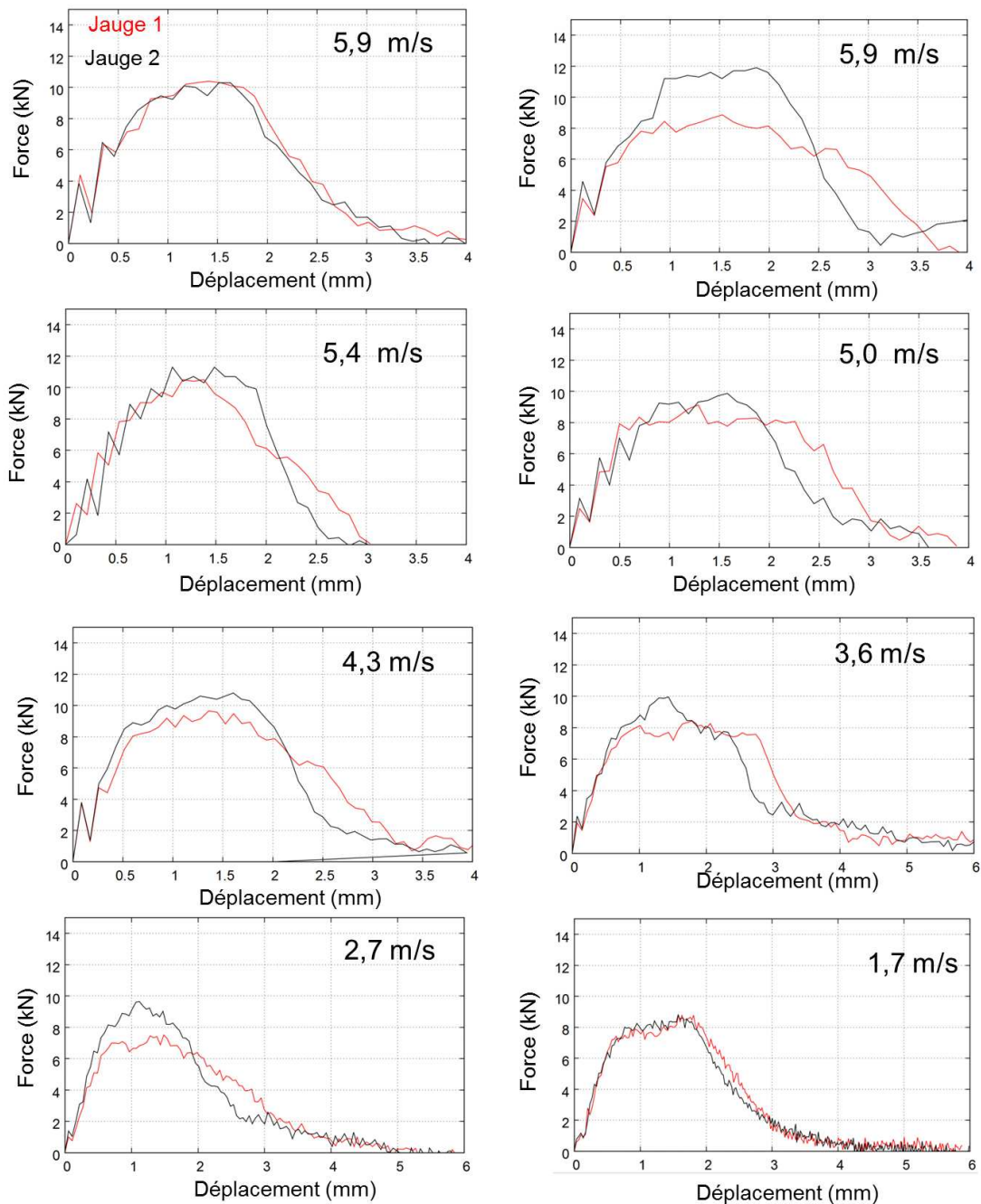


FIGURE 3.15 – Force en fonction du déplacement du marteau pour chacun des essais Charpy.

Pour chaque essai, la force est tracée en fonction du déplacement du marteau pendant l'impact. Cette force a été relevée à l'aide des deux jauges de déformation placées sur le marteau (Figure 3.15). Mise à part pour les essais 2 (5,9 m/s) et 7 (2,7 m/s), les résultats sont similaires pour les deux jauges. La zone élastique, la zone d'écroutissage et la zone de fissuration sont bien visibles sur chacun des essais. Les oscillations de l'échantillon sont visibles sur la courbe de force.

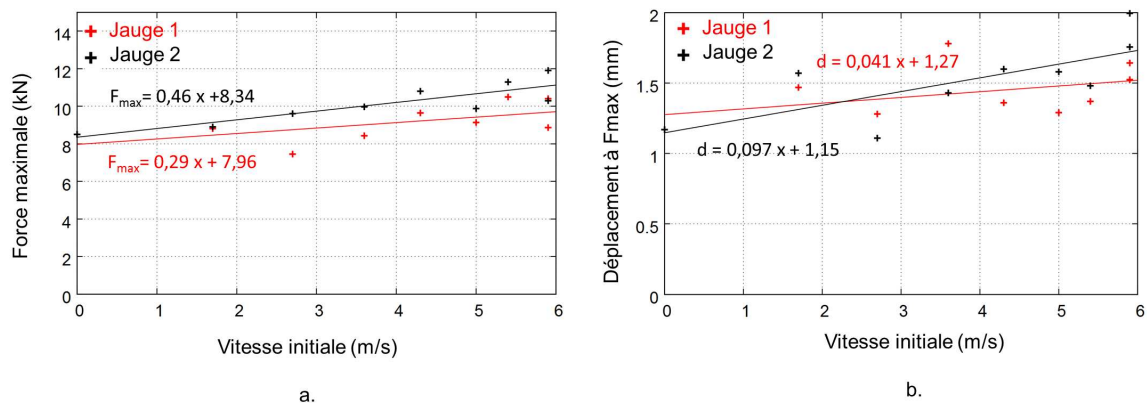


FIGURE 3.16 – Force maximale pendant les essais Charpy (a.) et déplacement du marteau correspondant à la force maximale (b.).

Sur la figure 3.16 (a.), la force maximale est tracée en fonction de la vitesse initiale. Comme pour l'énergie, la valeur quasistatique est mise sur le graphique et est considérée comme équivalente à une vitesse de fissuration nulle. Plus la vitesse d'impact est grande, plus la force maximale est grande. L'écroûissage du matériau est donc dépendant de la vitesse de déformation.

La déflexion de l'éprouvette à l'initiation de fissure correspond à la force maximale d'impact. Il est remarqué que cette déflexion est croissante avec la vitesse initiale (Figure 3.16 (b.)) et est donc dépendante de la vitesse de déformation du matériau.

Ces effets sur la force maximale et sur la déflexion à la rupture sont retrouvés sur la figure 3.17. Les évolutions de la force des essais quasistatiques et pour l'ensemble des essais Charpy sont tracées en fonction du déplacement. La pente de la zone élastique est similaire pour chacun des essais. Cela confirme que la raideur de la machine quasistatique a bien été choisie.

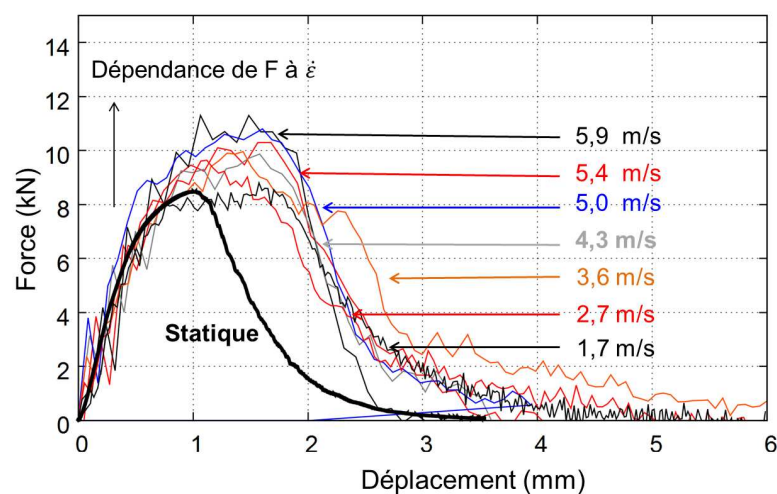


FIGURE 3.17 – Force en fonction du déplacement pour les essais quasistatiques et dynamiques.



### 3.2.4 Identification d'une loi de comportement à la rupture par un couplage éléments finis

#### 3.2.4.1 Simulation de l'essai Charpy par suppression d'éléments

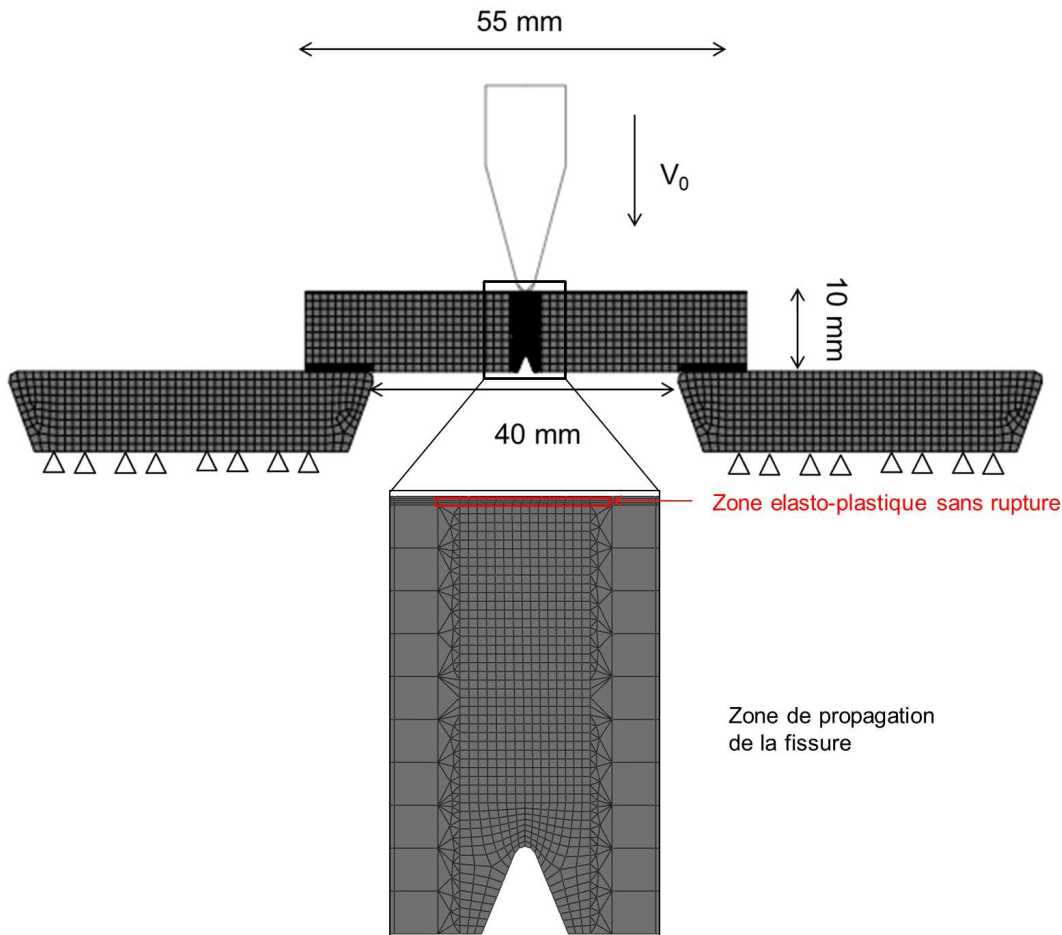


FIGURE 3.18 – Modèle éléments finis 2D de l'essai de Charpy.

L'essai Charpy est modélisé en 2 dimensions et 3 dimensions à l'aide du logiciel éléments finis Abaqus (Figure 3.18). Les déformations du marteau sont considérées comme négligeables devant les déformations de l'éprouvette. Il est donc modélisé à l'aide d'une surface analytique rigide. Cette hypothèse a été validée à l'aide d'une simulation où le marteau est en acier avec un comportement élastique ( $E=210$  GPa). À cette surface est associée une masse de 17,1 kg. Afin de résoudre des problèmes de distorsion d'éléments dans l'éprouvette, il est choisi de modéliser les appuis à l'aide de deux supports en acier au comportement élastique ( $E=210$  GPa) encastrés. Le matériau de l'éprouvette est l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3. Une loi de comportement de Johnson Cook est utilisée pour décrire le comportement visco-plastique avec prise en compte des effets de températures (Équation 2.1).

Les paramètres de la loi sont pris dans la littérature [Lesuer 2000]. Les paramètres expérimentaux sont résumés dans le tableau 3.7. Le critère de rupture suit la loi de Johnson Cook pour la rupture qui donne une déformation critique et où une évolution de l'endommagement linéaire est caractérisée par une énergie volumique (Équation 2.13).

$A$ (MPa)	$B$ (MPa)	$n$	$C$	$m$	$T_f$ (K)	$T_a$ (K)	$\dot{\varepsilon}^{p_0}$ (s <sup>-1</sup> )
369	684	0,73	0,0083	1,7	775	293	1

Tableau 3.7 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l’alliage d’aluminium de désignation 2024 T3.

Dans toutes les simulations, pour éviter des ruptures au contact une zone élasto-visco-plastique, sans comportement à la rupture, est placée au niveau de l’interaction entre le marteau et l’éprouvette (voir Figure 3.19). Cet artifice numérique permet alors de supprimer le phénomène de rupture par suppression d’éléments dans cette zone de contact. Le zone de fissuration de l’éprouvette Charpy est maillée plus finement que le reste de l’éprouvette (Figure 3.18) à l’aide d’éléments de taille caractéristique 0,2 mm. Autour de cette zone centrale une zone de transition à l’aide d’éléments triangles ou tétraédriques permet le passage vers des éléments plus grossiers. Ainsi le modèle 2D est composé de 2 490 éléments réduits quadrangles CPE4RT et de 459 éléments triangle CPE3T. Le modèle 3D est composé de 115 550 éléments hexahédrique C3D8T et 50 675 éléments tétraédrique C3D4T. La méthode numérique utilisée pour la rupture est appelée « kill element » (cf Annexe H). Le contact entre le marteau et l’éprouvette est considéré parfait. Dans toutes les simulations une vitesse initiale est imposée au marteau. Elle est choisie similaire à celle des essais sur le mouton de Charpy (5,9 m/s, 5,4 m/s, 5 m/s, 4,3 m/s, 3,6 m/s, 2,7 m/s et 1,7 m/s).

Les modèles 3D et 2D sont comparés en terme de force pour un essai Charpy avec une vitesse initiale de 5,9 m/s et où le matériau de l’éprouvette n’a pas de comportement à la rupture. Sur la figure 3.19, la force est tracée en fonction du temps d’impact. Il en résulte une bonne similitude entre les deux simulations sans rupture. La simulation en 2D tend à surestimer légèrement la force. Les oscillations sur la courbe sont similaires. Le modèle 2D est utilisé par la suite. Le temps de calcul est réduit de plusieurs heures à quelques secondes. Une méthode inverse d’identification avec ce modèle éléments finis est alors envisageable.

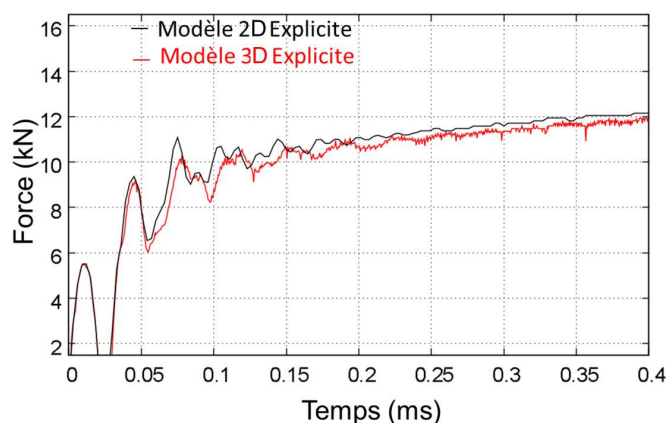


FIGURE 3.19 – Comparaison du niveau de force pour une simulation de l’essai Charpy sans rupture en 2D et en 3D (5,9 m/s).

Les paramètres  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$ ,  $D_4$  de la loi de Johnson Cook à la rupture (Équation 2.13) sont identifiés. Le paramètre ( $D_5$ ) dépendant de la température est considéré comme nul. L’énergie numérique d’endommagement  $G_f$  de l’équation 2.18 est aussi identifié par l’algorithme.

La méthode inverse est présentée dans l’Annexe J et sur la figure 3.20.

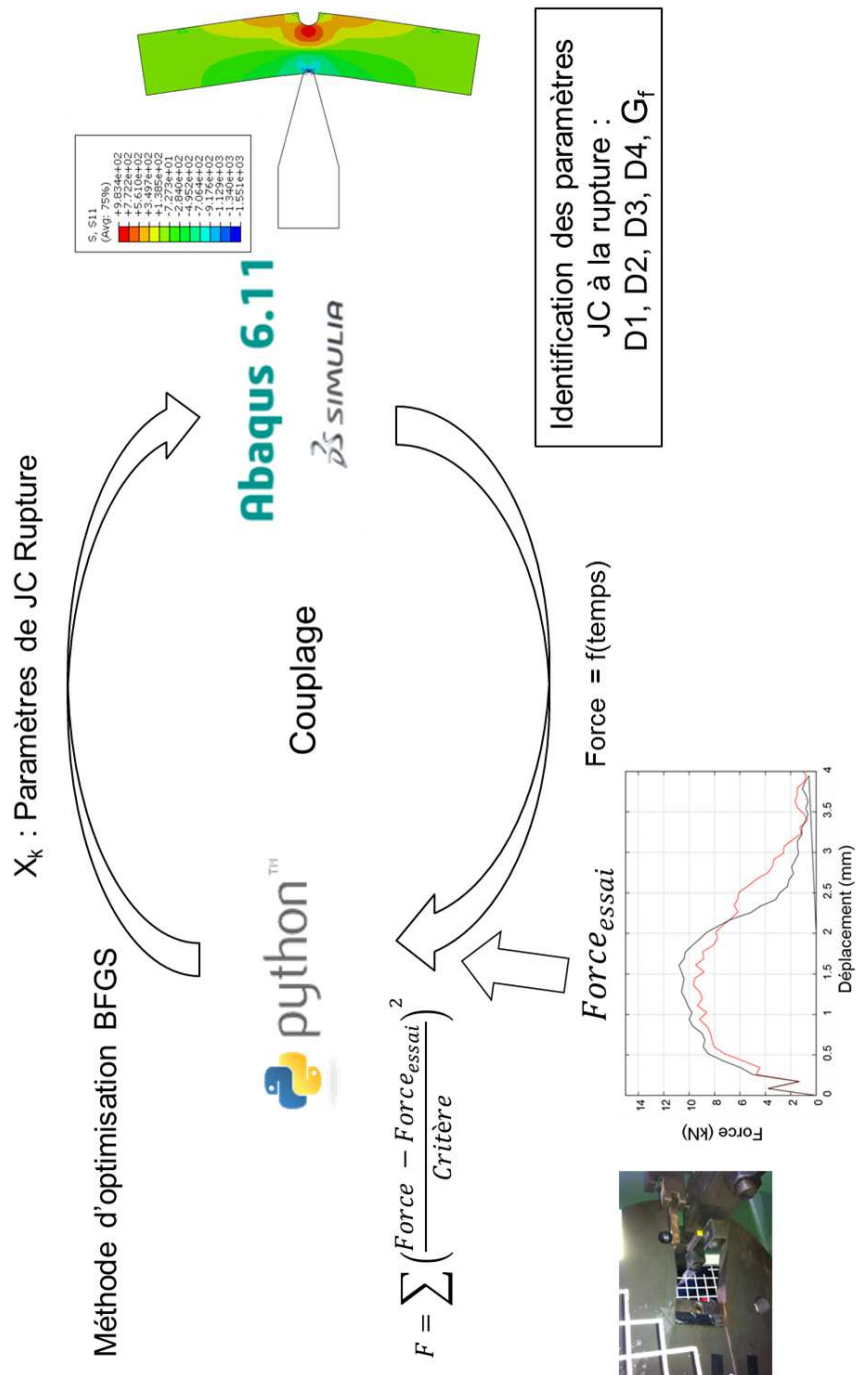


FIGURE 3.20 – Principe du couplage pour l'identification par méthode inverse sur l'essai de Charpy.

### 3.2.4.2 Analyse des résultats

Les paramètres initiaux de la loi de Johnson Cook pour la rupture et les résultats de l'optimisation sont donnés dans le tableau 3.8. L'énergie numérique d'endommagement  $G_f$  a été fixée à 50 J à l'état initial. Sa valeur est de 6,6 J en fin d'optimisation. Sur le graphique de la figure 3.21,

	$D_1$	$D_2$	$D_3$	$D_4$	$D_5$
Valeurs initiales	0,18	0,13	-5	0,011	0
Valeurs finales	0,14	0,085	-3,1	0,0095	0

Tableau 3.8 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour la rupture pour l'AA 2024.

la force est comparée pour une simulation entre les paramètres initiaux et les paramètres optimisés pour une vitesse initiale de 5,9 m/s. Les résultats des simulations numériques sont résumés dans le tableau 3.9.

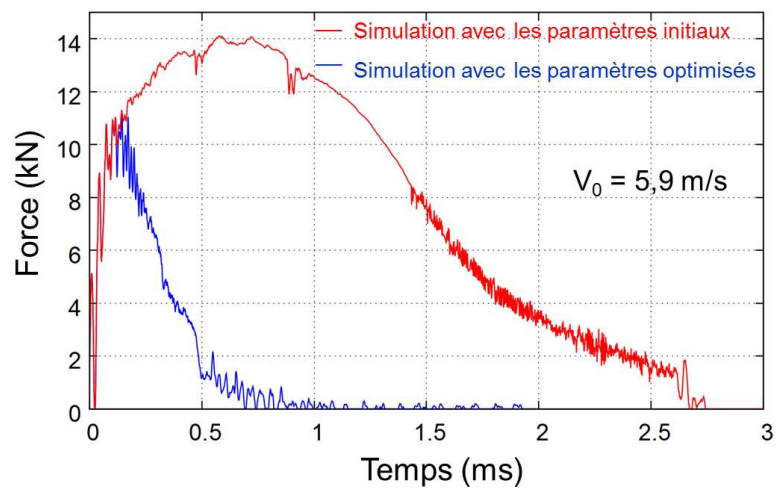


FIGURE 3.21 – Force calculée en fonction du temps avec les paramètres initiaux et finaux de l'optimisation.

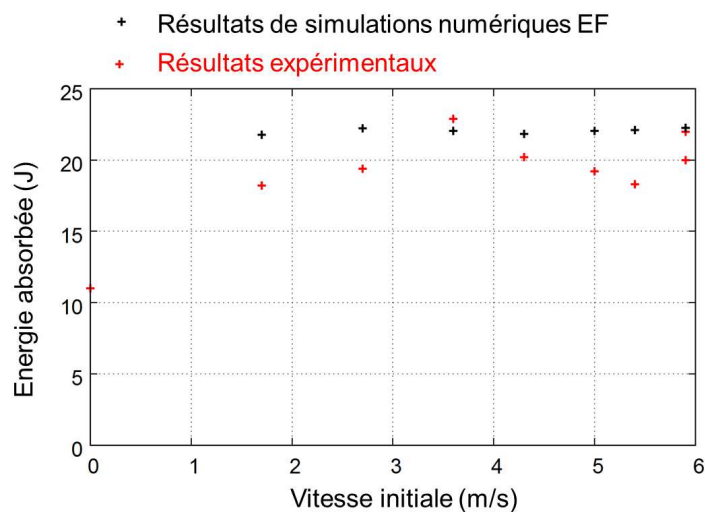
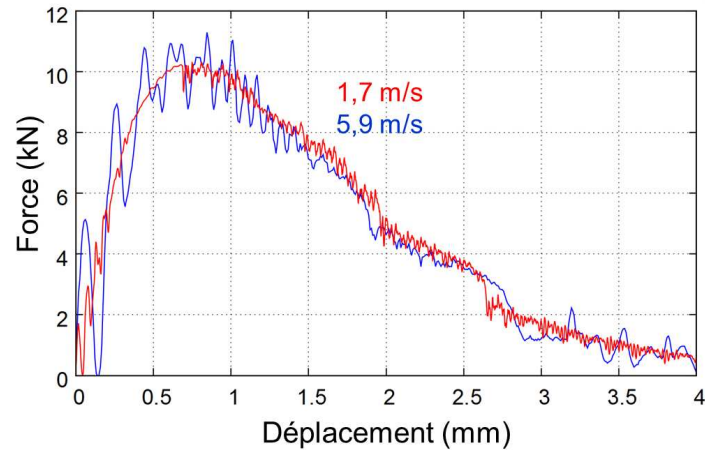


FIGURE 3.22 – Énergie absorbée en fonction de la vitesse initiale : expériences et simulations EF.

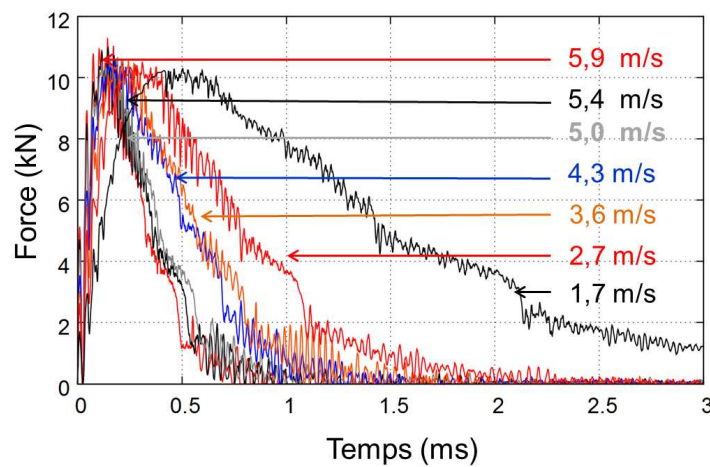
La vitesse de déformation en pointe de fissure est relevée pendant la simulation numérique. Elle donne l'information de la gamme dynamique de validité des paramètres identifiés. Ici, sa

valeur maximale est de  $10^4 \text{ s}^{-1}$  dans tous les essais. Ces valeurs ne peuvent pas être comparées à l'expérience car ces informations ne sont relevées.

L'énergie absorbée par l'éprouvette Charpy pendant l'impact est calculée à l'aide de la vitesse initiale et de la vitesse finale du marteau (Figure 3.22). Contrairement à l'expérience, l'énergie absorbée n'augmente pas avec la vitesse initiale. Le phénomène de rupture ne serait donc, dans le modèle numérique, que très peu dépendant de la vitesse d'impact et donc de la vitesse de déformation. Les niveaux d'énergie sont aux alentours de 22 J. Ce niveau correspond à l'énergie absorbée pour les plus grandes vitesses d'impact lors des essais.



a.



b.

FIGURE 3.23 – Force calculée (simulation) en fonction du déplacement du marteau (a.) et en fonction du temps à la force maximale (b.).

La force d'impact est tracée en fonction du déplacement du marteau pour les simulations 1 (5,9 m/s) et 8 (1,7 m/s) sur la figure 3.23 (a.) et en fonction du temps pour toutes les simulations sur la figure 3.23 (b.). La perte de linéarité de la force est observée autour de 6 kN. A ce niveau, des déformations plastiques sont présentes au niveau de l'entaille en V (supérieures à 2% pour la simulation 8). La force augmente jusqu'à une valeur maximale de 11 kN, valeur d'initiation de la fissuration. La fissure se propage alors pendant la chute de force.

L'effet de dépendance à la vitesse est très faible sur la figure 3.23 (a.). À noter que si aucun critère de rupture n'est ajouté au modèle numérique, l'effet de vitesse est visible pour une déflexion

de l'éprouvette supérieure à 3 mm.

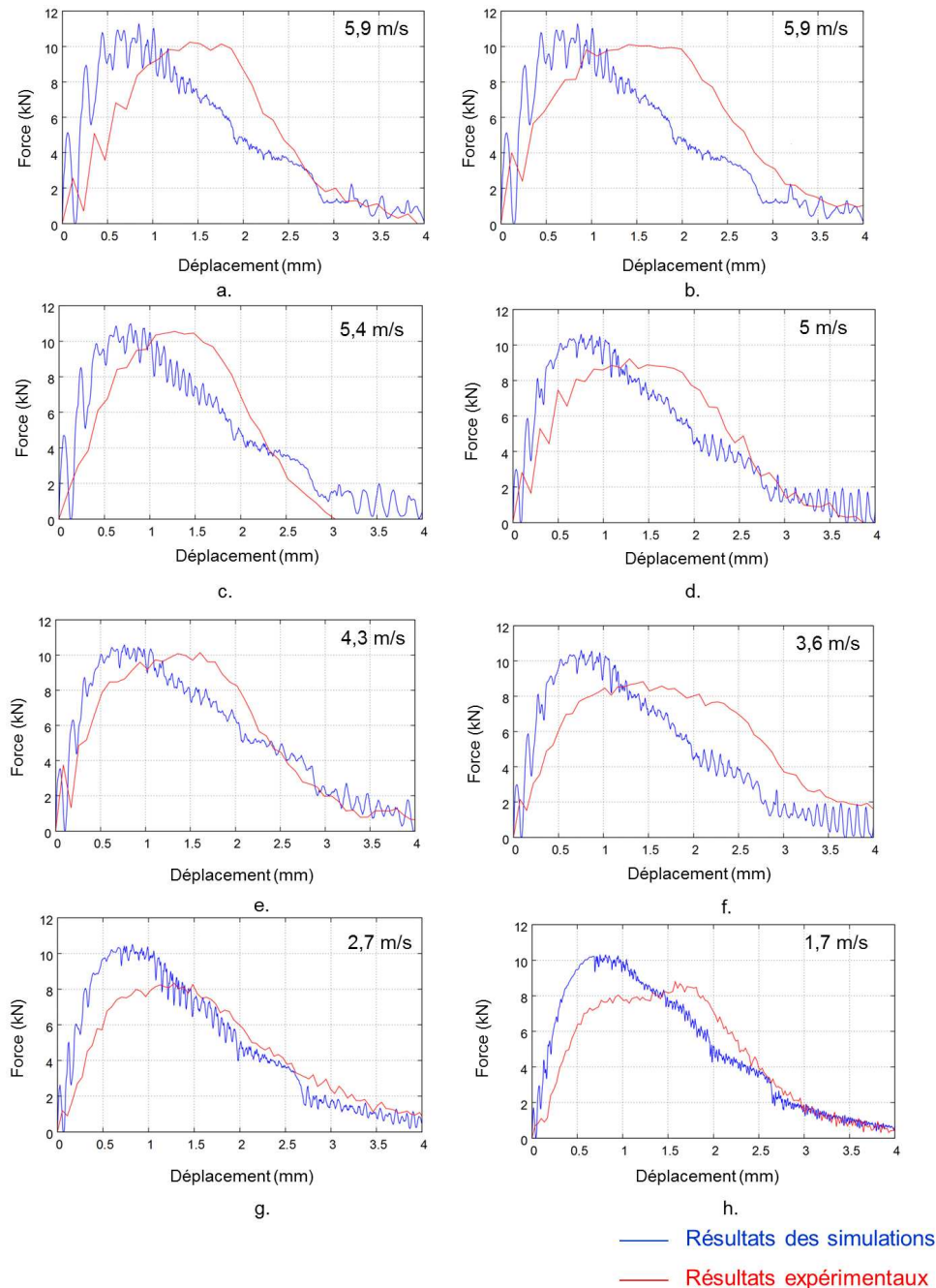


FIGURE 3.24 – Force calculée et force expérimentale en fonction du déplacement du marteau pour l'ensemble des essais.

Sur la figure 3.24, les résultats en termes de force et déplacement des simulations sont comparés aux résultats expérimentaux moyens. Dans la partie linéaire, la force calculée est surestimée. La limite d'élasticité est elle aussi surestimée dans la simulation et la pente d'écrouissage semble être plus faible. L'optimisation identifie les paramètres de rupture de la loi de Johnson Cook à

partir du moment où la fissure apparaît c'est à dire à partir du moment où la force est expérimentalement maximale. La simulation ne reproduit pas exactement la chute de force mais l'ensemble des résultats, pour la gamme de vitesses considérées, semble satisfaisant (Figure 3.24). La fin de la chute de force est bien reproduite par le modèle. Les paramètres de la loi de Johnson Cook identifiés pour la rupture sont cohérents en terme de force et seront validés par les simulations numériques de perforation dans le chapitre 5.

La température en pointe de fissure est relevée pendant l'impact. Sa valeur initiale est de 293 K. Elle augmente d'une trentaine de degrés en pointe de fissure aux alentours de 327 K.

Le taux de triaxialité en pointe de fissure est égal à 1 lors de l'apparition de la fissure dans la simulation. Il est quasi-constant et égal à 2 lors de sa propagation. Ce fort taux de triaxialité permet une bonne identification du terme qui en dépend, dans la loi de Johnson Cook.

En parallèle de ce travail, des simulations X-FEM des essais Charpy ont été réalisées. L'approche est présentée dans l'annexe I. Elles sont comparées aux simulations qui utilisent la méthode des « kill element ». La méthode X-FEM permet d'obtenir des résultats plus proches de l'expérience en terme de force (Figure I.2). Elle est cependant moins stable. Une modification du maillage, par exemple, peut produire une divergence du calcul. De plus, les paramètres de la loi de fissuration n'ont pas été identifiés par une optimisation.

Essai	Vitesse initiale (m/s)	Vitesse résiduelle (m/s) « Kill Element »	Énergie absorbée (J) « Kill Element »	Vitesse résiduelle (m/s) X-Fem	Énergie absorbée (J) X-Fem
1 et 2	5,9	5,7	22,3	5,6	25,8
3	5,4	5,2	22,1	5,1	27,0
4	5,0	4,7	22,1	4,7	27,1
5	4,3	4,0	21,8	3,9	27,4
6	3,6	3,2	22,0	3,1	27,0
7	2,7	2,2	22,2	2,1	26,4
8	1,7	0,6	21,8	0,3	24,1

Tableau 3.9 – Résultats sur les simulations de type Charpy (L'analyse des résultats X-Fem est en Annexe I).

### 3.2.5 Conclusion sur les essais de caractérisation sur éprouvette Charpy

Il s'agit dans cette partie d'identifier une loi de comportement à la fissuration, pour une application à la perforation, d'un alliage d'aluminium de désignation 2024 T3. À cause des vitesses de déformation mises en jeu, une loi de rupture de Johnson Cook est choisie et est identifiée à partir d'essais instrumentés de type Charpy. Pendant les essais, la force d'impact a été relevée à partir de jauges de déformation. L'énergie absorbée est elle aussi mesurée. Une méthode inverse a été utilisée par un couplage entre des simulations éléments finis 2D et un algorithme d'optimisation. Les paramètres  $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  et  $D_4$  ont donc été identifiés. Ils seront utilisés dans le chapitre 5 pour la modélisation de la perforation.

### 3.3 Conclusion

Dans ce chapitre, deux identifications de lois de comportements pour les alliages d'aluminium de désignations 7075 T6 et 2024 T3 par méthode inverse ont été présentées. Des éprouvettes de type structural, où le champ de déformation n'est pas homogène, ont été utilisées.

Le comportement viscoplastique de l'alliage 7075 est identifié. Pour cela, des essais de cisaillement sur machine Gleeble et sur barres d'Hopkinson sont réalisés sur des éprouvettes de type chapeau. La force et le déplacement des faces de l'éprouvette sont relevés pendant l'essai. Les calculs de la contrainte équivalente et de la déformation équivalente de la zone de cisaillement permettent l'identification des paramètres de la loi de Johnson Cook (Équation 2.1). Une deuxième méthode d'identification de ces paramètres est présentée. Elle utilise un couplage entre des simulations éléments finis et un algorithme de d'optimisation.

Des essais instrumentés de type Charpy sont réalisés, sur des éprouvettes standardisées en alliage d'aluminium 2024 T3 avec une entaille en V, pour des vitesses d'impact comprises entre 1,7 m/s et 5,9 m/s. Un effet de vitesses de déformation, sur la force d'impact, a été observé expérimentalement. À partir d'un modèle éléments finis 2D, utilisé pour simuler l'essai et d'un algorithme de minimisation, les paramètres d'une loi de Johnson Cook à la rupture ( $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  et  $D_4$  de l'Équation 2.13) sont identifiés. Ils seront utilisés dans le Chapitre 5 pour les simulations de perforation.

Le choix des éprouvettes aux champs de déformation non homogènes est pertinent pour l'identification de lois de comportement viscoplastique ou à la rupture. Cependant, une analyse des essais expérimentaux est nécessaire pour observer les principaux effets mécaniques. Ici, l'évolution de la force pendant l'impact a été discuté pour identifier les effets de vitesse. La puissance de calcul étant de plus en plus importante, elle favorise aujourd'hui l'identification par simulations numériques, en éléments finis, de l'essai sur l'éprouvette structurale.





# Étude de similitude de l'impact à l'eau avec un impact solide

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>État de l'art</b> . . . . .	<b>58</b>
4.1.1	Impact à l'eau . . . . .	58
4.1.2	Impact sur matériaux poreux . . . . .	67
4.1.3	Impact avec flambement de structures tubulaires métalliques . . . . .	70
4.1.4	Conclusion sur l'état de l'art . . . . .	74
<b>4.2</b>	<b>Identification des caractéristiques de l'impact à l'eau d'un cylindre</b> . .	<b>75</b>
4.2.1	Modèles numériques d'impact à l'eau . . . . .	75
4.2.2	Approche de Von Karman modifiée . . . . .	77
4.2.3	Étude de l'impact sur eau d'un tube cylindrique horizontale déformable . .	79
4.2.4	Conclusion sur l'impact à l'eau d'un cylindre . . . . .	85
<b>4.3</b>	<b>Identification des caractéristiques de flambage dynamique de tube</b> . .	<b>86</b>
4.3.1	Introduction . . . . .	86
4.3.2	Simulations préliminaires de flambage dynamique sous impact . . . . .	86
4.3.3	Étude du flambage dynamique symétrique et asymétrique sous impact d'un tube fragilisé : expériences et simulations . . . . .	89
4.3.4	Conclusion et perspectives . . . . .	97
<b>4.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>100</b>

---

L'impact d'une structure solide dans un milieu est le siège d'un passage énergétique (voir la figure 1.8 du Chapitre 1). Cela se caractérise notamment par l'apparition d'une force ou d'une pression de contact qui évolue souvent sous forme d'un pic avec le temps ou le déplacement de l'impacteur. La forme de ce pic est caractéristique d'une absorption d'énergie. Il est possible d'amortir un impact par des dissipateurs d'énergie [Trad 2011] (par frottement, par déchirure, par flambement) ou par des absorbeurs énergétiques [Viot 2008] (matériaux poreux).

Dans ce chapitre, le système BELOCOPA est modélisé comme un tube cylindrique qui vient impacter latéralement de l'eau. Les similarités avec un impact sur une structure solide sont présentée. L'objectif visé dans ce chapitre est de dimensionner un programmeur d'impact [Lalanne 1999] qui reproduit l'effort subi par le cylindre pendant l'impact à l'eau afin de garantir la tenue des composants internes au système BELOCOPA pendant le crash.

Un programmeur d'impact est un système expérimental qui a pour but d'appliquer à l'impacteur un profil d'impact. Lalanne [Lalanne 1999] introduit cette notion dans le but de simuler un type de profil avec certains matériaux ou certains phénomènes mécaniques. Cela peut être réalisé en décélérant une pièce selon un certain profil, à l'aide d'une structure. (Figure 4.1).

Dans la section 4.1, une revue bibliographique de l'impact à l'eau, de l'impact sur tube avec flambage et de l'impact sur matériaux poreux est présentée.

Les caractéristiques (forme du pic de force, durée de pic,...) de l'impact latéral à l'eau du système BELOCOPA sont déterminées dans la section 4.2.

Pour reproduire le pic d'effort, il est décidé d'étudier le flambage dynamique sous impact de tubes en alliage d'aluminium de désignation 6060 T6<sup>1</sup> dans la section 4.3. Des simulations éléments finis du flambage dynamique sous impact et des essais sur puits de chute sont utilisés pour comprendre les mécanismes de déformation afin d'essayer de dimensionner un programmeur d'impact.

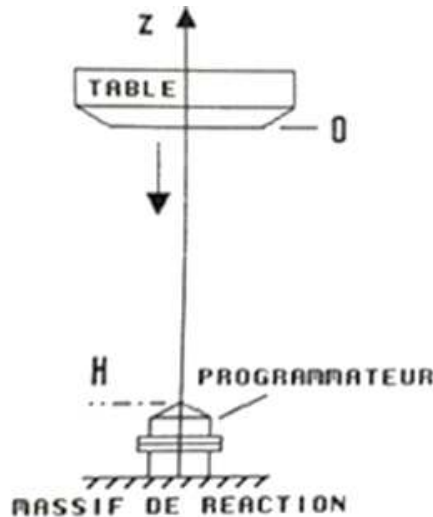


FIGURE 4.1 – Programmeur d'impact de Lalanne [Lalanne 1999]

## 4.1 État de l'art

Dans cette section, une revue bibliographique de l'impact à l'eau est proposée. Des essais, des modèles analytiques et numériques d'impact sont analysés. Du point de vue énergétique, l'eau peut être considérée comme un absorbeur ou un dissipateur énergétique. Il est donc décidé d'étudier les matériaux qui composent ces systèmes énergétiques dans la littérature [Trad 2011] [Viot 2008] à travers un état de l'art sur le flambage de tubes et sur les matériaux poreux.

### 4.1.1 Impact à l'eau

#### 4.1.1.1 Revue expérimentale de l'impact à l'eau

L'approche expérimentale est la plus directe pour l'étude de l'impact à l'eau. La force d'impact et la pression en certain point de l'impacteur sont souvent relevées. Cela nécessite des capteurs de pression innovants. Un exemple est présenté par Portemont [Portemont 2004]. Dans cette section, les pics de force ou de pression sont quantifiés pour différents impacts à l'eau.

Les études expérimentales portent la plus part du temps sur l'impact de structures simples comme un cône [Tassin 2010] [Aquelet 2004] [Peseux 2005], un dièdre droit [Okada 2000] ou encore un cylindre [Greenhow 1983]. L'effort peut être relevé pendant l'impact. Pour Tassin (Figure 4.2 (a)), la force d'impact augmente avec le temps jusqu'à ce que le cône soit totalement immergé. La valeur du pic de force est de 50 kN pendant une durée de 4 ms (déplacement d'environ 80 mm). La pression de contact est aussi analysée. Dans l'étude de Aquelet (Figure 4.2 (b)),

1. Composition en pourcentage massique : base Al, 0,6% Si, 0,3% Fe, 0,1% Cu, 0,1% Mn, 0,6% Mg, 0,05% Cr, 0,15% Zn, 0,1% Ti

un pic de pression d'une valeur comprise entre 1,1 MPa et 2,5 MPa est observable. Sa durée est d'environ 1 ms. L'influence des angles de dièdre est étudiée par Okada [Okada 2000]. Il montre notamment la forme de l'évolution du pic de pression en fonction du temps. Pour un impact plan, ce pic a un temps de montée équivalent au temps de descente (Figure 4.3 (a.)). Pour un impact avec un dièdre, dont l'angle est supérieur à  $0^\circ$ , le temps de montée du pic de pression est faible devant le temps de descente (Figure 4.3 (b.)). D'autres essais d'impacts sur eau sont disponibles dans la littérature [Anghileri 2011] [Huera-Huarte 2011] [Constantinescu 2006] [Deletombe 2013a] [Caleyron 2013].

Toutes ces expériences sont difficiles à mettre en oeuvre. C'est pourquoi de nombreux modèles analytiques et numériques d'impact à l'eau sont proposés dans la littérature.

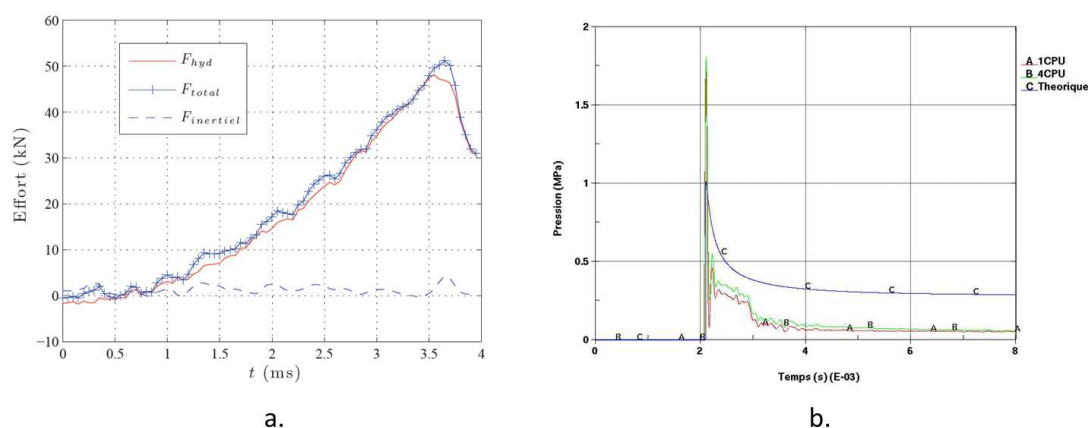


FIGURE 4.2 – Force en fonction du temps [Tassin 2010] (a.) et pression en fonction du temps [Aquelet 2004] (b.) pendant un tossage de dièdre sur eau (angle de  $30^\circ$  (Tassin), angle de  $10^\circ$  (Aquelet)).

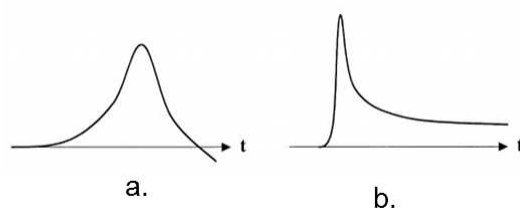


FIGURE 4.3 – Exemple de pic de pression pour un impact plan (a.) et avec un certain angle (b.) [Okada 2000].

#### 4.1.1.2 Modélisations de l'impact à l'eau

Les modèles analytiques et numériques d'impact à l'eau sont présentés dans cette section.

### Les modèles analytiques

Von Karman [Karman 1929] propose un modèle analytique d'impact à l'eau. Il décrit la répartition des pressions induites par le contact floteur d'hydravions. Il modélise en deux dimensions la section de ce floteur comme un triangle isocèle dont le sommet principal est immergé. Le floteur de masse linéique  $m_l$  rentre dans l'eau avec une vitesse verticale  $V_0$ .  $\alpha$  est l'angle entre le floteur et l'eau (Figure 4.4).

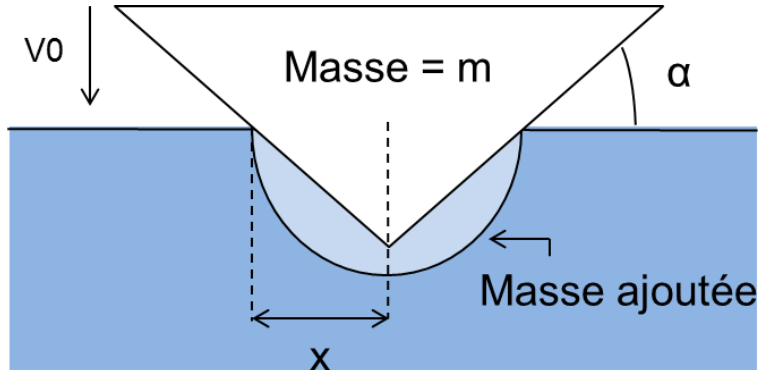


FIGURE 4.4 – Modèle de Karman.

Ce modèle repose sur le fait qu'après impact le dièdre entraîne avec lui une masse linéique ajoutée d'eau  $m_{ajoutee}$ . La conservation de la quantité de mouvement pour une vitesse  $V$  à un instant  $t$  s'écrit :

$$m_l V_0 = m_l V + m_{ajoutee} V \quad (4.1)$$

Géométriquement, une relation entre la vitesse verticale  $V$  du floteur et la vitesse  $C$  d'accroissement de la plus grande demi-largeur immergée notée  $x$  est démontrée.

$$\frac{V}{\tan(\alpha)} = \frac{dx}{dt} = C \quad (4.2)$$

L'accélération  $a$  du système en fonction de la vitesse s'exprime en fonction de la vitesse initiale  $V_0$ , de la masse linéique  $m_l$  et de la masse ajoutée  $m_{ajoutee}$ .

$$a = \frac{dV}{dt} = \frac{d \frac{m_l V_0}{m + m_{ajoutee}}}{dt} \quad (4.3)$$

En appliquant le principe fondamental de la dynamique et en exprimant la masse ajoutée comme la surface d'un demi-cercle de rayon  $x$  (Figure 4.4), la force linéique  $F$  appliquée sur le dièdre s'exprime en fonction de la vitesse initiale, de l'angle  $\alpha$ , de la densité de l'eau  $\rho$  et de la demi-largeur immergée  $x$  :

$$F = \frac{V_0^2 \cot(\alpha)}{\left(1 + \frac{\rho \pi x^2}{2m_l}\right)^3} \rho \pi x \quad (4.4)$$

On peut déduire alors la pression moyenne appliquée au dièdre durant l'impact :

$$P = \frac{F}{2x} = \frac{V_0^2 \cot(\alpha)}{2\left(1 + \frac{\rho \pi x^2}{2m_l}\right)^3} \rho \pi \quad (4.5)$$

Le modèle de Von Karman [Karman 1929] devient non valable pour de petites valeurs de l'angle  $\alpha$  entre le flotteur et l'eau. Dans son approche, Wagner [Wagner 1932] prend en compte la surface mouillée du dièdre. En effet, lors d'un impact, l'eau a tendance à remonter le long des bords du dièdre par un effet de jet d'eau. L'expression de Wagner n'est pas utilisée dans ce travail et n'est donc pas présentée. Elle a cependant l'avantage d'être valable pour de petits angles  $\alpha$ . L'expression peut aussi être adaptée à toutes les formes géométriques. D'autres modèles d'impact à l'eau existe comme celui de Dymant [Dymant 2013] qui est basé sur la mécanique des fluides. Kim [Kim 2005] généralise le modèle de Von Karman à trois dimensions. Tassin [Tassin 2010] généralise le modèle de Wagner par une approche numérique pour différentes géométries (dièdre cône, pyramide, cône incliné,...). Sun [Sun 2006] propose un modèle analytique d'impact à l'eau pour un cylindre à partir du modèle de Von Karman et de Wagner. Ce modèle de Von Karman est repris dans la section 4.2.2 afin d'évaluer la valeur du pic de force pendant l'impact.

### Équation d'état de l'eau pour des simulations d'impact

La simulation numérique de l'impact à l'eau utilise l'approche du choc de Hugoniot et l'énergie de de Mie-Grüneisen.

Le niveau de contrainte de l'eau est donné par une fonction du terme déviatorique  $\mathbf{S}$  des contraintes et du terme de pression hydrostatique  $\mathbf{P}$  :

$$\sigma = \mathbf{S} - \mathbf{P} \quad (4.6)$$

La contrainte déviatorique s'exprime directement en fonction de la viscosité dynamique  $\mu$  et de la partie déviatorique de la vitesse de déformation  $\mathbf{D}_d$  :

$$\mathbf{S} = 2\mu\mathbf{D}_d \quad (4.7)$$

Il reste alors à trouver l'expression de la pression hydrostatique. Celle-ci est exprimée dans les parties suivantes à l'aide d'une équation d'état.

L'approche de choc de Hugoniot est couramment utilisée pour les simulations numériques d'impact d'un solide sur un fluide [Constantinescu 2006] [Jacques 2007] [Capone 2010]. Pour résoudre un tel problème, l'équation de la conservation d'énergie peut s'écrire sous la forme :

$$\rho \frac{\partial E_m}{\partial t} = p \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{S} : \mathbf{D}_d + \rho \dot{Q} \quad (4.8)$$

Dans cette équation,  $E_m$  est l'énergie interne spécifique par unité de masse,  $p$  est la pression,  $\rho$  est la masse volumique,  $\mathbf{S}$  le déviateur du tenseur des contraintes,  $\mathbf{D}_d$  le déviateur du tenseur des vitesses de déformation et  $\dot{Q}$  la puissance spécifique par unité de masse.

Le problème étant adiabatique, le terme de puissance reçue est donc nul. Le terme déviatorique est considéré comme négligeable devant le terme hydrostatique [Constantinescu 2006].

$$\rho \frac{\partial E_m}{\partial t} = p \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (4.9)$$

avec  $\rho_0$  la masse volumique de l'eau et  $p_0$  la pression initiale.

La forme de l'équation d'état de l'eau est admise. Elle donne la pression en fonction de la densité et de l'énergie spécifique pour un état d'équilibre dans le matériau :

$$p = f(\rho, E_m) \quad (4.10)$$

Par suppression du terme d'énergie dans les équations précédentes, l'existence d'une relation entre la densité et la pression est déduite. Expérimentalement, cette relation est représentée par

la courbe de Hugoniot : l'expression de la pression en fonction de l'inverse de la densité. Pour un matériau qui subit un choc, Beaucamp [Beaucamp 2004] donne une démonstration simple de la loi de Hugoniot. Il considère que la variation d'énergie cinétique entre la vitesse particulaire  $U_p$  et la vitesse de l'onde de choc  $U_s$  dans le matériau est compensée par la variation d'enthalpie  $\Delta H$  :

$$\Delta H = \frac{1}{2}((U_s)^2 - (U_p)^2) \quad (4.11)$$

En régime stationnaire, le flux de matière reste constant : le flux de matière en front d'onde  $\rho_0 U_s$  est donc égal au flux de matière au front de matière  $\rho U_p$  ( $\rho_0 U_s = \rho U_p$ ). La conservation de la quantité de mouvement donne une relation faisant intervenir la variation de pression  $p - p_0$  à travers le front de choc :

$$\rho_0 (U_s)^2 - \rho (U_p)^2 = p - p_0 \quad (4.12)$$

De ces relations, la relation de Hugoniot peut être déduite en supprimant les vitesses dans l'expression de l'enthalpie. Ainsi :

$$\Delta H = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{\rho} \right) (p - p_0) \quad (4.13)$$

Cette relation traduit la conservation d'énergie en fonction de la pression  $p$  et de la densité  $\rho$ . L'ensemble des points solutions de ce problème tracé dans un repère  $(1/\rho, p)$  représente la courbe d'Hugoniot (figure 4.5).

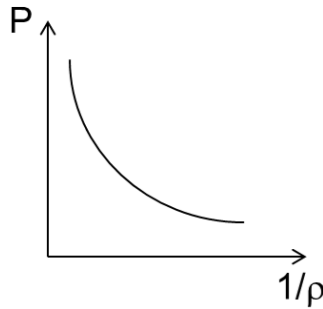


FIGURE 4.5 – Forme de la courbe d'Hugoniot.

Afin de s'approcher de cette courbe, l'équation linéaire en énergie de Mie-Grüneisen est prise comme équation d'état :

$$p - p_H = \Gamma \rho (E_m - E_H) \quad (4.14)$$

Dans cette expression :

- le coefficient de Grüneisen  $\Gamma$  dépend de la densité et des constantes du matériau  $\Gamma_0$  et  $\rho_0$  :

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{\rho_0}{\rho} \quad (4.15)$$

- l'énergie par unité de masse de Hugoniot  $E_H$  s'écrit en fonction de  $\eta = 1 - \frac{\rho_0}{\rho}$  :

$$E_H = \frac{p_H \eta}{2 \rho_0} \quad (4.16)$$

- la pression de Hugoniot s'exprime en fonction des variables  $c_0$  et  $s$  qui définissent la relation linéaire entre la vitesse particulaire  $U_p$  et la vitesse de l'onde de choc  $U_s$ .

$$U_s = c_0 + s U_p \quad (4.17)$$

$$p_H = \frac{\rho_0 c_0^2 \eta}{(1 - s\eta)^2} \quad (4.18)$$

Ainsi, la pression s'exprime :

$$p = \frac{\rho_0 (c_0)^2 \eta}{(1 - s\eta)^2} \left(1 - \frac{\Gamma_0 \eta}{2}\right) + \Gamma_0 \rho_0 E_m \quad (4.19)$$

Cette équation impose des valeurs limitantes sur les constantes  $\eta$  et  $s$  :  $\eta_{lim} = \frac{1}{s}$ .

Cette équation d'état et l'équation de la conservation de l'énergie permettent, en connaissant le terme d'énergie interne par unité de masse  $E_m$ , le calcul de la pression du système.

### Simulations numériques d'impact à l'eau

Les professionnels de l'aéronautique utilisent la simulation numérique pour l'impact à l'eau, principalement dans le cadre d'études sur l'amerrissage d'aéronef [Ortiz 2004], [Ortiz 2002], [Capone 2010]. L'impact solide sur fluide a aussi été étudié pour des applications aérospatiales dont Seddon [Seddon 2006] fait la bibliographie ainsi que pour des applications nautiques [Aquelet 2004], [Constantinescu 2006], [Tassin 2010], [Jacques 2007].

Les études d'amerrissage d'un aéronef entier sont rares dans la bibliographie. Deux études peuvent être citées :

- Ortiz [Ortiz 2002] effectue une simulation numérique avec des éléments finis et des particules SPH pour l'amerrissage d'un avion A320 ;
- Hua [Hua 2011] simule l'amerrissage d'un avion équivalent à un Boeing 757 par des éléments finis.

Pour Ortiz, la vitesse d'impact verticale est de 10 m/s et horizontale de 60 m/s. Hua impose une vitesse de 1 m/s en vertical et de 10 m/s en horizontal. La contrainte maximale sur la carlingue est d'environ 200 MPa pour Ortiz et 20 MPa pour Hua. Ces valeurs sont bien inférieures à la limite d'élasticité du fuselage, ce qui garantit son intégrité. L'étude d'Ortiz est complétée en 2004 [Ortiz 2004] afin de trouver la valeur de la décélération maximale induite sur un passager lors du crash (entre 6g et 10g).

D'autres études sont disponibles dans la littérature et portent sur des composants d'un aéronef. Cela peut être une étude sur la fissuration d'un plancher d'hélicoptère par une simulation en éléments finis et particules SPH [Campbell 2012], sur l'impact vertical d'un fuselage [Capone 2010] (EF et SPH), ou encore sur l'impact de dièdre, dans le cadre d'un projet aéronautique, à l'aide d'un puits de chute [Anghileri 2011] (SPH). Pour Anghileri [Anghileri 2011] et Capone [Capone 2010], la méthode SPH est reconnue comme un outil numérique fiable pour la simulation numérique d'impact structure sur fluide.

Dans leur thèse, Aquelet [Aquelet 2004], Constantinescu, [Constantinescu 2006] et Tassin [Tassin 2010] effectuent des simulations numériques sur le tossage des bateaux à l'aide d'éléments finis, par une résolution de type lagrangienne ou eulérienne et pour des vitesses jusqu'à 20 m/s. Les résultats numériques ont été validés par des essais. Jacques [Jacques 2007] effectue des simulations d'impacts sur l'eau à l'aide de codes à éléments finis en vue de prédire les chargements hydro-dynamiques.

Sun [Sun 2006] résout numériquement un modèle d'impact à l'eau pour un cylindre par la Méthode des Éléments Finis de Frontières et compare ses résultats avec des essais effectués par Greenhow [Greenhow 1983]. Les résultats sont comparés sur la figure 4.7 (a.) pour deux cylindres de masses différentes mais de même diamètre 0,11 m et de longueur 0,5 m. La vitesse d'impact est de 2,955 m/s. Des images sont prises pendant l'essai. Un exemple est donné sur la figure 4.7 (b.).

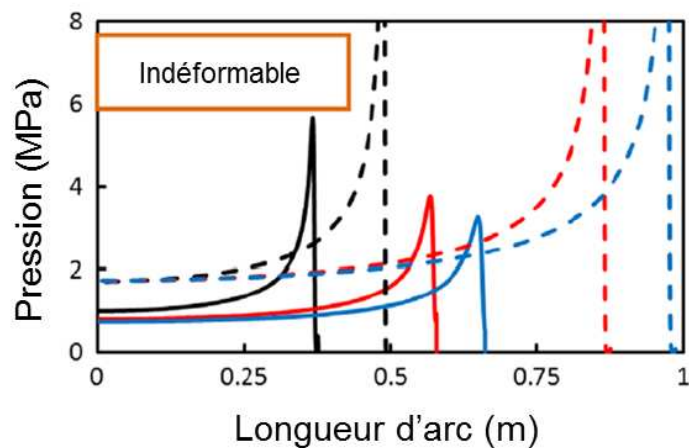
Xiao [Xiao 2014] propose une analyse numérique de l'impact d'un cylindre déformable et rigide sur de l'eau. Il compare ses résultats avec l'impact d'un plan en terme de pression de contact en fonction de la longueur de l'arc (Figure 4.6). La pression est bien moins importante pour le



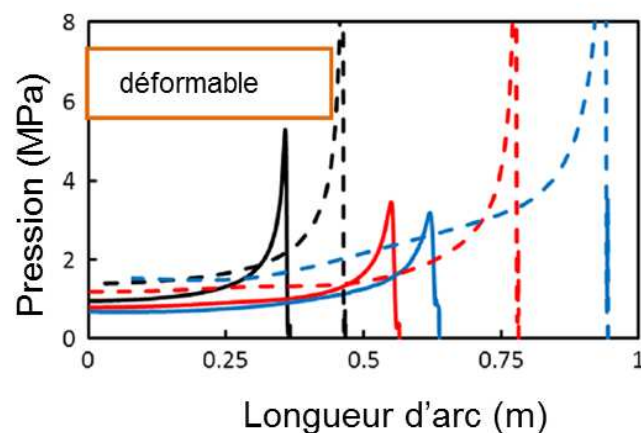
cylindre que pour l'impact plan. Pour le cylindre, déformable (épaisseur 6 mm) ou indéformable, les courbes de pression sont similaires. La pression est d'environ 6 MPa pour un temps de 2,72 ms. Elle diminue en dessous de 4 MPa pour une temps de 4,79 ms et un temps de 5,79 ms. A un instant donné, la pression de contact appliquée sur le cylindre est constante pour la plus grande partie du cylindre immergée. Le pic de pression se produit toujours à l'endroit où le cylindre rentre en contact avec l'eau.

D'autre étude mérite d'être citée, bien que ce ne soit pas directement un cas d'impact d'une structure sur de l'eau. Dans le but de simuler le comportement du carburant dans les réservoirs d'un aéronef lors d'un crash, Maurel [Maurel 2008] étudie l'impact d'une « barre de fluide » sur un solide pour une grande vitesse d'impact (150 m/s) à l'aide de simulations SPH. Il met alors en évidence des problèmes de gestion de l'interface fluide-solide. Caleyron [Caleyron 2013] étudie aussi la perforation d'une plaque d'un réservoir par pression d'eau. Cette pression est créée à partir d'un puits de chute. L'eau est modélisée par des particules SPH. Sa vitesse numérique est de 80 m/s après perforation du réservoir.

Le tableau 4.1 résume les principaux articles relatifs à l'impact à l'eau.

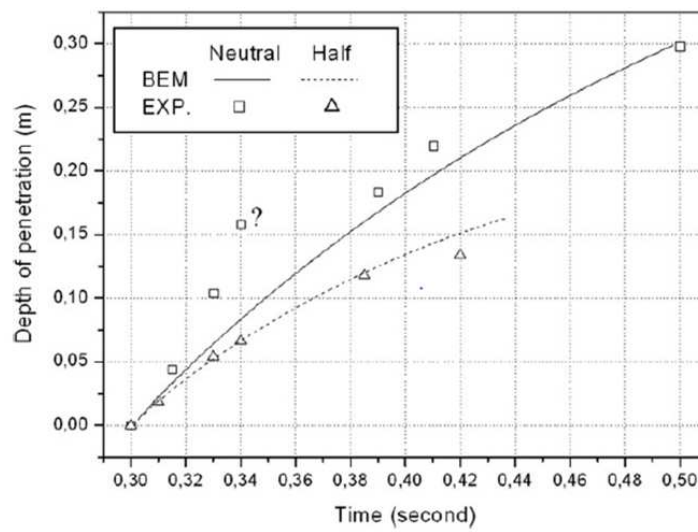


a.

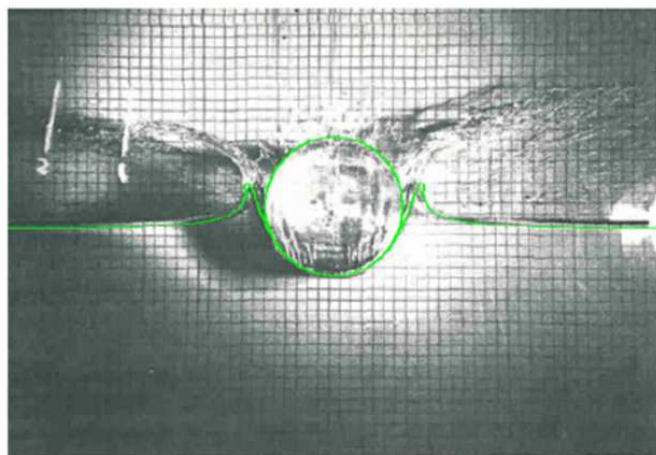


b.

FIGURE 4.6 – Pression de contact pendant l'impact d'un cylindre indéformable (a.) et déformable (b.) de 5 m de rayon sur de l'eau (trait plein) [Xiao 2014].



a.



b.

FIGURE 4.7 – Déplacement du cylindre en fonction du temps pendant un impact à l'eau (expérience et simulation) (a.) et image pendant l'impact à l'eau (b.) [Sun 2006] [Greenhow 1983].

Auteurs	Domaine	Type d'impact	Vitesse d'impact	d'im-	Méthode de discrétisation du fluide	de
Ortiz 2002	aéronautique	aéronef sur eau	10 m/s normale 60 m/s tangente		Éléments finis eulérien SPH	
Ortiz 2004	aéronautique	aéronef sur eau	1,5 m/s normale 60 m/s tangente		SPH	
Capone 2008	aéronautique	fuselage sur eau	10 m/s normale		Éléments Eulérien SPH	Finis
Maurel 2008	aéronautique	« barre de fluide » sur solide	150 m/s		SPH	
Anghileri 2011	aéronautique	dièdre sur eau	8,6 m/s		SPH	
Campbell 2012	aéronautique	plancher d'hélicoptère sur eau	7,95 m/s		SPH	
Hua 2011	aéronautique	aéronef sur eau	1 m/s normale 10 m/s tangente		Éléments Lagrangiens	Finis
Aquelet 2004	aéronautique	dièdre sur eau	6,15 m/s normale		Éléments Eulériens	Finis
Constantinescu 2006	nautique	dièdre sur eau	5 m/s normale		Éléments Lagrangiens	Finis
Jacques 2006	nautique	dièdre sur eau	20 m/s		Éléments Eulériens	Finis
Tassin 2010	nautique	dièdre sur eau	20 m/s		Éléments Eulériens	Finis
Okada 2000	nautique	dièdre sur eau	2,7 m/s		pas de simulation	
Huera-Huarte 2011	nautique	dièdre sur eau	5 m/s		pas de simulation	
Deletombe 2013	aéronautique	balle sur eau	880 m/s		pas de simulation	
Caleyron 2013	-	perforation de réservoir	80 m/s		Éléments Lagrangiens et SPH	Finis
Sun 2006	-	cylindre sur eau	2,955 m/s		Méthode des Éléments Frontières	Finis de
Peseux 2005	nautique	dièdre sur eau	5,4 m/s		Éléments pour la résolution de Wagner	Finis
Xiao 2014	nautique	cylindre sur eau	10 m/s		Méthode des Éléments Frontières et Éléments Finis Lagrangiens	Finis de

Tableau 4.1 – Principaux articles sur la simulation de l'impact à l'eau.

### 4.1.1.3 Conclusion

De nombreuses simulations de l'impact d'une structure solide sur fluide ont déjà été effectuées. Cependant, rares sont les simulations à grandes vitesses d'impact ( $> 20$  m/s), pour des raisons de validation de modèle. Les méthodes numériques en particules SPH et en éléments finis sont cependant aujourd'hui fiabilisées et sont souvent comparées. Lors de l'impact à l'eau un pic de force apparaît. Les pics de pression sont plus couramment analysés. Ces pics peuvent être plus ou moins larges en fonction de la forme de l'impacteur. Les efforts résultant sont de l'ordre de plusieurs dizaines de kN pendant une durée de quelques ms. Dans le cas de l'impact d'un cylindre, les pics de pression se situent au niveau de l'entrée en contact avec l'eau.

## 4.1.2 Impact sur matériaux poreux

Les matériaux cellulaires ou les mousses sont connus pour leur capacité d'absorption d'énergie pendant un impact à grandes ou faibles vitesses. Ces mousses peuvent être à base de polymère [Rajaneesh 2014] [Viot 2008], à base de matériaux métalliques [Lu 2008] [Viot 2008] comme de l'aluminium ou à base de matériaux naturels comme le bois [Mairesse 2010].

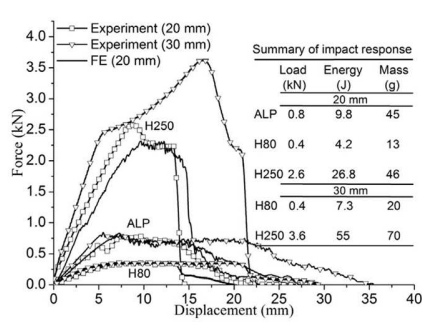
### 4.1.2.1 Revue expérimentale de l'impact sur matériaux poreux

Le comportement dynamique des mousses peut être caractérisé à l'aide de barres d'Hopkinson ou sur une roue inertielle [Viot 2008]. Liu [Liu 2014] caractérise une mousse polymère à l'aide d'impact à 20 m/s.

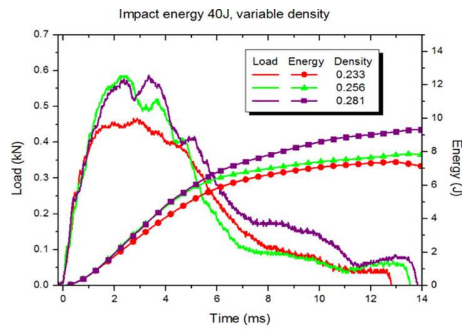
Merrett [Merrett 2013] et Tanaka [Tanaka 2011] étudient le comportement de mousses d'aluminium. Castro [Castro 2013] et Altenaiji [Altenaiji 2014] effectuent des essais d'impact sur une mousse syntactique en aluminium. Castro montre notamment leur grande capacité d'absorption par rapport aux mousses en aluminium conventionnelles. Des effets de vitesses de déformation sur le comportement des mousses sont observés [Liu 2014].

Sur la figure 4.8, des exemples de pics de force lors de l'impact sur des mousses en aluminium sont tracés. Pour les mousses à forte densité, il est plus ou moins important selon l'épaisseur de l'échantillon [Rajaneesh 2014]. Les valeurs maximales des pics sont souvent faibles (4 kN pour Rajaneesh [Rajaneesh 2014], 0,6 kN pour Cho [Cho 2012]). Lorsque le pic a une forte intensité (9000 kN par exemple pour Castro [Castro 2013]), celui-ci a une grande largeur en terme de déplacement (25 mm pour Castro) et n'est pas abrupt comme pour l'impact à l'eau. Tanaka [Tanaka 2011] ne donne pas des résultats en terme de force mais de pression de contact. La pression maximale est alors de 1 GPa et la largeur de pic en terme de durée d'environ 10  $\mu$ s. Avant ce pic, et pendant une durée de 60  $\mu$ s, la pression oscille autour de 80 MPa. Après ce pic, la pression moyenne est d'environ 1 GPa. La pression de ce plateau est donc égale à 16 % de la pression maximale du pic de force.

Les mousses sont aussi utilisées dans des structures composites de type sandwich. Rajaneesh [Rajaneesh 2014] étudie la pénétration d'un impacteur hémisphérique dans divers plaques sandwich composées de deux feuilles en aluminium et d'une mousse en aluminium de type Alporas ou en chlorure de polyvinyle (Divinell H80 et H250) (Figure 4.9). La valeur maximale de pic est inférieure à 6 kN et la largeur comprise entre 10 mm et 20 mm. Cette valeur reste faible devant celle trouvée pour l'impact à l'eau (50 kN) tracée sur la figure 4.2.



Rajaneesh 2014



Cho 2014

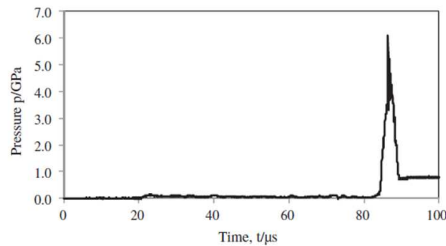


Fig. 7. Relation between time and impact pressure of aluminum foam sample during impact.

Tanaka 2011

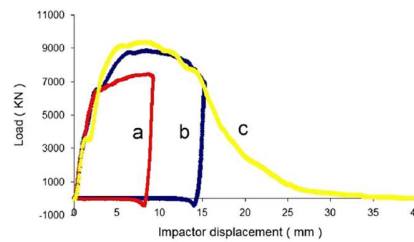
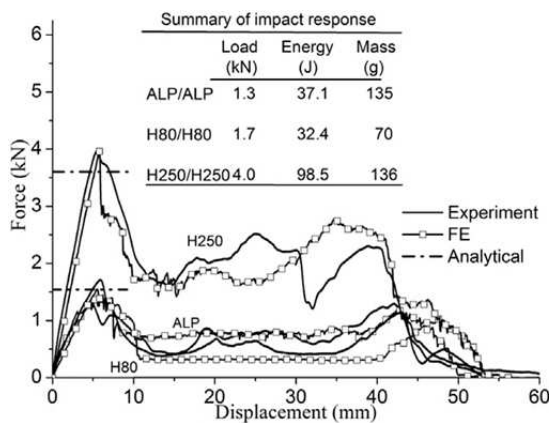


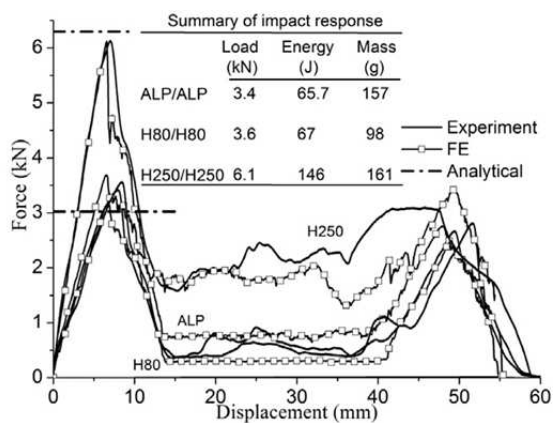
Fig. 5. Comparison of load-displacement behavior of ASF (1100 aluminum matrix-4.45 mm microsphere diameter) tested with different impact energies: (a) 60J, (b) 120J and (c) 180J.

Castro 2013

FIGURE 4.8 – Exemple de résultats d'impact sur mousse en terme de force et de pression de contact.



(a) 0.5 mm faceplates



(b) 1.0 mm faceplates

FIGURE 4.9 – Exemple de résultats d'impact sur structure sandwich, composée d'une mousse (ALP : aluminium Alporas, H80 : polyvinyle Divincell H80, H250 ; polyvinyle Divincell H250) et de deux plaques en aluminium de 0,5 mm (a.) ou 1 mm (b.) d'épaisseur, en terme de force : comparaison simulations et expériences [Rajaneesh 2014].

### 4.1.2.2 Simulations numériques d'impact sur mousse

Rajaneesh [Rajaneesh 2014] effectue des simulations numériques d'impact sur mousse à l'aide du code de calcul LS-Dyna, en éléments finis. Cho [Cho 2012] effectue des simulations en éléments finis à l'aide d'Abaqus. Le comportement de la mousse suit une loi de Johnson Cook sans prise en compte des effets de viscosité et de température malgré que le problème soit un cas d'impact. Altenaiji [Altenaiji 2014] effectue lui aussi une simulation d'impact sur mousse à l'aide d'Abaqus. Le comportement plastique est couplé à un comportement visqueux afin d'obtenir les effets de vitesse. La force d'impact simulée est alors en accord avec les expériences.

Le tableau 4.2 résume les articles utilisés dans cette section.

Auteurs	Type d'étude	Observations
Viot 2008	Sollicitation en dynamique	Comportement macroscopique Essais brésiliens et Essais de flexions 3 points Effets de vitesses de déformations
Lu 2008	Pénétration dans une mousse en aluminium	Utilisation de mousses avec un écrouissage volumique
Mairesse 2010	Caractérisation du matériau liège aggloméré	Description des lois de comportement des mousses Description d'une campagne d'essais pour identifier le comportement
Liu 2014	Essai d'Hopkinson	Effet de vitesse de déformation
Rajaneesh 2014	Essai d'impact	Simulations numériques, analyse des pics de force.
Cho 2012	Essai d'impact	Simulations numériques Analyse des pics de force.
Merrett 2013	Essai d'Hopkinson	Tube d'Hopkinson
Tanaka 2011	Essai d'impact	Grand pic de pression.
Castro 2013	Essai d'impact	Analyse des pics de force
Altenaiji 2014	Essai d'impact	Simulations numériques sur Abaqus Analyse des pics de force

Tableau 4.2 – Résumé des articles sur le comportement des mousses.

### 4.1.2.3 Conclusion

Lors d'un impact sur un matériau cellulaire un pic de force apparait. Sa valeur est dépendante de la vitesse d'impact et donc de la vitesse de déformation. Sa longueur en terme de déplacement de l'impacteur est souvent de quelques dizaines de millimètres ou quelques millisecondes. Des simulations numériques d'impact sur mousse ont déjà été effectuées à l'aide de codes de calcul en éléments finis. Le comportement du matériau doit préférablement être choisi dépendant de la vitesse de déformation.

### 4.1.3 Impact avec flambement de structures tubulaires métalliques

Les structures tubulaires sont connues pour leurs capacités et leurs efficacités à absorber les impacts. Elles sont couramment utilisées dans le domaine automobile pour absorber le choc d'un accident [Toksoy 2010].

#### 4.1.3.1 Définition du flambage dynamique

Le flambage est un phénomène qui traduit l'instabilité d'une structure et qui se caractérise par le fait qu'une variation très faible de chargement peut entraîner de fortes déformations. C'est un phénomène observé principalement dans les structures élancées de type poutre ou tubulaire. La valeur de la force nécessaire au flambage est appelée charge ou force critique. L'approche d'Euler permet de calculer cette force critique lorsque la sollicitation est statique. Le flambage dynamique est étudié dans cette section.

Pour Kubiak [Kubiak 2013], le flambage dynamique est une perte de stabilité d'une structure sous une pulsation de force. Il ne peut y avoir flambage d'une structure si elle ne comporte pas d'imperfection, car sans imperfection initiales la force de flambage devient infinie [Budiansky 1967]. Kubiak réalise une revue bibliographique sur les critères de flambage dynamique.

Le flambage élasto-plastique de structure est vu comme un phénomène qui lie effets d'inertie, larges déformations, comportement plastiques des matériaux,... [Karagiozova 2002]. Dans le cas d'impact axiaux sur des tubes, l'effet d'inertie axiale peut être négligé [Karagiozova 2002] [Markiewicz 1996]. Des simulations numériques éléments finis de Karagiozova [Karagiozova 2001] montrent que le flambage dynamique plastique d'une structure sans imperfection sous impact est dû aux ondes de chocs et à la localisation de la déformation plastique. Il est numériquement montré que pour des impacts à grandes vitesses, le flambage dynamique est sensible au module d'écroutissage du matériau de la structure. La localisation du flambage dépend aussi de la viscosité du matériau.

Dans le cadre de ce travail, les simulations numériques pourront donc être effectués sans que des imperfections préliminaires ne soient associées aux structures étudiées. Cela diffère alors de la méthode classique de calcul numérique de flambage statique (étude des mode propres, post-flambage,...).

#### 4.1.3.2 Revue expérimentale du flambage dynamique plastique de tubes sous impact

Il est proposé dans cette section, une revue bibliographique des différents types d'efforts obtenus lors de l'impact longitudinal sur des structures tubulaires. L'évolution de ces efforts se font souvent sous forme de pics abrupts.

Les études expérimentales se font couramment sur des tubes circulaires [Gameiro 2007], [Jensen 2004] ou à base rectangulaire [Jensen 2004]. Ces auteurs étudient des tubes en alliage d'aluminium de désignation 6060. Les valeurs de pic de force sont comprises entre 8 kN et 140 kN (Figure 4.10) pour de faibles déplacements (2,5 mm à 25 mm).

Palanivelu [Palanivelu 2011] effectue des essais de flambage dynamique de canettes vides de boissons en acier pour des vitesses jusqu'à 4,9 m/s. Il met en évidence que le phénomène de flambage est dépendant à la vitesse de déformation. Sur la figure 4.10, le pic de force pour une vitesse de 4,9 m/s a une valeur de 2,5 kN pour un déplacement de l'impacteur de 5 mm.

Les absorbeurs de types « crash box » utilisent le flambage dynamique [Toksoy 2010] [Kim 2014]. Dans le cas étudié par ces auteurs, ce sont des boîtes en alliage d'aluminium 1050H4 et en alliage d'aluminium 6063 T5 à base carré, dont les épaisseurs varient entre 2 mm et 3 mm pour une vitesse initiale de 5,5 m/s (Toksoy) et 3,6 m/s (Kim). Pour Toksoy, sur la figure 4.10, le premier

pic de force évolue entre 25 kN et 55 kN selon l'épaisseur du tube. Pour Kim, le premier pic de force est de 100 kN et est large de 2,5 mm.

Les observations sur la valeur du pic d'effort pendant le flambage sont intéressantes. En effet, un couple grande valeur de pic de force-faible déplacement est identifié. Le pic n'est pas étendu comme dans le cas de l'impact sur mousse.

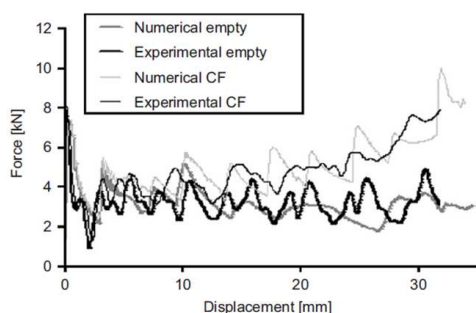


Fig. 4. Experimental and numerical force-displacement curves for the empty and cork-filled (CF) tubes tested in the drop-weight apparatus.

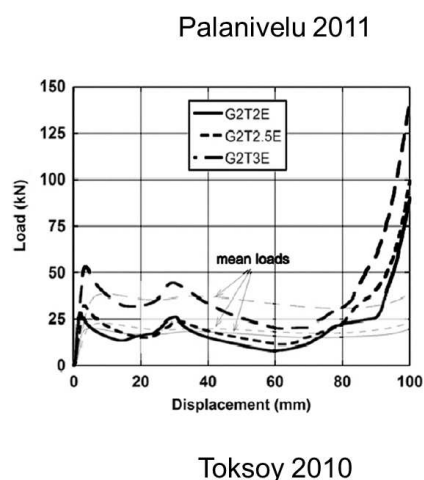
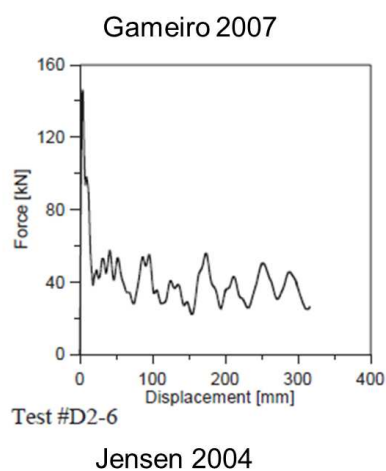
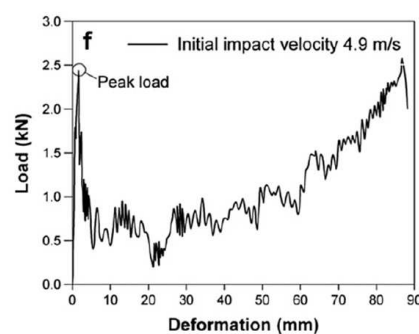


FIGURE 4.10 – Exemple de pic de forces lors de flambage de tubes [Gameiro 2007] [Palanivelu 2011] [Jensen 2004] [Toksoy 2010].

Pour Gameiro [Gameiro 2007], deux types de flambage de tubes existent, selon leur diamètre et leur épaisseur. Pour un même diamètre, plus l'épaisseur est petite, plus le tube aura tendance à flamber en triangle (Figure 4.11 (a.)). Si l'épaisseur est grande, le flambage s'effectuera de façon régulière (Figure 4.11 (b.)). Trad [Trad 2011] et Jensen [Jensen 2004] identifient deux modes de flambage des tubes. Sur la figure 4.12, le mode coque et le mode poutre sont identifiés. Le mode coque est une succession de flambage par plis progressifs sur le tube. Le mode poutre est un mode de flambage qui apparaît au centre de la poutre. Ainsi, un pliage de la poutre est observé. Parfois, les deux modes sont couplés. Plus le tube est épais plus la valeur du premier pic de force est importante. Karagiozova [Karagiozova 2001] met en évidence l'influence de la vitesse d'impact sur le flambage de tubes en acier et en aluminium.



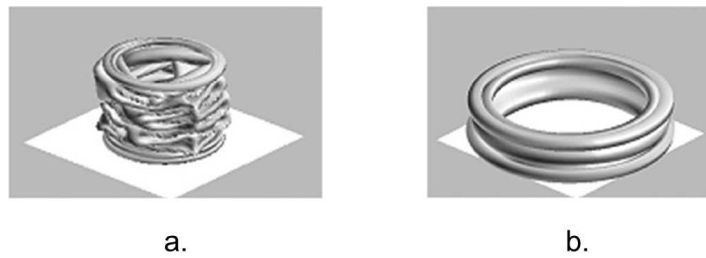


FIGURE 4.11 – Exemples de flambage en triangle (a.) et de façon régulière (b.) [Gameiro 2007].

Les flambages statiques et dynamiques sont couramment comparés [Jensen 2004]. Stowell [Stowell 1988] définit une contrainte critique statique de flambage à partir d'un module sécant et d'un module tangent d'une plaque. Cette expression est reprise par Trad [Trad 2011]. Il identifie alors la contrainte critique de flambage statique pour l'alliage d'aluminium 6060 T6 comme égale à 178 MPa. Le flambage de structures tubulaires composites est aussi étudié [Karagiozova 2001]. L'influence du rajout de liège aggloméré dans un tube circulaire lors d'un impact est étudié par Gameiro [Gameiro 2007]. Ce rajout augmente la capacité d'absorption énergétique des tubes mais ne change pas la valeur du premier pic de force.

#### 4.1.3.3 Simulations numériques

De nombreuses simulations ont été effectuées sur des essais dynamiques de flambage de tubes sous impact [Tarlochan 2013], [Gameiro 2007], [Toksoy 2010]. Gameiro [Gameiro 2007] et Toksoy [Toksoy 2010] effectuent des simulations, en éléments finis, d'impact à l'aide du code de calcul LS-DYNA. Tarlochan [Tarlochan 2013] étudie l'impact d'une masse de 275 kg avec une vitesse de 15 m/s sur des tubes de diverses formes.

Des éléments de type brique sont souvent utilisés [Gameiro 2007]. Parfois des éléments 2D axi-symétriques permettent un calcul plus rapides [Karagiozova 2001].

Les lois de comportement du tubes peuvent être des lois de comportement plastiques tabulées couplées à la loi de Cowper-Symonds (voir Tableau 2.2) [Gameiro 2007] [Karagiozova 2001]. Cette loi a l'avantage de permettre la dépendance à la vitesse de déformation. A noter, qu'il n'y a pas de prise en compte des effets liés à la température et qu'aucun critère de rupture n'est imposé.

Des imperfections sont rarement introduites dans les tubes pour le flambage dynamique. Lorsque c'est le cas, différents types de critères de flambage dynamique sont utilisés (Budiansky-Hutchinson Petry-Fahlbush et Ari-Gur) [Mania 2011].

Le tableau 4.3 résume les articles utilisés sur le flambage dynamique plastique de tubes sous impact.

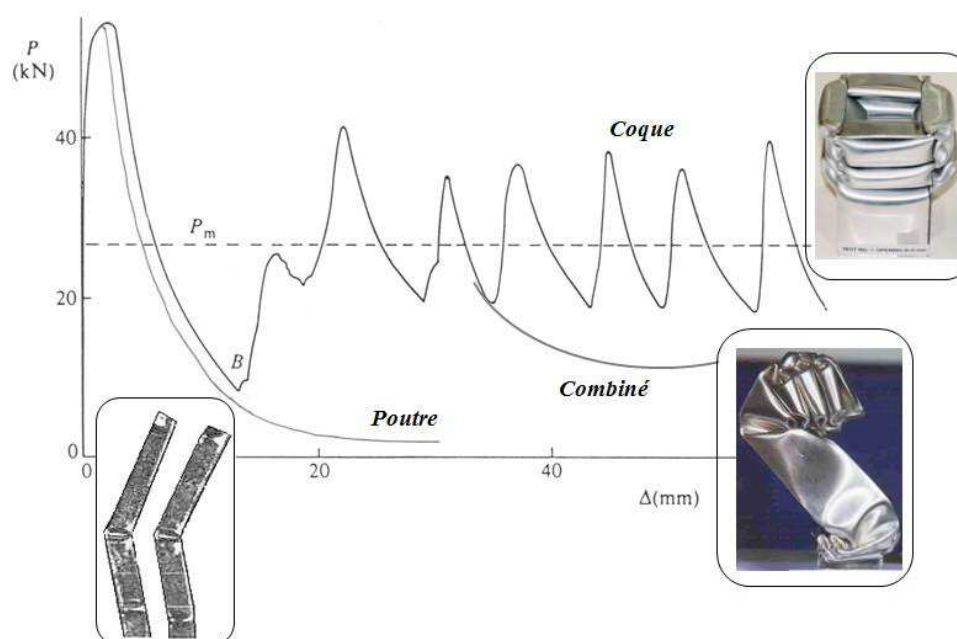


FIGURE 4.12 – Exemple de flambage en mode coque et en mode poutre [Trad 2011].

Auteurs	Type d'étude	Observations
Kubiak 2013	Critère de flambage dynamique	Revue bibliographique
Gameiro 2007	Impact sur tubes en AA 6060	Essais et simulations numériques
Sivakumar 2011	Impact sur cannettes en acier	Présentation des essais
Tarlochan 2013	Impact sur tubes	Simulations numériques
Jensen 2004	Impact sur tubes en AA 6060 T6	Essais statiques et dynamiques
Karagiozova 2001	Impact sur tube en acier et alliage d'aluminium	Simulations numériques et études sur les ondes de chocs
Toksoy 2010	Impact sur des « crash boxes » en AA 1050H4	Essais et simulations numériques
Kim 2014	Impact sur des « crash boxes » en AA 6063 T5	Essais
Mania 2011	Flambage de tubes en acier sous impulsion dynamique	Simulations numériques

Tableau 4.3 – Résumé des articles sur le flambage.

#### 4.1.3.4 Conclusion

Une bibliographie sur le flambage dynamique de tubes a été présentée. Par flambage dynamique, les auteurs entendent souvent flambage sous une impulsion de force. Pour la simulation du flambage de tubes sous impact, il est possible de s'affranchir de l'ajout d'imperfections. Le flambage numérique est alors dû aux ondes de chocs et à la localisation de la déformation plastique. Lors de l'impact axial, le flambage peut être en poutre ou en coque (dans ce cas il peut être régulier ou en triangle) ou une combinaison des deux. En ce qui concerne le pic de force, il varie entre plusieurs kilo-Newton et centaines de kilo-Newton. Le déplacement pendant ce premier pic est compris entre 2 mm et 25 mm.

#### 4.1.4 Conclusion sur l'état de l'art

L'impact à l'eau est caractérisé par la présence d'un pic de force et de pression à l'impact. Les simulations sont aujourd'hui fiabilisées. Elles utilisent des éléments finis ou des particules SPH. Cependant, les expériences sont difficiles à mettre en oeuvre pour valider les modèles numériques ou analytiques (étanchéité des capteurs, grandes vitesses d'impact,...).

Pour reproduire l'impact à l'eau, il faut choisir une structure absorbante. Deux solutions sont proposées : le flambage de tubes et les matériaux cellulaires. L'état de l'art permet de conclure que les pics de force engendrés par un impact sur mousses ne permettent pas d'obtenir un pic proche de celui obtenue par l'impact à l'eau car les valeurs de pics sont trop faibles. Le flambage dynamique de tubes sous impact est alors choisi et étudié par la suite.

## 4.2 Identification des caractéristiques de l'impact à l'eau d'un cylindre

L'étude bibliographique a montré que l'impact à l'eau se caractérise par un pic de force ou de pression, en chaque point du tube, en fonction du temps. Dans la section 4.2.1, un modèle numérique et analytique d'impact à l'eau est proposé. Par la suite, dans la section 4.2.3, l'impact d'un tube déformable sur l'eau est numériquement étudié.

### 4.2.1 Modèles numériques d'impact à l'eau

Deux modèles numériques sont présentés. Leur discrétisation est par éléments finis (EF) ou/et par particules SPH (Smooth Particles Hydrodynamics). Un modèle, en trois dimensions, est utilisé (Figure 4.13 (a.)). Un quart du modèle global d'impact est considéré. Le contact entre la structure impactante et l'eau est supposé parfait. Dans ce modèle, l'eau est un parallélépipède rectangle dont les cotés mesurent 10 fois les dimensions caractéristiques de l'impacteur, pour éviter les effets de bords [Aquelet 2004]. Les conditions de symétrie sont des conditions de déplacement normal nul. Les autres bords, mis à part la face de contact, sont encastrés. Afin de réduire la durée de calcul, un deuxième modèle 3D simplifié, par tranche, discrétisé en EF ou en SPH est utilisé (Figure 4.13 (b.)). Il est similaire au premier modèle mis à part une profondeur prise égale à la taille caractéristique des EF (1 mm) et une condition de symétrie supplémentaire par non déplacement normal. Dans le cas des éléments finis, l'interaction fluide structure est mis en oeuvre par un couplage entre une description eulérienne et une description lagrangienne.

Le code de calcul Abaqus/Explicit est utilisé. Le maillage EF est composé de 280 000 éléments de type EC3D8R de taille 1 mm. La discrétisation SPH est composée de 61 250 particules de type PC3D de sphère d'interférence de rayon 1 mm. Cette méthode est présentée dans l'Annexe G. Le contact est supposé parfait.

La décomposition du tenseur des contraintes  $\sigma$  de l'équation 4.6 est utilisée pour résoudre le problème. L'équation 4.19 est reprise pour modéliser le comportement de l'eau. Les valeurs des coefficients utilisés sont prises dans la littérature [Constantinescu 2006] ( $c_0 = 1425 \text{ m/s}$ ,  $s=1.75$ ,  $\Gamma_0 = 0,28$ ,  $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$ ,  $\mu = 0,001 \text{ Pa/s}$ ). Des simulations numériques du modèle 3D simplifié sont comparées au modèle complet pour l'impact d'un cylindre indéformable dans l'eau pour vitesse initiale de 2 m/s. Sur le graphique de la figure 4.14 (b.), les vitesses en fonction du temps pour le modèle 3D et le modèle 3D simplifié sont tracées. Ce modèle est utilisé dans la suite de cette étude.

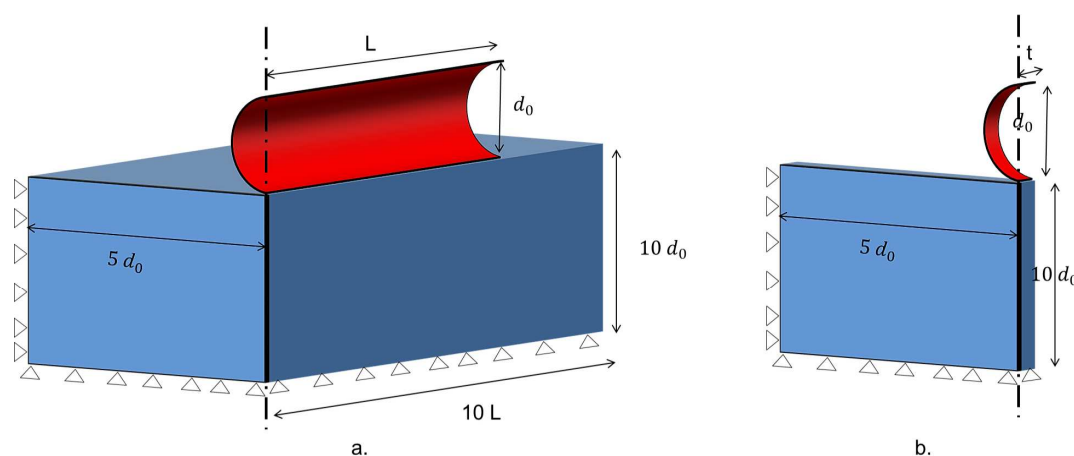


FIGURE 4.13 – Le modèle numérique d'impact en 3D (a.) et 3D simplifié en tranche (b.).

Ce modèle simplifié d'impact à l'eau doit être validé expérimentalement. Il est confronté à

des résultats trouvés dans la littérature. Constantinescu [Constantinescu 2006] a réalisé des essais instrumentés de tossage d'un dièdre. La force durant un impact à vitesse constante (10 m/s), en fonction de la distance mouillée, a été mesurée (figure 4.14 (a.)). Il en résulte une bonne correspondance entre expérience et simulation, en terme de force d'impact. Pour l'impact à l'eau d'un cylindre, le modèle numérique est confronté aux résultats de Sun [Sun 2006] pour des vitesses initiales de 2,955 m/s (Figure 4.15). Les résultats sont comparés en terme de déplacement du cylindre dans l'eau. Des cylindres de deux masses différentes sont choisis. Les simulations numériques sont proches des résultats donnés par le modèle de Sun.

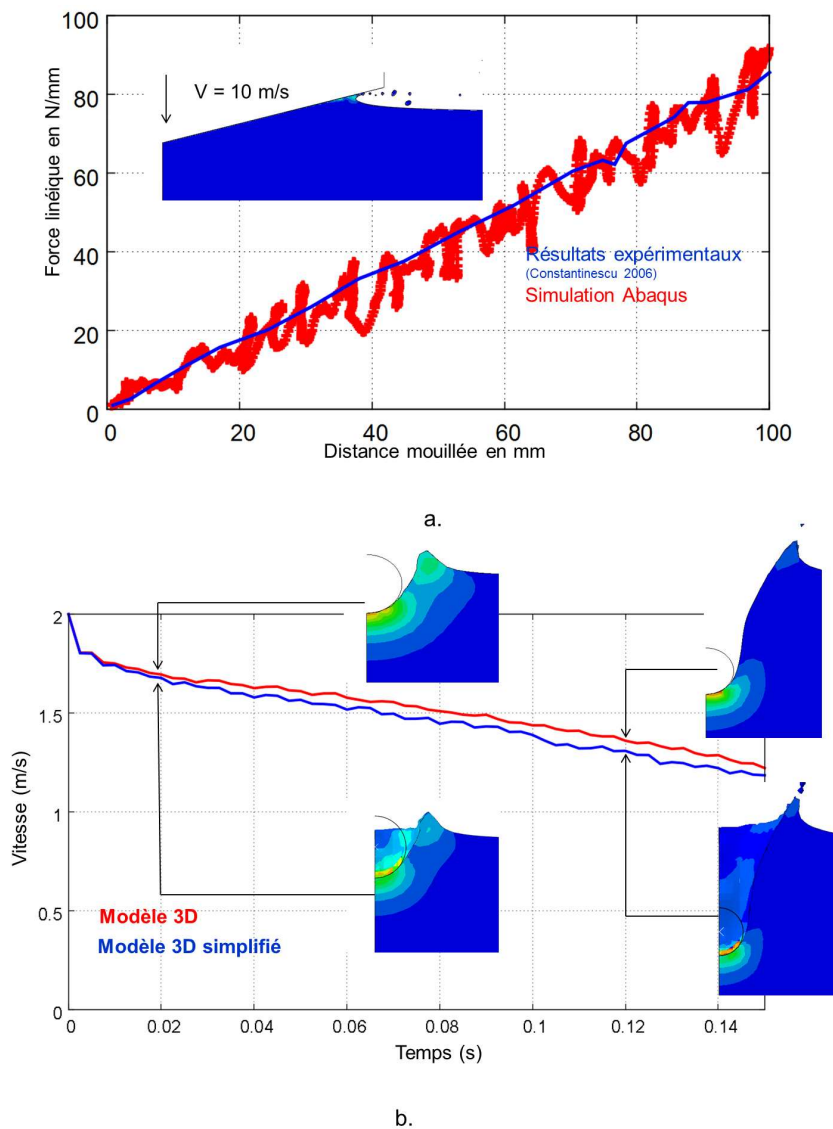


FIGURE 4.14 – Comparaison du modèle 3D simplifié avec un essai de tossage (a.) et Comparaison du modèle 3D et 3D simplifié (b.).

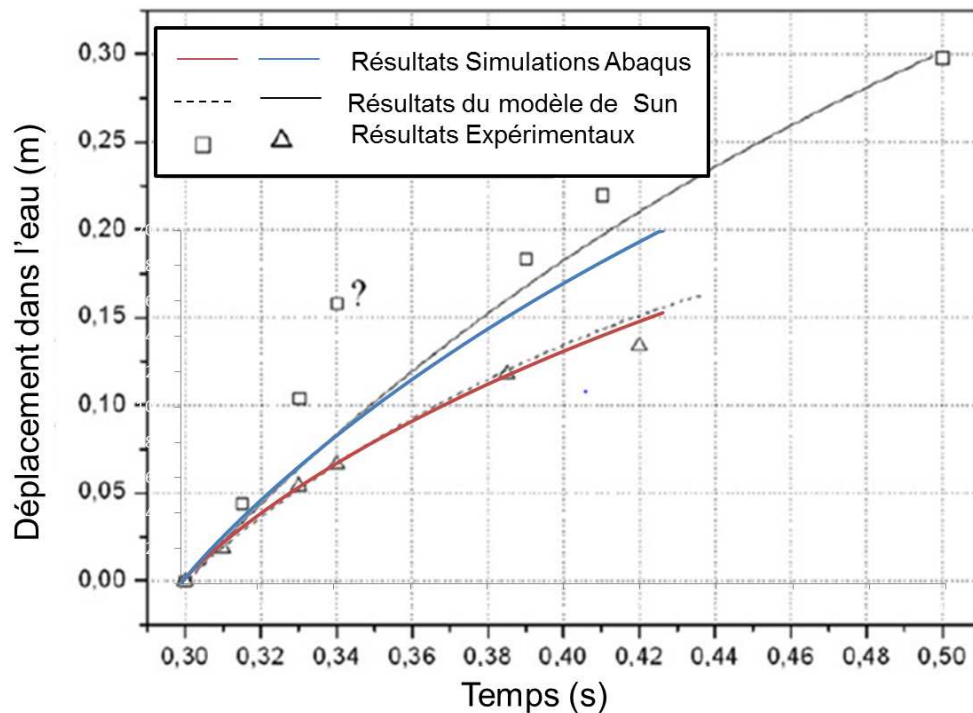


FIGURE 4.15 – Comparaison du modèle 3D simplifié avec un essai d'impact d'un cylindre [Sun 2006].

#### 4.2.2 Approche de Von Karman modifiée

A l'instar de Sun [Sun 2006], le modèle de Von Karmann [Karman 1929], présenté dans la section 4.1.1.2, est modifié (Figure 4.16) pour l'impact à l'eau, de masse volumique  $\rho$ , d'un cylindre, de rayon  $R$  et de masse linéique  $m_l$  et dont la vitesse initiale est  $v_0$ . À chaque instant, un rayon mouillé  $x$  et une pénétration du cylindre dans l'eau  $y$  est défini. Il existe une relation géométrique entre  $x$  et  $y$  :

$$y = R - \sqrt{R^2 - x^2} \quad (4.20)$$

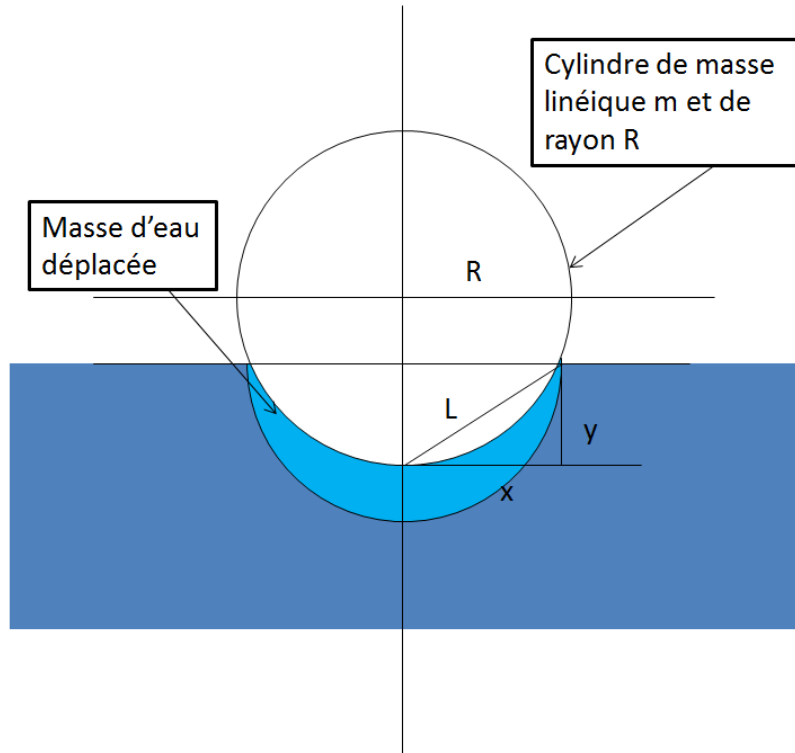


FIGURE 4.16 – Modèle analytique d'impact d'un cylindre dans l'eau.

La dérivée temporelle de la pénétration dans l'eau  $y$  est la vitesse du cylindre. Elle peut alors s'écrire :

$$\frac{dy}{dt} = \frac{x}{\sqrt{R^2 - x^2}} \frac{dx}{dt} \quad (4.21)$$

Pendant l'impact, la quantité de mouvement initiale est conservée. Elle est alors égale à la somme de la quantité de mouvement du cylindre et de la quantité de mouvement de la masse d'eau déplacée à un instant  $t$  :

$$mV_0 = m_l \frac{dy}{dt} + \frac{1}{2} x^2 \rho \pi \frac{dy}{dt} \quad (4.22)$$

et donc :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{V_0}{1 + \frac{x^2 \rho \pi}{2m_l}} \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{x} \quad (4.23)$$

Par dérivation de cette expression, l'accélération selon  $x$  est définie telle que :

$$\frac{d^2x}{dt^2} = - \frac{4m_l^2 v_0^2 (2m_l R^2 - 3R^2 \rho \pi x^2 - 2\rho x^4)}{(2m_l x + \rho \pi x^3)^3} \quad (4.24)$$

Par application du principe fondamental de la dynamique, il est possible d'écrire la pression moyenne projetée  $P$  appliquée au cylindre en fonction du rayon mouillé  $x$  :

$$P(x) = \frac{m_l \frac{d^2 y}{dt^2}}{2x} \quad (4.25)$$

Et ainsi en dérivant l'équation 4.21 et en utilisant les équations 4.23 et 4.25, la pression moyenne projetée s'écrit :

$$P(x) = \frac{\rho v_0^2 \pi}{\left(1 + \frac{\rho \pi x^2}{2m_l}\right)^3} \frac{\sqrt{R^2 - x^2}}{2x} \quad (4.26)$$

La force d'impact  $F$  peut directement être déduite de cette pression :

$$F(x) = 2xlP(x) \quad (4.27)$$

où  $l$  est la longueur du tube.

Cette expression de la force est comparée à des résultats numériques (SPH, EF) dans l'Annexe L et dans la section 4.2.3.4. Dans l'Annexe L, Le modèle analytique est en bon accord avec les résultats du modèle numérique EF en terme de valeur du pic de force et de sa décroissance pour des vitesses de 10 à 220 m/s (Figure L.2). Le modèle éléments finis par un couplage lagrangien eulérien pour l'impact à l'eau est reconnu comme plus stable que le modèle SPH.

### 4.2.3 Étude de l'impact sur eau d'un tube cylindrique horizontale déformable

Le tube du système BELOCOPA est une structure tubulaire de 100 mm de diamètre qui peut être de deux matériaux différents. Le premier est un alliage d'aluminium de désignation 2024 T4 et le deuxième un alliage d'aluminium de désignations 2017 T4. Les influences de l'épaisseur du tube et du matériaux sont étudiées. Les caractéristiques de l'impact à l'eau sont déduites de ce modèle.

#### 4.2.3.1 Modélisation numérique de l'impact sur eau par éléments finis

Un tube en alliage d'aluminium dont le diamètre extérieur est de 100 mm, la longueur de 500 mm et l'épaisseur variable (10 mm, 8 mm, 6 mm, 4 mm et 2 mm) est considéré. La vitesse initiale imposée au tube est de 80 m/s (vitesse final du crash Rio-Paris [BEA 2011]). Le modèle 3D simplifié par tranche est utilisé. Une masse est associée au cylindre (sur le noeud haut) de sorte que la masse totale soit constante et égale à 10,6 kg dans toutes les simulations (Figure 4.17). Ceci permet de conserver une énergie cinétique initiale similaire dans tous les essais. Le tube est en alliage d'aluminium 2024 T4 ou 2017 T4. Une loi de comportement de Johnson Cook (Équation 2.1) est associée à ce tube. Les paramètres sont résumés dans le tableau 4.4. Les résultats sont analysés en terme de force totale de contact et de pression de contact pour différents points du tube. Les résultats des simulations sont disponibles dans le tableau 4.5.



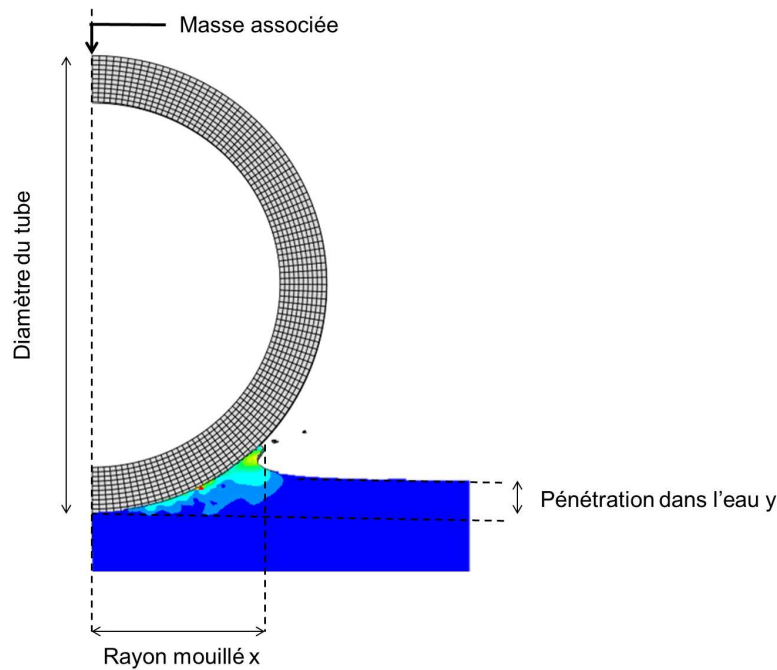


FIGURE 4.17 – Modèle éléments finis d'impact à l'eau avec un cylindre déformable.

Nom de l'alliage	A (MPa)	B(MPa)	n	C	$\dot{\epsilon}_0$ ( $s^{-1}$ )	m	$T_a$ (K)	$T_f$ (K)	Auteur Année
2017 T4	280	473.5	0.33146	0.017	0.01	0.0088	293	783	[Hor 2011]
2024 T4	390	1980	0.489	0.014	0.0001	0.6	293	783	[Lee 2011]

Tableau 4.4 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour les alliages d'aluminium 2017 T4 et 2024 T4.

essais	épaisseur du tube (mm)	$F_{max}$ (kN)	Diamètre du tube après le pic d'effort (mm) (t=1 ms)
1	2	372	31
2	4	474	57
3	6	569	87
4	8	609	97
5	10	660	99
modèle analytique	indéformable	500	100

Tableau 4.5 – Résultats des simulations d'impact à l'eau d'un cylindre déformable ( $V_0 = 80$  m/s, diamètre initiale de 100 mm)

### 4.2.3.2 Analyse de l'influence de l'évolution de l'épaisseur et du choix de matériaux

Des simulations numériques d'un tube cylindrique déformable de différentes épaisseurs sont comparées. En terme d'évolution de la pression de contact, aucune influence notable de l'épaisseur entre 8 mm et 10 mm ne peut être établie. Entre 2 mm et 10 mm, le pic de pression est similaire. Sur la figure 4.18 (a.), la pression de contact est tracée pour un même point du tube ( $x=4,7$  mm) mais pour deux épaisseurs différentes (2 mm et 10 mm). Après le pic de force, la pression est quasi-nulle pour le tube d'épaisseur 2 mm, alors que la valeur diminue lentement autour d'une constante pour le tube d'épaisseur 10 mm. Cela s'explique par le fait que le tube d'épaisseur 2 mm se déforme beaucoup pendant l'impact alors que le tube d'épaisseur 10 mm peut être considéré ici comme quasi-indéformable.

L'influence des deux matériaux est étudiée sur la réponse à l'impact. Sur la figure 4.18 (b.), la pression de contact est tracée pour un même point du tube, pour chacun des matériaux. Une réponse quasi-identique est observée. Le choix entre les matériaux étudiés n'est pas influent sur la réponse à l'impact. Dans la suite de l'étude, le tube cylindrique est considéré être en l'alliage d'aluminium de désignation 2017 T4.

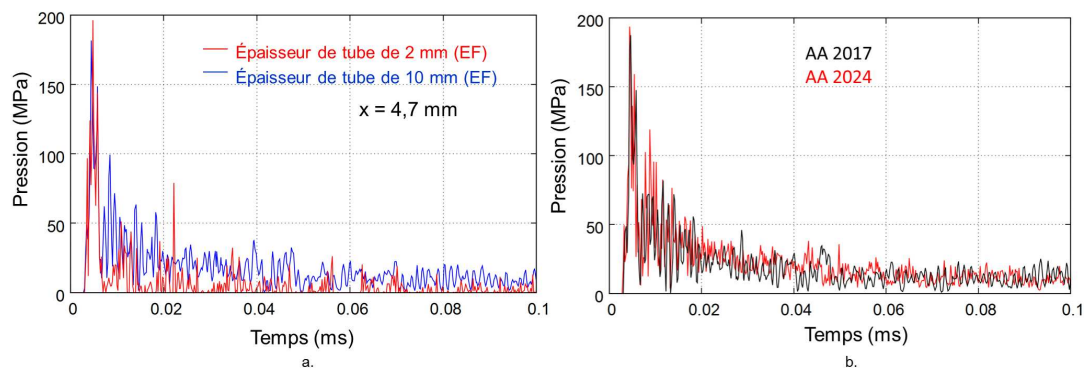


FIGURE 4.18 – Pression de contact en un point d'un tube ( $x=4,7$  mm) en fonction du temps. Effet de l'épaisseur du tube (a.) Influence du matériau (b.) ( $e = 10$  mm,  $V_0 = 80$  m/s).

### 4.2.3.3 Pression de contact pendant l'impact pour une épaisseur de 10 mm

La pression de contact avec l'eau est relevée pour différents points du tubes. À chaque point, la pression évolue en fonction du temps en forme de triangle. Sur la figure 4.19, cette pression est tracée en fonction du temps et du diamètre du tube. La valeur maximale du triangle ou pic de pression n'est pas identique pour chaque point de contact du cylindre. La valeur maximale est 345 MPa. Elle se situe au niveau du rayon de 18,4 mm. Au niveau du premier point d'impact (le point le plus bas du tube), la valeur maximale du pic est plus de deux fois plus faible (127 MPa). L'évolution du rayon mouillé correspondante est tracé sur la figure 4.20. Il est observé que celui-ci augmente rapidement après impact.

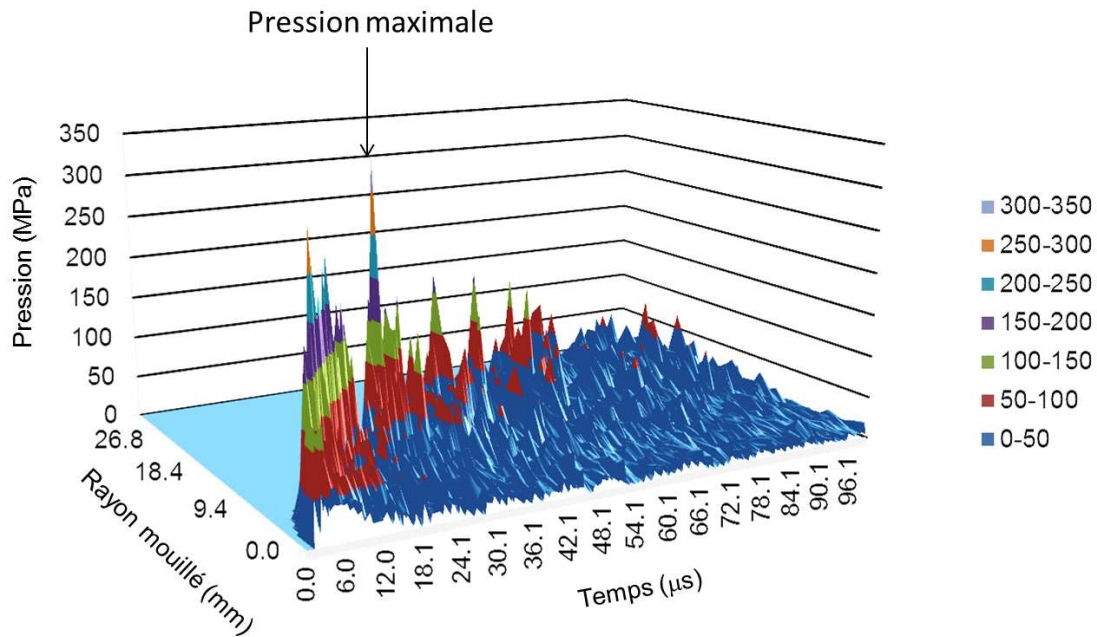


FIGURE 4.19 – Pression de contact en fonction du diamètre du tube et du temps ( $V_0 = 80$  m/s, diamètre initiale de 100 mm).

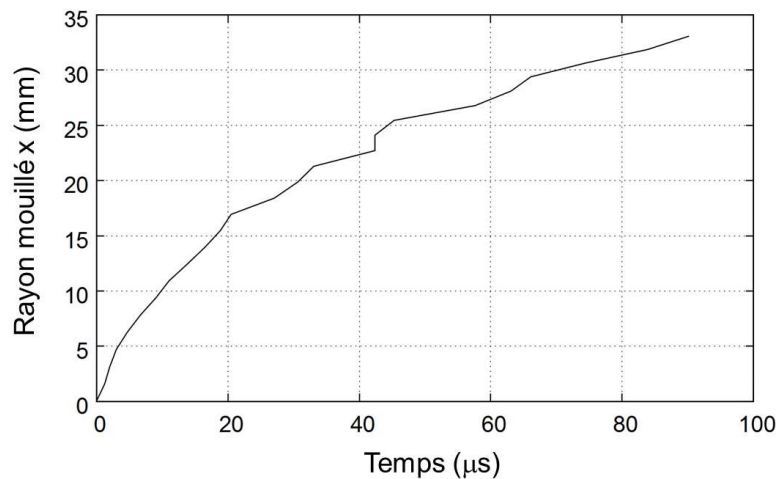


FIGURE 4.20 – Évolution du rayon mouillé pendant l'impact ( $V_0 = 80$  m/s, diamètre initiale de 100 mm).

A l'instar du travail de Xiao [Xiao 2014] (Figure 4.6), la pression de contact est tracée pour différents temps après impact en fonction du rayon mouillé (Figure 4.21). En accord avec l'état de l'art de la section 4.1.1.2, le pic de pression a toujours lieu là où le cylindre entre en contact avec l'eau. La pression n'est donc pas équi-répartie sur la surface du tube. Cette observation est

caractéristique de l'impact à l'eau d'un cylindre.

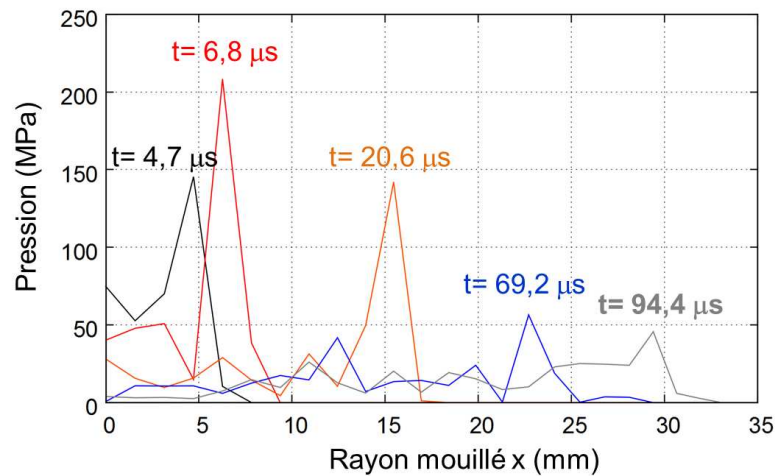


FIGURE 4.21 – Pression de contact en fonction du rayon mouillé du cylindre pour différents temps après impact.

#### 4.2.3.4 Force totale de contact pendant l'impact

Pour différentes épaisseurs, la force totale de contact est tracée en fonction du déplacement vertical du cylindre sur la figure 4.22. Ces résultats sont comparés à ceux tirés de la formule analytique modifiée pour un corps rigide (Équation 4.27). Plus l'épaisseur du tube est grande, plus le tube est rigide et donc plus la valeur du pic d'effort est grande. Les résultats se stabilisent pour des épaisseurs supérieures à 8 mm. Les résultats par l'approche analytique (Équation 4.27) donnent encore une bonne tendance de force. Comme pour l'impact indéformable (Annexe L), elles tendent à sous-estimer la valeur du pic de force. Au bout d'une certaine pénétration, la force diminue plus lentement pour toutes les épaisseurs entre 100 et 300 kN.

#### 4.2.3.5 Vitesses de déformation pendant l'impact

Les vitesses de déformations sont tracées pour les noeuds inférieur et supérieur du tube cylindrique d'épaisseurs 2 mm (Figure 4.23) et 10 mm (Figure 4.24). Les vitesses de déformation maximales sont aux alentours de  $930 \text{ s}^{-1}$  ( $e = 10 \text{ mm}$ ) et  $358 \text{ s}^{-1}$  ( $e = 2 \text{ mm}$ ). Sur chaque figure, pour un temps de 0,4 ms après l'impact, la déformée des tubes est tracée. Sur ces déformées, la déformation plastique équivalente (appelée PEEQ dans le légende) est identifiée. Ces images montrent bien que le tube ne se déforme pas plastiquement lors d'un impact avec une épaisseur de 10 mm à l'exception du point d'application de la masse. En ce qui concerne le tube d'épaisseur 2 mm, le diamètre extérieur passe de 100 mm à 74 mm (à  $t=0,4 \text{ ms}$ ). La répartition des déformations plastiques, sur le tube, montre qu'il est totalement plastifié sur sa moitié basse. En effet, le tube s'écrase lorsqu'il est en contact avec l'eau. Le tube se plastifie aussi en son milieu en se pliant sur lui même. Dans la zone supérieure des déformations plastiques sont aussi observées mais elles sont moins importantes que dans les autres zones (voir figure 4.23)

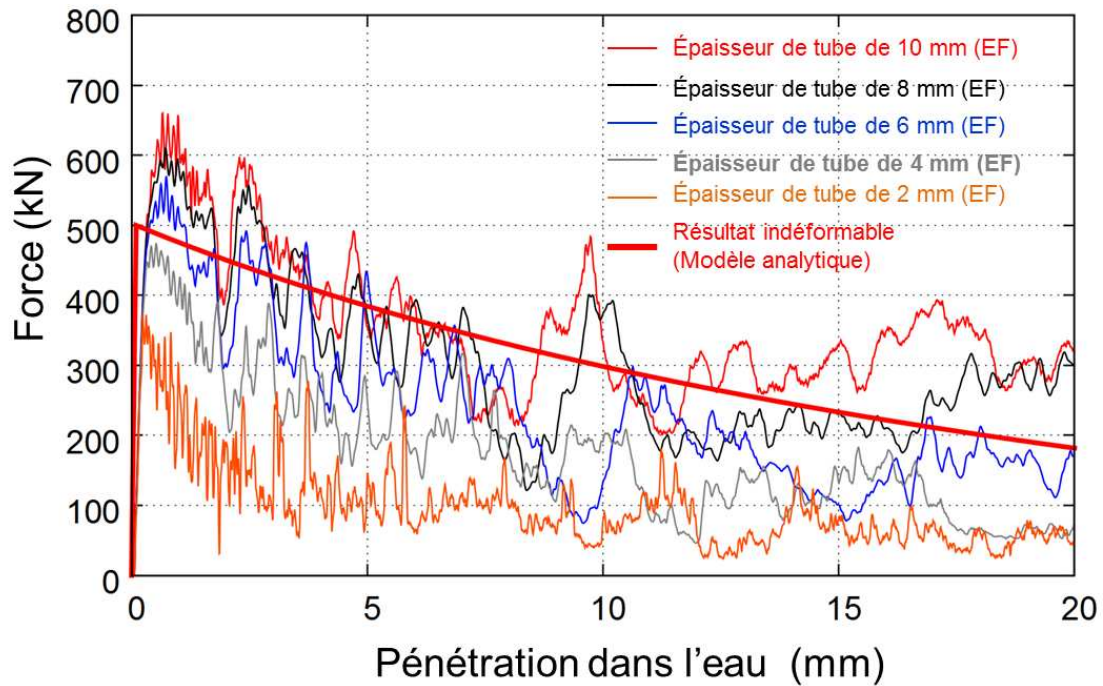


FIGURE 4.22 – Force totale de contact en fonction de la pénétration dans l'eau pour différentes épaisseurs de tubes.

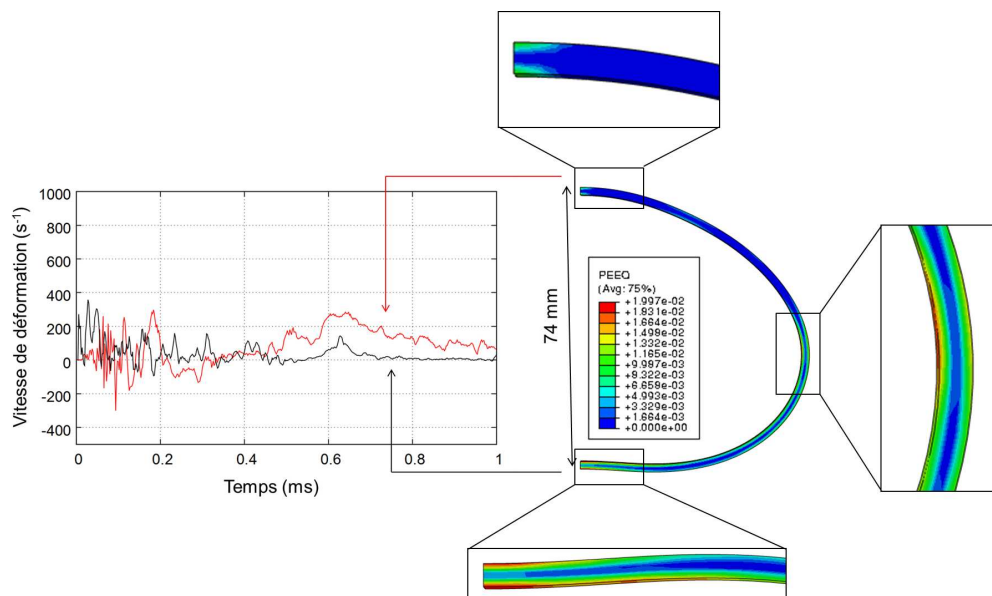


FIGURE 4.23 – Vitesses de déformation dans le tube d'épaisseur 2 mm au point d'impact et au point opposé et répartition de la déformation plastique équivalente au temps  $t=0,4$  ms ( $V_0 = 80$  m/s).

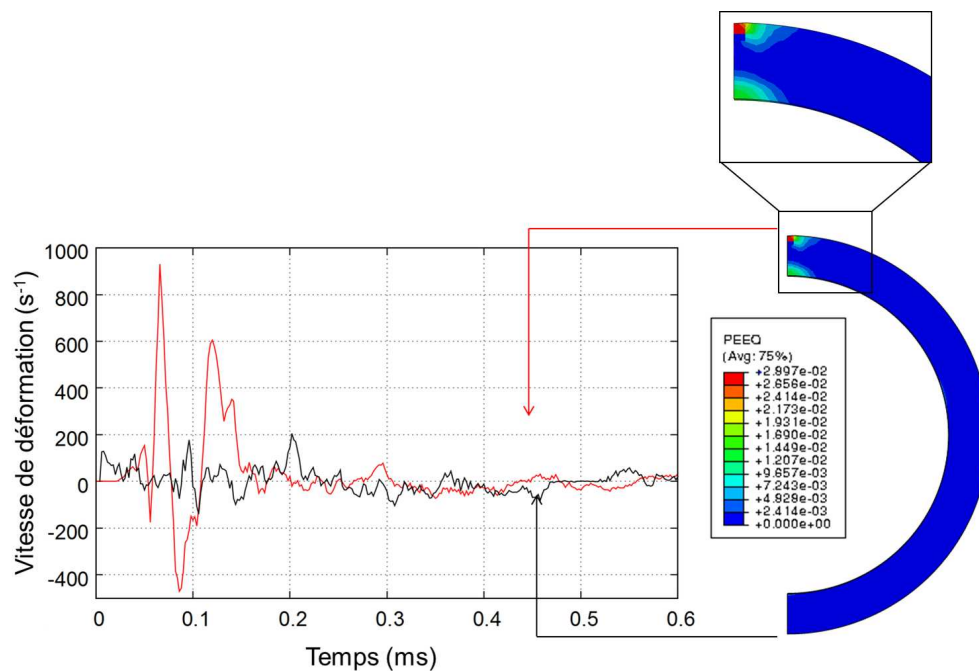


FIGURE 4.24 – Vitesses de déformation dans le tube d'épaisseur 10 mm au point d'impact et au point opposé et répartition de la déformation plastique équivalente au temps  $t=0,4$  ms ( $V_0 = 80$  m/s).

#### 4.2.4 Conclusion sur l'impact à l'eau d'un cylindre

L'impact à l'eau d'un cylindre (diamètre 100 mm), représentatif du système BELOCOPA, a été étudié à l'aide de modèles numérique (éléments finis) et analytique. À titre de comparaison, des simulations en SPH ont été aussi effectuées dans l'Annexe L.

Pour que le système BELOCOPA ne se déforme pas pendant un impact latéral à l'eau à 80 m/s, il est nécessaire que l'épaisseur du tube cylindrique soit d'au moins 10 mm. Pour garantir, l'intégrité des éléments internes (cartes, bouées,...) du système, il est demandé de dimensionner un essai qui reproduit les caractéristiques de l'impact à l'eau observées par les simulations :

- En terme de surface de contact pendant l'impact, celle-ci se stabilise rapidement autour d'une valeur maximale. Il est remarqué que cette surface n'est pas égale à la moitié de la surface du cylindre mais elle est inférieure (Annexe L) ;

- En terme de force, un pic est observé. La force se stabilise après ce pic autour d'une valeur constante. Lorsque le cylindre est déformable (l'épaisseur du tube diminue), la valeur de ce pic de force diminue ;

- A chaque point du tube en contact avec l'eau, un pic de pression est observé. À un même instant, la répartition des pressions sur le tube n'est pas constante. Elle est quasi-constante. Cependant, un pic de pression est observé dans la zone du tube qui rentre en contact avec l'eau.

Cette étude pourrait être étendue au cas de l'impact d'une carlingue d'aéronef sur l'eau car cela reste de l'impact de ce qui peut être modélisé comme un cylindre mais à une échelle supérieure. Des observations similaires (pique de force, pression,...) seraient alors observés.

## 4.3 Identification des caractéristiques de flambage dynamique de tube

### 4.3.1 Introduction

L'impact sur un tube à son extrémité peut produire le flambage de celui-ci. La revue bibliographique de la section 4.1.3 a montré que la force résultante de ce flambage évolue souvent sous forme de pics. Dans cette partie, une étude sur l'impact de tubes en alliages d'aluminium de désignation 6060 T6 est présentée. On se propose d'étudier les similitudes entre les pics d'un impact sur une structure en flambage dynamique et d'un impact à l'eau. Dans un premier temps, une étude numérique va permettre d'étudier l'influence de différents paramètres sur la réponse en terme de force durant un impact. Dans un deuxième temps, des essais d'impact sur des tubes percés vont être effectués sur un puits de chute. Ces essais sont comparés à des simulations numériques. Seule une modélisation numérique (pas analytique) est donc proposée ici.

### 4.3.2 Simulations préliminaires de flambage dynamique sous impact

#### 4.3.2.1 Présentation du modèle numérique

Des simulations numériques en éléments finis à l'aide du code de calcul Abaqus/Explicite sont effectuées afin d'étudier le flambage dynamique plastique sous impact de tube en alliage d'aluminium de désignation 6060 T6 (Figure 4.25). Dans ce modèle, un tube de diamètre extérieur  $D$ , d'épaisseur  $e$  et de hauteur  $h$  est positionné de façon longitudinale sur une plaque. Cette plaque est considérée comme un corps analytique rigide encasté. Un deuxième corps analytique rigide dont une masse  $m$  est associée vient impacter ce tube avec une vitesse initiale de valeur  $V_0$ . Le tube est maillé à l'aide d'éléments finis de type coque avec 5 points d'intégration dans l'épaisseur et une taille caractéristique de 3 mm. Le comportement de l'alliage d'aluminium de désignation T6 suit une loi de Johnson Cook (Équation 2.1).

Pour le flambage dynamique, des calculs ont montrés que l'influence de la température sur la réponse à l'impact est faible en terme d'effort. Dans le cas d'un impact axiale sur un tube dont les caractéristiques sont données dans le tableau 4.7, l'échauffement est inférieur à 10 K. Un couplage thermo-mécanique ne sera donc pas nécessaire. Le temps de calcul est donc réduit. Les paramètres de la loi de Johnson Cook du matériau sont disponibles dans le tableau 4.6. Ils sont issus d'une identification réalisée à partir d'une loi de comportement présentée par Chen [Chen 2009]. La méthode d'identification du comportement est présentée dans l'Annexe E.

A (MPa)	B (MPa)	n	C	m	$T_f$ (K)	$T_a$ (K)	$\dot{\epsilon}_0$ (s <sup>-1</sup> )
186,4	114,2	0,337	0,00390	1	665	293	0,001

Tableau 4.6 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 6060 T6.

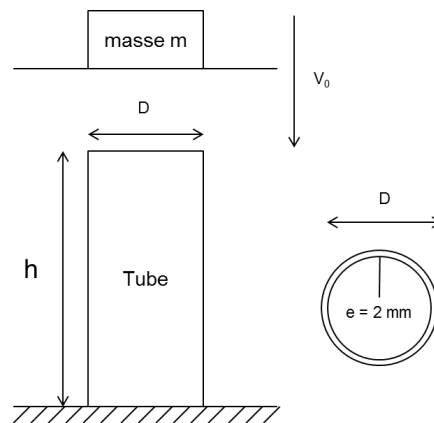


FIGURE 4.25 – Schémas de l'impact d'un tube

#### 4.3.2.2 Étude paramétrique numérique de flambage dynamique de tubes en alliage d'aluminium 6060 T6

Une étude est menée dans cette section pour identifier l'influence de divers paramètres sur la force d'impact. Un tube témoin de référence est utilisé pour cette étude. Les caractéristiques de ce tube et de l'essai sont disponibles dans le tableau 4.7. Sur la figure 4.26, les résultats de la simulation sur le tube témoin sont tracés en terme de force d'impact et comparés à ceux trouver dans le cadre de l'étude de l'impact à l'eau de la section 4.2.3. La force évolue sous forme de pics, dont le premier a une valeur égale à 155 kN. La durée de montée de ce pic est de 10,16  $\mu s$ , le pic oscille alors autour de sa valeur maximale pendant une durée identifiée sur la figure 4.26 comme la durée de pic, de 160  $\mu s$ , puis il chute pendant 640  $\mu s$ . Il est alors identifié que la durée du pic est trop importante pour approcher celui de l'impact à l'eau.

La simulation permet l'analyse de la propagation de l'onde de déformation dans le tube pendant l'impact (Figure 4.27). À un temps  $t = 0,0086$  ms, la déformation axiale dans le tube appelée  $\varepsilon_{xx}$  se propage dans le sens de la longueur du tube. Cette onde de déformation continue à se propager (Figure 4.27 (b.) (2)) et atteint l'autre extrémité du tube. A cet endroit, l'onde de déformation est réfléchiée et ainsi sa valeur s'accumule (Figure 4.27 (b.) (3)). La déformation plastique apparaît et à partir d'une valeur équivalente de 0,15 %, la paroi du tube commence à s'effondrer. Ainsi, c'est bien cette apparition localisée de la déformation plastique qui, dans le modèle numérique, permet l'apparition d'une imperfection et donc le flambage du tube. A noter que cette localisation est dû à la propagation des ondes de chocs élastiques dans la structure. Le flambage est donc élastique suivi d'un post-flambage élasto-plastique.

Un jeu d'imperfections est ajouté au tube de référence. Ces imperfections ont été dimensionnées à l'aide d'un calcul de mode propre du tube. Un calcul explicite d'impact sur ce tube ne change pas la réponse en termes de force de flambage par rapport au calcul sans imperfection. La prédiction du flambage ici n'a donc pas besoin d'un premier calcul type « buckling » pour l'ajout d'imperfection géométrique. Le comportement visco-plastique suffit pour obtenir de bons résultats.

Afin de réduire la durée du pic de force, l'influence de la géométrie du tube est analysée dans l'annexe M. Il est alors conclu que pour réduire de façon significative la durée du pic de force, le facteur géométrique le plus influent est l'épaisseur. Cependant, réduire l'épaisseur d'un tube fait chuter de façon significative la valeur maximale du pic de force.

Il est proposé de percer les tubes par deux fentes et d'étudier leur influence sur l'évolution de ce pic d'impact. Cette étude est une approche couplée entre une simulation numérique et



quelques essais sur puits de chute instrumenté.

$D$ (mm)	$e$ (mm)	$V_0$ (m/s)	$m$ (kg)	$h$ (mm)
105	2	10	250	300

Tableau 4.7 – Paramètres de la simulation d'impact sur le tube témoin.

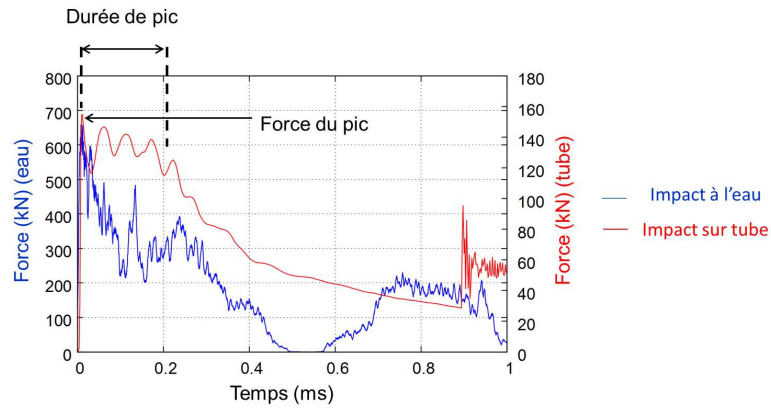


FIGURE 4.26 – Évolution de la force en fonction du temps pour un impact sur le tube témoin.

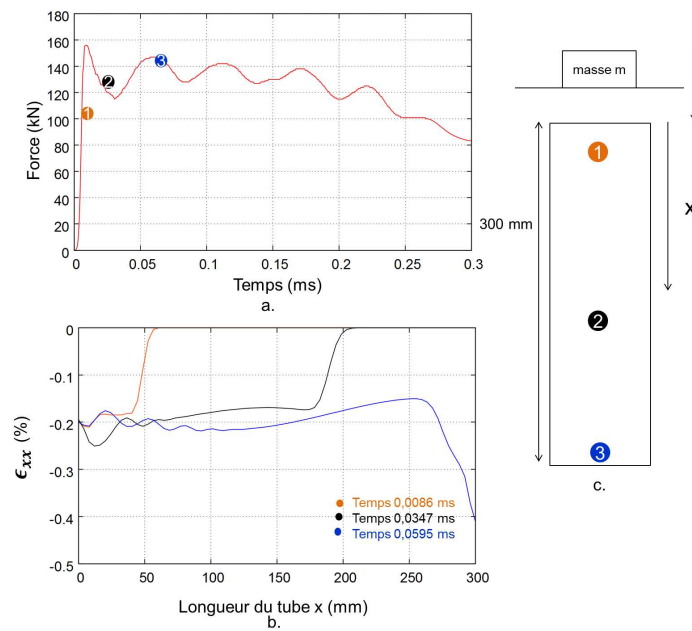


FIGURE 4.27 – Force en fonction du temps du tube de référence pour le premier pic de flambage (a.) déformation axiale en fonction de la longueur du tube pour 3 temps différents (b.) schéma du tube et position des déformations axiales maximales (c.).

### 4.3.3 Étude du flambage dynamique symétrique et asymétrique sous impact d'un tube fragilisé : expériences et simulations

#### 4.3.3.1 Moyens expérimentaux

Deux expérimentations de flambage ont été réalisées sur un puits de chute disponible à Arts et Métiers ParisTech campus d'Aix en Provence (Figure 4.28). Une plaque, dont la masse est de 13 kg, guidée par une glissière, chute d'une hauteur de 1,3 m sur un tube percé par deux bandes symétriques (Figure 4.29). La vitesse à l'impact est calculée à l'aide de la hauteur du puits de chute ( $V = \sqrt{2gh} = 5 \text{ m/s}$ ) (absence de frottement). Une caméra rapide Phantom Miro 3 permet de filmer le flambage du tube pendant l'impact avec une vitesse de 2700 images/s. Des jauges de déformation Vishay CEA-06-125UW-120 sont collées à l'extérieur du tube de façon à mesurer la déformation dans le sens longitudinal. Elles servent à comparer l'expérience à la simulation. Elles sont situées sur la partie basse du tube, à 1 cm du bord, de façon symétrique, au milieu des bandes de perçage et au milieu des zones non percées. Les mesures de jauges sont relevées à l'aide d'un système d'acquisition *National Instruments* composé de quatre compléments de quart de pont **NI9944**, d'un module de pont de Wheasthone **NI9237**, d'un compactDAQ **Ni c-DAQ-9174** et d'un ordinateur avec le logiciel *Labview*.

Deux essais d'impact sont réalisés sur le puits de chute sur des tubes en alliage d'aluminium 6060 T6 de hauteur 300 mm, de largeur 105 mm et dont deux fentes symétriques ont été ajoutées (Figure 4.29). Chaque fente est située au centre du tube (dimension de 100 mm de largeur et 20 mm de hauteur). Deux cas de flambage sont étudiés ici. Le premier est un flambage symétrique. Le deuxième est un flambage asymétrique (le tube plie d'un côté).

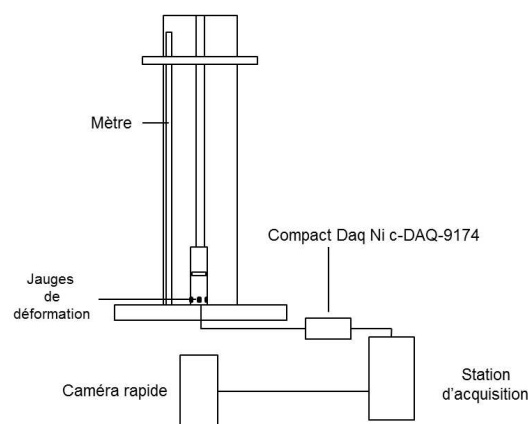


FIGURE 4.28 – Instrumentation du puits de chute d'Aix en Provence pour les essais de flambage.

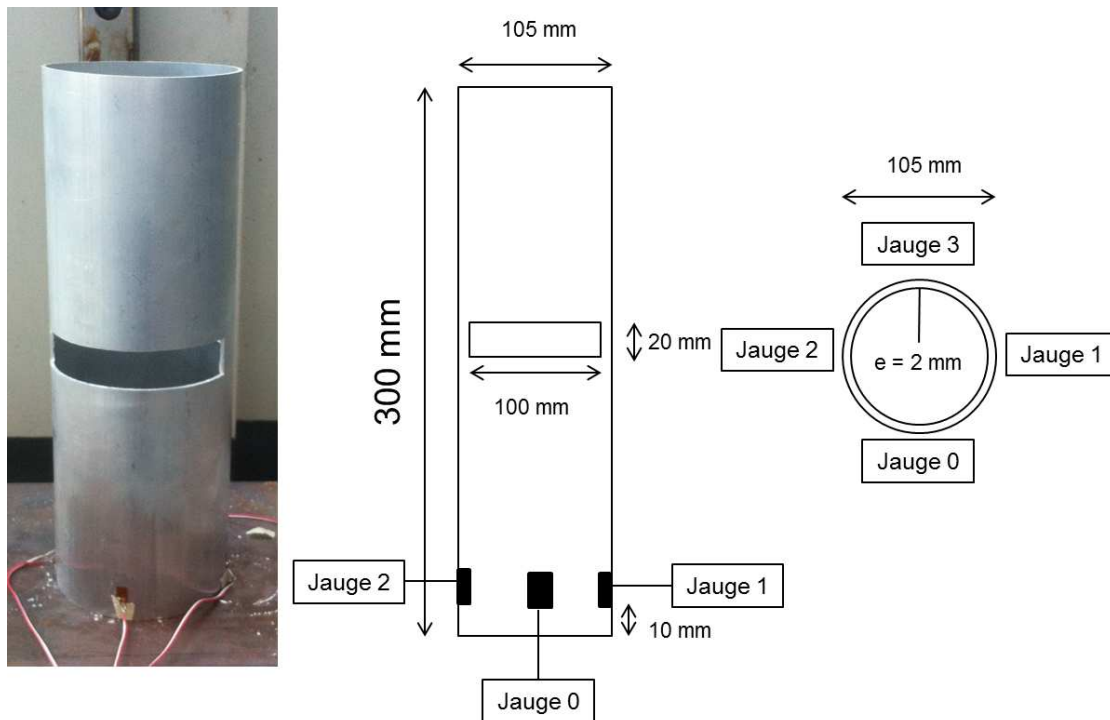


FIGURE 4.29 – Tube en alliage d'aluminium de désignations 6060 T6 percée et instrumentée.

#### 4.3.3.2 Étude du flambage dynamique symétrique sous impact

##### Analyse des résultats expérimentaux

Un tube cylindrique en alliage d'aluminium 6060 T6 a été percé par de deux fentes symétriques. Ce tube est impacté longitudinalement sur le puits de chute. Un flambage symétrique est observé au centre du tube (Figure 4.31) et correspond au lieu du perçage.

Les jauges de déformation, placées en bas du tube, vont permettre de caractériser l'impact. Pendant l'impact, seule la jauge 1 a donné des résultats exploitables. Elle est placée au milieu d'une bande non percée. Sur la figure 4.30, la déformation est tracée en fonction du temps. Un premier pic de déformation est observé. La valeur minimale de la déformation est de 0,22 %.

La caméra rapide permet l'observation de la déformée du tube pendant l'impact. Sur la figure 4.31, le tube est observé pour trois instants différents. À  $t=0,625$  ms, la déformation atteint son minimum et le tube commence à flamber. À  $t=1,25$  ms, la déformation augmente et le tube plie au niveau des fentes. Le tube ne plie pas au centre des fentes. À  $t=3,4$  ms, la déformation oscille autour d'une valeur. Le tube continue à plier. Les deux parties supérieure et inférieure du tube se déforment. La partie supérieure est mise en compression et la partie inférieure en traction. Ces deux parties tubulaires deviennent alors des ellipses désaxées de 90 degrés.

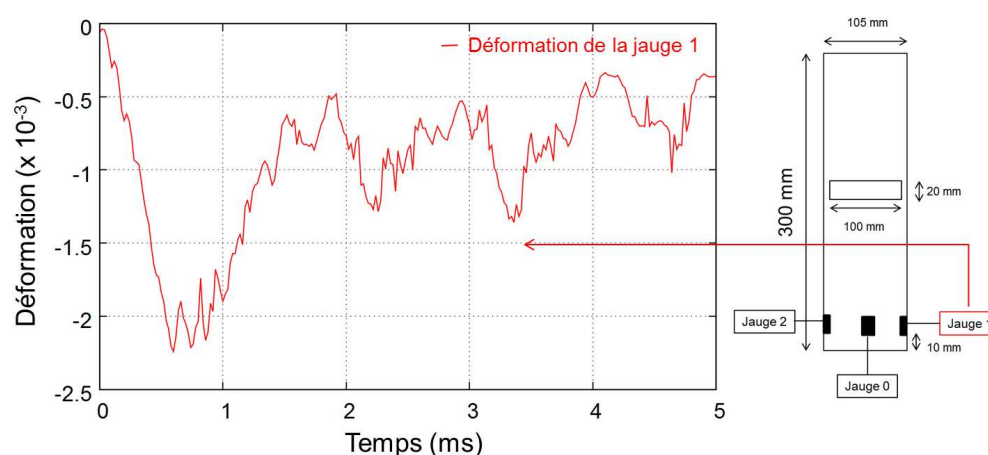


FIGURE 4.30 – Déformations pendant le flambage symétrique.

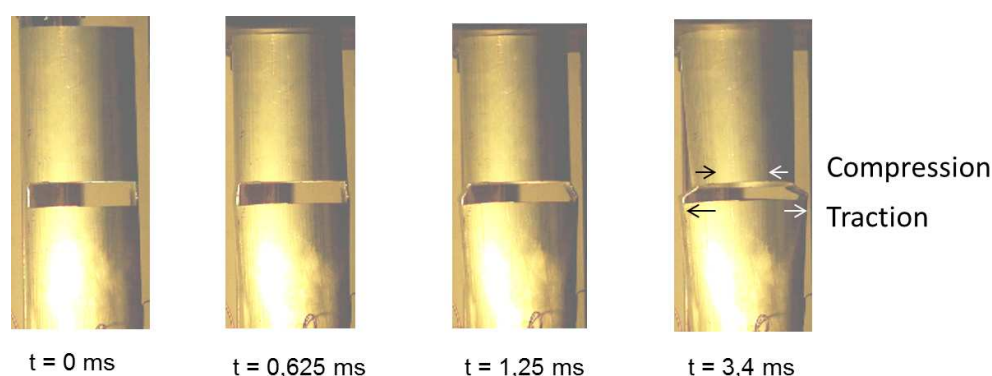


FIGURE 4.31 – Déformées du tube pendant le flambage symétrique.

### Comparaison de l'essai et de la simulation numérique

Sur la figure 4.33, les déformations de la jauge 1 et de la simulation numérique sont tracées en fonction du temps. Le premier pic de déformation, sa valeur minimale et sa durée sont similaires à la simulation. Après ce pic, la déformation numérique est quasi-nulle alors que pendant l'essai, elle oscille autour d'une valeur constante. Les déformées expérimentales et numériques sont aussi comparées sur la figure 4.34. Dans la simulation numérique, le flambage apparaît au centre des bandes de perçage ( $t=0,625$  ms et  $t=1,25$  ms) alors que dans l'expérience le flambage s'effectue vers le bas. À  $t = 3,4$  ms, un flambage similaire est observé. Comme observé lors de l'expérience, les deux parties inférieure et supérieure du tube deviennent elliptiques après flambage.

Le modèle numérique permet alors d'obtenir la courbe d'effort pendant l'impact pour le flambage symétrique. Sur la figure 4.35, la force est tracée en fonction du temps. Le pic de force observé est alors de 51 kN et dure environ 1 ms.

La simulation numérique permet l'observation des déformations plastiques équivalentes dans le tube pendant l'impact. La zone de flambage, c'est à dire la bande de perçage (Figure 4.32 (c.)), est plus particulièrement observée. L'onde de choc provoque la propagation d'une onde

élastique dans cette zone. La réflexion de cette onde provoque l'apparition de déformation plastique équivalente (Figure 4.32 (a.) et (b.) (1)) à un instant  $t = 0,0096$  ms. La valeur maximale de déformations plastiques se déplace dans la bande (Figure 4.32 (a.) et (b.) (2)) et se stabilise au centre à un instant  $t = 0,0505$  ms (Figure 4.32 (a.) et (b.) (3)) pour une valeur de 0,55 %. A cet instant, la déformation plastique est suffisamment concentrée pour que le structure flambe en ce lieu. Ainsi, à l'instar de Karagiozova [Karagiozova 2001], il est montré par la simulation que le flambement est bien dû à l'accumulation de la déformation plastique grâce à la propagation des ondes de choc de déformation élastique. Le flambage est donc élastique suivi d'un post-flambage élasto-plastique.

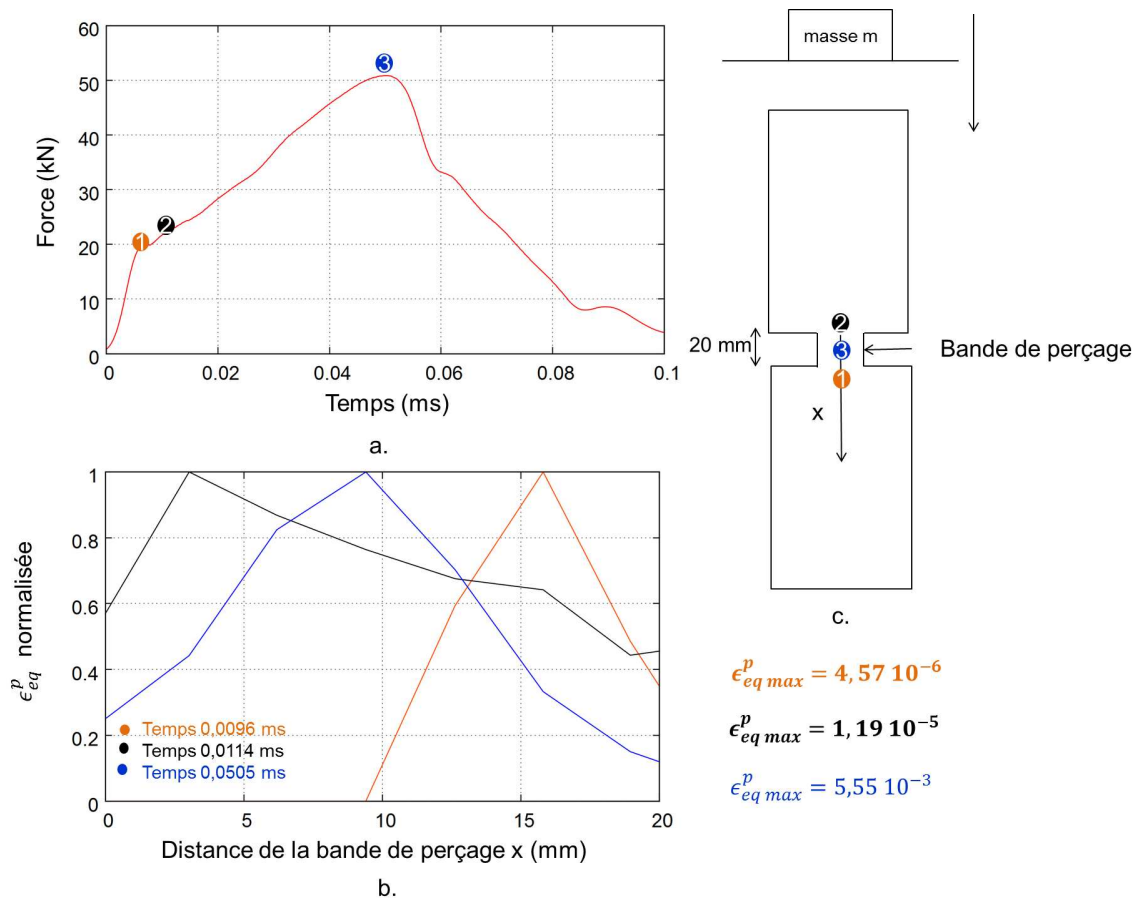


FIGURE 4.32 – Force en fonction du temps pour le premier pic de flambage d'un tube percé (a.) déformation plastique équivalente normalisée avec la déformation plastique équivalente maximale en fonction de la distance de la bande de perçage pour 3 temps différents (b.) schéma de la bande de perçage et position des déformations plastiques maximales au centre de cette bande (c.).

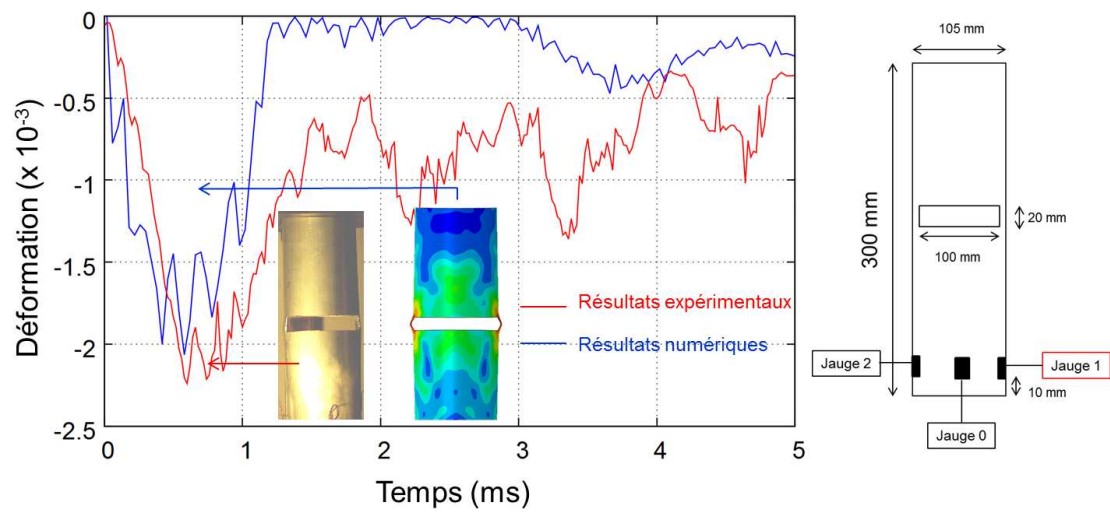


FIGURE 4.33 – Comparaison entre les déformations expérimentales et numériques pendant le flambage symétrique.

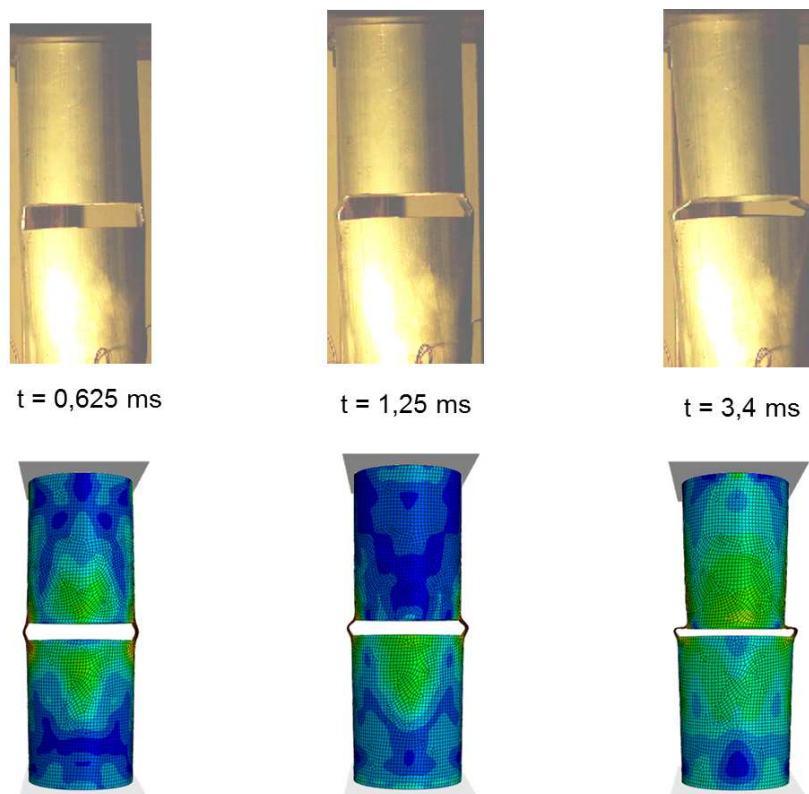


FIGURE 4.34 – Comparaison entre les déformées expérimentales et numériques du tube pendant le flambage symétrique.

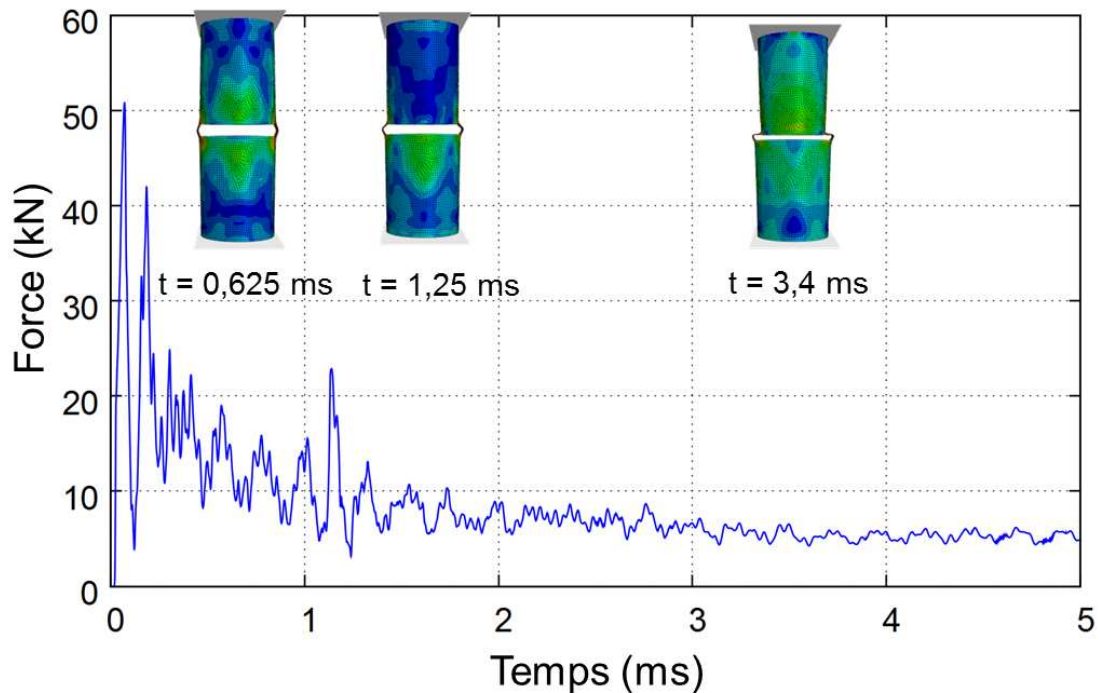


FIGURE 4.35 – Évolution de la force en fonction du temps pour un flambage symétrique.

#### 4.3.3.3 Étude du flambage dynamique asymétrique sous impact

##### Analyse des résultats expérimentaux

Un tube percé en alliage d'aluminium 6060 T6 est impacté par une plaque de 13 kg. La figure 4.36 montre le tube impacté. Le tube n'a pas été mis en compression symétriquement. Le flambage est donc ici asymétrique (le tube a plié sur la droite).

Les résultats obtenus par les jauges de déformation vont permettre une analyse de l'essai d'impact et une comparaison avec le modèle numérique. Sur la figure 4.37, les déformations relevées sur les différentes jauges sont tracées en fonctions du temps. Ici les valeurs des jauges ne sont pas symétriques. Cette asymétrie peut s'expliquer par la non-planéité des surfaces supérieure et inférieure du tube. Ainsi tout le tube n'est pas forcément en contact avec les plaques pendant l'impact. Les observations sont les suivantes :

- Jauge 0 : Un premier petit pic est observé. Ensuite la jauge oscille autour de 0 ;
- Jauge 1 : Un premier pic de déformation puis un deuxième pic important sont observés. Cette jauge est placée du côté où le pli se réalise ;
- Jauge 2 : Un premier puis un deuxième pic de déformation sont observés. Cette jauge est opposée à la jauge 1 ;
- Jauge 3 : Un premier petit pic est observé. Ensuite la jauge oscille autour de 0.



FIGURE 4.36 – Tube après l'impact pour le flambage asymétrique.

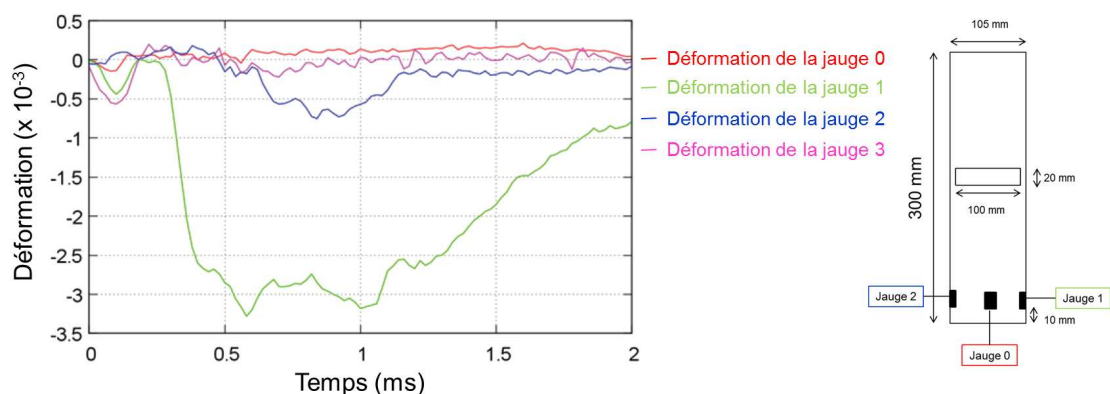


FIGURE 4.37 – Déformations relevées sur les différentes jauges (flambage asymétrique).

### Comparaison de l'essai et de la simulation numérique

Pour introduire le flambage asymétrique, la plaque impactante est inclinée de 0,05 degré dans la simulation. Les déformations obtenues sur les jauges 0 et 3 ne donnent pas de résultats exploitables ici car elles sont quasi-nulles. De plus, la perte de contact ne permet pas de comparer directement les jauges 1 et 2 à la simulation. Les déformations des jauges 1 et 2 sont alors comparées en les moyennant pendant l'impact. Le graphique 4.38 montre les résultats en terme de déformation. Les premiers pics de déformation se superposent pour l'expérience et la simulation. Après ce premier pic, un deuxième pic est observé dans la simulation. Ce pic n'est pas retrouvé lors de l'expérience. Cela montre qu'une fois le flambage commencé le phénomène est plus difficilement modélisable. Contrairement au flambage symétrique, les parties inférieure et supérieure du tube gardent leur forme circulaire.

Comme pour le flambage symétrique, la courbe d'effort pendant l'impact peut être tracée



pour le flambage asymétrique (Figure 4.39). Le pic de force de flambage observé est alors de 40 kN et dure environ 1 ms. La force est comparée sur le même graphique à la force du flambage symétrique. La courbe de force est similaire dans les deux cas, sauf pour la valeur du premier pic de flambage qui est plus importante dans le cas du flambage symétrique. Le tableau 4.8 résume les deux essais de flambage et leur simulation.

Ces forces d'impact sont comparées sur la figure 4.40 en fonction du temps pour l'impact caractéristique du système BELOCOPA à l'eau (80 m/s). Il en résulte une bonne corrélation temporelle entre les pics de force. Dans le cas du flambage, le premier pic de force a une durée de croissance plus longue que pour l'impact à l'eau. La force d'impact à l'eau est 15 fois plus grande que celle du flambage moyen (moyenne des deux pics de flambage symétrique et asymétrique).

Essai	Type de flambage	Type de perçage	$F_{max}$ (kN)
1	symétrique	2 fentes de 20 mm	40
2	asymétrique	2 fentes de 20 mm	51

Tableau 4.8 – Résultats de simulations d'impact sur les tubes percés

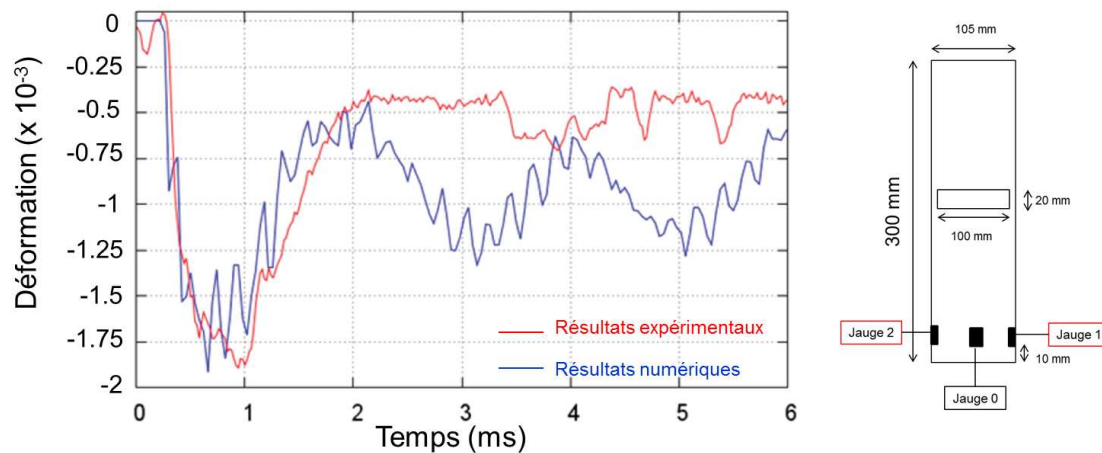


FIGURE 4.38 – Comparaison entre les déformations expérimentales et numériques pendant le flambage asymétrique.

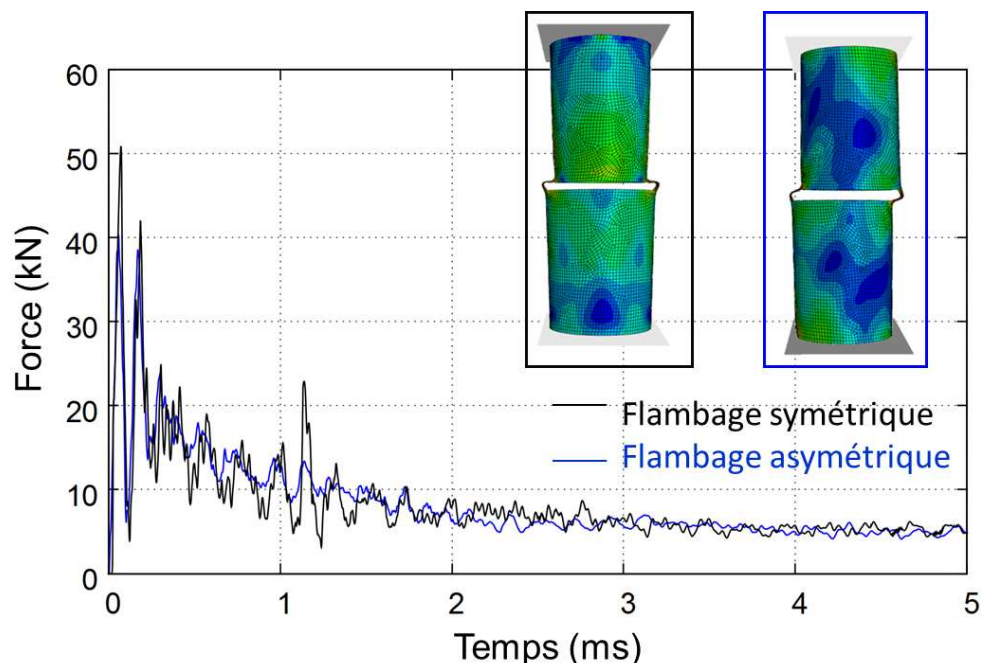


FIGURE 4.39 – Évolution de la force en fonction du temps pour un flambage symétrique et asymétrique.

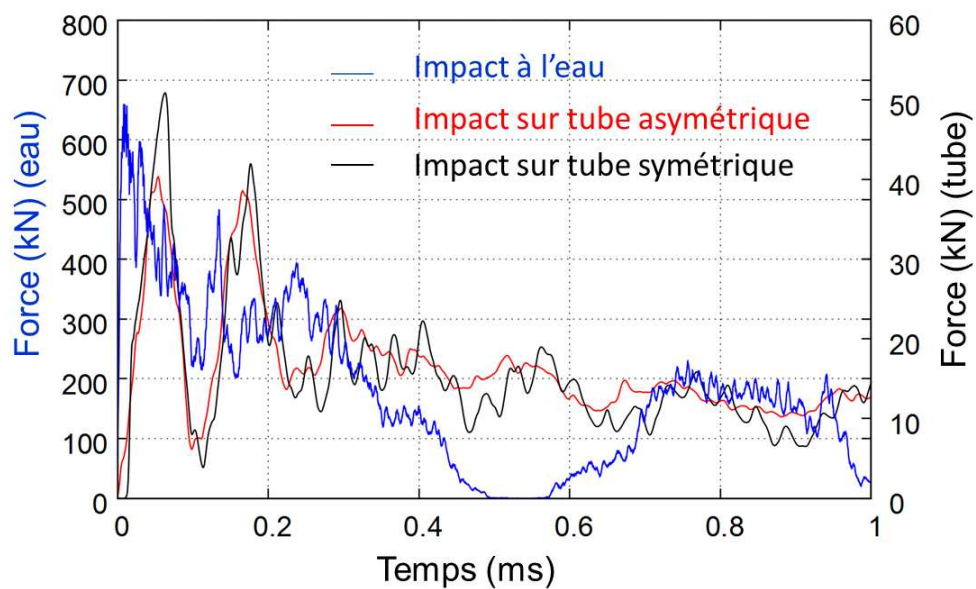


FIGURE 4.40 – Comparaison entre la force d'impact à l'eau et les forces de flambages asymétrique et symétrique.

#### 4.3.4 Conclusion et perspectives

Deux types de flambage, symétrique et asymétrique, ont été étudiés ici. Ce sont les deux cas de flambage possibles lors de l'impact sur un tube percé par deux fentes d'épaisseur 20 mm.

La simulation numérique a été validée à l'aide de l'évolution des déformations, relevées sur le tube, pendant les essais. La fragilité des jauges n'a pas permis d'obtenir des résultats sur toutes les zones instrumentées. Les images relevées par la caméra rapide sont confronté aux résultats éléments finis. Les simulations sont alors utilisées afin d'obtenir l'évolution de la force pendant l'impact. Dans les deux cas de flambage, une courbe de force similaire est observée. Seule la valeur du premier pic de force change. Elle est plus faible dans le cas du flambage asymétrique.

Il est proposé un programmeur d'impact qui reproduit l'effort de l'impact sur l'eau d'un cylindre par le phénomène de flambage dynamique de structures tubulaires métalliques. L'effort à l'impact à l'eau est 15 fois supérieur que l'impact sur tube (Figure 4.40). Pour garantir un même niveau, il est proposé un essai composé d'une plaque associée au système (masse de 195 kg (15 x 13 kg)) qui vient impacter de façon axiale, avec une vitesse de 5 m/s, 15 tubes percés par deux fentes d'épaisseur 20 mm en alliages d'aluminium de désignation 6060 T6. La figure 4.41 illustre une solution pour cette configuration. Cet essai permettra de garantir l'intégrité des composants du système BELOCOPA à l'impact à l'eau.

Dans le cas de l'impact à l'eau, la pression en chaque point du tube évolue en fonction du temps sous forme d'un pic. Cette évolution de pression n'est pas retrouvée dans le cas du flambage sur un tube. Dans ce dernier cas, la pression est équi-répartie. Il est possible d'imaginer un programmeur d'impact qui reproduit en chaque point ou en chaque zone du système l'évolution de la pression à l'impact. Pour cela il faudrait un nombre  $n$  de structures flambantes pour chacune de ces zones. Une première solution est schématisée sur la figure 4.42. Dans celle ci, le programmeur est divisé en trois parties ( $n = 3$ ). Chaque partie est composée d'un tube qui par flambement vient reproduire une courbe de pression visée. Pour des raisons d'encombrement, ces solutions théoriques semblent difficiles à mettre en oeuvre.

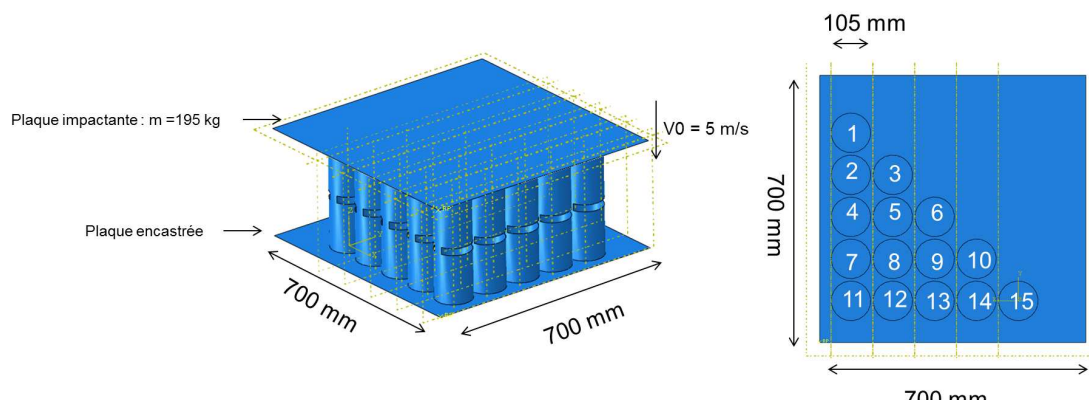


FIGURE 4.41 – Programmeur d'impact équivalent au crash du système BELOCOPA en mer en terme de force.

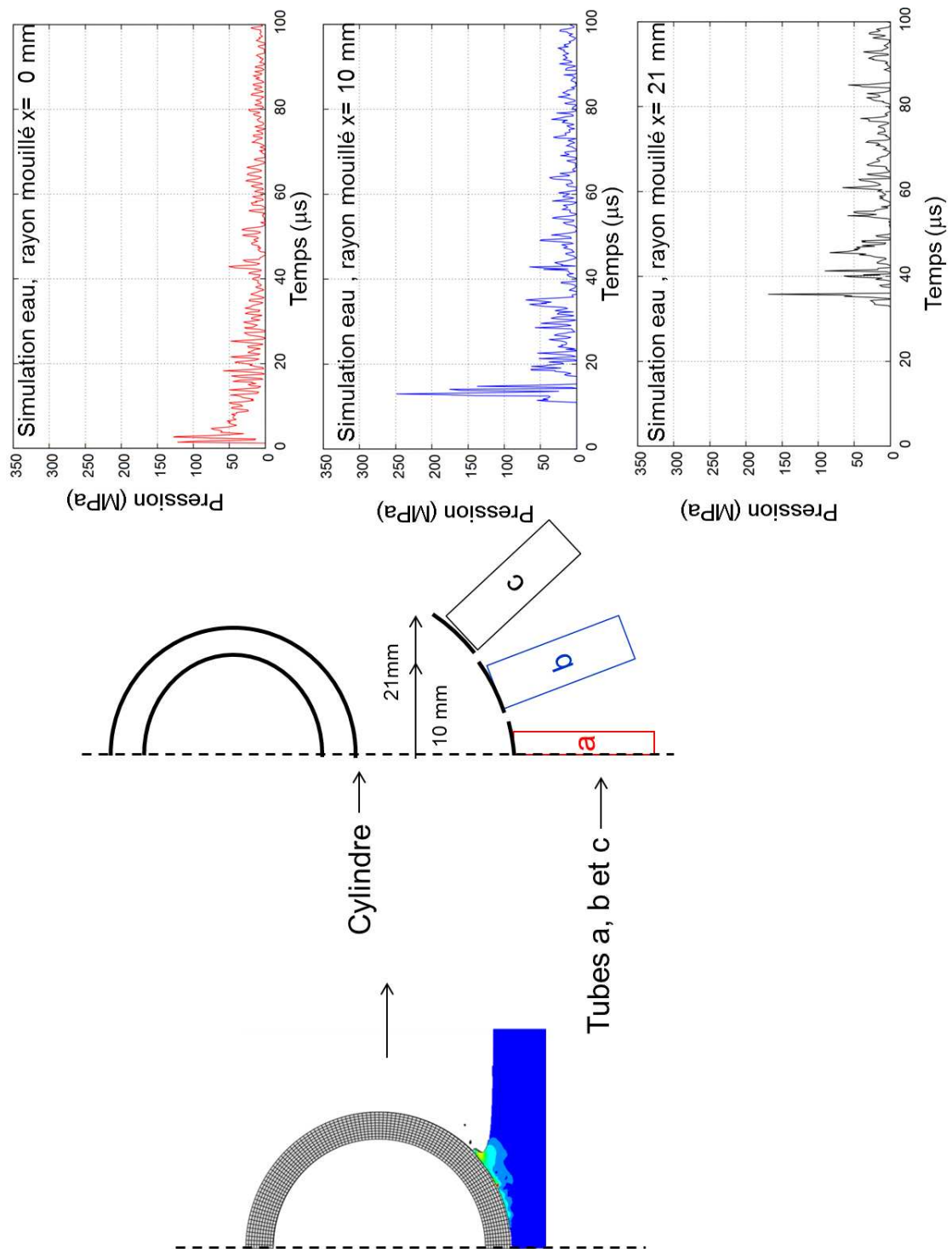


FIGURE 4.42 – Programmeur équivalent en terme de pression à un impact à l'eau.

## 4.4 Conclusion

L'impact à l'eau et l'impact sur des tubes par flambement sont deux domaines de la mécanique qui n'ont jamais été confrontés malgré leur similitude en terme d'effort (pic). Pour trouver les limites de ces similitudes apparentes, une étude a été proposée dans ce chapitre. Elle a pour objectif de remplacer des essais de tenue au crash en mer du système cylindrique BELOCOPA par un impact sur un programmateur solide à l'aide d'un puits de chute instrumenté.

Pour cela, une bibliographie sur les impacts dans différents milieux a été proposée (eau, mousse, tubes). En ce qui concerne l'impact solide sur fluide, les essais à grandes vitesses d'impact ( $> 20$  m/s) sont difficiles à mettre en oeuvre pour des raisons de moyens matériels et d'instrumentation. La simulation numérique, par SPH ou par éléments finis sont préférés. Lors d'un impact à l'eau, un pic de force est observé. Ce pic peut être plus ou moins large en fonction de la forme de l'impacteur. Une revue bibliographique a montré que le flambage de tubes sous impact reproduit des niveau et des durée de pics similaires à l'impact à l'eau.

Une étude sur l'impact à l'eau d'un cylindre a été proposée par des approches numériques (EF et SPH) et analytiques. Des observations caractéristiques de l'impact à l'eau ont pu être effectuées. Un pic de force est observé. À chaque point du tube en contact avec l'eau, un pic de pression apparaît en fonction du temps. À un même instant, la répartition des pressions sur le tube n'est pas constante. Elle est quasi-constante, sauf au lieu qui rentre en contact avec l'eau où un pic de pression est observé. Pour une épaisseur de tube supérieure à 10 mm, le cylindre du système BELOCOPA garde son intégrité pendant l'impact à l'eau.

Une étude sur le flambage de tubes par une approche couplée entre l'expérimentation et le calcul numérique a été proposée. Deux types de flambage, symétrique et asymétrique, ont été étudiés sur un tube percé par deux fentes. L'évolution de la force pendant l'impact est obtenue à partir des simulations numériques, validées par les résultats expérimentaux. En parallèle, il est observé que le flambage est bien dû à l'apparition d'une imperfection par accumulation des déformations plastiques.

L'enjeu de reproduire un impact à l'eau en terme d'effort par le flambage de tubes percés est alors possible. Mais les conditions locales de l'impact, caractérisées par la répartition des pressions pendant l'impact, restent difficiles à approcher. Une solution prospective serait de diviser le programmateur d'impact en différentes zones pour reproduire les pics de pression attendus sur l'impacteur (Figure 4.42).

# Impact avec rupture : perforation de tôles minces

---

## Sommaire

<b>5.1</b>	<b>État de l'art sur la perforation</b>	<b>101</b>
5.1.1	Approche expérimentale de la perforation	102
5.1.2	Les modèles analytiques de la perforation	105
5.1.3	Les modèles numériques de perforation	109
5.1.4	Conclusions sur l'état de l'art de la perforation	114
<b>5.2</b>	<b>Perforation d'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 à basse vitesse</b>	<b>115</b>
5.2.1	Présentation des expériences de perforation	115
5.2.2	Résultats expérimentaux	116
5.2.3	Applications de modèles analytiques de perforation	123
5.2.4	Modèle éléments finis pour la perforation	127
5.2.5	Résultats et discussions	133
5.2.6	Implémentation de la loi de comportement identifiée par les essais Charpy dans le modèle de perforation	142
<b>5.3</b>	<b>Extension du modèle numérique à l'étude de la perforation à grande vitesse de l'alliage d'aluminium 2024 T3</b>	<b>144</b>
5.3.1	Vitesses de transition du mode de perforation	144
5.3.2	Comparaison avec les modèles de perforation analytique	147
<b>5.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>150</b>

---

Lorsque deux structures s'impactent, les échanges énergétiques mis en jeu peuvent mener à la rupture d'une des deux structures comme le montre la figure 1.8. L'une peut alors venir perforer l'autre.

Il est proposé dans ce chapitre, une étude sur la perforation d'une plaque en alliage d'aluminium 2024 T3, représentative d'un fuselage d'avion, par un poinçon conique, représentatif du perforateur du système BELOCOPA.

Après une bibliographie sur les expérimentations et la modélisation de la perforation (section 5.1), une étude est proposée sur des tôles d'épaisseur 2 et 4 mm. Des essais sont effectués sur un puits de chute instrumentée à faibles vitesses d'impact (jusqu'à 6,5 m/s). Un modèle analytique et un modèle numérique, en éléments finis de type coque, sont proposés dans les sections 5.2.3.2 et 5.2.4. Pour de grandes vitesses de perforation, le modèle numérique permet d'identifier les transitions entre différents modes de perforation (section 5.3).

## 5.1 État de l'art sur la perforation

L'impact d'un solide quasi-indéformable sur une cible peut produire la rupture de celle-ci. Le passage complet du solide à travers la cible est appelé perforation. Un phénomène de rupture à grande vitesse de déformation du matériau (rupture dynamique) est observé. Une revue bibliographique présente les essais de caractérisation et les grandes notions liés à la perforation.

### 5.1.1 Approche expérimentale de la perforation

Souvent, les essais de perforation sont classés en deux catégories : les essais à faible vitesse (inférieure à 50 m/s) et les essais à grande vitesse (supérieure à 50 m/s) [Grytten 2009]. Les résultats de perforation sont dépendants de la géométrie et des matériaux de l'impacteur et du domaine impacté [Iqbal 2010]. Les propriétés des matériaux sont relatives à leur comportement dynamique (élasto-visco-plastique et à la rupture). Ces effets sont mis en évidence par Grytten lors d'essais de perforation de plaques en alliage d'aluminium de désignation 5083 [Grytten 2009]. Une étude sur la variation de la vitesse de l'impacteur pendant la perforation permet une bonne description du phénomène [Borvik 2004]. La vitesse résiduelle, après impact, notée  $V_r$ , est souvent tracée en fonction de la vitesse initiale. Une vitesse balistique limite  $V_{bl}$  est alors définie comme la vitesse initiale minimale pour qu'il y ait perforation totale ou encore comme la vitesse pour laquelle l'impacteur a 50 % de chance de perforer la cible ([Borvik 2004], [Iqbal 2010], [Kpenyigba 2013]). Rodriguez-Martinez [Rodriguez-Martinez 2011] introduit la relation de Recht et Ipson, entre cette vitesse, la vitesse initiale  $V_0$  et la vitesse résiduelle  $V_r$  de l'impacteur à l'aide d'une constante  $k$  :

$$V_r = (V_0^k - V_{bl}^k)^{1/k}, V_0 > V_{bl} \quad (5.1)$$

La perforation est un problème d'échange énergétique. L'énergie absorbée par la plaque, notée  $E_a$ , est définie comme la différence des énergies cinétiques de l'impacteur avant et après impact [Rodriguez-Martinez 2011] :

$$E_a = \frac{1}{2} m_{imp} (V_0^2 - V_r^2) \quad (5.2)$$

où  $m_{imp}$  est la masse de l'impacteur.

Cette énergie absorbée lors de l'impact peut varier en fonction de la forme de l'impacteur. Pour Jones [Jones 2008], un impacteur en forme ogive donne une énergie de perforation moins importante qu'un impacteur conique ou qu'un impacteur de forme hémisphérique (plus grande énergie). L'impacteur de forme conique donne une ouverture en pétale pour de faibles épaisseurs de plaque (4 mm). Il y a arrachement de matière pour les plaques de grandes épaisseurs (8 mm). Dans une étude sur la perforation de plaque en alliages d'aluminium, Jones [Jones 2011] montre qu'un projectile à nez plat est plus favorable à la perforation qu'un impacteur à nez hémisphérique. Jones [Jones 2008] propose une équation empirique d'un facteur énergétique  $f_E$  de perforation d'un acier bas carbone, valable pour toutes formes d'impacteur, en fonction du diamètre  $d$  de l'impacteur, de l'épaisseur  $e$  et du diamètre  $D$  de la plaque :

$$f_E = \frac{\pi d}{2 e} + 2 \left( \frac{d}{e} \right)^{1,53} \left( \frac{D}{d} \right)^{0,21} \quad (5.3)$$

L'état de triaxialité dans la cible dépend de la forme de l'impacteur. Pour un impacteur plan, le taux de triaxialité est nul, pour un impacteur conique le taux de triaxialité est égale à 0.3 et pour un impacteur hémisphérique le taux de triaxialité est égale à 0.66 [Kpenyigba 2013].

Les puits de chute instrumentés ou les canons pneumatiques permettent l'étude des phénomènes de perforation. La force d'impact, le déplacement de l'impacteur, la déformation de la plaque peuvent être relevés à l'aide de capteurs de force, de déplacements ou par des accéléromètres [Grytten 2009]. Borvik [Borvik 2004] utilise en plus une caméra rapide pour l'observation de la pénétration du projectile dans la cible. La technique de stéréo-corrélation d'image permet d'obtenir la déformation de la plaque pendant la perforation [Grytten 2007]. Afin d'obtenir une mesure de la force, certains auteurs utilisent des barres d'Hopkinson qui viennent perforer une cible [Grytten 2009], [Ramezani 2010]. Le but est la plupart du temps d'étudier la rupture à grande vitesse d'impact ( $>20$  m/s). Rusinek [Rusinek 2009] étudie la perforation normale de

plaques en acier par un poinçon hémisphérique indéformable. La plaque est fixée sur un tube d'Hopkinson jouant le rôle de barre de transmission : la force de perforation peut être relevée en calculant la valeur de la déformation dans la barre de transmission  $T(t)$  (Figure 5.1). Il compare les résultats expérimentaux avec des simulations numériques en mode de résolution explicite. Les essais sont effectués pour des vitesses jusqu'à 300 m/s. En fonction de cette vitesse et de la lubrification du contact, le mode de fissuration peut varier d'une simple ouverture de pétale à un arrachement de matière. Par exemple, pour un essai à une vitesse d'impact de 50 m/s, l'absence de lubrification provoque une perforation par arrachement d'un morceau de la cible et l'apparition de nombreuses fissures. À contrario, pour une même vitesse, lorsqu'il y a lubrification de la cible, le mode de perforation est par pétalisation. Le phénomène d'arrachement est expliqué par la concentration des déformations plastiques et l'apparition de striction dans la cible. Il met aussi en évidence l'importance du gradient de température pour la rupture (la température peut s'élever de plus de 150 K).

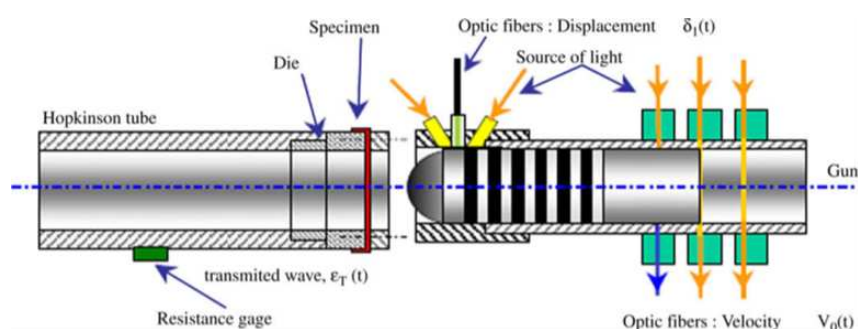


FIGURE 5.1 – Perforation d'une plaque d'acier à l'aide d'une barre d'Hopkinson de transmission [Rusineck 2009].

D'autres auteurs utilisent les barres d'Hopkinson pour réaliser des essais de perforation [Ramezani 2010] [Hockauf 2007] [Elnasri 2006]. Ces essais peuvent reproduire un procédé de mise en forme (essais de type bulge de Ramezani [Ramezani 2010]), ou être une étude sur la résistance de matériaux composites, de structures sandwichs, de polymères et alliages métalliques [Hockauf 2007] [Elnasri 2006]. L'utilisation de barres d'Hopkinson est justifiée par la facilité à obtenir l'effort pendant la perforation [Elnasri 2006].

Un exemple de montage de barre d'Hopkinson pour la perforation est visible sur la figure 5.2 [Elnasri 2006]. La perforation s'effectue de façon inversée (la structure sandwich impacte le perforateur d'Hopkinson). La vitesse maximale de l'essai est de 45 m/s. Avec ce montage, Elnasri réussit à obtenir la force de perforation en fonction du déplacement dans le matériau sandwich (Figure 5.3).

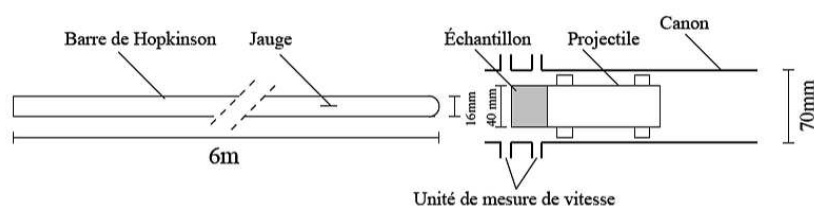


FIGURE 5.2 – Montage inversé d'Elnasri [Elnasri 2006].



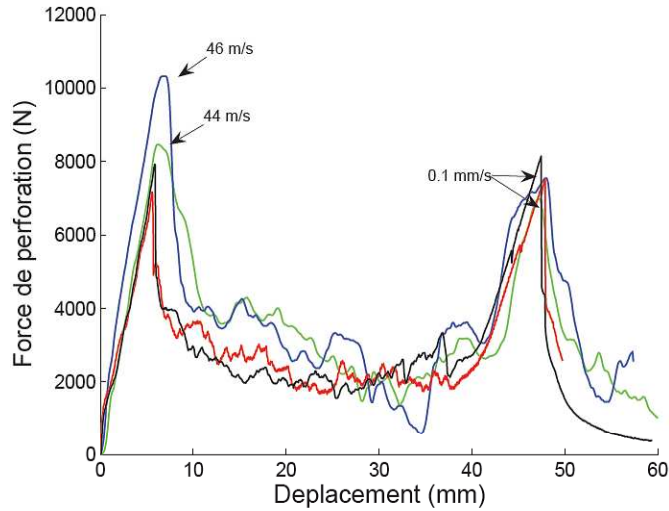


FIGURE 5.3 – Courbe de la force d’impact en fonction du déplacement pour une structure sandwich [Elnasri 2006].

A faible vitesse ( $\ll 50$  m/s), des pétales apparaissent pendant la perforation de plaques minces. Rodriguez-Martinez [Rodriguez-Martinez 2011] réalise des essais de perforation sur un alliage d’aluminium de désignation 2024 T3, pour différentes températures. Le nombre de pétales observé varie entre 4 et 6. Dans le cadre d’une étude sur la perforation de plaques en aluminium de désignation 1100 et à de grandes vitesses d’impact ( $\gg 50$  m/s), Gupta et Iqbal [Iqbal 2010] montrent l’influence de l’angle d’impact sur le nombre de pétales. Plus l’angle d’impact est grand par rapport à la normale, plus le nombre de pétales est petit. Cependant prédire le nombre de pétales lors de la perforation par un impacteur axi-symétrique reste difficile.

Dans le cas d’un poinçon conique, Atkins [Atkins 1998] détermine le nombre de pétales par une approche analytique et énergétique. Le travail total de perforation est continue lorsqu’il y a apparition de la rupture. Cette continuité permet le calcul du nombre de pétales. Il considère que le rayon perforé  $r_p$  est connu avant le début de la propagation des fissures. Le nombre d’Atkins  $n$  établissant le nombre de pétales est alors déterminé par l’expression suivante :

$$n = \frac{2\pi\sigma_0 r_p \varepsilon_f}{G} \quad (5.4)$$

où  $\sigma_0$  est la limite d’élasticité,  $\varepsilon_f$  la déformation à la rupture, et  $G$  la ténacité. Le nombre  $n$  n’est pas un entier dans la formule de Atkins. Le nombre de pétale est donc la partie entière de ce nombre  $n$ . Atkins propose une évolution de cette équation lorsque le rayon perforé est difficile à déterminer. Il considère que le rayon peut être approximé par  $r_p = 1/2 e_0 \tan(\phi)$  ( $e_0$  est l’épaisseur de la plaque et  $\phi$  le demi-angle du poinçon). Ainsi, l’expression devient :

$$n = \frac{\pi\sigma_0 e_0 \tan(\phi) \varepsilon_f}{G} \quad (5.5)$$

Dans une étude sur la perforation de plaques en acier, Dean [Dean 2009] montre qu’il existe une transition, en terme de vitesse initiale, entre une perforation par pétalisation, par arrachement et enfin par fragmentation de la cible.

La perforation peut être considérée comme un phénomène global (toute la plaque contribue à la perforation) ou local. Dans le cas d’une perforation de plaque en alliage d’aluminium, Jones [Jones 2011] évoque une formule empirique qui lie le temps de perforation  $t_{imp}$  et le temps  $t_{propa}$  que met l’onde plastique pour se propager du premier point d’impact vers la frontière de la plaque

en fonction du nombre d'endommagement de Johnson  $\Phi = \rho V_0^2 / \sigma$ , de la densité  $\rho$ , de la vitesse initiale  $V_0$ , de la contrainte d'écoulement  $\sigma$ , du rayon de la plaque  $R$  et de son épaisseur  $e$  :

$$\frac{t_{propa}}{t_{imp}} = \frac{\Phi}{6} \left(\frac{R}{e}\right)^2 \quad (5.6)$$

La valeur critique est difficile à obtenir. Par exemple, pour une plaque d'aluminium ayant une masse volumique de  $2720 \text{ kg/m}^3$ , un rapport  $R/e$  de 10, une contrainte d'écoulement de 272 MPa et pour une vitesse initiale de 10 m/s, le rapport  $\frac{t_{propa}}{t_{imp}}$  est égal à 0,016. Cela signifie que la durée de perforation est bien supérieure à la durée de propagation des perturbations plastiques. Ainsi, la déformation de la plaque entière contribuera à la perforation : le phénomène est dit global et non local. Il est à remarquer que pour de grandes vitesses d'impact, la formule impose la localisation de la perforation.

## 5.1.2 Les modèles analytiques de la perforation

### 5.1.2.1 Perforation par un poinçon conique d'une plaque épaisse

Les modèles analytiques de perforation utilisent des lois de comportement simples. Forrestal [Forrestal 2009] utilise un modèle d'écrouissage empirique où la contrainte est exprimée en fonction de la limite d'élasticité  $\sigma_0$ , de la masse volumique de la plaque  $\rho_m$ , d'un paramètre  $B_0$  dépendant de la vitesse d'impact et du matériau (identifié par méthode inverse) et de la vitesse  $V$  du poinçon tel que :

$$\sigma = \sigma_0 + \rho_m B_0 V^2 \quad (5.7)$$

La perforation d'une plaque d'épaisseur  $e$  par un poinçon conique dont le diamètre est petit devant l'épaisseur est décrite ici. Du point de vue de la plaque, cela revient à étudier la réponse plastique de l'agrandissement, à une vitesse  $V$ , d'une cavité conique. Le poinçon est composé d'une partie cylindrique de rayon  $a$  et de longueur  $L$  ainsi que d'une partie conique de longueur  $l$  et d'angle par rapport à l'axe de symétrie  $\phi$  (Figure 5.4). La vitesse radiale de la croissance de la cavité s'écrit  $V = V_z \tan(\phi)$  où  $V_z$  est la vitesse de pénétration du poinçon. La force axiale de la pénétration s'écrit :

$$F_z = \pi a^2 (\sigma_0 + \rho_m B_0 (V_z \tan \phi)^2) \quad (5.8)$$

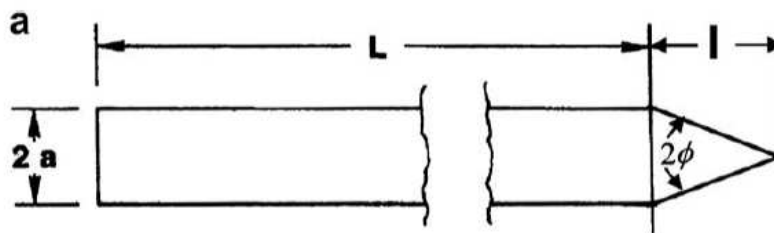


FIGURE 5.4 – Poinçon de forme conique [Forrestal 2009].

A partir du principe fondamental de la dynamique, il est possible d'écrire l'équation suivante en fonction de  $m$  la masse du poinçon :

$$m \frac{dV_z}{dt} = m \frac{dz}{dt} \frac{dV_z}{dz} \quad (5.9)$$

ou encore :

$$-F_z = mV_z \frac{dV_z}{dz} \quad (5.10)$$

où  $z$  est la direction principale de l'impact.

La masse du poinçon peut s'écrire à partir de sa masse volumique  $\rho_p$  et de ses paramètres géométriques :

$$m = \pi a^2 \rho_p \left(L + \frac{l}{3}\right) \quad (5.11)$$

À l'aide de l'expression de la force de l'équation 5.8 et de la masse de l'équation 5.11, l'équation différentielle 5.10 peut s'écrire :

$$\frac{\sigma_0 dz}{(L + l/3)\rho_p} = -\frac{1}{2M} \frac{d(1 + MV_z^2)}{1 + MV_z^2} \quad (5.12)$$

avec :

$$M = \frac{\rho_m B_0 \tan^2 \phi}{\sigma_0} \quad (5.13)$$

La vitesse balistique limite pour qu'il y ait perforation,  $V_{bl}$ , peut se déduire de l'équation différentielle 5.12 en imposant les conditions initiales et finales suivantes :

- Si  $t = 0$ ,  $V_z = V_{bl}$  et  $z = 0$ ;
- Si  $t = t_{final}$ ,  $V_z = 0$  et  $z = e$ .

La vitesse s'exprime alors :

$$V_{bl} = \frac{\sigma_0}{\rho_m B_0 \tan^2 \phi}^{1/2} \left( \exp \left( \frac{2e}{L + l/3} \frac{\rho_m}{\rho_p} B_0 \tan^2 \phi \right) - 1 \right)^{1/2} \quad (5.14)$$

La vitesse résiduelle  $V_r$  peut être calculée sur le même modèle que la vitesse balistique limite, avec les conditions initiales et finales suivantes :

- Si  $t = 0$   $V_z = V_0$  et  $z = 0$ ;
- Si  $t = t_{final}$   $V_z = V_r$  et  $z = e$ .

Forrestal [Forrestal 2009] montre que cette vitesse résiduelle peut alors s'écrire en fonction de la vitesse initiale  $V_0$  :

$$V_r = \sqrt{V_0^2 - V_{bl}^2} \exp \left( -\frac{e}{L + l/3} \frac{\rho_m}{\rho_p} B_0 \tan^2 \phi \right) \quad (5.15)$$

On remarque que les vitesses résiduelles et balistiques limites de perforation sont indépendantes du rayon  $a$  de l'impacteur. La figure 5.5 est un exemple de comparaison entre le modèle analytique et les expériences de fissuration.

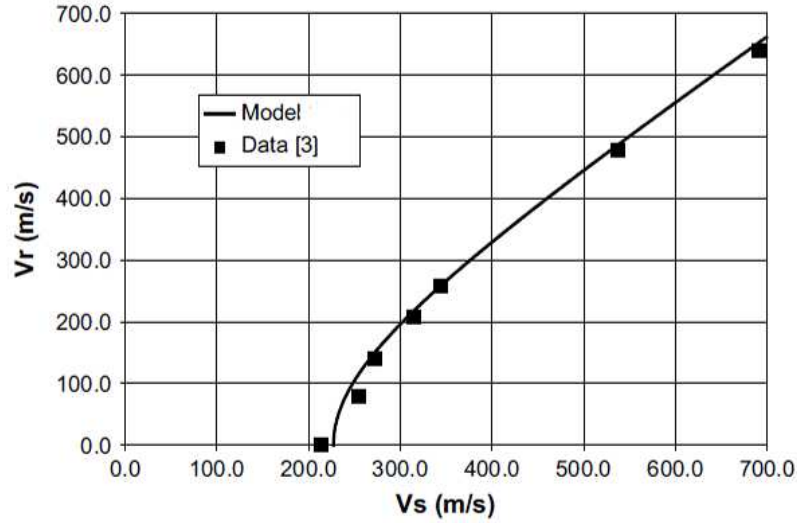


FIGURE 5.5 – Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale : Comparaison du modèle analytique et des expériences [Forrestal 2009].

### 5.1.2.2 Perforation par un poinçon en forme d'ogive d'une plaque épaisse

Le modèle analytique de la perforation d'une plaque par un impacteur en forme d'ogive [Forrestal 2009] est similaire au modèle de la partie précédente. Les variables seront appelées de la même façon que dans la partie précédente. La figure 5.6 donne la géométrie de l'impacteur. La masse de l'impacteur est définie à partir d'un facteur  $k_1 = f(l, a)$  telle que :

$$m = \pi \rho_p a^2 (L + k_1 l) \quad (5.16)$$

avec :

$$k_1 = (4\psi^2 - 4\psi/3 + 1/3) - \frac{4\psi^2(2\psi - 1)}{\sqrt{4\psi - 1}} \arcsin\left(\frac{\sqrt{4\psi - 1}}{2\psi}\right) \quad (5.17)$$

et

$$\psi = \frac{1}{4} \left( \left( \frac{l}{a} \right)^2 + 1 \right) \quad (5.18)$$

Le terme  $\psi$  est appelé le facteur rayon de la tête de l'impacteur. La force s'écrit :

$$F_z = \pi a^2 (\sigma_0 + \rho_m B_0 N(\psi) V_z^2) \quad (5.19)$$

$$N(\psi) = 8\psi^2 \ln\left(\frac{2\psi}{2\psi - 1}\right) - (1 + 4\psi) \quad (5.20)$$

En regardant les expressions précédentes, la vitesse minimale de perforation  $V_{bl}$  et la vitesse résiduelle  $V_r$  peuvent s'écrire facilement en reprenant les expressions de l'impacteur conique. Le terme  $l/3$  est remplacé par  $k_1 l$  et le terme  $\tan^2(\phi)$  par  $N(\psi)$  :

$$V_{bl} = \frac{\sigma_0}{\rho_m B_0 N(\psi)}^{1/2} \left( \exp\left(\frac{2e}{L + k_1 l} \frac{\rho_m}{\rho_p} B_0 N(\psi)\right) - 1 \right)^{1/2} \quad (5.21)$$

$$V_r = \sqrt{V_0^2 - V_{bl}^2} \exp\left(-\frac{e}{L + k_1 l} \frac{\rho_m}{\rho_p} B_0 N(\psi)\right) \quad (5.22)$$

Ces expressions sont confrontées à l'expérience par Forrestal [Forrestal 2009] pour des impacts sur des plaques en alliage d'aluminium de désignation 6061-T651. La figure 5.7 montre la bonne adéquation du modèle avec les essais.

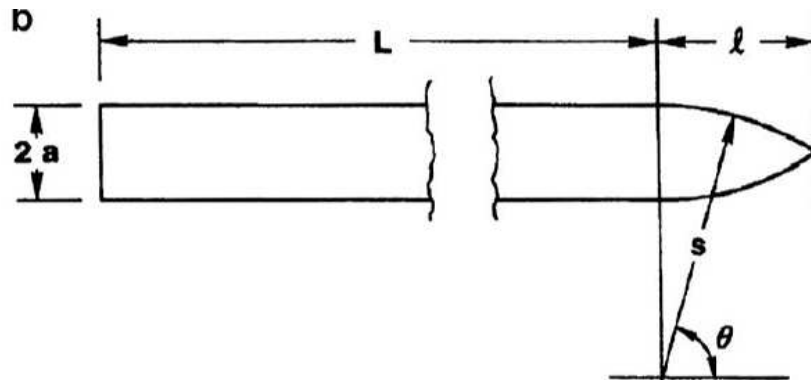


FIGURE 5.6 – Poinçon en forme d'ogive [Forrestal 2009].

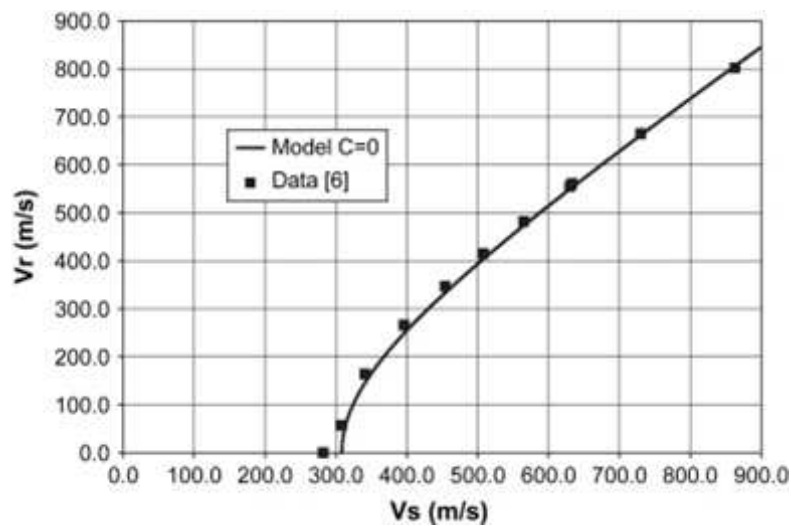


FIGURE 5.7 – Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale pour un impacteur en forme d'ogive : Comparaison du modèle analytique et des expériences [Forrestal 2009].

Le tableau 5.1 est un résumé des modèles analytiques de perforation.

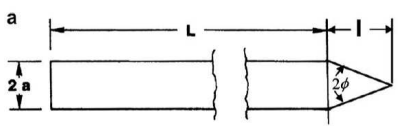
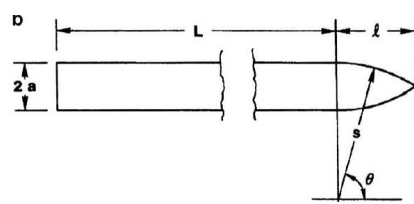
	Nez en forme de Cône	Nez en forme d'ogive
Modèle		
$V_{bl}$	$\frac{\sigma_0}{\rho_m B_0 \tan^2 \phi}^{1/2} (\exp(\frac{2e}{L+l/3} \frac{\rho_m}{\rho_p} B_0 \tan^2 \phi) - 1)^{1/2}$	$\frac{\sigma_0}{\rho_m B_0 N(\psi)}^{1/2} (\exp(\frac{2e}{L+k_1 l} \frac{\rho_m}{\rho_p} B_0 N(\psi)) - 1)^{1/2}$
$V_r$	$\sqrt{V_0^2 - V_{bl}^2} \exp(-\frac{e}{L+l/3} \frac{\rho_m}{\rho_p} B_0 \tan^2 \phi)$	$\sqrt{V_0^2 - V_{bl}^2} \exp(-\frac{e}{L+k_1 l} \frac{\rho_m}{\rho_p} B_0 N(\psi))$
$N(\psi)$	non défini	$8\psi^2 \ln(\frac{2\psi}{2\psi-1}) - (1 + 4\psi)$
$k_1$	non défini	$(4\psi^2 - 4\psi/3 + 1/3) - \frac{4\psi^2(2\psi-1)}{\sqrt{4\psi-1}} \sin^{-1}(\frac{\sqrt{4\psi-1}}{2\psi})$
$\psi$	non défini	$\frac{1}{4}((\frac{l}{a})^2 + 1)$

Tableau 5.1 – Modèle analytique de perforation de Forrestal pour une plaque épaisse [Forrestal 2009].

### 5.1.2.3 La perforation par un poinçon conique d'une plaque mince

Une plaque mince est une plaque pour laquelle l'épaisseur est petite devant la taille caractéristique de l'impacteur (rayon,...). Dans le but de déterminer le nombre de pétales durant la perforation d'une tôle mince, Nazeer [Nazeer 2000] décrit la perforation par une approche énergétique. Celle-ci est vue comme la combinaison de travaux de flexion élastique de la plaque  $W_e$  (Figure 5.8 (a.)), de flexion plastique  $W_{fp}$ , d'amincissement  $W_{ep}$  (Figure 5.8 (b.)), de flexion des pétales  $W_{fr}$  (Figure 5.8 (c.)) et de propagation des fissures  $W_r$  (Figure 5.8 (d.)). Il s'intéresse plus particulièrement à la transition entre des travaux essentiellement plastiques et l'instant où la rupture apparaît. Son approche est adaptée à la perforation sous impact dans le but de trouver la vitesse résiduelle du poinçon dans la section 5.2.3.2.

Une approche énergétique de la pétalisation est également utilisée par Wierzbicki [Wierzbicki 1999] pour décrire la perforation par un poinçon conique. Il approxime l'énergie totale de perforation par  $E = 3,37\sigma_0 e^{1,6}(2r_0)^{1,4}$  dans le cas où le rayon de l'impacteur  $r_0$  est plus de cinq fois supérieur à l'épaisseur de la plaque  $e$ . De bons résultats en terme de vitesse résiduelle et en terme de forme de la cible après impact sont trouvés. D'autres modèles analytiques de perforation d'une plaque mince existent dont le modèle de Woodward [Woodward 1987], le modèle de Landkof [Landkof 1985] et le modèle de Elek [Elek 2005].

### 5.1.3 Les modèles numériques de perforation

Différentes méthodes numériques existent pour la simulation de la perforation. La méthode la plus courante utilise des éléments finis 3D de type brique [Borvik 2011] (Figure 5.11). Plus rarement, les éléments finis sont de type 2D axi-symétrique [Gupta 2006] (Figure 5.10) ou de type 3D coque pour des tôles fines [Dean 2009] (Figure 5.9). L'utilisation des particules SPH (Smooth Particles Hydrodynamics) est moins courante mais donne de bons résultats à grande vitesse d'impact [Seo 2008] (Figure 5.12). Très récemment des couplages éléments finis-SPH [Attaway 1994] sont utilisés [Liu 2012] (Figure 5.13).

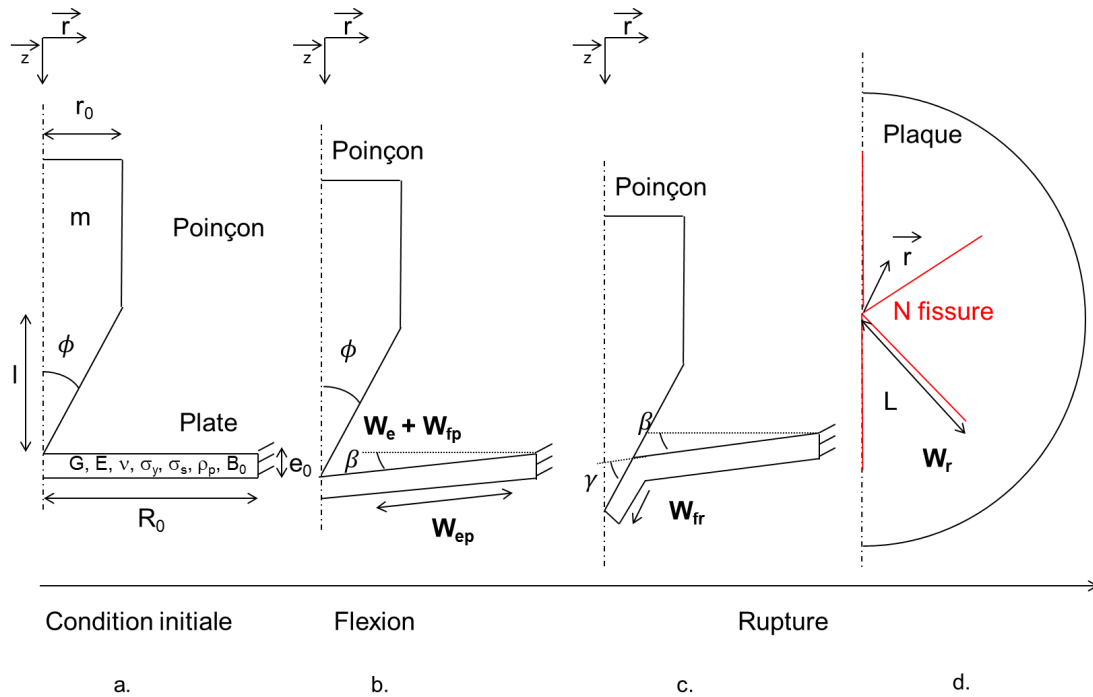


FIGURE 5.8 – Modèle analytique de perforation basé sur des considérations énergétiques.

Les lois de comportements restent similaires dans tous les cas. Ce sont souvent des lois de Johnson Cook [Dean 2009] [Gupta 2006] ou Johnson Cook modifiées [Borvik 2011] [Liu 2012]. Le critère de rupture est le choix le plus important dans le cas d'une étude sur la perforation et nécessite une étude fine sur le comportement dynamique du matériau [Jones 2011]. Les tableaux 5.2 et 5.3 résument les articles cités ici.

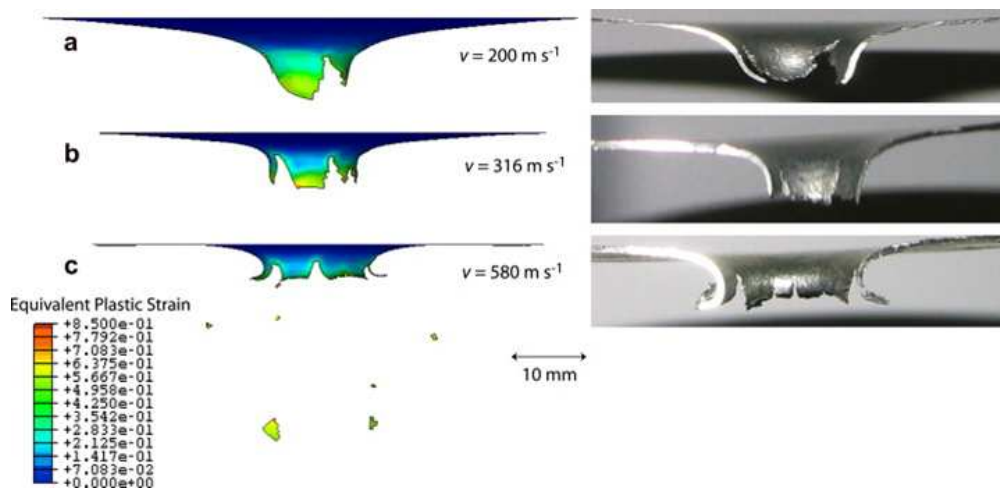


FIGURE 5.9 – Simulation de perforation en éléments finis de type coque [Dean 2009].

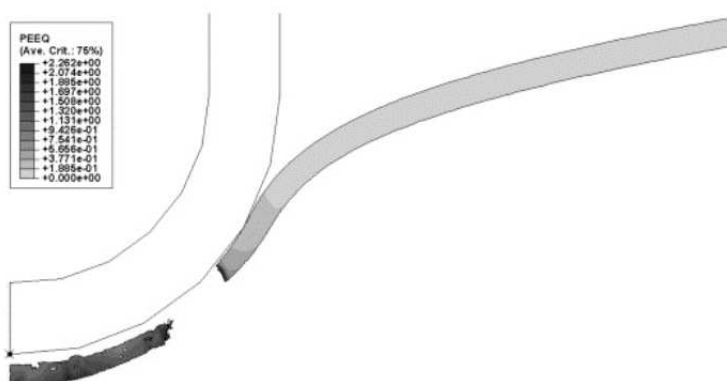


FIGURE 5.10 – Simulation de perforation en éléments finis axi-symétrique [Gupta 2006].

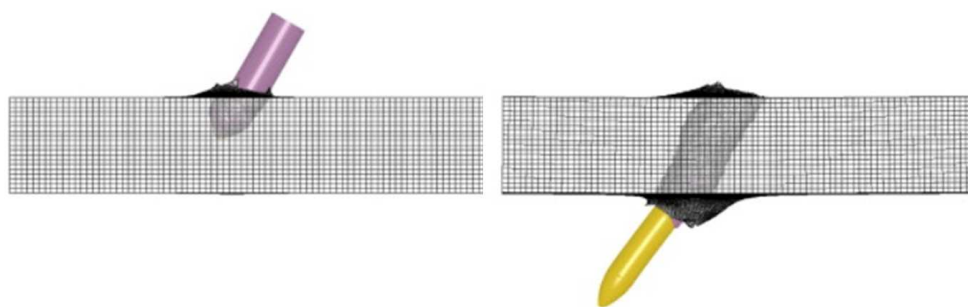


FIGURE 5.11 – Simulation de perforation en éléments finis [Borvik 2011].

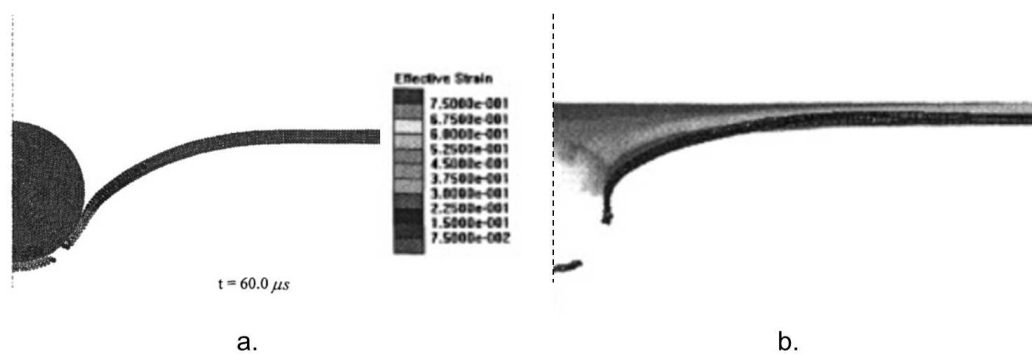


FIGURE 5.12 – Simulation de perforation en SPH (a.) et comparaison avec l'expérience (b.) [Seo 2008].



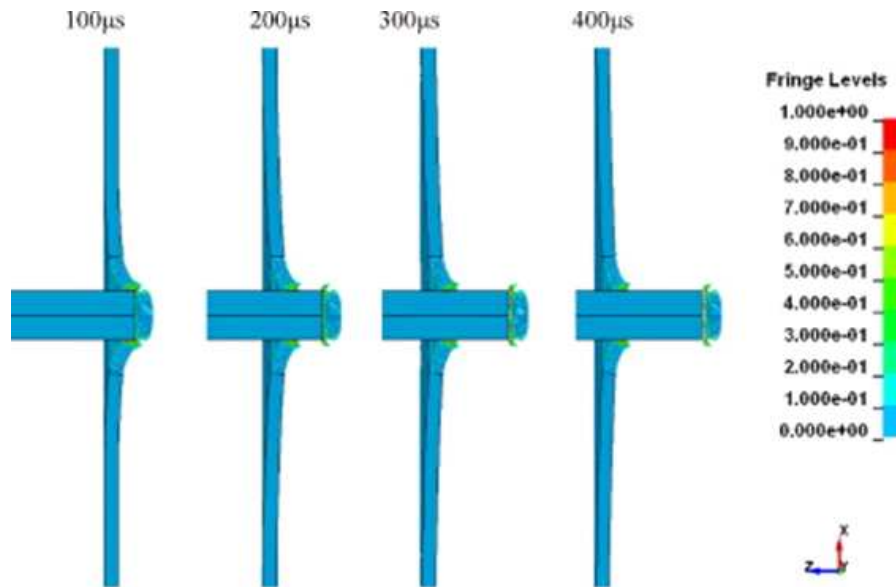


FIGURE 5.13 – Simulation de perforation en couplage SPH - éléments finis [Liu 2012].

Auteurs	Type de perforation	Vitesse d'impact	Remarques
Rusinek 2008	Perforation normale sur un acier	< 300 m/s	Existence de la fissuration par ouverture de pétales ou par arrachement.
Ramezani 2010	Essai de type « bulge test » sur aluminium	< 14 m/s	
Hockauf 2006	Essai de perforation inversée sur barre d'Hopkinson pour divers matériaux	< 400 m/s	L'énergie d'impact dépend essentiellement de la forme du poinçon.
Elnasri 2006	Essai de perforation inversée sur barre d'Hopkinson sur une structure sandwich	< 45 m/s	Les essais sur barres d'Hopkinson permettent de tracer la courbe force-déplacement.

Tableau 5.2 – Bibliographie sur les essais de perforation sur les barres d'Hopkinson.

Auteurs	Matériaux	Vitesse d'impact	Poinçon	Énergie d'impact
Rodriguez-Martinez 2011	Alliage d'aluminium de désignation 2024 T3	< 4,5 m/s	conique d = 20 mm m = 18,787 kg	2,35 J à 190 J
Borvik 2004	Alliage d'aluminium de désignation 5083	< 1000 m/s	conique d = 20 mm m = 0,197 kg	< 98500 J
Dean 2009	Acier inoxydable 304	< 200 m/s	sphérique d = 8 mm m = 0,002 kg	40 J à 360 J
Gupta 2006	Alliage d'aluminium de désignation 1100	< 115,6 m/s	Hémisphérique et plat d = 19 mm m = 0,0525 kg ou 0,047 kg	< 351 J
Grytten 2009	Alliage d'aluminium de désignation 5083	< 15,8 m/s	plat d = 20 mm ou 30 mm m = 18,7 kg ou 19 kg	< 2371 J
Borvik 2009	Alliage d'aluminium de désignation 5083	< 1000 m/s	conique d = 20 mm m = 0,197 kg	< 98500 J
Iqbal 2010	Alliage d'aluminium de désignation 1100	< 150 m/s	forme d'ogive d = 19 mm m = 0,0525 kg	< 1181,25 J
Awerbuch 1974	Acier, Alliages d'aluminium 1100 et 6061	< 850 m/s	plat et forme d'ogive d = 7,62 mm to 9 mm m < 0,00981 kg	< 3544 J
Jones 2011	Alliage d'aluminium	large gamme	plat et hémisphérique	Large gamme
Borvik 2011	Alliage d'aluminium de désignation 6082 - T4	< 830 m/s	forme d'ogive d = 7,62 mm m = 10 g	< 3444 J
Seo 2008	Acier	< 200 m/s	bille d = 10 mm m = 3,8 g	< 76 J
Liu 2012	Weldow 460 et AA5083 H116	< 200 m/s	plat d = 20 mm m = 197 g	< 14760 J

Tableau 5.3 – Perforation à grandes et faibles vitesses.

#### 5.1.4 Conclusions sur l'état de l'art de la perforation

Une bibliographie sur la perforation a été proposée. Lors d'études expérimentales, la force d'impact est souvent relevée et tracée grâce à des capteurs de force ou des moyens de mesure basés sur la théorie des barres d'Hopkinson. Les vitesses résiduelles sont analysées en fonction des vitesses initiales afin d'en déduire une vitesse balistique limite. L'apparition d'un nombre déterminé de pétales a une justification énergétique. Le mode de fissuration (pétalisation, arrachement, fragmentation de pétales) dépend de la vitesse de perforation.

Des modèles analytiques existent pour la perforation. Le modèle le plus courant pour les tôles épaisses est le modèle de Forrestal [Forrestal 2009]. D'autres modèles de perforation de tôles fines sont basés sur une approche énergétique.

De nombreuses méthodes numériques sont utilisées pour simuler la perforation. Parmi elles, les éléments finis et les SPH sont couramment utilisés. Cependant, le choix d'un critère de rupture adapté à la perforation est souvent délicat. Un effort est donc nécessaire afin de trouver des paramètres adaptés [Jones 2011].

Dans la suite de ce chapitre, une étude est effectuée sur la perforation de plaques fines d'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3. Les essais seront effectués sur un puits de chute instrumenté qui permet de relever la force et la vitesse pendant l'impact.

## 5.2 Perforation d'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 à basse vitesse

La perforation de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 par un poinçon conique est étudiée ici. Des plaques d'aluminium carrées d'épaisseur 2 mm ou 4 mm sont encastrées dans un système circulaire. L'équation de Jones [Jones 2011] permet de savoir si le phénomène de perforation est un phénomène local ou global. Pour une vitesse initiale de 10 m/s, une contrainte moyenne de 369 MPa, un rayon de plaque de 74 mm et une masse volumique de 2720 kg/m<sup>3</sup>, le rapport  $\frac{t_{propa}}{t_{imp}}$  (cf équation 5.6) est égale à 0,50 (épaisseur de 2 mm) et 0,13 (épaisseur de 4 mm). Le phénomène est donc global et toute la plaque va participer à la perforation. Lorsque la vitesse est grande, égale à 1000 m/s par exemple, le rapport devient égal à 5046 (2 mm) et 1261 (4 mm). Le phénomène de perforation devient alors local et seule la zone en contact avec le poinçon participe à la perforation. Une étude plus fine de la transition du phénomène global vers un phénomène local est proposée à la fin de cette partie.

Des essais de perforation de tôles fines d'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 sur puits de chute (section 5.2.1) vont permettre de calibrer deux modèles. Le premier est un modèle analytique basé sur des considérations énergétiques (section 5.2.3.2). Le deuxième est un modèle de perforation numérique en éléments finis coques (section 5.2.4). Une extension du modèle numérique à grandes vitesses de perforation est proposée afin de connaître les vitesses de transition entre les différents modes de perforation.

### 5.2.1 Présentation des expériences de perforation

Un puits de chute instrumenté de 3 m de haut (Figure 5.14) est utilisé pour perforer des plaques avec un poinçon conique (voir Annexe A). Les essais sont réalisés en collaboration avec Arts et Métiers ParisTech, Campus de Bordeaux. Les plaques sont fixées dans un système de fixation appui-plan circulaire de diamètre 148 mm. Quatre systèmes d'assemblage de type vis-écrou maintiennent cet appui-plan serré avec un couple de 50 N.m, soit une force d'environ 10 kN par vis. Ainsi la plaque est considérée encastrée en son bord. En réalité, un léger glissement peut être observé sur ce type de montage. Cependant, une analyse numérique a montré que ce glissement ne chargeait pas la déformée du centre de la plaque. Le poinçon est fixé sur un chariot de masse variable (de 13 kg à 21 kg) qui glisse sur deux barres. Un capteur de force piezo-électrique Kistler 9061A permet la mesure de la force avec une erreur de 5% sur une gamme de 0 à 100 kN. Le déplacement est mesuré par un capteur laser Bullier (erreur de 0,5%) dont la gamme de mesure est de 50 mm. Ces deux capteurs sont complétés par deux caméras rapides. La caméra rapide Photron SA3 (10 000 images/s) est utilisée pour mesurer le déplacement du poinçon par le suivi d'un mouchetis effectué à l'aide d'une bombe de peinture noire. La deuxième caméra rapide (Photron APX RS, 9 000 images/s, 768x336 pixels) est utilisée pour observer la pétalisation et la déformation sous la plaque. Pour cela un couple de miroirs est placé sous la plaque de façon à pouvoir observer deux images sous un angle différent de la partie inférieure. Ainsi, de la stéréo-corrélation d'image en 3D peut être effectuée pour obtenir le champ de déplacement de la plaque.

Vingt-trois essais de perforation sont effectués (tableau 5.4), dix-sept sur des plaques d'épaisseur 2 mm et sept sur des plaques d'épaisseur 4 mm. Pour les plaques d'épaisseur 2 mm, treize essais sont effectués avec un poinçon de masse 13kg, deux avec une masse de 17 kg et deux avec une masse de 21 kg. Tous les essais sur les plaques de 4 mm sont effectués avec une masse de 13 kg.

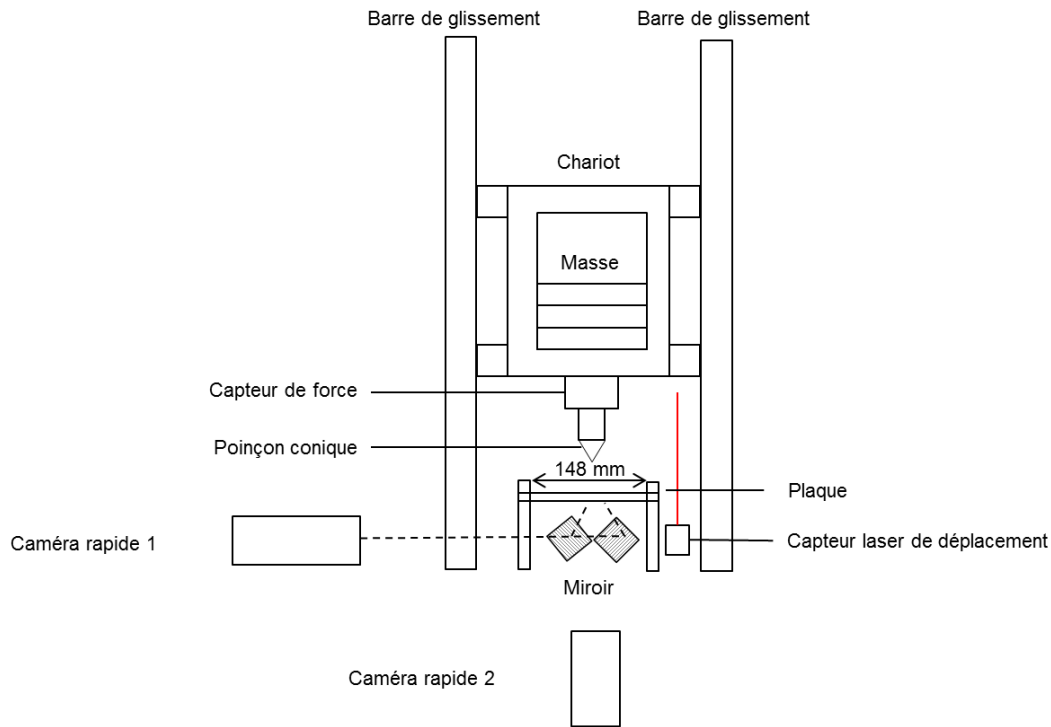


FIGURE 5.14 – Puits de chute instrumenté.

## 5.2.2 Résultats expérimentaux

### 5.2.2.1 Vitesse résiduelle

Les vitesses initiales varient entre 2,8 et 6,9 m/s (Tableau 5.4). La vitesse résiduelle est calculée à partir du capteur de déplacement laser. Pour des raisons de bruit sur le signal de déplacement, celui-ci est filtré afin d'obtenir une courbe lissée par une moyenne glissante sur 30 valeurs. Pour une moyenne glissante sur 10 ou 50 valeurs, la vitesse résiduelle change de  $\pm 6\%$  pour 10 valeurs et ne change pas pour 50 valeurs. La vitesse résiduelle du poinçon, pour les essais sur les plaques d'épaisseur 2 mm, est tracée en fonction de la vitesse initiale. La figure 5.15 présente les résultats des 13 premiers essais avec des observations de la face distale après perforation. Si la plaque n'est pas totalement perforée, la vitesse résiduelle est considérée comme nulle. Pour les vitesses initiales supérieures à 5,5 m/s, une perforation complète de la plaque est observée. Le type de courbe obtenu est un résultat classique de perforation. Pour les plaques d'épaisseur 4 mm, aucune perforation complète n'est observée.

### 5.2.2.2 Résultats en terme de force

Pour les plaques d'épaisseurs 2 mm et 4 mm, la force est tracée en fonction du temps respectivement sur la figure 5.16 et la figure 5.18. Une bonne répétabilité des essais doublés est observée. Pour les essais sur les plaques de 2 mm, trois pics de force sont observés (Figure 5.17). Sur les plaques d'épaisseur 4 mm un seul pic de force apparaît pendant l'impact.

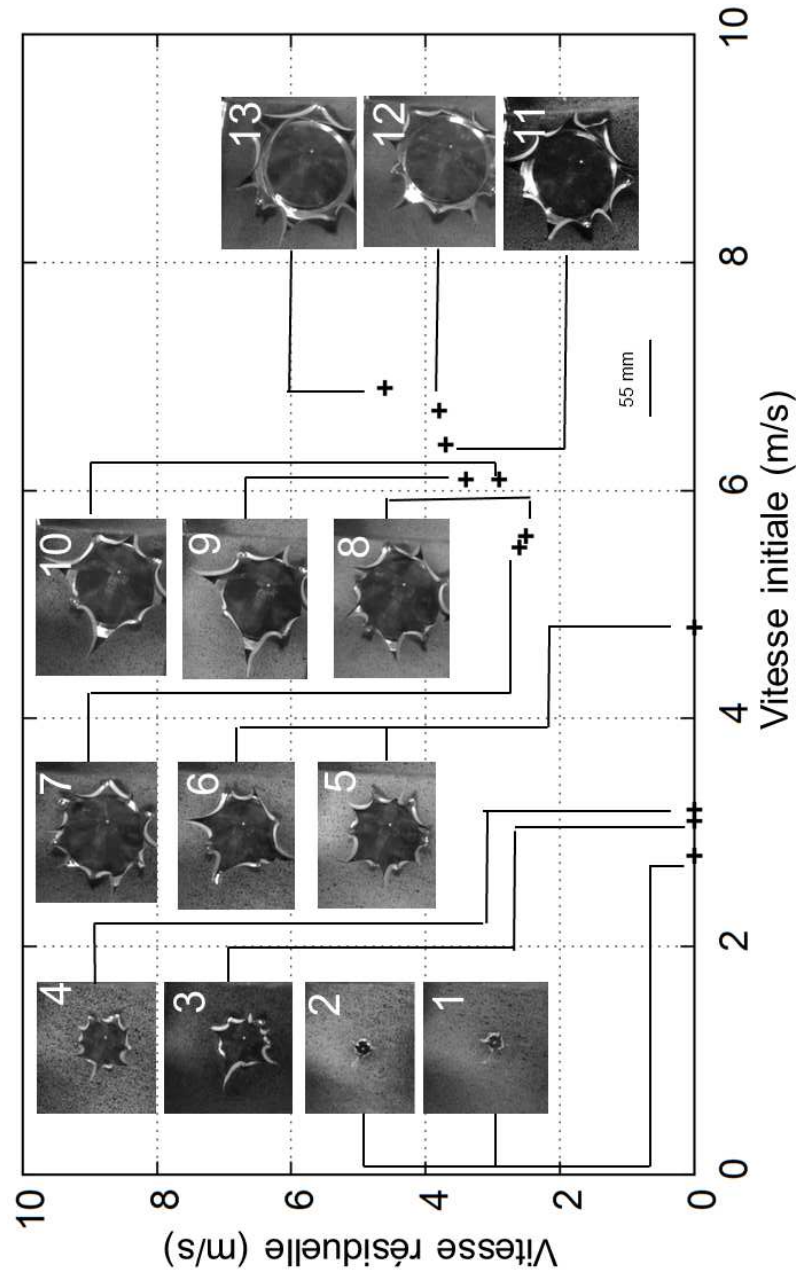


FIGURE 5.15 – Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale pour une masse de 13 kg et une plaque d'épaisseur 2 mm. Observation après rupture sur la face distale à l'impact.

Numéro d'essai	Masse totale (kg)	Hauteur (m)	Vitesse initiale mesurée (m/s)	Énergie cinétique initiale (J)	Énergie absorbée (J)	Nombre de pétales	Vitesse résiduelle (m/s)
1	13	0,4	2,8	51,0	40,0	4	0
2	13	0,4	2,8	51,0	40,0	4	0
3	13	1	4,1	62,5	47,8	5	0
4	13	1	4,2	66,6	51,9	5	0
5	13	1,5	4,8	149,8	138,8	6	0
6	13	1,5	4,8	149,8	140,4	4	0
7	13	1,8	5,9	196,6	152,7	6	2,6
8	13	1,8	5,9	203,8	163,2	5	2,5
9	13	2	6,1	241,9	166,7	4	3,4
10	13	2	6,1	241,9	187,2	4	2,9
11	13	2,1	6,4	267,5	178,6	5	3,7
12	13	2,3	6,7	293,0	199,2	5	3,8
13	13	2,5	6,9	309,5	171,9	6	4,6
14	17	1,3	5,0	212,5	178,5	5	2
15	17	1,3	5	212,5	185,0	5	1,8
16	21	1	4,4	203,3	190,6	5	1,1
17	21	1	4,4	203,3	192,8	5	1
18	13	0,4	2,8	51,0	22,3	-	0
19	13	0,4	2,8	51,0	13,5	-	0
20	13	0,8	4	104,0	66,6	-	0
21	13	1,2	4,8	149,8	102,4	-	0
22	13	1,6	5,6	203,8	152,9	-	0
23	13	2	6,3	258,0	210,6	-	0

Tableau 5.4 – Résultats expérimentaux de perforation ( 1-17 : épaisseur 2 mm, 18-23 : épaisseur 4 mm) - signifie pas de résultat.

Pour les essais sur les plaques d'épaisseur 2 mm (Figure 5.16), lorsque le poinçon touche la plaque, un premier pic de force compris entre 0,5 kN et 1,5 kN est observé. La force continue d'augmenter jusqu'à l'apparition des premières fissures. Une chute de la force apparait alors, ce qui correspond à la propagation des premières fissures (deuxième pic). Lorsque les fissures deviennent suffisamment longues, les pétales deviennent de plus en plus grands. L'énergie à fournir pour faire fléchir les pétales devient donc de plus en plus grande et ainsi la force recommence à augmenter de façon constante jusqu'à atteindre un troisième pic de force. Ce dernier pic de force correspond à une perforation totale de la plaque. La force est aussi tracée en fonction du déplacement sur la figure 5.17. Les niveaux de force sont similaires pour tous les essais. L'aire sous la courbe représente l'énergie absorbée par la plaque pendant l'impact (en ne considérant pas le frottement). Ainsi, il est possible de conclure qu'un niveau constant d'énergie est nécessaire pour perforer la plaque sur la gamme de vitesse considérée. L'énergie absorbée par le poinçon en acier est considérée comme négligeable devant l'énergie absorbée par la plaque (poinçon rigide). Cette hypothèse sera utilisée dans un modèle analytique présenté dans la partie 5.2.3.2. Des simulations numériques permettront aussi une meilleure analyse de ces pics de force.

Pour tous les essais sur les plaques de 4 mm, la force augmente en fonction du temps et du déplacement du poinçon jusqu'au rebond de celui-ci car les plaques n'ont pas été totalement

perforées (Figure 5.18). Les niveaux de force obtenus en fonction du déplacement restent similaires quelque soit la vitesse initiale.

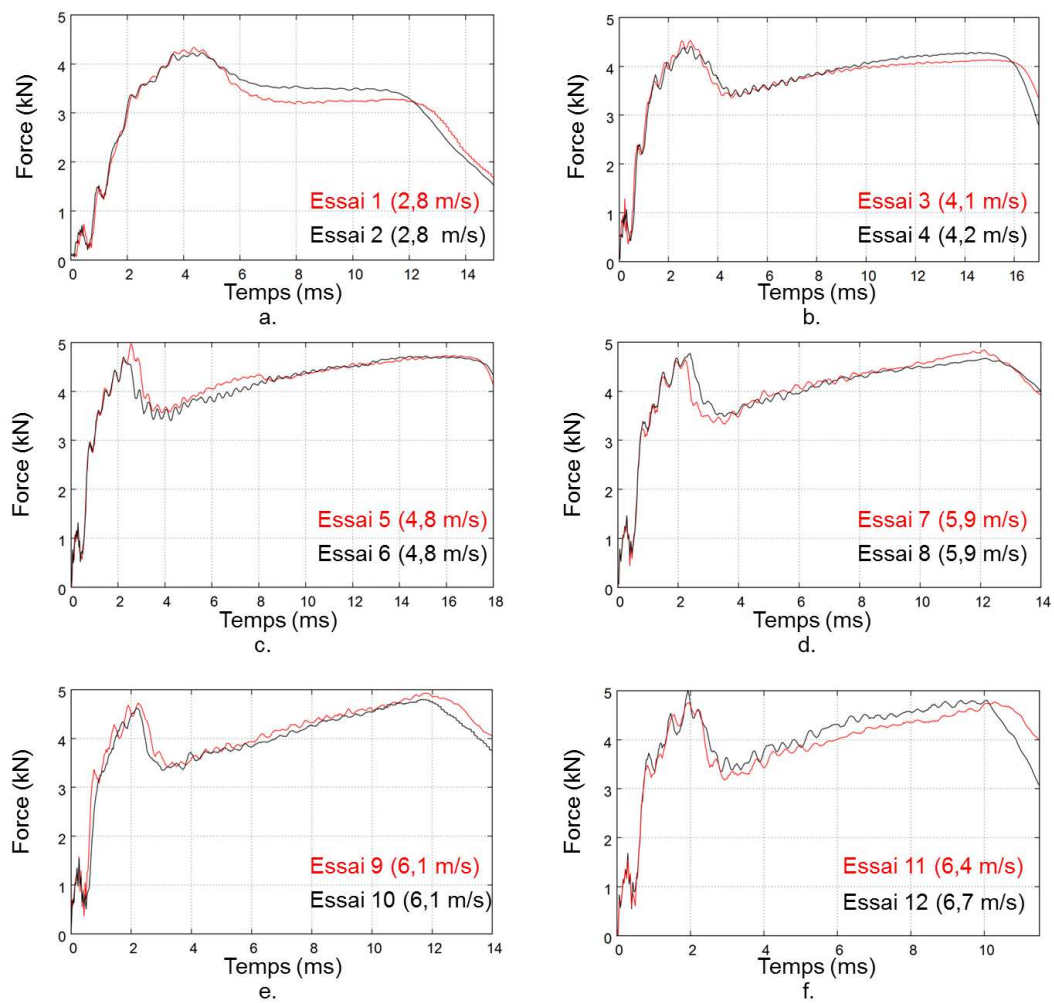


FIGURE 5.16 – Force en fonction du temps pour les plaques d'épaisseur 2 mm.



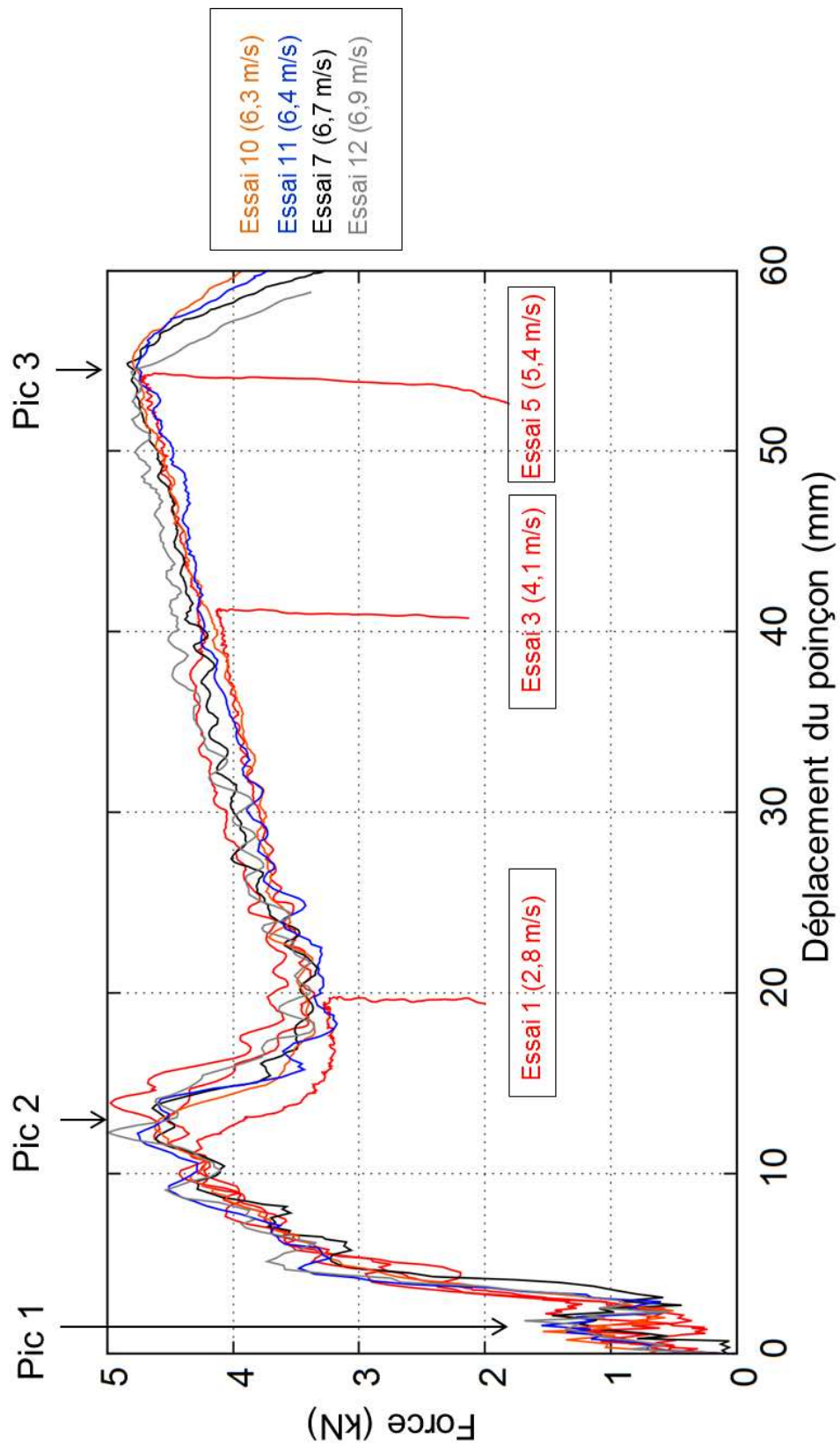


FIGURE 5.17 – Force en fonction du déplacement du poinçon pour les plaques d'épaisseur 2 mm.

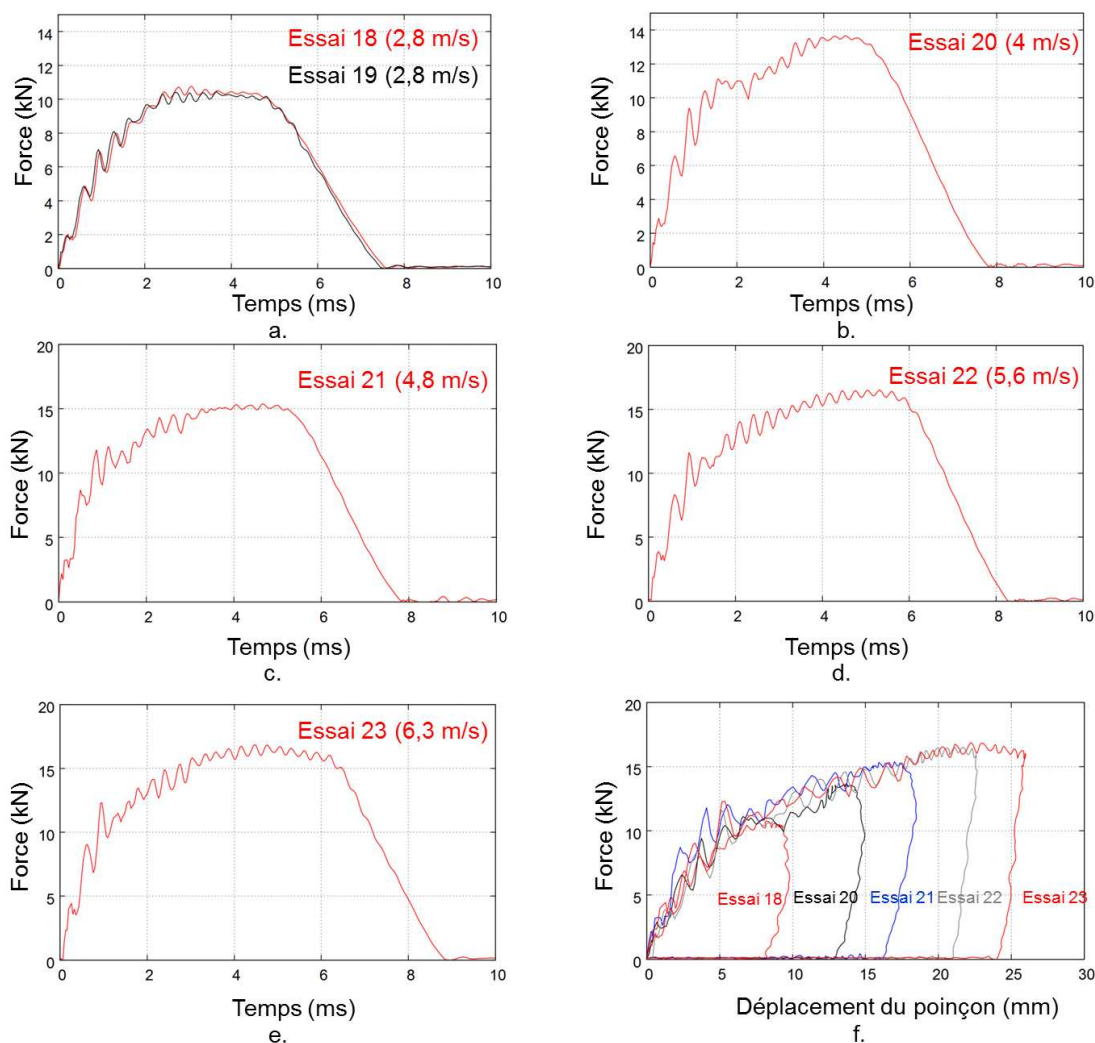


FIGURE 5.18 – Force en fonction du temps et du déplacement du poinçon pour les plaques d'épaisseur 4 mm.

### 5.2.2.3 Résultats sur les pétales et les fissures

La perforation de plaques minces par un poinçon conique de diamètre grand devant l'épaisseur impose l'apparition de fissures et donc de pétales. Le nombre de pétales est tout le temps supérieur à 4 pour les plaques d'épaisseur 2 mm. L'équation 5.5 du nombre d'Atkins permet d'approcher le nombre de pétales [Atkins 1998].

La déformation à la rupture statique est égale à 0,18 et dynamique à 0,3 ( $8000 \text{ s}^{-1}$ ) [Lesuer 2000]. Le nombre de pétales est alors de 2 (statique) ou de 3 (dynamique) ( $\sigma_0 = 369 \text{ MPa}$ ,  $e_0 = 0,002 \text{ mm}$ ,  $G = 116\,600 \text{ J/m}^2$ ). Ces résultats ne correspondent pas aux résultats expérimentaux (entre 4 et 6 pétales). Le rayon initial est alors changé et est pris égal au rayon du trou lorsque le poinçon apparait de l'autre coté de la plaque soit  $r_p = e_0 \tan(\phi)$ . Ainsi le nombre de pétales est de 4 ( $\varepsilon_f = 0,18$ ) et 6 ( $\varepsilon_f = 0,3$ ). Ces résultats sont alors plus proches des résultats expérimentaux.

La durée de propagation de ces fissures a été mesurée en moyenne à 10 ms. La vitesse moyenne

des fissures peut être mesurée grâce aux images. Sur la figure 5.19, cette vitesse augmente linéairement avec la vitesse initiale. Elle semble être égale à la vitesse radiale du poinçon ( $V_r = V \tan(\phi)$  où  $\phi = 30^\circ$ ).

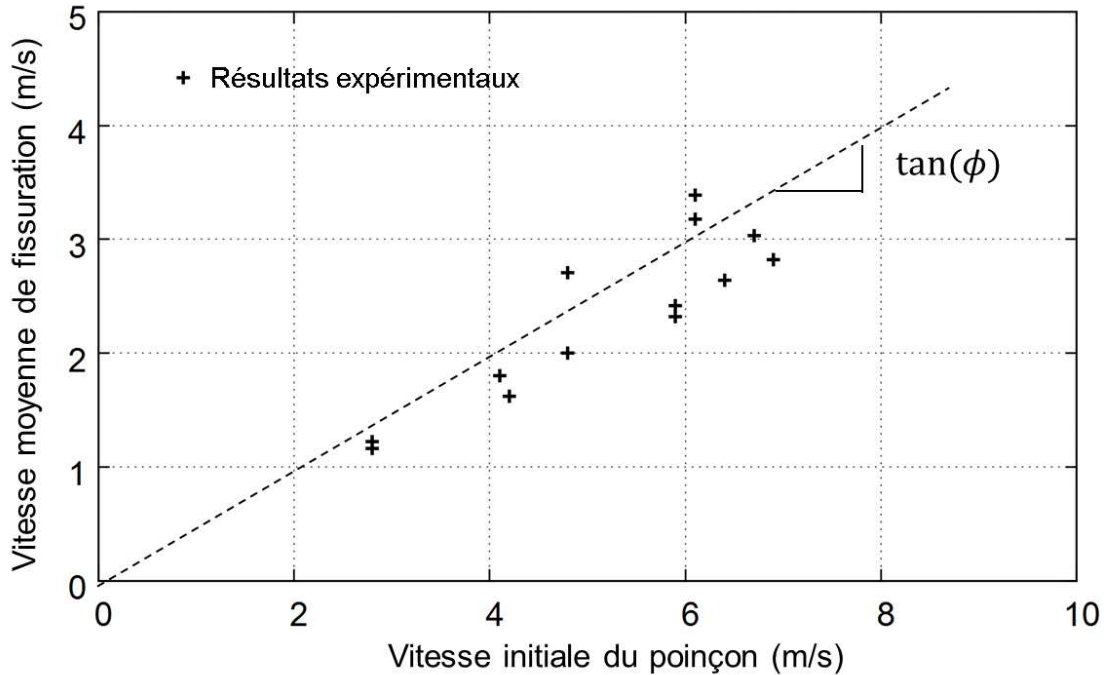


FIGURE 5.19 – Vitesse moyenne de fissuration pendant la perforation.

#### 5.2.2.4 Résultats de stéréo-corrélation

Le logiciel de stéréo-corrélation d'image Vic 3D [Vic3D 2012] est utilisé pour l'analyse des déformées sur la face distale à l'impact (Figure 5.20). La calibration a été réalisée grâce à différentes images d'une cible de 10 x 10 points espacés de 5 mm chacun. Les points noirs aléatoirement déposés sur la plaque permettent la reconstruction du champ de déplacement jusqu'à l'apparition de la première fissure dans la plaque. Dans le tableau 5.5, le déplacement maximal de la plaque est donné pour chacun des essais où la stéréo-corrélation est exploitable.

Essais	1	4	5	7	9	11	13	22	23
Déplacement maximal (mm)	5,3	5,1	5,0	4,5	5,4	5,6	5,6	5,0	5,5

Tableau 5.5 – Résultat en terme de déplacement maximal pour la stéréo-corrélation.

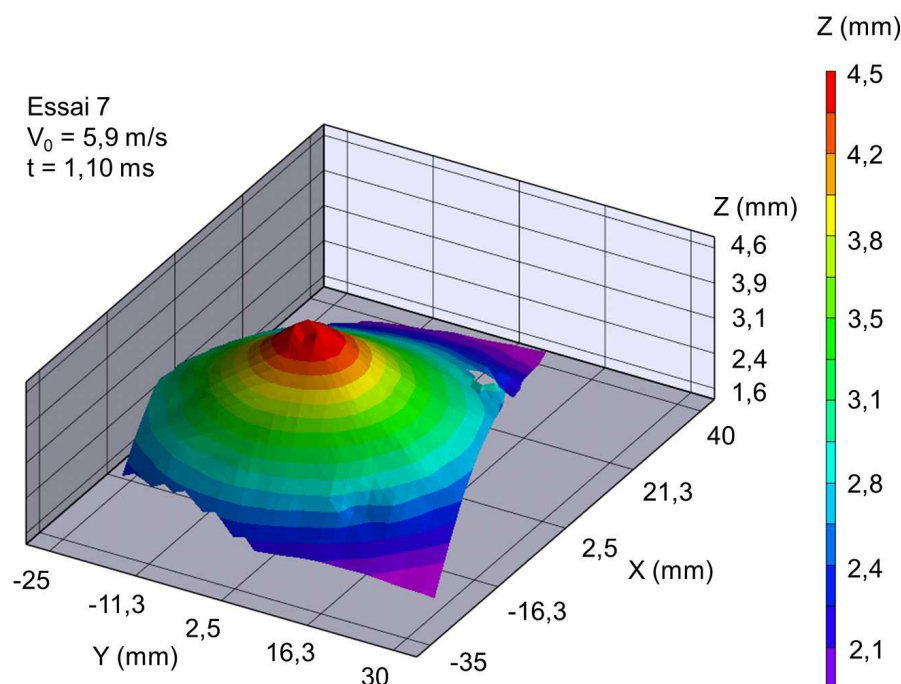


FIGURE 5.20 – Exemple de résultat en déplacement par stéréo-corrélation pour l’essai 7 ( $V_0=5,9 \text{ m/s}$ ).

### 5.2.3 Applications de modèles analytiques de perforation

De nombreux modèles de perforation sont disponibles dans la littérature. L’un des modèles les plus utilisés est celui de Forrestal [Forrestal 2009] (cf section 5.1.2.1). L’approche de Nazeer [Nazeer 2000] est reprise et adaptée pour les problèmes de perforation de tôle de petite épaisseur devant le diamètre du poinçon perforateur ( $2r_0 \gg e$ ).

#### 5.2.3.1 Modification de l’approche de Forrestal pour la perforation

Les modèles analytiques de perforation utilisent des lois de comportement de matériaux simples. Pour rappel (Section 5.1.2.1) Forrestal [Forrestal 2009] utilise un modèle d’écroutissage empirique (Figure 5.21) où la contrainte radiale d’expansion du trou est exprimée en fonction d’une contrainte  $\sigma_0$ , de la masse volumique de la plaque  $\rho_m$ , d’un paramètre  $B_0$  (identifié par méthode inverse) et de la vitesse  $V$  du poinçon tel que :

$$\sigma = \sigma_0 + \rho_m B_0 V^2 \quad (5.23)$$

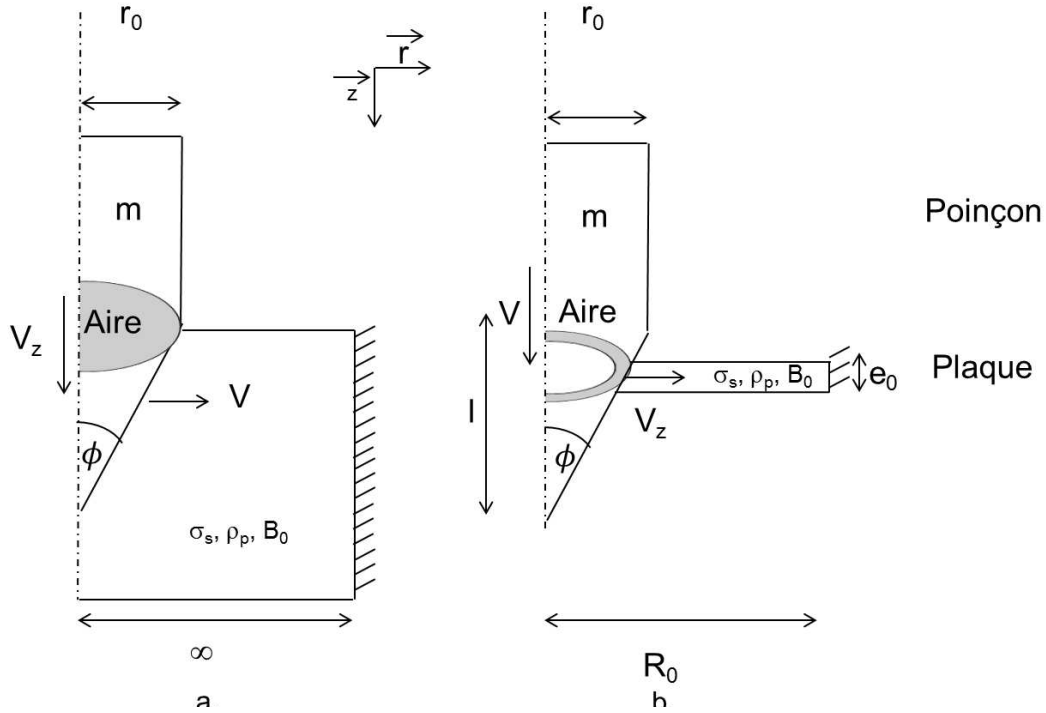


FIGURE 5.21 – Modèle de Forrester modifié.

La force axiale appliquée sur la plaque peut donc s'écrire  $F_z = A\sigma = A(\sigma_0 + \rho_m B_0 (V_z \tan(\phi))^2)$  où  $A$  est l'aire de contact entre le poinçon et la plaque et  $V = V_z \tan(\phi)$  la vitesse radiale ( $V_z$  est la vitesse axiale). En appliquant le principe fondamental de la dynamique au poinçon conique, et en négligeant le frottement, il est possible d'écrire :

$$m \frac{dV_z}{dt} = m V_z \frac{dV_z}{dz} = -F_z = -A(\sigma_0 + \rho_m B_0 (V_z^2 \tan^2(\phi))) \quad (5.24)$$

où  $m$  est la masse du poinçon.

et donc :

$$\frac{dV_z^2}{1 + aV_z^2} = bAdz \quad (5.25)$$

avec :  $a = \frac{\rho_m B_0 \tan^2(\phi)}{\sigma_0}$  and  $b = \frac{2\sigma_0}{m}$

Le début de la perforation, c'est à dire l'instant où le poinçon apparaît de l'autre côté de la plaque, et la fin de perforation sont négligés. Seul l'instant de la perforation où le nez conique est visible de l'autre côté de la plaque est considéré. Forrester considère que l'aire  $A$  est égale à l'aire de la base de la partie cylindrique du poinçon. Dans le cas de tôle mince, cette aire n'est plus un disque mais est réduite et forme un anneau (Figure 5.21). Elle s'exprime alors par l'équation suivante :  $A = \pi(z^2 \tan^2(\phi) - (z - e_0)^2 \tan^2(\phi))$ . Avec une intégration de l'équation différentielle entre  $z = 0$  et  $z = 1$  et entre  $V_z = V_{bl}$  (la vitesse balistique limite) et  $V_z = 0$ , la vitesse balistique peut s'écrire :

$$V_{bl} = \sqrt{\frac{1}{a} (\exp(\pi (l^2 e_0 - l e_0^2) \tan^2(\phi) ba) - 1)} \quad (5.26)$$

Pour un alliage d'aluminium de désignation 2024 T3,  $\sigma_0$  et  $B_0$  sont identifiés sur des essais de traction quasi-statique. Les paramètres sont identifiés à l'aide de la loi d'érouissage d'Hollomon présenté dans le tableau 2.1 du Chapitre 2. Le paramètre  $n$  est identifié à l'aide des essais de traction et est égal à 0,104. Ainsi,  $\sigma_0$  est pris égal à 1460 MPa et  $B_0$  à 3,4 d'après la procédure décrite par Forrestal [Forrestal 1992]. Avec ces paramètres, la vitesse balistique limite est alors de 27 m/s. Elle est bien supérieure à la valeur trouvée expérimentalement (5,9 m/s). Bien inapplicable aux plaques épaisses, ce modèle ne semble donc pas adapté à la perforation de tôles fines en aluminium.

### 5.2.3.2 Un modèle énergétique de perforation

Nazeer [Nazeer 2000] propose une approche énergétique pour la perforation de plaques fines. Il utilise cette approche pour déterminer le nombre de pétales qui se forment pendant la perforation. Une approche similaire est présentée et est étendue à la détermination de la vitesse résiduelle d'un poinçon après impact. L'énergie nécessaire à la perforation est considérée comme la somme du travail de flexion élastique  $W_e$  (Figure 5.8 (a.)) de la plaque, du travail de flexion plastique  $W_{fp}$  (Figure 5.8 (b.)), du travail d'étirement plastique de la plaque  $W_{ep}$ , du travail de flexion des pétales  $W_{fr}$  (Figure 5.8 (c.)) et enfin du travail de propagation de fissure  $W_r$  (Figure 5.8 (d.)). Les effets de température et de frottement sont négligés. Chacun de ces travaux sont décrits dans les sous-parties suivantes. L'énergie absorbée par la plaque est considérée comme constante et égale à la différence d'énergie cinétique finale et initiale pour la gamme de vitesse considérée. Cela revient à considérer que le facteur  $k$  de l'équation de Recht et Ipson (Equation 5.1) est égale à 2. La vitesse résiduelle s'écrit alors en fonction de ces travaux, de la vitesse initiale  $V_0$  et de la masse  $m$  du poinçon comme :

$$V_r = \sqrt{V_0^2 - \frac{2(W_e + W_{fp} + W_{ep} + W_{fr} + W_r)}{m}} \quad (5.27)$$

La vitesse balistique limite  $V_{bl}$  est un cas particulier où la vitesse résiduelle  $V_r = 0$  m/s et s'exprime donc :

$$V_{bl} = \sqrt{\frac{2(W_e + W_{fp} + W_{ep} + W_{fr} + W_r)}{m}} \quad (5.28)$$

#### Travail de flexion élastique $W_e$

Lorsque le poinçon entre en contact avec la plaque, des déformations élastiques apparaissent jusqu'à ce que la contrainte atteigne la limite d'élasticité. Le travail élastique de flexion est approché par la théorie des plaques. Cette théorie impose une valeur infinie du moment central de flexion et donc une non-définition de la force. Une approximation empirique de la force (valable pour les aciers et acceptable pour les alliages d'aluminium et de cuivre) est donnée par Xiong [Xiong 2006] :

$$F = \frac{z E e_0^2}{0,217 R_0} \quad (5.29)$$

où  $z$  est le déplacement du poinçon,  $E$  le module de Young,  $e_0$  l'épaisseur initiale et  $R_0$  le rayon de la plaque.

Le travail élastique de flexion de cette plaque est l'intégration de cette force par son déplacement  $z$  et peut s'exprimer de la façon suivante :

$$W_e = \int_0^{z_b} F dz_e = \frac{z_b^2 E e_0^3}{0,434 R_0^2} \quad (5.30)$$

où  $z_b$  est le déplacement du poinçon avant rupture.

### Travail de flexion plastique $W_{fp}$

Le matériau est considéré parfaitement plastique. À partir d'un seuil de flexion de la plaque, la déformation plastique apparaît uniformément. Un moment plastique de flexion peut alors s'écrire comme la somme d'un moment radial et d'un moment de circonférence :

$$M_p = \frac{e_0^2 \sigma_0}{4} R_0 + \frac{R_0 e_0^2 \sigma_0}{4} = \frac{R_0 e_0^2 \sigma_0}{2} \quad (5.31)$$

Il est alors possible d'écrire la force de flexion :

$$F = \frac{M_p 2\pi}{R_0} = e_0^2 \sigma_0 \pi \quad (5.32)$$

L'énergie de flexion est l'intégrale de cette force selon le déplacement du poinçon. Ce déplacement peut s'exprimer en fonction de l'angle  $\beta$  de flexion de la plaque, supposé petit ( $z = R_0 \tan(\beta) = R_0 \beta$ ). Le travail de flexion plastique s'écrit alors :

$$W_{fp} = e_0^2 \sigma_0 \pi R_0 \beta \quad (5.33)$$

### Le travail d'amincissement plastique de la plaque $W_{ep}$

Pendant la flexion, la plaque s'amincit par étirement. Le matériau étant parfaitement plastique, la force d'étirement moyenne peut s'exprimer comme le produit de la limite d'élasticité et de la surface de la plaque ( $\sigma_0 \pi R_0^2$ ). L'étirement de la plaque est lié à une déformation d'étirement. Cette déformation peut être définie à l'aide du rapport de la surface initiale par la surface évoluant ( $\varepsilon_a = \ln(\sqrt{R_0^2 + z^2}/R_0)$ ). Le travail d'étirement plastique de la plaque s'écrit alors :

$$W_{ep} = (\pi R_0)^2 \sigma_0 e_0 \varepsilon_a \quad (5.34)$$

### Le travail de flexion des pétales $W_{pr}$

Après apparition de la première fissure, le travail de flexion plastique de la plaque change. Ce travail ne s'effectue plus jusqu'au bord de la plaque mais seulement jusqu'au rayon  $r_0$  du poinçon. L'expression du moment de flexion est similaire au cas précédent. Celle du moment de la circonférence est modifiée par la variation de contraintes induites par les fissures. Ce dernier est alors divisé par le nombre de fissures  $n$  plus un (pour une raison de définition, lors d'absence de fissure) :

$$M_p = \frac{e^2 \sigma_0}{4} (r_0) + \frac{r_0 e^2 \sigma_0}{4(n+1)} = \frac{r_0 e^2 \sigma_0}{2} \frac{2+n}{1+n} \quad (5.35)$$

Il est alors possible de déduire le travail de flexion plastique après rupture :

$$W_{pr} = \pi r_0 e^2 \sigma_0 \frac{\gamma}{2} \frac{2+n}{1+n} \quad (5.36)$$

avec  $\gamma$  l'angle de flexion des pétales. Cet angle peut être approché en considérant que les pétales fléchissent selon le nez du poinçon d'angle  $\phi$ . Ainsi,  $\gamma = \pi/2 - \beta - \phi$ .

**Le travail de propagation de fissure  $W_r$**

Le travail de propagation des fissures est la somme du travail de propagation de chaque fissure. L'énergie de propagation de fissures s'exprime pour  $n$  fissures en fonction de la ténacité  $G$  du matériau, de l'épaisseur  $e$  et de la longueur de fissure  $L$  par  $W_r = nGeL$ . L'épaisseur s'exprime en fonction de l'épaisseur initiale :  $e = e_0/\sqrt{1 + z_b^2/R_0^2}$ . La longueur  $L$  est prise égale à la projection du rayon du poinçon sur la plaque ( $L = \sqrt{r_0^2 + z_b^2}$ ). Le travail de rupture s'écrit alors :

$$W_r = nGe_0/\sqrt{1 + z_b^2/R_0^2}\sqrt{r_0^2 + z_b^2} \tag{5.37}$$

**Constante du modèle analytique**

Le modèle est dépendant du nombre de pétales ou de fissures qui apparaissent pendant la perforation et du déplacement maximal de la plaque avant la rupture  $z_b$ . Les paramètres du modèle sont donnés dans le tableau 5.6. Le module de Young  $E$  et la limite d'élasticité  $\sigma_0$  sont obtenus par des essais de traction quasi-statique. La ténacité  $G$  est obtenue à partir d'essais réalisés par Jones [Jones 2011]. Le déplacement  $z_b$  est estimé comme égal à 4 mm pour les essais sur les plaques d'épaisseur 2 mm et à 5 mm pour les plaques d'épaisseur 4 mm. À noter que le travail élastique est négligeable devant les autres travaux pour les essais sur les plaques d'épaisseur 2 mm. ( $W_e = 0,26$  J,  $W_{fp} = 18,5$  J,  $W_{ep} = 58,2$  J,  $W_{pr} = 62,0$  J,  $W_r = 23,1$  J)

$\sigma_0$ (MPa)	$G$ (J/m <sup>2</sup> )	$E$ (GPa)	$R_0$ (mm)	$r_0$ (mm)	$e_0$ (mm)	$z_b$ (mm)	$\phi$ (°)	<b>n</b>
369	116 600	70	74	22,5	2	4 (2 mm)	30	4, 5,
					& 4	5 (4 mm)		6

Tableau 5.6 – Paramètres pour le modèle analytique de perforation.

Ce modèle analytique sera comparé au modèle éléments finis de perforation.

**5.2.4 Modèle éléments finis pour la perforation**

Un modèle de perforation en 3 dimensions en éléments finis coques est développé à l'aide d'Abaqus/Explicit. Comme les déformations de l'impacteur sont négligeables devant celles de la plaque, celui-ci est modélisé à l'aide d'une surface analytique rigide avec un point de référence où une masse est associée. Le comportement de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 suit la loi de Johnson-Cook décrite dans la partie suivante. La plaque est maillée avec 9842 éléments coques de types (S). Cette plaque est divisée en trois parties (Figure 5.22), le centre avec des éléments coques triangulaires (S3RT), une seconde partie avec 7488 éléments coques quadrangles réduits de type S4RT et une zone de transition avec des éléments coques triangulaires S3RT. Le nombre total de S3RT est de 2354. Pour des raisons de stabilité de calcul, cinq points d'intégration sont choisis dans l'épaisseur de la plaque (pour 2 mm et 4 mm). La méthode numérique utilisée pour la rupture est appelée « kill element » (cf Annexe H). Un couplage thermo-mécanique permet la prise en compte des effets de températures. Les vitesses initiales sont identiques à celles des



expériences. D'autres simulations sont effectuées avec une vitesse initiale de 8 m/s pour une épaisseur de 2 mm et 10 m/s, 12 m/s, et 15 m/s pour une épaisseur de 4 mm.

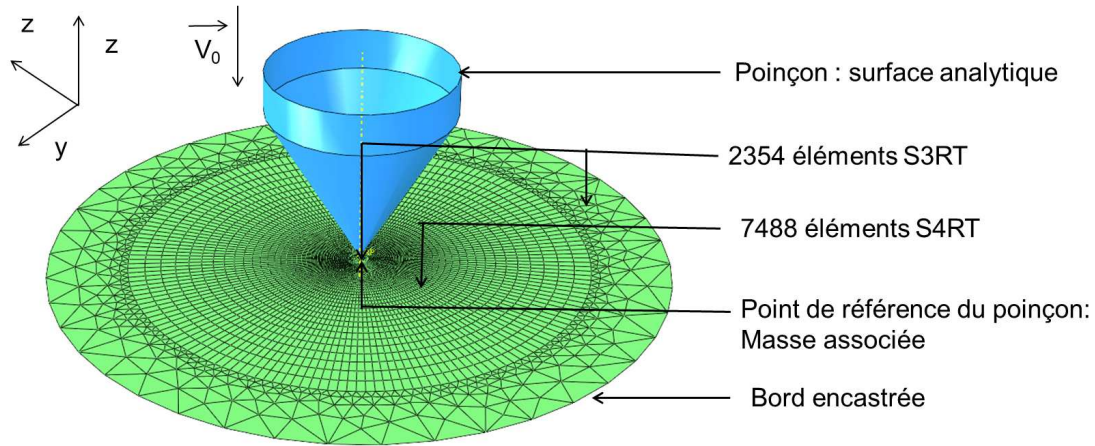


FIGURE 5.22 – Modèle numérique 3D en éléments finis coques pour la perforation.

#### 5.2.4.1 Le comportement de l'alliage d'aluminium de désignation 2024

La loi de comportement de Johnson-Cook (JC) [Johnson 1983] est appliquée à l'alliage d'aluminium de désignation 2024 (Équation 2.1). La perforation de plaque induit de grandes vitesses de déformation (de l'ordre de  $10^3 \text{ s}^{-1}$ ). Le modèle de rupture doit donc lui aussi dépendre de la vitesse de déformation. Le modèle de rupture de Johnson-Cook est alors choisi (Équation 2.13).

Le comportement élastique est considéré comme isotrope. Le module de Young est pris égal à 70 GPa, le coefficient de Poisson  $\nu$  égal à 0,34. Tous les paramètres sont pris dans la littérature [Lesuer 2000] et sont résumés dans le tableau 5.7 et le tableau 5.8. À cause des grandes vitesses de déformation un couplage thermo-mécanique est utilisé. Le facteur  $\beta$ , considéré constant, est pris égale à 90 %. La capacité thermique  $c$  est égale à 897 J/kg/K et la conductivité thermique à 237 W/m/K. L'expression 2.6 permet le couplage.

A (MPa)	B (MPa)	n	C	m	$T_f$ (K)	$T_a$ (K)	$\dot{\varepsilon}^p$
369	684	0,73	0,0083	1,7	775	293	1

Tableau 5.7 – Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 2024.

$D_1$	$D_2$	$D_3$	$D_4$	$D_5$	$\dot{\varepsilon}_{0f}^p$
0,13	0,13	-1,5	0,011	0	1

Tableau 5.8 – Paramètres de la loi de Johnson-Cook pour la rupture.

## Calibration de la loi de comportement de Johnson Cook (JC)

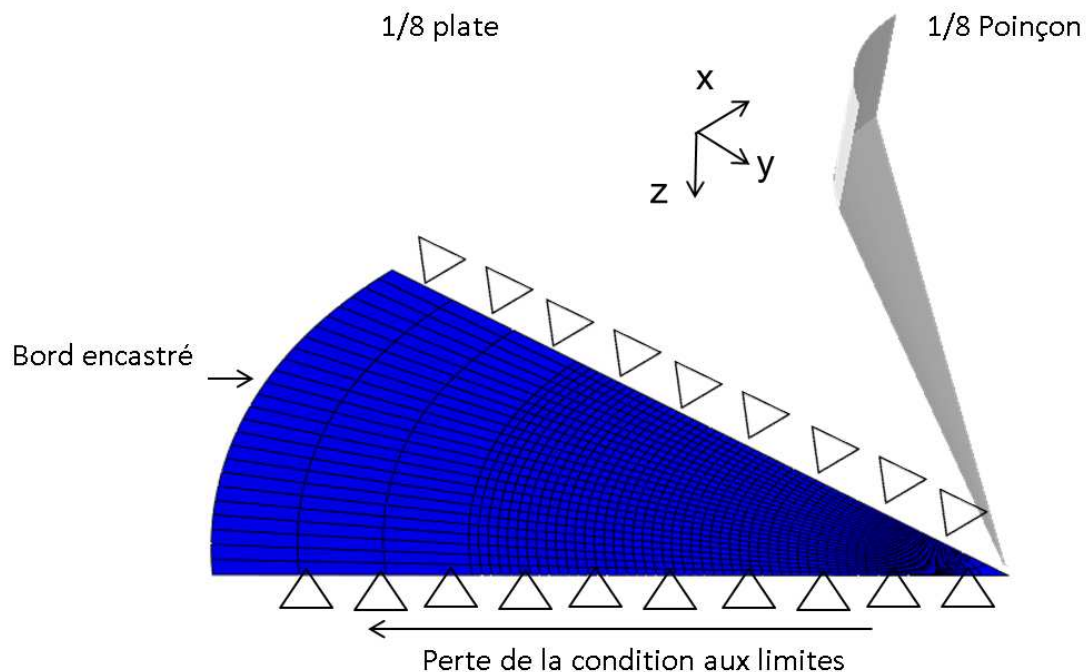


FIGURE 5.23 – Modèle numérique en éléments finis coques simplifié pour la calibration de la loi de rupture.

Pour Jones [Jones 2011], la détermination du critère de rupture pour la modélisation de la perforation demande une attention particulière. Ici, les paramètres de la loi de comportement de Johnson Cook pour la rupture données par Lesuer [Lesuer 2000] ne donnent pas le bon comportement de l'alliage 2024 lors de la perforation (mauvais résultats en terme de niveau de force). Pour calibrer cette loi, la vitesse de propagation de fissures mesurée est imposée à un modèle numérique de perforation simplifié avec 4 pétales. Un huitième de plaque d'épaisseur 2 mm, maillé à l'aide d'éléments finis coques est considéré (Figure 5.23). La vitesse initiale du poinçon est de 6,4 m/s (essai numéro 11). Le bord circulaire du modèle est encasturé. Une condition de non déplacement tangentiel est imposé sur les autres cotés du modèle. La vraie vitesse de fissuration est imposée sur un bord du modèle en utilisant une méthode par perte de conditions aux limites (déboutonnage). Cette technique va permettre d'obtenir la déformation à la rupture au niveau de la pointe de fissure en fonction de la vitesse de déformation. Ces résultats sont tracés sur la figure 5.24. La déformation à la rupture est fortement sensible à la vitesse de déformation. Afin de calibrer la loi de Johnson-Cook, le paramètre  $D_1$  est changé et pris égal à 0,07. Ainsi, les valeurs de déformation à la rupture pour la lois de Johnson-Cook en fonction de la vitesse de déformation sont plus proches de celles trouvées par la méthode de perte de conditions aux limites. Les résultats des simulations sont résumés dans le tableau 5.9 pour les plaques d'épaisseur 2 mm et dans le tableau 5.10 pour les plaques d'épaisseurs 4 mm.

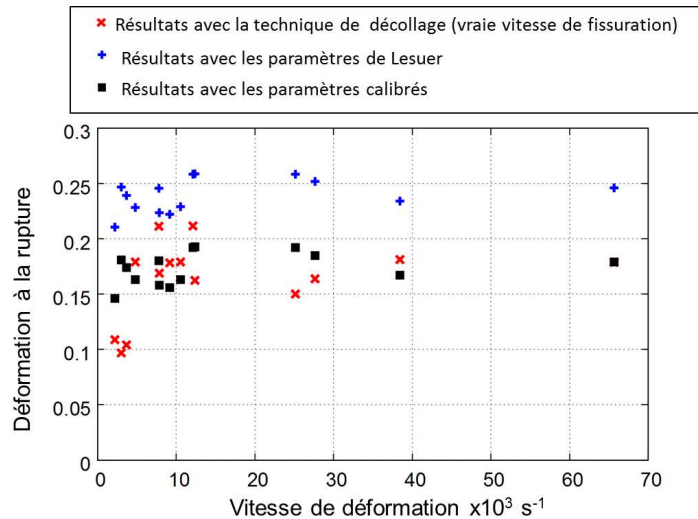


FIGURE 5.24 – Calibration de la loi de rupture de JC pour les éléments coques.

Numéro de simulation	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Nombre de pétales	Vitesse résiduelle (m/s)
1	13	2,8	46,8	4	0
2	13	4,1	101,4	5	0
3	13	4,8	140,4	5	0
4	13	5,9	207,5	5	1,7
5	13	6,1	207,5	5	2,3
6	13	6,4	207,7	5	3
7	13	6,7	216,6	5	3,4
8	13	6,9	229,5	4	3,5
9	13	8,0	226,46	4	5,4

Tableau 5.9 – Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm.

Numéro de simulation	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Vitesse résiduelle (m/s)
10	13	2,8	39,9	0
11	13	4	91,3	0
12	13	4,8	135,1	0
13	13	5,6	187,2	0
14	13	6,3	239,2	0
15	13	10	606,1	0
16	13	12	798,5	4,6
17	13	15	759,5	10,4

Tableau 5.10 – Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 4 mm.

## 5.2.4.2 Comparaison du modèle 3D coque avec un modèle 3D brique

Le modèle 3D coque est comparé à un modèle 3D brique pour la perforation d'une plaque d'épaisseur 2 mm et avec une vitesse initiale de poinçon de 6,9 m/s. La plaque est maillée avec 35280 éléments fins briques réduits C3D8RT et avec 13317 éléments fins tétraèdres C3D4T (5 éléments dans l'épaisseur). Le contact entre le poinçon et la plaque est considéré parfait. Le comportement du matériau est similaire à celui calibré précédemment. Le paramètre  $D_2$  est cependant changé à 0,07 selon la même méthode de calibration de déboutonnage avec des éléments 3D briques (Figure 5.25). La déformation à la rupture en pointe de fissure est autour de 0,12 (Figure 5.26) et est inférieure à celle trouvée avec les éléments coques (0,18). La calibration du paramètre  $D_2$  affecte les effets de la triaxialité des contraintes. Pour chacun des modèles de déboutonnage (coque et brique), la triaxialité est tracée en fonction de la vitesse de fissuration sur la figure 5.27. Avec l'approche par éléments briques, la triaxialité est en pointe de fissure autour de 0,3 et est globalement plus grande que pour la triaxialité calculée à l'aide des éléments coques.

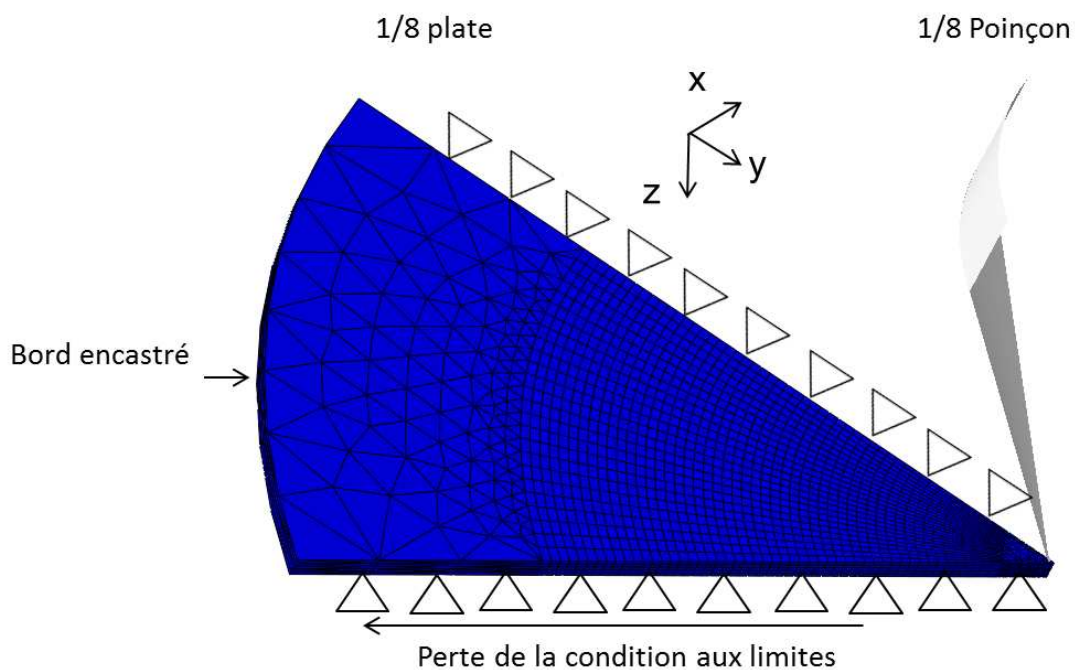


FIGURE 5.25 – Modèle numérique en éléments finis coques simplifié pour la calibration de la loi de rupture.

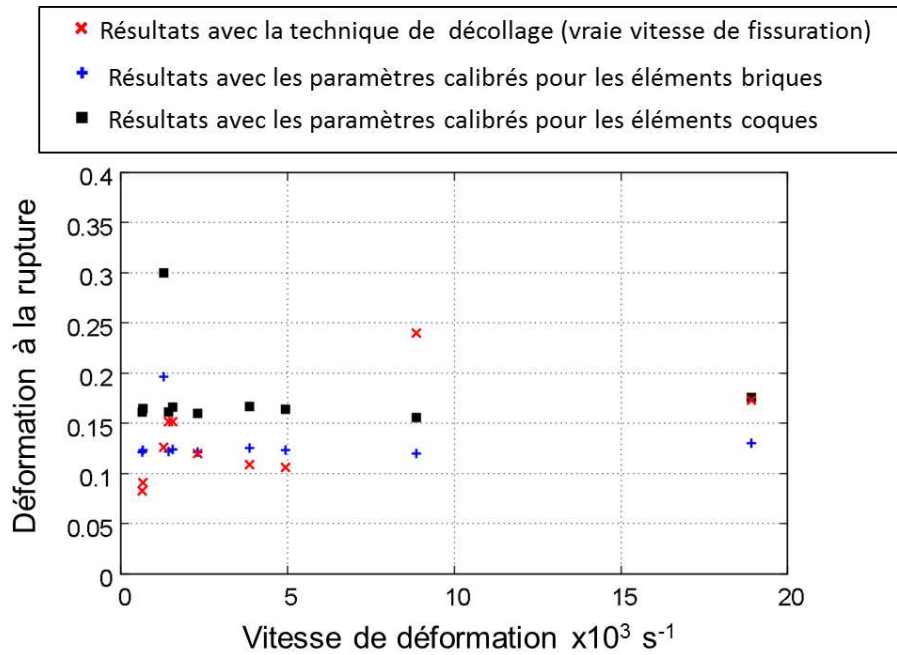


FIGURE 5.26 – Calibration de la loi de rupture de JC pour les éléments coques.

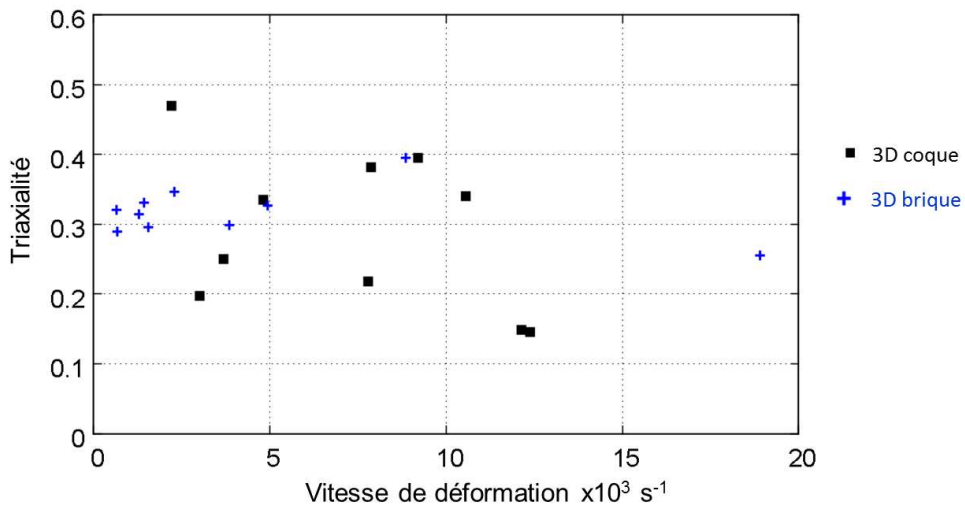


FIGURE 5.27 – Triaxialité en fonction de la vitesse de déformation pour les modèles de débou-tonnage pour les éléments briques.

Les deux modèles sont comparés en terme de force sur la figure 5.28. Des résultats similaires sont observés après changement de ce paramètre. Cela signifie que la sollicitation de l'élément coque, dans le cas de la perforation, impose un endommagement plus rapide par rapport à un élément brique. Le nombre de pétales est de 6 pour le modèle brique contre 4 pour le modèle coque. Cela reste dans l'ordre de grandeurs des essais. Dans les deux cas la vitesse résiduelle est de 3,5 m/s.

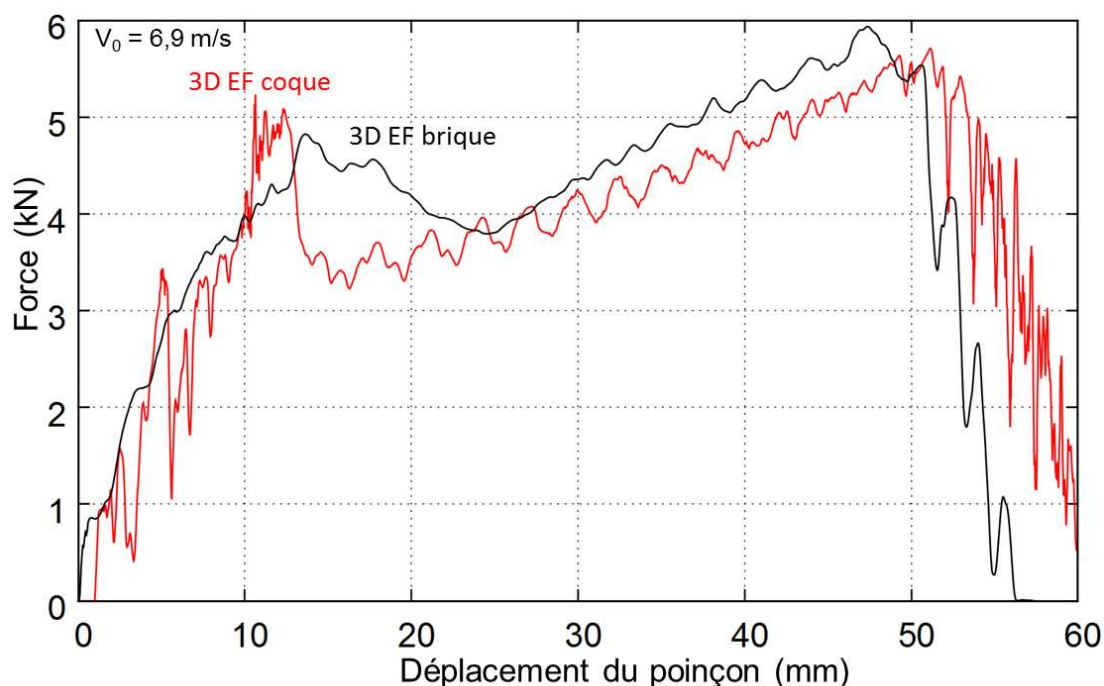


FIGURE 5.28 – Évolution de la force en fonction du déplacement du poinçon pour le modèle 3d coque et 3D brique ( $V_0=6,9 \text{ m/s}$ ).

Bien que le modèle 3D brique soit considéré comme plus réaliste car il permet de prendre en compte les effets de contraintes hors du plan et liés à la géométrie de la fissure, son temps de calcul CPU est 14 fois plus long que celui du modèle en éléments coques. L'avantage du modèle coque est aussi l'absence de problèmes liés à la distorsion d'éléments.

### 5.2.5 Résultats et discussions

Les résultats obtenus par la simulation numérique et par le modèle analytique sont comparés aux résultats expérimentaux en terme de vitesse, de force d'impact, d'énergie absorbée et de fissuration.

#### 5.2.5.1 Vitesse du poinçon et force d'impact

La vitesse résiduelle est tracée, pour chaque essai avec une masse de 13 kg et une épaisseur de plaque de 2 mm, en fonction de la vitesse initiale sur la figure 5.29. Si la plaque n'est pas perforée entièrement, la vitesse résiduelle est considérée comme nulle. Les résultats donnés par le modèle analytique sont tracés pour un nombre de pétales de 4, 5 ou 6. La vitesse résiduelle calculée est proche de l'expérience. C'est pour un nombre de pétales de 4, que le modèle analytique est le plus proche des résultats expérimentaux. La vitesse balistique limite est de 5,0 m/s, 5,0 m/s et 5,1 m/s pour un nombre de pétales de respectivement 4, 5 et 6. D'autres simulations numériques ont été effectuées pour des vitesses de perforation comprises entre 5 et 6 m/s. Jusqu'à 5,75 m/s, la perforation n'est pas totale. Pour 5,8 m/s la vitesse résiduelle est de 1,3 m/s. La vitesse balistique limite est donc d'environ 5,8 m/s pour le modèle éléments finis coques.

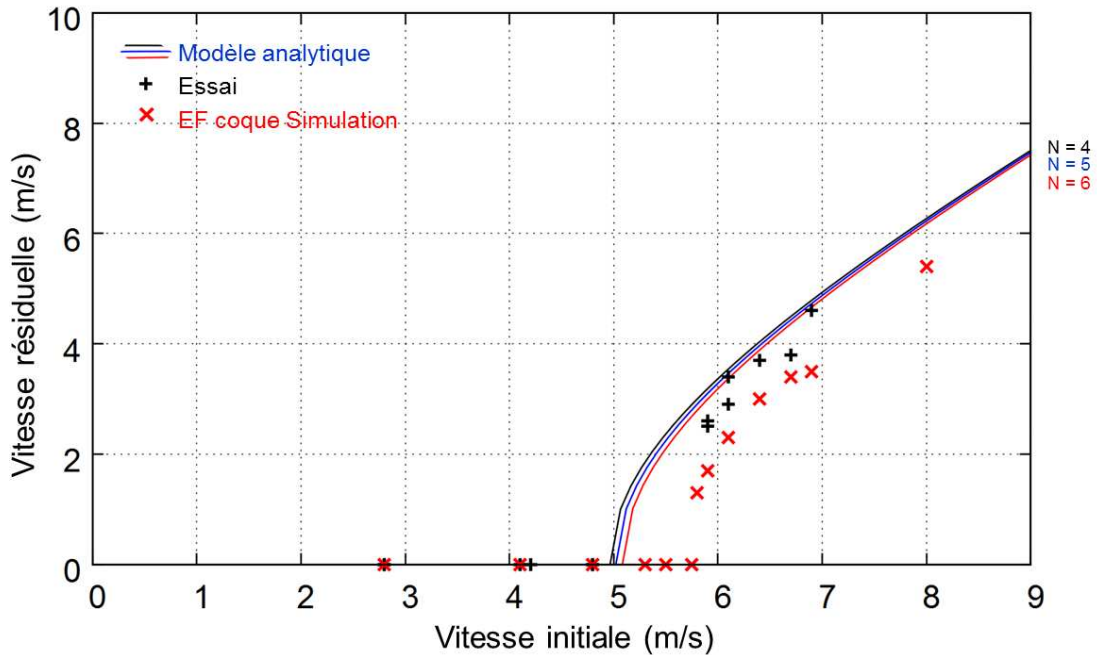


FIGURE 5.29 – Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale pour les résultats expérimentaux et les deux modèles.

Les moyens expérimentaux disponibles ne permettent pas d'obtenir la vitesse résiduelle pour une plaque d'épaisseur 4 mm ( $>6,9$  m/s). Il est cependant possible de prévoir ces vitesses par le modèle analytique et le modèle numérique. La vitesse balistique limite est elle calculée à l'aide de la notion d'énergie absorbée par la plaque, en considérant que cette énergie est égale à l'énergie cinétique initiale. Ainsi, avec le modèle analytique, pour un nombre de pétale de 4, 5 ou 6, la vitesse résiduelle est de 9,2 m/s, 9,3 m/s et 9,4 m/s (pour des énergies absorbées comprises entre 582 J et 623 J). La simulation numérique permet d'évaluer à 11 m/s cette vitesse balistique limite. Comme pour les plaques d'épaisseur 2 mm la vitesse balistique limite prédite par simulation est supérieure à celle prédite par le modèle analytique.

Le modèle analytique ne permet pas d'obtenir la force d'impact. Pour les plaques d'épaisseur 2 mm, la force est tracée en fonction du déplacement, pour chaque simulation, sur la figure 5.30. Elle est aussi comparée à la force expérimentale pour un essai avec une vitesse initiale de 5,9 m/s. Les trois pics de force, mis en évidence lors de l'analyse des résultats expérimentaux, sont bien présents ici. La superposition des courbes de forces en fonction du déplacement renforce l'idée que l'énergie nécessaire pour perforer la plaque peut être considérée comme constante pour la gamme de vitesse considérée. Sur le graphique, pour les simulations avec une vitesse initiale de 2,8 m/s, 4,1 m/s, 4,8 m/s, le poinçon ne perce pas totalement la plaque. Lorsque la vitesse est supérieure à 5,9 m/s, la plaque est totalement perforée : le troisième pic est atteint. Les résultats de simulation vont permettre l'analyse de chacun des pics de force.

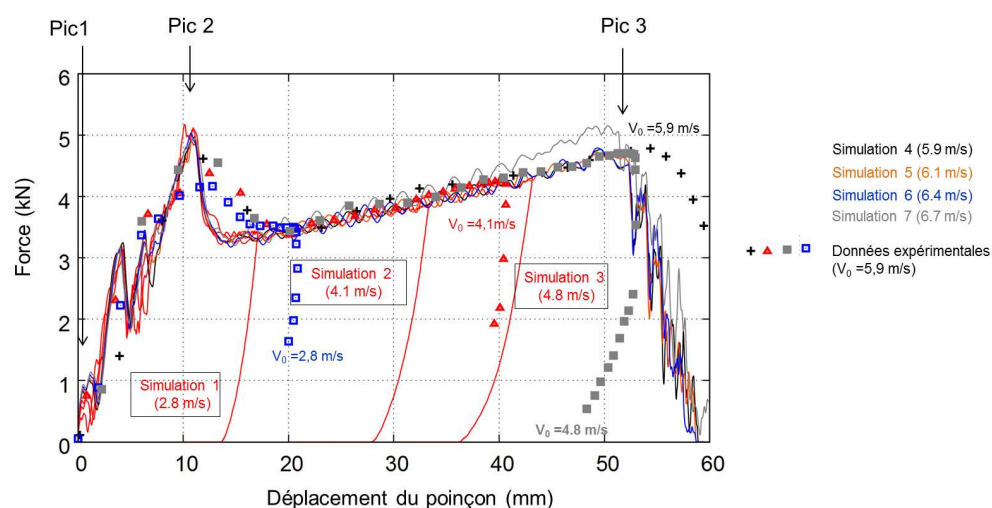


FIGURE 5.30 – Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm.

Pour les plaques d'épaisseur 4 mm, la force est tracée, de façon similaire, en fonction du déplacement, sur la figure 5.31. La superposition de la force est une nouvelle fois observée. Pour les essais expérimentaux, le premier pic de force semble apparaître seulement sur l'essai avec une vitesse initiale de 6,3 m/s. Par rapport aux simulations numériques, un décalage est observé sur ce pic de force : il apparaît pour un déplacement plus petit sur les simulations. Cependant la force maximale du pic est similaire pour la simulation et l'expérience (entre 15 kN et 17 kN).

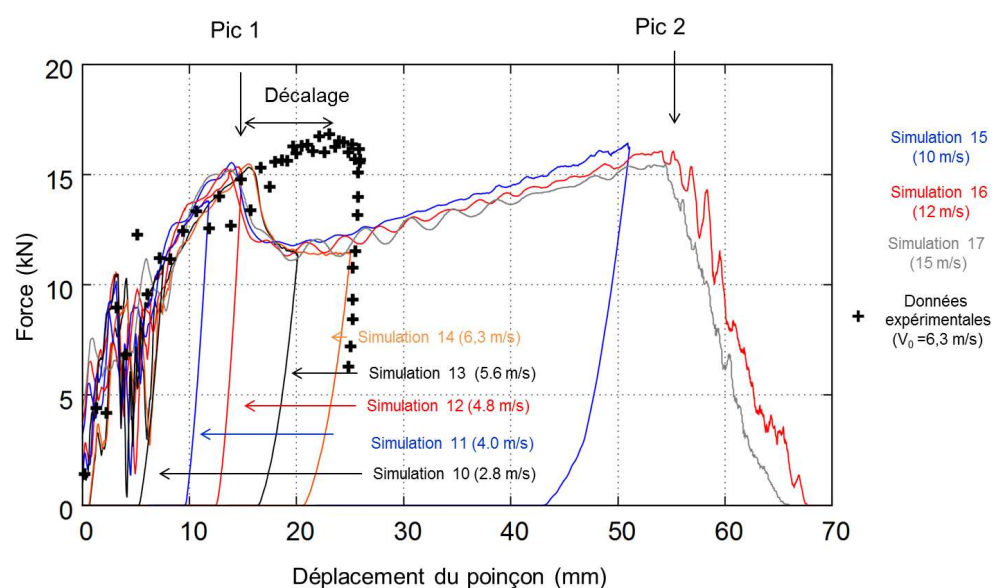


FIGURE 5.31 – Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 4 mm.



### 5.2.5.2 Analyse des pics de force lors de la perforations de plaques de 2 mm

Le premier pic de force observé lors des essais sur les plaques d'épaisseur 2 mm est difficile à analyser sans une approche numérique. Les simulations numériques vont permettre de justifier sa présence par un couplage entre le comportement du matériau et les ondes de choc. Sur la figure 5.32, le premier pic est tracé pour une vitesse de 5,9 m/s (simulation et essai expérimental). La valeur maximale du pic est similaire (autour de 1,5 kN). Après l'impact, la force augmente jusqu'à l'apparition de déformations plastiques dans la plaque. La force arrête d'augmenter linéairement et commence à osciller jusqu'au début de l'endommagement ou celle-ci recommence à grandir.

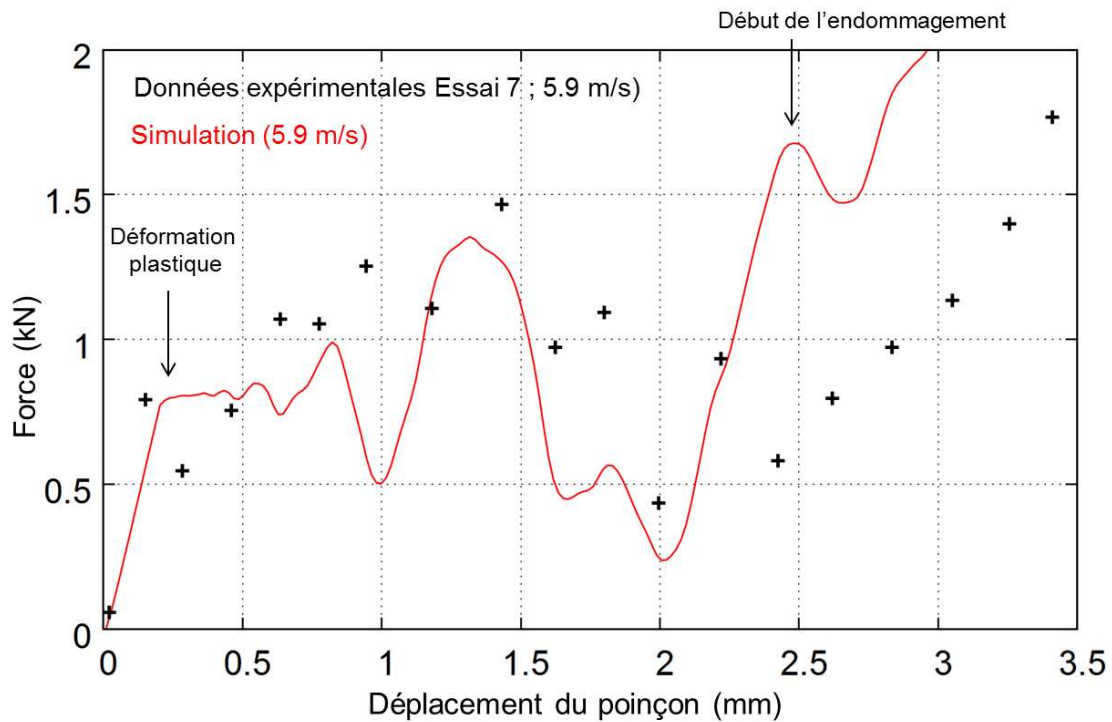


FIGURE 5.32 – Premiers pics de force simulé et expérimental en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm.

La chute de force observée, avant le début de l'endommagement, est expliquée par le phénomène de propagation des ondes de chocs dans le matériau. Sur la figure 5.33 (a.), le premier pic est tracé en fonction du déplacement pour quatre vitesses initiales (0,1 m/s, 0,5 m/s, 2,8 m/s, 6,9 m/s). La valeur maximale du pic augmente avec la vitesse initiale. Pour les faibles vitesses initiales (0,1 m/s, 0,5 m/s), aucun pic de force n'est observé. La force maximale passe de 0,6 kN à 1,5 kN pour des vitesses de 2,8 m/s et 6,9 m/s. Le pic de force est donc un phénomène dynamique car l'effet est d'autant plus important que la vitesse initiale est grande.

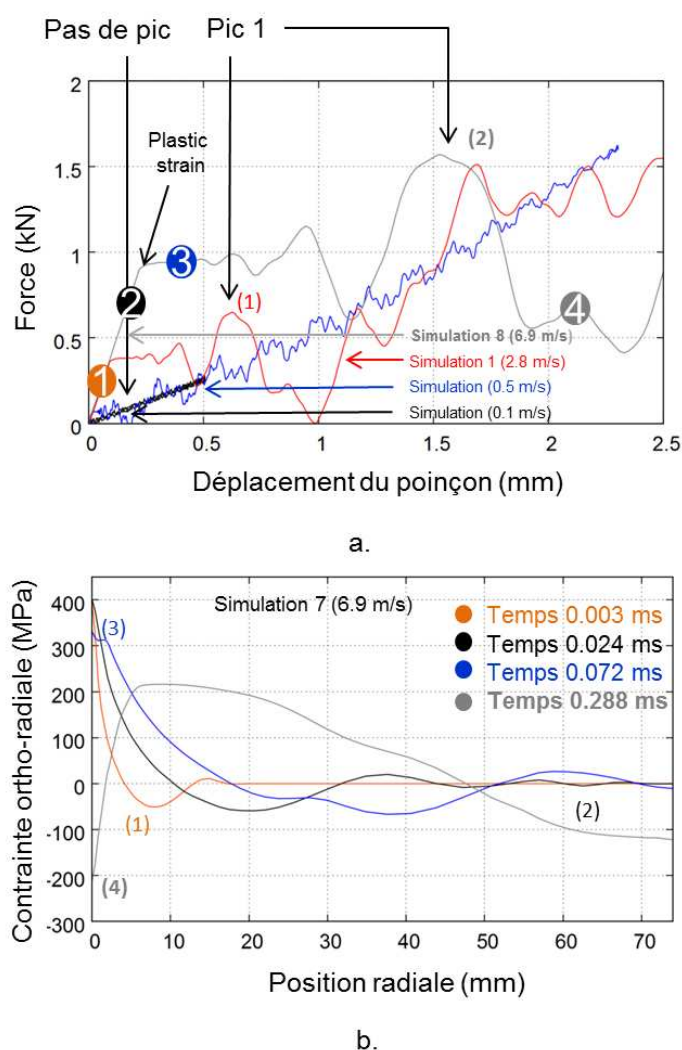


FIGURE 5.33 – Premier pic de force en fonction du déplacement (a.) et onde de choc en fonction du rayon de la plaque (b.).

Le poinçon déforme la plaque et l'onde de choc se propage. Cette onde de choc est tracée sur la figure 5.33 (b.), en terme de contrainte, en fonction du rayon de la plaque, pour différents temps. Après l'impact, la force augmente ( figure 5.33 (a.) point orange) et l'onde de choc commence à se propager du centre vers l'extérieur (Figure 5.33 (b.) (1)). La valeur de contrainte est plus importante au centre de la plaque, où la force d'impact est concentrée. La condition d'encastrement du bord de la plaque impose à l'onde d'être réfléchi (Figure 5.33 (b.) (2)) alors que la force continue à augmenter (Figure 5.33 (a.) point noir). La limite d'élasticité est atteinte au centre de la plaque, et la force perd donc sa linéarité. Lorsque l'onde de choc revient au centre de la plaque, elle vient perturber la contrainte. Sur la figure 5.33 (b.) (3), ce phénomène se traduit par la chute de la contrainte au centre de la plaque. La force commence alors à osciller (Figure 5.33 (a.) point bleu). Ce phénomène continue et s'amplifie jusqu'à produire une chute de la force (Figure 5.33 (a.) point gris) et de la contrainte au centre de la plaque (Figure 5.33 (b.) (4)). Ce phénomène s'arrête avec le début de l'endommagement du matériau de la plaque.

Après ce premier pic de force, la force augmente linéairement jusqu'à la perte de linéarité de

la courbe (Figure 5.34 (1)). À ce moment dans la simulation, le poinçon commence à apparaître de l'autre côté de la plaque. La force continue à augmenter jusqu'au deuxième pic de force (Figure 5.34 (2)). Quand celui-ci est atteint, des fissures commencent à se propager à grande vitesse et ainsi la force chute rapidement (Figure 5.34 (3)). Des pétales apparaissent. Ils fléchissent et grandissent. L'énergie nécessaire à les faire fléchir devient de plus en plus grande. Ainsi à partir d'un certain seuil la force recommence à augmenter.

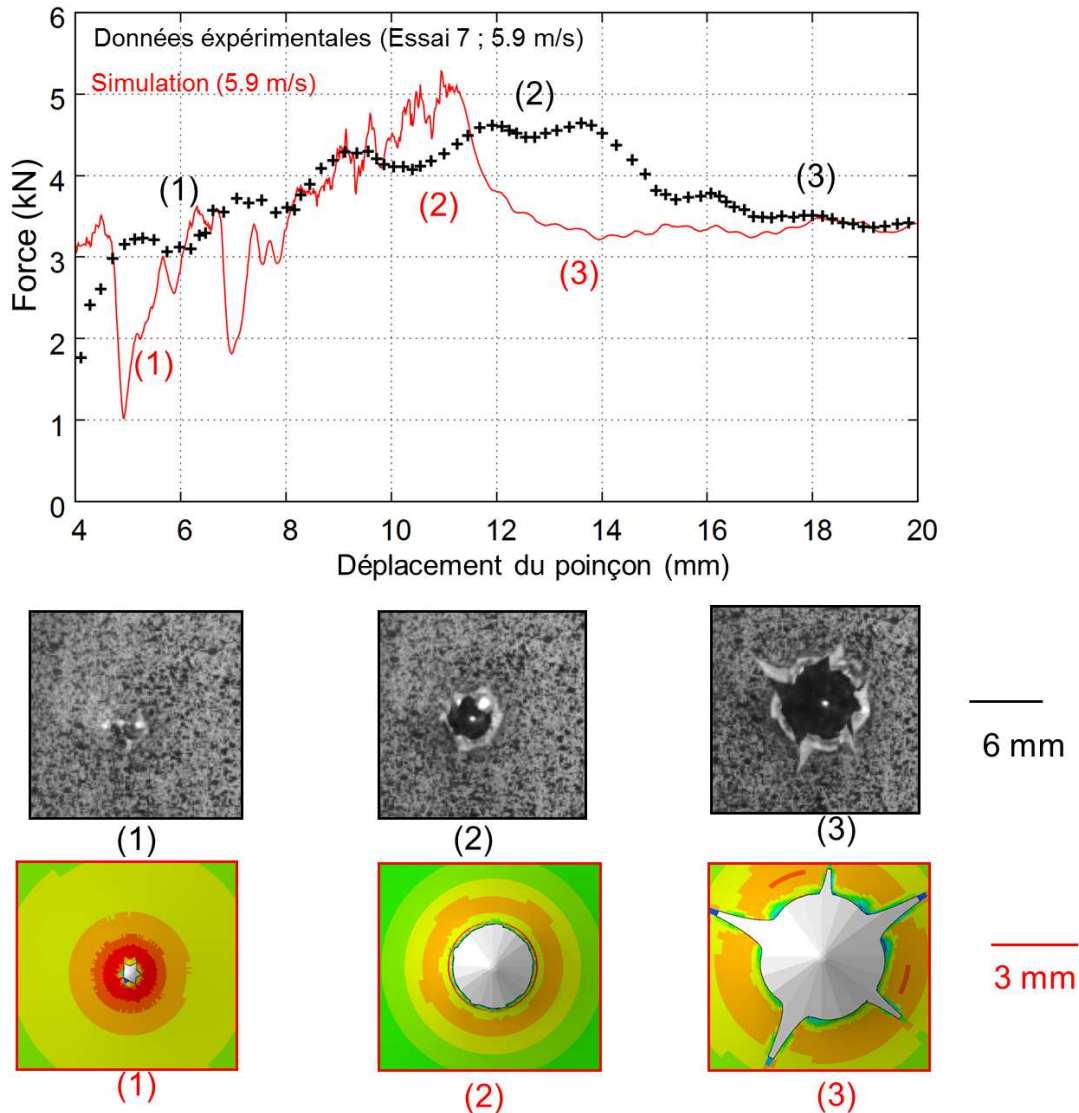


FIGURE 5.34 – Deuxième pic de force en fonction du déplacement pour une plaque d'épaisseur 2 mm.

Les fissures se propagent et la force augmente donc jusqu'à une valeur maximale où le poinçon a complètement perforé la plaque. La force chute alors et le poinçon traverse les pétales.

### 5.2.5.3 Analyse des résultats de stéréo-corrélation

La stéréo-corrélation permet d'obtenir la déformée de la plaque pendant l'impact. Ces déformées sont comparées à la simulation numérique pour les épaisseurs de 2 mm et 4 mm. L'ensemble

des mesures de stéréo-corrélation est présenté dans l'Annexe D. Les résultats avec une vitesse initiale de 2,8 m/s pour une épaisseur de 2 mm (Figure 5.35) et 5,6 m/s pour une épaisseur de 4 mm (Figure 5.36) sont présentés ici. Afin de pouvoir comparer le modèle numérique et les résultats de stéréo-corrélation, le déplacement de la plaque est recalé entre simulations et expériences à un instant juste après l'impact. Pour la plaque d'épaisseur 2 mm, ce calage s'effectue pour le temps de 0,44 ms. Ainsi, pour les temps de 0,55 ms, 1,33 ms et jusqu'à 1,99 ms, la même déformée est retrouvée pour l'expérience et la simulation. Le temps de 1,99 ms correspond au début de la rupture pour la simulation. C'est ici que la déformée est maximale, autour de 4 mm au centre. Dans la simulation, la surface n'évolue plus après rupture. Pour l'expérience, la rupture apparaît à un temps de 2,99 ms pour une déformée maximale aux alentours de 5,3 mm. De façon similaire, pour la plaque d'épaisseur 4 mm, le calage est effectué à un temps de 0,29 ms. Jusqu'au temps de rupture dans la simulation (0,73 ms) de bons résultats sont observés pour la déformée : la valeur maximale de la déformée est alors de 3 mm. En réalité, la rupture de la plaque s'effectue au temps 1,29 ms et pour une déformée de 5 mm.

#### 5.2.5.4 Résultats en terme d'énergie

Le modèle analytique est un modèle basé sur des considérations énergétiques. Pour la perforation de plaque de 2 mm, sur la figure 5.37, l'énergie totale de perforation est calculée avec ce modèle et est tracée pour un nombre de pétales entre 4 et 6 (Section 5.2.3.2). Sur la même figure, l'énergie absorbée par la plaque (simulée et expérimentale) est tracée en fonction de la vitesse initiale. Cette énergie augmente jusqu'à une valeur seuil de 180 J pour l'expérimentation et de 210 J pour la simulation. Ces niveaux d'énergie sont proches de ceux calculés analytiquement. Pour une perforation totale, c'est à dire lorsque la vitesse initiale est supérieure à 5,9 m/s, l'énergie absorbée semble constante. L'hypothèse d'énergie constante pour la perforation d'une plaque est donc confirmée pour cette gamme de vitesse.

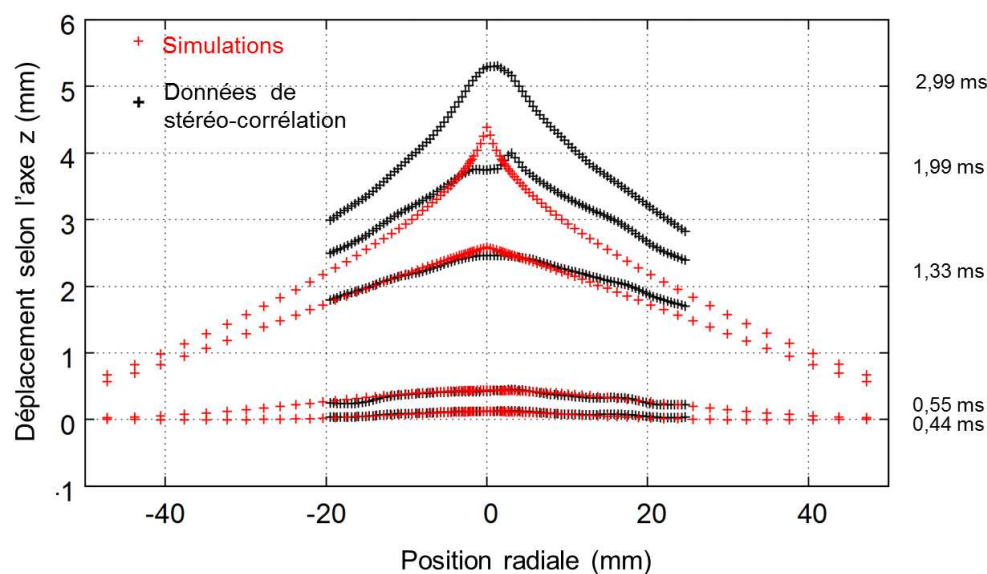


FIGURE 5.35 – Déformées de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 2,8 m/s.

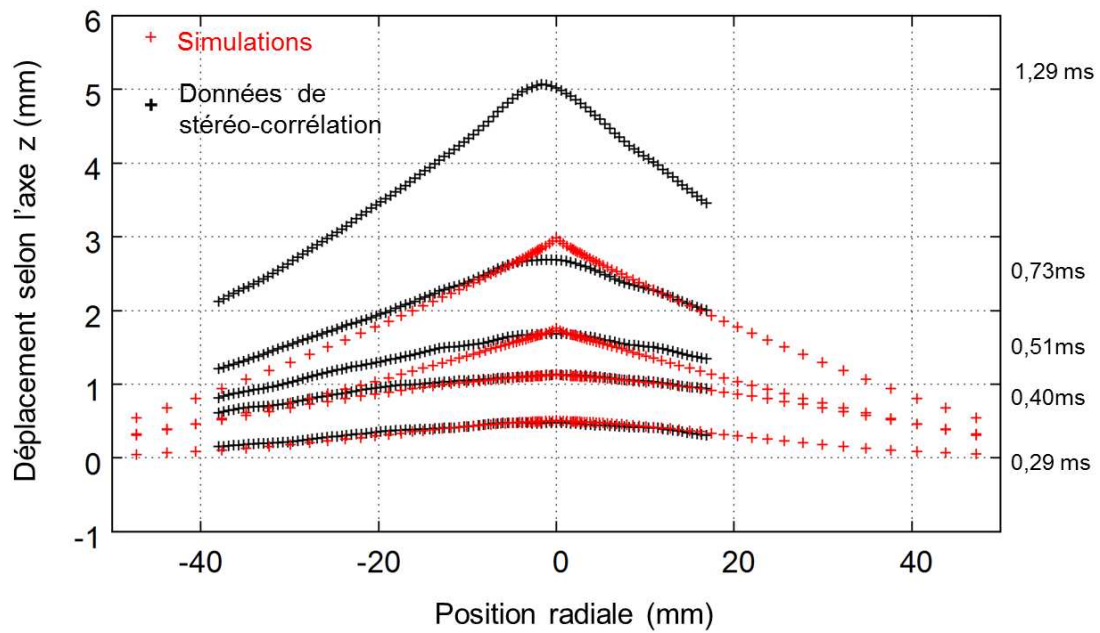


FIGURE 5.36 – Déformées de la plaque d'épaisseur 4 mm après impact pour une vitesse initiale de 5,6 m/s.

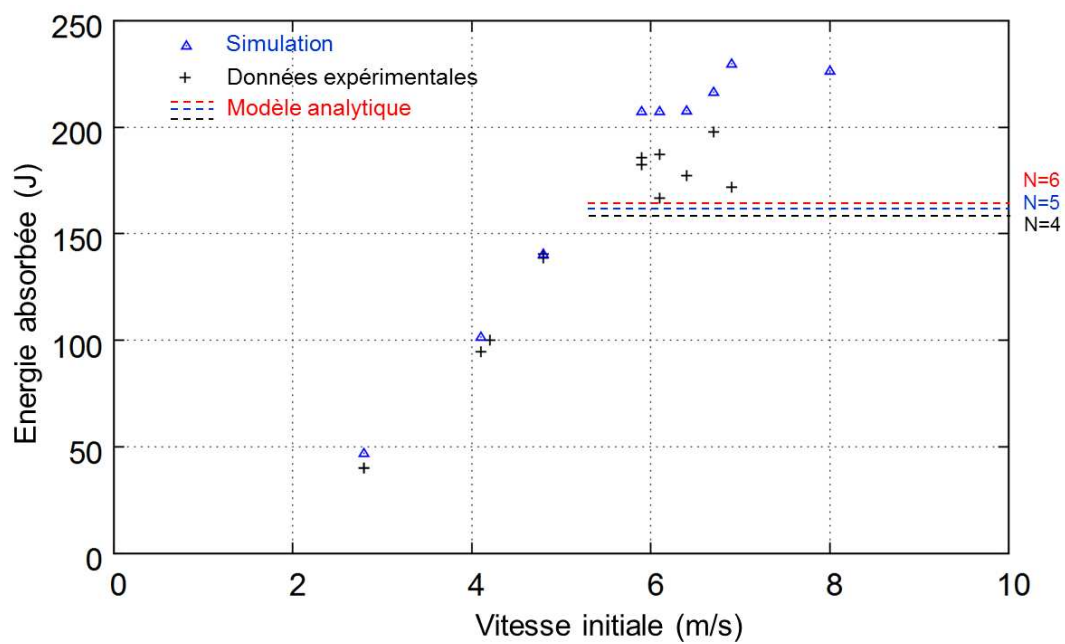


FIGURE 5.37 – Énergie absorbée en fonction de la vitesse initiale pour une épaisseur de 2 mm.

## 5.2.5.5 Analyse en pointe de fissure

Les résultats de simulation permettent d'analyser le mode de propagation des fissures. La simulation avec une vitesse initiale de 6,1 m/s est étudiée dans cette section. La contrainte dans la plaque est tracée dans un repère en coordonnées cylindriques. La figure 5.38 (a.) montre les résultats en terme de contrainte ortho-radiale  $\sigma_{\theta\theta}$  à un temps de 4 ms après l'impact. Il est noté que la majorité de la contrainte ortho-radiale est concentrée sur les 5 pointes de fissures.

La propagation de fissure s'effectue par la suppression d'éléments finis. L'élément de la pointe de fissure au temps 5,7 ms après impact, est étudié ici. Dans cet élément, les contraintes radiale, ortho-radiale, en cisaillement, et longitudinale sont tracées en fonction du temps (Figure 5.38 (b.)). À l'instant de la rupture, qui est bien à  $t = 5,7$  ms sur le graphique, la contrainte prédominante est la contrainte ortho-radiale. Il est alors possible de conclure que le mode de rupture prédominant est le mode I.

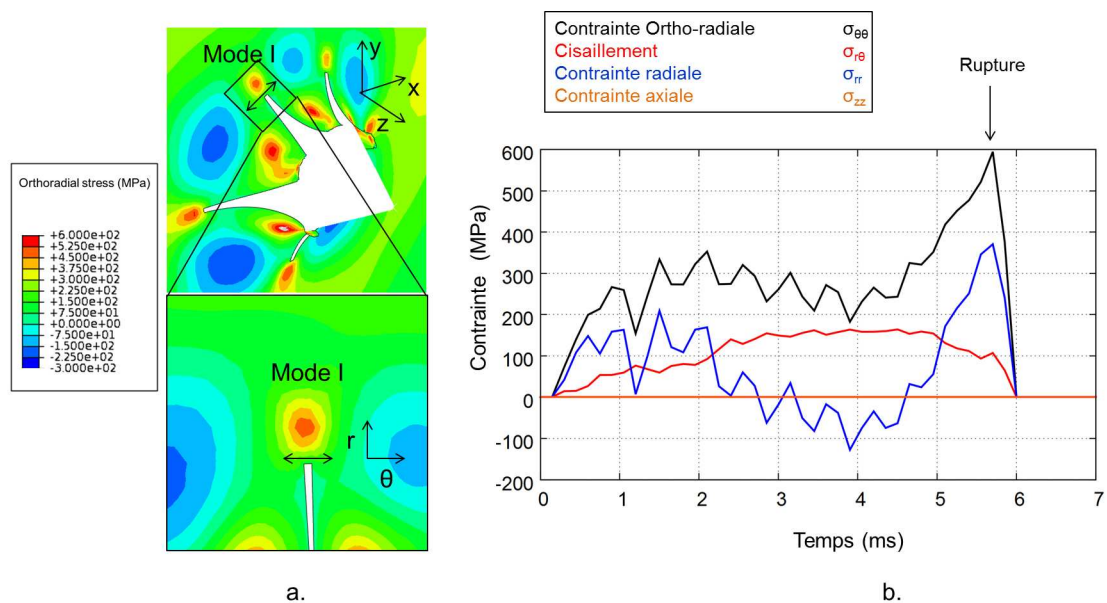


FIGURE 5.38 – Analyse du mode de fissuration pendant la perforation. (a.) :  $\sigma_{\theta\theta}$  à  $t = 4$  ms. (b.) : Contrainte en fonction du temps dans un élément en pointe de fissure à  $t = 5,7$  ms.

Dans les simulations, entre 4 et 5 fissures sont créées. La vitesse moyenne de ces fissures est calculée comme le rapport de la longueur finale de fissure sur le temps de fissuration. Sur la figure 5.39, la vitesse moyenne de fissure est comparée à celle donnée expérimentalement (Section 5.2.2). Les simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Il est observé que la vitesse de moyenne de fissuration semble évoluer linéairement avec la vitesse moyenne d'impact.

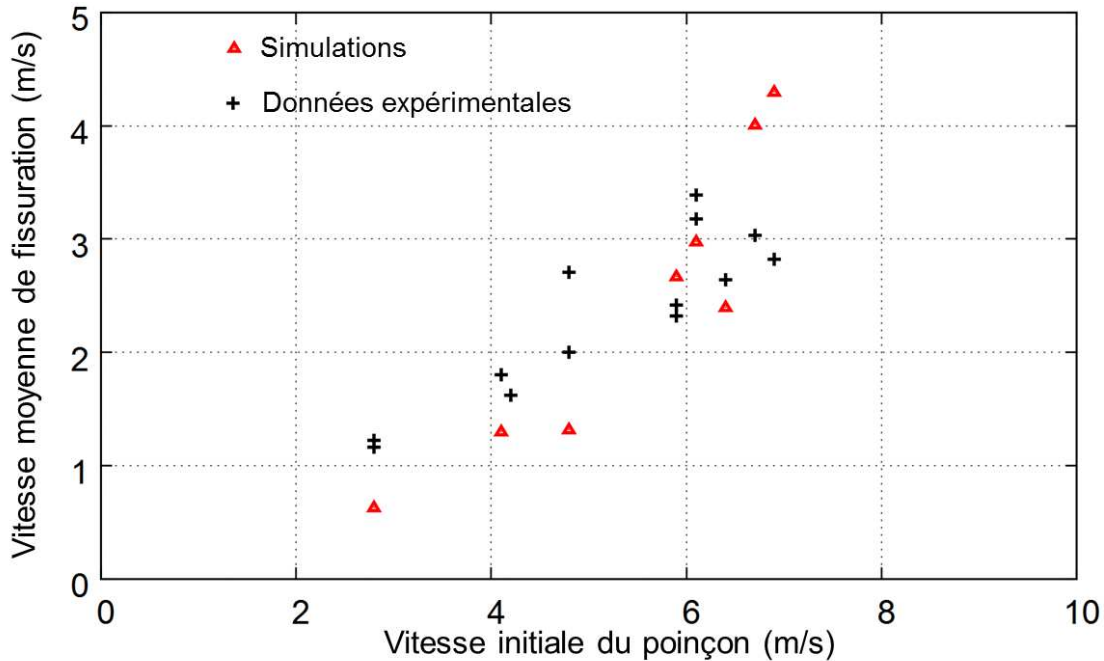


FIGURE 5.39 – Vitesse moyenne de fissuration en fonction de la vitesse initiale pour la simulation et les essais expérimentaux.

### 5.2.6 Implémentation de la loi de comportement identifiée par les essais Charpy dans le modèle de perforation

Dans le Chapitre 3, des paramètres de la loi de comportement de Johnson Cook à la rupture pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 ont été identifiés par méthode inverse sur un essai de Charpy (Tableau 3.8). Lors de la perforation, la fissuration s'effectue selon le mode I. Ce mode est le même que celui de l'essai Charpy. La différence entre les deux essais est l'épaisseur caractéristique de la fissure (2 mm ou 4 mm pour la perforation, 10 mm pour l'essai Charpy). La propagation de la fissure est donc un problème qui peut être considéré en contrainte plane pour la perforation et en déformation plane pour l'essai Charpy. Les paramètres de la loi de Johnson Cook identifiés sont implémentés dans le modèle 3D coque de perforation ( $D_1 = 0,14$ ,  $D_2 = 0,085$ ,  $D_3 = -3,1$ ,  $D_4 = 0,0095$ ,  $D_5 = 0$ ).

La force est tracée en fonction du déplacement pour l'ensemble des simulations numériques (Figure 5.40). Des résultats similaires à ceux trouvés avec les paramètres de Lesuer modifiés sont trouvés ( $D_1 = 0,07$ ,  $D_2 = 0,13$ ,  $D_3 = -1,5$ ,  $D_4 = 0,011$ ). Le dernier pic de force est légèrement supérieur à celui trouvé expérimentalement et numériquement avec les paramètres de Lesuer modifiés. Le nombre de pétales de chaque simulation est écrit dans le tableau 5.11. Ce nombre est compris entre 4 et 5 selon la vitesse initiale. Les paramètres de la loi de Johnson Cook identifiés permettent bien de simuler la perforation et sont donc validés par les essais de perforation. Ils sont consistants avec ceux de Lesuer calibrés, avec une déformation à la rupture autour de 18%.

Cette section met donc en avant la difficulté d'identifier des paramètres uniques pour la loi de rupture adaptée à la perforation. Dans le chapitre 3, les paramètres ont été identifiés par une optimisation sur un essai Charpy qui est un essai de rupture par propagation dynamique de

fissure. Lesuer [Lesuer 2000] identifie lui sa loi de rupture à partir d'essais sur barres d'Hopkinson. Les essais Charpy sont plus proches du phénomène de fissuration et seraient ainsi plus adaptés pour identifier un comportement à la perforation. De plus, ils ont l'avantage de ne pas avoir été calibré a posteriori sur la vitesse de fissuration.

Numéro d'essai	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Nombre de pétales	Vitesse résiduelle (m/s)
1	13	2,8	47,0	5	0
2	13	4,1	107,0	5	0
3	13	4,8	140,5	5	0
4	13	5,9	215,4	5	1,3
5	13	6,1	215,1	5	2,0
6	13	6,4	227,5	4	2,4
7	13	6,7	216,4	5	3,4

Tableau 5.11 – Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm avec les paramètres identifiés sur l'essai Charpy.

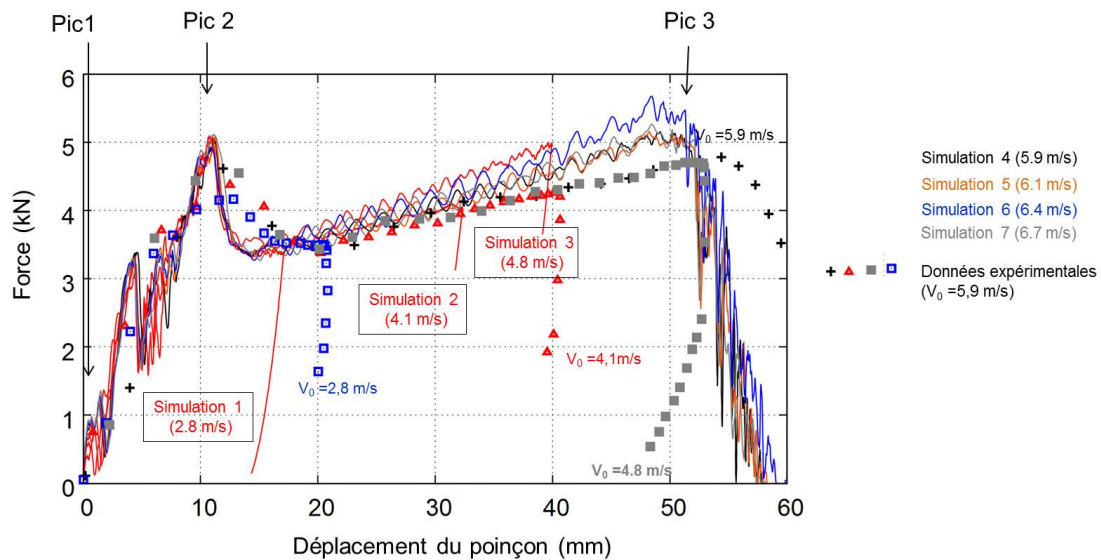


FIGURE 5.40 – Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm avec les paramètres identifiés sur l'essai Charpy.



### 5.3 Extension du modèle numérique à l'étude de la perforation à grande vitesse de l'alliage d'aluminium 2024 T3

Nous avons vu dans l'étude bibliographique (section 5.1.1) qu'il existe une vitesse de transition  $V_{frag1}$  entre une perforation par pétalisation vers une perforation par fragmentation des pétales et une deuxième vitesse  $V_{frag2}$  de transition entre la perforation par fragmentation des pétales et la perforation par fragmentation sans fissuration. Le modèle numérique de perforation de plaque de 2 mm d'épaisseur en éléments finis coques présenté dans la section 5.2.4 va permettre la mise en évidence de ces vitesses de transition. Dans cette section, les simulations sont effectuées pour des vitesses comprises entre 100 et 1000 m/s. Les résultats des simulations sont résumés dans le tableau 5.12. Le modèle analytique de Forrestal (section 5.1.2.1) est ensuite modifié par l'ajout d'une déformation maximale à la rupture dépendante de la vitesse d'impact.

Numéro de simulation	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Vitesse résiduelle (m/s)	Type de perforation
18	13	100	300	99,787	Pétalisation
19	13	300	479	299,877	Pétalisation
20	13	500	1033	499,841	Pétalisation
21	13	600	1412	599,819	Fragmentation des pétales
22	13	700	1819	699,800	Fragmentation des pétales
23	13	800	2412	799,768	Fragmentation de la cible
24	13	1000	3262	999,749	Fragmentation de la cible

Tableau 5.12 – Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm pour de grandes vitesses de perforation.

#### 5.3.1 Vitesses de transition du mode de perforation

Les vitesses de transition sont approchées à l'aide d'une étude numérique. Les simulations pour une vitesse initiale comprise entre 100 et 500 m/s donnent un mode de rupture par pétalisation et par propagation de fissures (Figure 5.42) comme observé à faible vitesse ( $< 10$  m/s). Le nombre de fissures passent de 4 pour une vitesse initiale de 100 m/s, à 6 pour une vitesse initiale de 300 m/s et à 7 pour une vitesse initiale de 500 m/s. Pendant la perforation avec une vitesse initiale de 500 m/s, une fissure apparaît au milieu des pétales. C'est le début de la transition vers un autre mode de perforation où les pétales sont fragmentés ( $V_{frag1} = 500$  m/s).

A partir de 600 m/s, les pétales sont fragmentés pendant l'impact (Figure 5.43 (a.)). L'énergie nécessaire à la perforation est donc plus importante. Ce phénomène s'intensifie encore à 700 m/s (Figure 5.43 (b.)). Des fissures sont toujours présentes dans la plaque en fin de perforation. La perforation est donc un couplage entre propagation de fissure et fragmentation.

A partir de 800 m/s, il n'y a plus de pétale ni de fissure pendant la perforation (Figure 5.44). Le poinçon passe à travers la plaque en produisant un orifice circulaire dont le diamètre est proche de celui de l'impacteur. Sur les simulations numériques, il semble que cette vitesse de transition apparaît quand l'onde de choc réfléchie, par le bord de la plaque, n'a pas le temps de revenir au front de la fissure.

On corrobore cette observation numérique par un calcul de la la vitesse de transition  $V_{frag2}$

en considérant que l'onde de choc transversale est parfaitement élastique et qu'elle se propage dans le matériau sous une forme circulaire (Figure 5.41). Il est possible d'approcher cette vitesse à l'aide de l'expression de la vitesse de l'onde de choc ( $V_{onde} = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ ). Cette onde élastique se propage jusqu'au bord de la plaque ( $r = R_0$ ) et est réfléchiée. Elle revient alors jusqu'au front de rupture. La transition s'effectue quand le front de rupture est égal au rayon de l'impacteur  $r_0$ . À ce temps correspond un temps critique  $t_c$  de transition :

$$t_c = \frac{\text{distance}}{V_{onde}} = \frac{4R_0 - 2r_0}{V_{onde}} = 2\sqrt{\frac{\rho}{E}}(2R_0 - r_0) \quad (5.38)$$

La vitesse radiale de pénétration du poinçon peut alors s'écrire comme  $V = r_0/t_c$ . La vitesse du poinçon est liée à la vitesse radiale par l'angle de l'impacteur  $\phi$ . Ainsi :

$$V_{poincon} = \frac{r_0}{t_c \tan(\phi)} \quad (5.39)$$

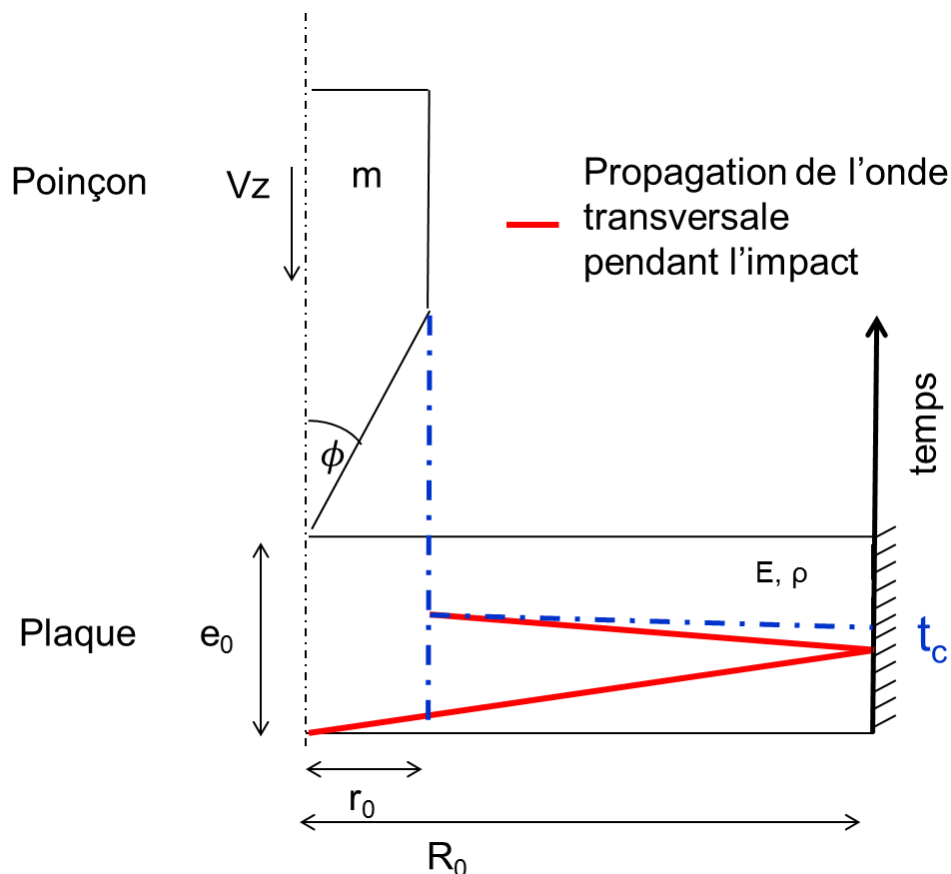


FIGURE 5.41 – Propagation de l'onde de choc élastique transversale dans la plaque pendant la perforation.

Dans le cas de l'alliage d'aluminium de désignation 2024, le temps critique  $t_c$  est égal à 0,0493 ms et la vitesse du poinçon à 790,5 m/s. Cette vitesse  $V_{frag2}$  est la vitesse de transition du mode de perforation avec fissuration à sans fissuration. Elle est proche de celle observé numériquement.

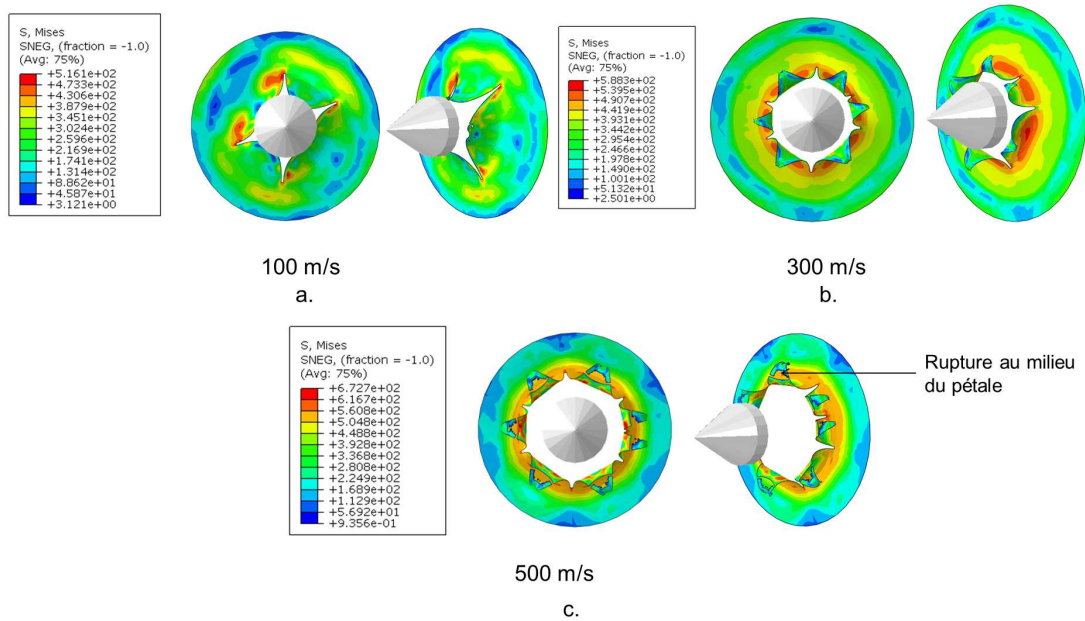


FIGURE 5.42 – Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 100 m/s (a.), 300 m/s (b.) et 500 m/s (c.).

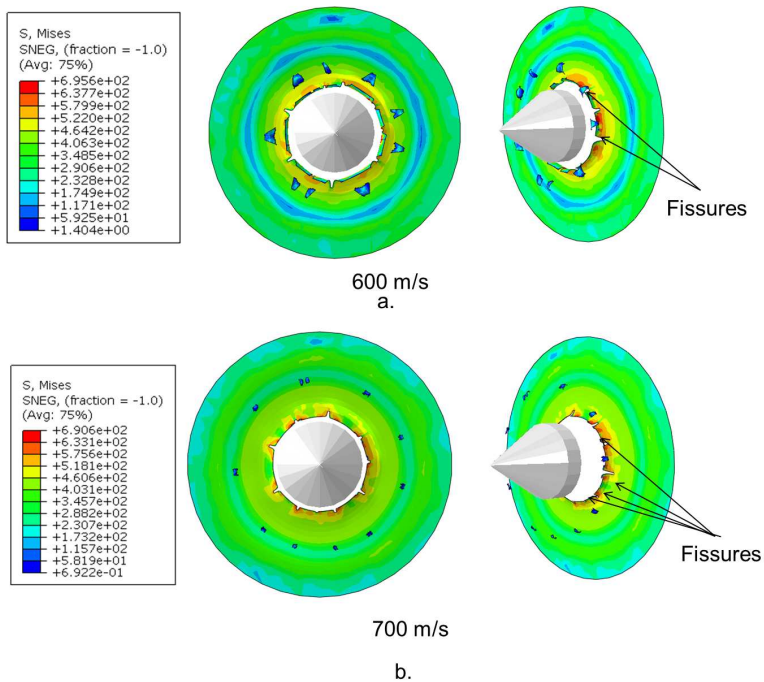


FIGURE 5.43 – Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 600 m/s (a.) et 700 m/s (b.).

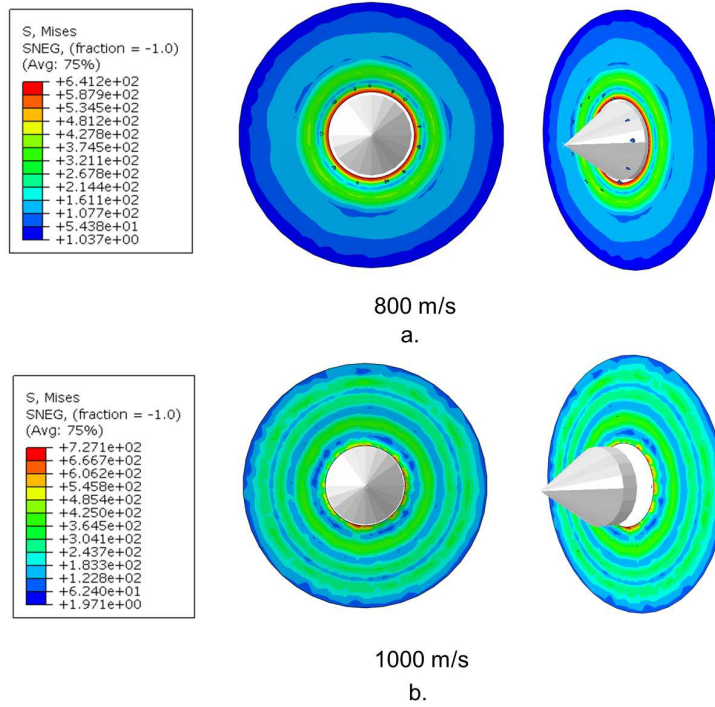


FIGURE 5.44 – Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 800 m/s (a.) et 1000 m/s (b.).

### 5.3.2 Comparaison avec les modèles de perforation analytique

Le modèle analytique de Forrestal [Forrestal 2009] (section 5.1.2.1) est adapté à la perforation à grande vitesse de tôle mince à l'aide d'une déformation à la rupture. Lorsqu'un poinçon conique perce une tôle mince, il est possible d'exprimer la contrainte à l'aide de l'équation 5.7. Les valeurs des paramètres sont celles de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 (cf section 5.2.3.1). À partir d'un seuil de déformation  $\varepsilon_f$ , le matériau est considéré comme rompu. Cette analyse correspond au mode de perforation sans fissure par fragmentation de la cible. L'échauffement et les frottements sont considérés comme négligeables.

Pendant un temps  $\Delta t$ , le perforateur se déplace de  $\Delta z$  passant de la position  $z_1$  à la position  $z_2$ . Le trou perforé évolue de  $\Delta r$  entre  $r_1$  et  $r_2$  (Figure 5.45). La vitesse évolue alors de  $\Delta V_z$  et passe de  $V_{z1}$  à  $V_{z2}$ . L'énergie de rupture du matériau est l'intégrale sur le volume rompu de la contrainte par la déformation. Un incrément d'énergie  $\Delta E$  peut se calculer alors à l'aide de l'incrément de volume de la plaque  $e_0\pi(r_2^2 - r_1^2)$  ou  $e_0\pi \tan^2(\phi)(z_2^2 - z_1^2)$  et s'écrit :

$$\Delta E = \int_0^{e_0\pi \tan^2(\phi)(z_2^2 - z_1^2)} \sigma \varepsilon_f dV = \sigma \varepsilon_f e_0\pi \tan^2(\phi)(z_2^2 - z_1^2) \quad (5.40)$$

Du point de vue de l'impacteur, l'incrément d'énergie est le travail de celui-ci pendant le déplacement  $\Delta z$  :

$$\Delta E = F_{moyen} \Delta z \quad (5.41)$$

Par égalité de l'incrément d'énergie, il est possible d'exprimer la force moyenne. Le principe fondamental de la dynamique est appliqué pendant cet incrément :

$$m \frac{\Delta V_z}{\Delta t} = m \frac{\Delta V_z}{\Delta z} \frac{\Delta z}{\Delta t} = m \frac{\Delta V_z}{\Delta z} V_z = -F_{moyen} = -\frac{1}{\Delta z} \sigma \varepsilon_f e_0 \pi \tan^2(\phi) (z_2^2 - z_1^2) \quad (5.42)$$

Avec l'hypothèse que la vitesse  $V_z$  est égale à la vitesse  $V_{z1}$  il est possible d'écrire :

$$V_{z2} = V_{z1} - \frac{1}{m V_{z1}} (\sigma_0 + \rho_m B_0 (V_{z1} \tan \phi)^2) \varepsilon_f e_0 \pi \tan^2(\phi) (z_2^2 - z_1^2) \quad (5.43)$$

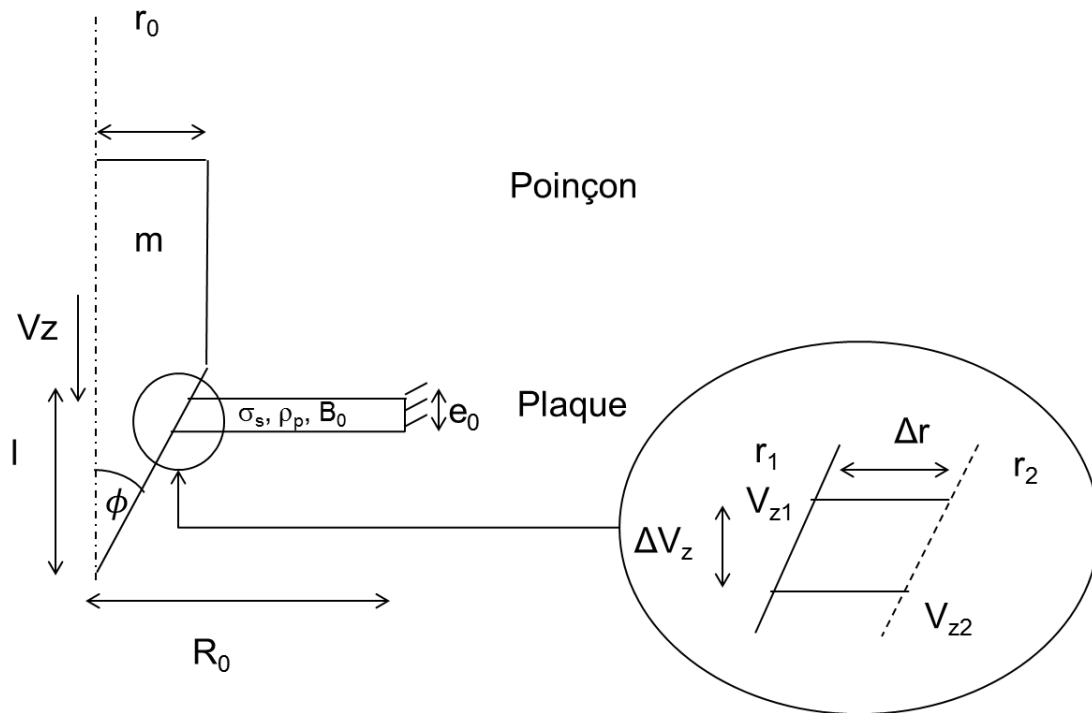


FIGURE 5.45 – Modèle analytique de perforation de tôle mince avec rupture à grande vitesse.

Cette expression est intégrée et résolue numériquement en considérant un pas de déplacement  $\Delta z$  égal à 0,2 mm. Le modèle est dépendant de la déformation à la rupture. Celle-ci est considérée comme dépendante linéairement de la vitesse initiale d'impact :

$$\varepsilon_f = 0,0002V_0 + 0,0414 \quad (5.44)$$

Cette relation est trouvée à partir d'une calibration sur les résultats en terme de vitesses résiduelles données par les simulations numériques. Avec cette relation, La déformation à la rupture évolue entre 6,1 % à 100 m/s et 24 % à 1000 m/s.

Les résultats du modèle analytique sont résumés dans le tableau 5.13. Les vitesses résiduelles sont proches des vitesses initiales. L'énergie absorbée est tracée en fonction de la vitesse initiale sur la figure 5.46. Elle évolue entre 1005 J et 3500 J pour le modèle analytique (entre 500 m/s et 1000 m/s).

Ce modèle analytique est physiquement valable si la cible est totalement fragmentée (c'est à dire si  $V > V_{frag2}$ ). Il est alors possible de déterminer une vitesse critique  $V_{frag2}$  de transition

du mode de perforation avec fissuration à sans fissuration. La calibration du modèle numérique sur la déformation à la rupture a montrée que la déformation évolue autour d'une valeur de 18 % (cf Figure 5.24) pour le mode de perforation avec fissuration. Cette valeur est considérée comme la valeur minimale admissible du problème de perforation avec propagation de fissures. Cette déformation à la rupture peut donc être vue comme la valeur seuil de validité du modèle analytique. Il est alors possible de trouver la vitesse correspondante à cette déformation :  $V_0 = (0,18 - 0,0414) / 0,002 = 693$  m/s. Cette vitesse est considérée comme une deuxième approximation de la vitesse  $V_{frag2}$ .

Numéro de simulation	Masse totale (kg)	Vitesse initiale (m/s)	Énergie absorbée (J)	Vitesse résiduelle (m/s)
20	13	500	1005	499,8457
21	13	600	1319	599,8317
22	13	700	1709	699,8127
23	13	800	2189	799,7897
24	13	1000	3462	999,7337

Tableau 5.13 – Résultats du modèle analytique pour les plaques d'épaisseur 2 mm pour de grandes vitesses de perforation.

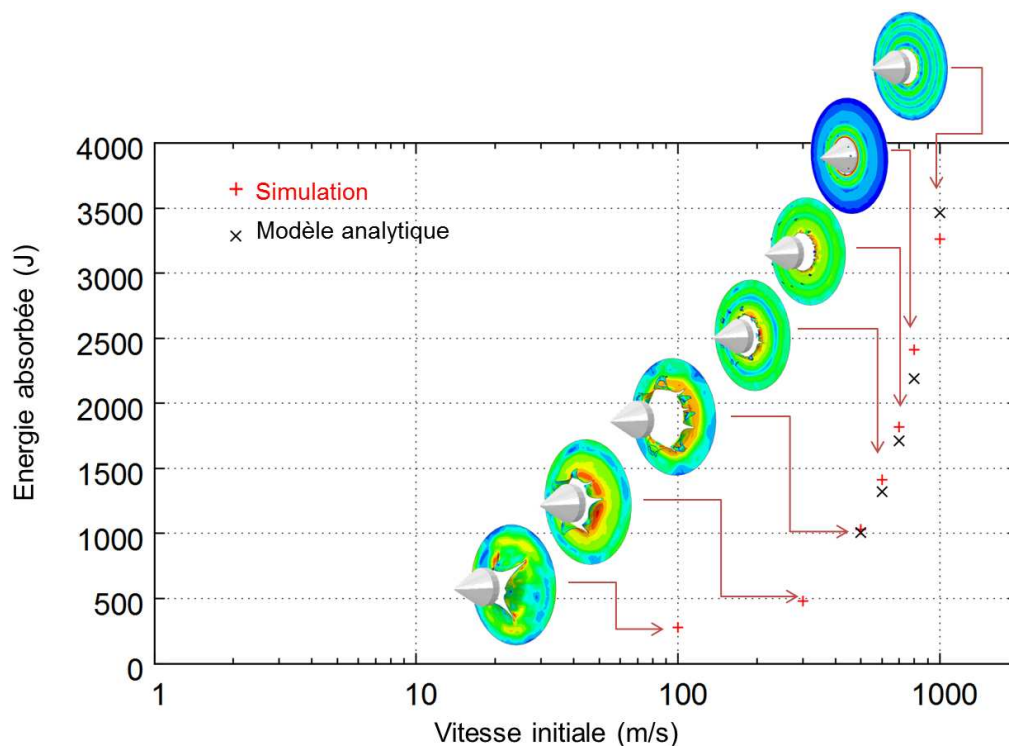


FIGURE 5.46 – Énergie absorbée par la plaque en fonction du temps pour de grandes vitesses de perforation.

## 5.4 Conclusion

Il a été proposé dans ce Chapitre une étude sur une perforation représentative de l'éjection de la bouée du système BELOCOPA à travers un fuselage d'avion.

Une bibliographie a été présentée sur la perforation. Expérimentalement, la force d'impact est souvent tracée en fonction du temps [Grytten 2009]. Les vitesses résiduelles sont tracées en fonction des vitesses initiales [Borvik 2004] [Grytten 2009]. L'apparition d'un nombre déterminé de pétales a une justification énergétique [Atkins 1998]. Une variété de modèles analytiques existent pour la perforation [Forrestal 2009] [Nazeer 2000] [Wierzbicki 1999]. Les simulations numériques s'effectuent le plus souvent à l'aide d'éléments finis. Il est aussi possible d'utiliser des particules SPH.

La perforation de tôles d'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 d'épaisseurs 2 mm et 4 mm par un impacteur au nez conique a été étudiée. Expérimentalement, la vitesse balistique limite pour une épaisseur de 2 mm est entre 4,8 m/s et 5,9 m/s. Le nombre de pétale est entre 4 et 6. Durant la perforation, trois pics sont observés. Le premier apparaît juste après l'impact et sa valeur maximale est comprise entre 0,5 kN et 1,5 kN. Lorsque le deuxième pic de force est atteint (autour de 5 kN), les fissures commencent à se propager. Le dernier pic correspond à une perforation totale de la cible. Pour une épaisseur de 4 mm, le dispositif expérimental ne permet pas de perforer totalement la cible.

Deux modèles analytiques ont été présentés pour la perforation. Le premier est un modèle analytique basé sur des considérations énergétiques de flexion plastique et de pétalisation. De bons résultats sont trouvés en terme de vitesse résiduelle. Pour les plaques d'épaisseur 2 mm, la vitesse balistique limite a été déterminée entre 5,0 m/s et 5,1 m/s et entre 9,1 m/s et 9,3 m/s pour une plaque d'épaisseur de 4 mm. Un autre modèle analytique permet l'analyse de la perforation à grandes vitesses de perforation à partir du modèle de Forrestal. Ce modèle est notamment dépendant de la déformation maximale à la rupture.

Un modèle numérique en éléments finis de type coque a été présenté. Le comportement du matériau de la plaque suit des lois de Johnson Cook et de Johnson Cook à la rupture. Deux jeux de paramètres pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 ont été utilisés. Le premier a été trouvé dans la littérature. Le paramètre D1 de la loi de rupture a été modifié grâce à un calage sur la vitesse de fissuration vraie. Le deuxième jeu de paramètres a identifié par méthode inverse sur des essais Charpy, reconnu comme un essai de fissuration dynamique. Dans les deux cas, de bons résultats en terme de vitesses sont trouvés. La simulation reproduit bien les trois pics de force. Il a été possible de conclure que le premier pic est notamment dû à un effet d'ondes de choc réfléchies par les bords encastres de la plaque et par le début de l'endommagement de la plaque. Le second pic est bien justifié par la propagation rapide des fissures et le troisième par la perforation totale. Une étude sur le mode de rupture en pointe de fissure a démontré que la fissure se propage selon le mode I. Pour de grandes vitesses d'impact, le modèle numérique reproduit bien la transition entre un mode de perforation par pétalisation vers un mode de perforation par fragmentation des pétales et d'un mode de perforation par fragmentation des pétales vers un mode fragmentation de la cible.

Une extension possible de l'étude est d'étendre le modèle numérique de perforation à un pan entier de fuselage d'avion. Les conditions aux limites seraient ainsi plus éloignées.

# Conclusion

---

Le but de ce travail est de développer des modèles d'impact d'en comprendre les phénomènes par une approche numérique et analytique et de les valider par des essais instrumentés. Pour cela, les impacts sans rupture sur différents milieux et avec rupture sur tôles fines ont été étudiés.

Dans le Chapitre 2, un état de l'art sur la modélisation des matériaux à l'impact a été effectué. Les lois de comportement (élasto-visco-plastique, de rupture par endommagement) adaptées à la modélisation de crashes ont été analysées afin de conclure sur un choix de lois pertinentes : les lois de comportement de Johnson Cook et Johnson Cook à la rupture. Bien qu'elles ne soient pas reconnues comme efficaces aux très grandes vitesses de déformation, la facilité d'identifier leurs paramètres permet une utilisation rapide de ces lois valides jusqu'à plusieurs milliers de  $s^{-1}$ . Pour identifier les paramètres de ces lois de comportement, il est courant d'utiliser des essais comme les barres d'Hopkinson sur des éprouvettes de traction/compression ou de cisaillement de type chapeau comme utilisée ici. Il est alors possible d'identifier des paramètres par méthode inverse pour de très grandes vitesses de déformation. En terme de modélisation numérique, les éléments finis et les « Smoothed Particle Hydrodynamics » (SPH) sont reconnus efficaces pour modéliser l'impact.

Dans le Chapitre 3, deux identifications de lois de comportements sont présentées. La première est l'identification de la loi de Johnson Cook par des essais de cisaillement dynamique sur éprouvettes chapeaux en alliage d'aluminium de désignation 7075 T6. La deuxième est l'identification de la loi de Johnson Cook à la rupture sur des essais de fissuration dynamique de type Charpy, sur l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3.

Il est alors conclu que la caractérisation des matériaux par une éprouvette structurale de cisaillement chapeau est possible grâce à la puissance de calcul qui permet aujourd'hui de simuler rapidement les essais. L'identification par méthode inverse par un couplage entre un algorithme et un code éléments finis semble alors une bonne alternative entre un essai de caractérisation de dynamique rapide et la capacité d'identifier une loi de comportement.

Pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3, des essais de fissuration de type Charpy ont permis d'obtenir les paramètres d'une loi de Johnson Cook à la rupture par un couplage entre algorithme d'optimisation et éléments finis. Ce couplage est reconnu comme efficace pour l'identification de loi de comportement. Pour comparaison, des simulations par une approche X-FEM ont aussi été effectuées.

Une extension possible de la méthode inverse sur l'essai Charpy serait de venir identifier une loi de comportement élasto-visco-plastique à partir des résultats des essais. Ainsi, l'essai Charpy deviendrait un essai permettant l'identification globale, jusqu'à la rupture, d'une loi de comportement pour les problèmes d'impact. Une mesure de champs par caméra rapide autour de l'entaille permettrait d'aider à cette identification.

Dans le Chapitre 4, il est proposé une étude sur l'impact dans différents milieux et de leurs similitudes. Dans un premier temps, une bibliographie a été proposée sur le flambage plastique dynamique sous impact de structures tubulaires, de l'impact sur de l'eau et sur des mousses. Les évolutions de la force pendant l'impact et de la pression de contact ont donc été analysées pour chacun des cas. Le flambage dynamique de tubes est alors choisi pour reproduire l'impact à l'eau.



Une étude sur l'impact à l'eau d'un cylindre par des approches numérique (EF) et analytique a permis de caractériser l'impact à l'eau. Un pic de force est observé. A chaque point du tube en contact avec l'eau, un pic de pression apparaît en fonction du temps. A un même instant, la répartition des pressions sur le tube est étudiée. Au point du cylindre qui rentre en contact avec l'eau, un pic de pression est observé. Sur le reste de la surface, la pression est quasi-constante. Parallèlement, une étude sur le flambage, symétrique et asymétrique, de tubes fragilisées par une approche couplée entre l'expérimentation et le calcul numérique a été menée. La simulation numérique, validée par des expérimentations, a permis d'obtenir l'évolution de la force pendant l'impact. Il est montré numériquement que le flambage du tube est dû à la localisation de la déformation plastique dans le tube. La similitude entre l'impact à l'eau et le flambage de tube est réduite à l'évolution de la force en fonction du temps. La non équi-répartition de la pression sur le tube pendant l'impact à l'eau ne permet pas de conclure à une similitude en terme de pression.

Une perspective serait alors d'identifier les zones où les pics de pression sont similaires sur le cylindre lors de l'impact à l'eau. Il s'agirait alors, dans un deuxième essai d'impact sur structure, d'associer à chacune de ces zones un tube de flambement pour reproduire le pic de pression.

Dans le Chapitre 5, une étude de perforation de tôles fines d'alliages d'aluminium de désignation 2024 T3 est présentée comme cas évident d'impact avec rupture.

Deux modèles analytiques ont été présentés pour la perforation. Le premier est un modèle analytique basé sur des considérations énergétiques de flexion plastique et de pétalisation. De bons résultats sont trouvés en terme de vitesse résiduelle. Un autre modèle analytique permet l'analyse de la perforation à grande vitesse de perforation à partir du modèle de Forrestal. Ce modèle est notamment dépendant de la déformation maximale à la rupture. Celle-ci a été calibrée comme une fonction de la vitesse initiale.

Un modèle numérique en éléments finis de type coque a été présenté. Deux jeux de paramètres de la loi de Johnson Cook à la rupture pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 ont été calibrés sur la vitesse de fissuration vraie ou identifiés par méthode inverse sur des essais Charpy. Il a donc été montré qu'un modèle de décohésion pouvait permettre de calibrer des paramètres de rupture. Il est aussi possible de conclure que l'essai Charpy est un essai par lequel des paramètres de rupture peuvent être identifiés par méthode inverse.

Pour chacun des modèles, de bons résultats en terme de vitesses sont trouvés (force, vitesse,...). Il a été possible de conclure que le premier pic de force est notamment dû à un effet d'ondes de choc réfléchies par les bords encastrés de la plaque et par le début de l'endommagement de la plaque. Le second pic est bien justifié par la propagation rapide des fissures et le troisième par la perforation totale.

Pour de grandes vitesses d'impact, le modèle numérique reproduit bien la transition entre un mode de perforation par pétalisation vers un mode de perforation par fragmentation des pétales et d'un mode de perforation par fragmentation des pétales vers un mode de fragmentation de la cible.

Ce dernier chapitre montre bien que les choix de lois de comportement (Johnson Cook) et de la méthode numérique (EF coque) sont pertinents pour une modélisation de la perforation.

En perspective de ces travaux, une étude plus détaillée sur le flambage dynamique sous impact d'un tube cylindrique pourrait être menée. Numériquement, nous avons observé que le flambage dynamique sous impact provient de la concentration de la déformation plastique. Cela reste à être validé expérimentalement. Il s'agirait alors de déterminer les différentes sources du flambage et d'en déduire les cas limites : grandes déformations, effets d'inertie, comportement plastique,...

Dans ce travail, nous avons essayé d'apporter une contribution à l'étude sur la similitude avec l'impact à l'eau pour le dimensionnement d'un programmeur d'impact. Cette étude pourrait être étendue à d'autres moyens d'essais qui appliqueraient à la structure impactante les pics de

pression ou d'effort désiré (exemples : vérins rapides locaux sur la structure,...).

Une étude sur la perforation de tôles fines a été réalisée pour une géométrie particulière d'impacteur. D'autres types d'impacteurs pourraient être étudiés. En parallèle, une étude sur les conditions d'apparition des pics d'effort pendant la perforation pourrait être mise en place à travers une variété d'essais, aux échelles et vitesses différentes (sur barres d'Hopkinson modifiées par exemple). Une analyse plus fine de la rupture à l'échelle de la microstructure pourrait être envisagée. Il s'agirait d'étudier les mécanismes de déformation et de rupture dynamiques locaux et des les adapter au cas étudié par un changement d'échelle.

D'un point de vue expérimentale, les jauges de déformation sont reconnues ici comme un choix pertinent pour l'instrumentation de bancs d'impact. Elles ont été utilisées pour les essais Charpy, sur barres d'Hopkinson et de flambage de tubes. Leur fragilité reste cependant un désavantage pour les sollicitations extrêmes. Une étude dédiée à ce type d'instrumentation permettrait la fiabilisation de leur utilisation et favoriserait l'apparition de nouveaux types de capteurs basés sur cette technologie.

En ce qui concerne le projet BELOCOPA, des simulations d'impact d'un fuselage d'aéronef à l'eau permettraient, à l'instar d'Ortiz [Ortiz 2002], de connaître les conditions plus proches d'un crash en mer. Elles pourraient alors être appliquées au système. En parallèle, des essais sur le programmeur d'impact proposé pourrait garantir la tenue au crash des composants internes du système. En terme de perforation, l'adaptation du modèle numérique à un pan de fuselage d'avion immergé permettrait d'être plus proche du cas réel (courbure du fuselage, conditions aux limites lointaines,...). Cette dernière simulation pourra être comparée à des essais en mer prévus sur le système entier.



# Présentation des essais de perforation sur le puits de chute

---

Les essais de perforation de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 ont été effectués sur le puits de chute disponible à Arts et Métiers ParisTech Campus de Bordeaux. Sur la figure A.1, le schéma du puits de chute est présenté.

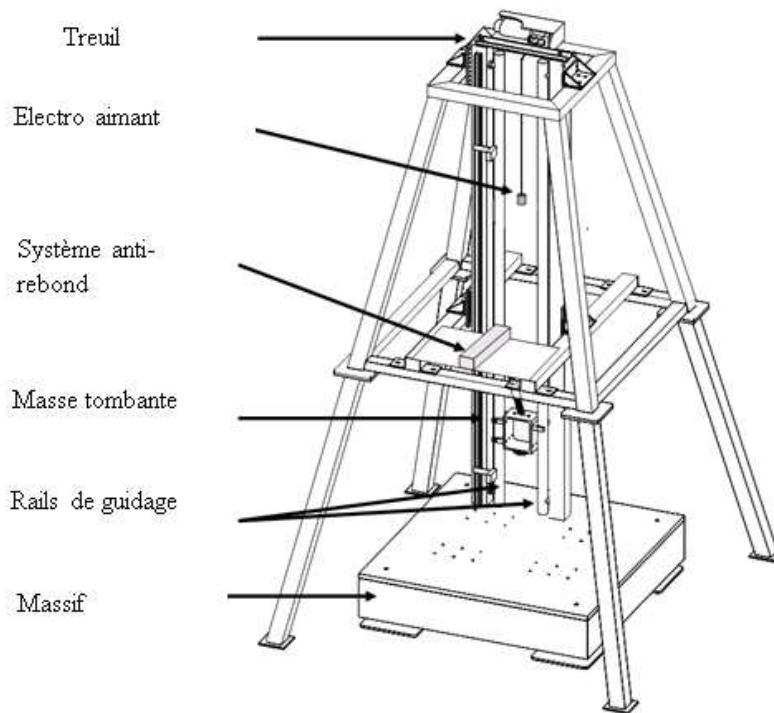


FIGURE A.1 – Schéma de la tour de chute de Bordeaux (DuMAS).

Un treuil élève un chariot dont la masse maximum est de 20 kg jusqu'à une hauteur de 2,8 m (Figure A.4). Les plaques sont positionnées dans un outillage circulaire spécifique (Figure A.3) où un appui plan maintenu par 4 vis permet le serrage de la plaque. L'impacteur conique de rayon 45 mm et d'angle  $60^\circ$  (Figure A.2) est couplé à une cellule de force fixée sur le bas du chariot. Un système anti-rebond empêche un second choc sur la plaque. Le déplacement du chariot mobile est enregistré au cours du temps par un capteur laser Bulier (50mm de plage de mesure). Deux caméras rapides sont positionnées autour du puits de chute. La première (Photron SA 3, 10 000 i/s) permet un deuxième suivi du déplacement du poinçon. La deuxième (Photron APX RS, 9 000 i/s) permet une observation de la déformation du dessous de la plaque pendant l'impact grâce à un jeu de deux miroirs.

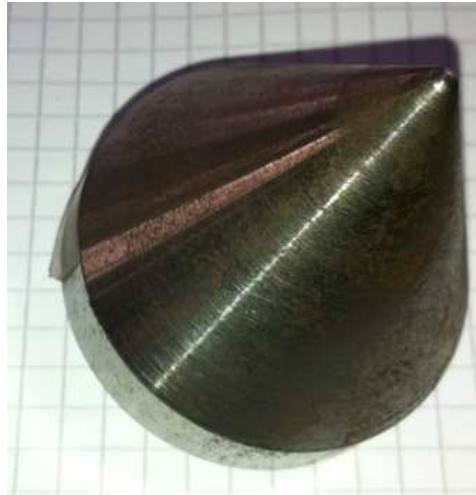


FIGURE A.2 – Photographie de l'impacteur conique.



FIGURE A.3 – Photographie de l'outillage de serrage la plaque.

La cellule de force a été calibrée sur une gamme de force entre 0 et 100 kN dans une machine de compression. Le graphique de la figure A.5 montre l'évolution de la force appliquée en fonction du potentiel du capteur. Un coefficient de calibration est ainsi déterminé et pris égal à 9914,5 kN/V. Il sera utilisé pour les essais de perforation.



FIGURE A.4 – Photographie de la tour de chute instrumentée.

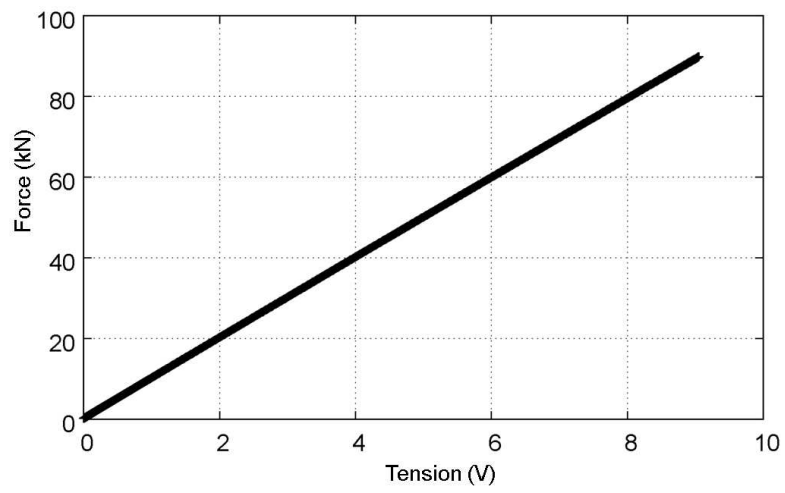


FIGURE A.5 – Calibration du capteur de force.

# Présentation des essais sur machine Gleeble

---

La machine Gleeble (Figure B.1) est une machine d'essais qui permet d'imposer à une éprouvette des chargements thermiques et mécaniques dans une large gamme de conditions isothermes et anisothermes. Elle utilise pour cela l'effet Joule. L'éprouvette est chauffée par résistance électrique à une vitesse de chauffage maximale de  $10\,000\text{ °C/s}$ . Il est aussi possible d'effectuer des refroidissements rapides ou trempes contrôlées (à l'eau, à l'air, avec un gaz neutre) à une vitesse maximale de  $400\text{ °C/s}$  et non contrôlées à plusieurs centaines voir milliers de  $\text{°C/s}$ . La force maximale appliquée à l'éprouvette est de  $100\text{ kN}$ . Il est par ailleurs possible de travailler sous vide ou sous un gaz inerte. Il existe un mode couplé et découplé entre le verrin horizontal et l'un des mors qui maintient l'éprouvette. La vitesse de déplacement maximale varie alors entre  $1\text{ mm/s}$  et  $1\text{ m/s}$  selon si le verrin est couplé ou découplé. L'éprouvette est maintenue par deux mors, l'un mobile, l'autre fixe. On peut effectuer deux types de mesures sur les éprouvettes. La première est une mesure de déplacement à l'aide d'un extensomètre joue contre joue. La deuxième est une mesure de température à l'aide de thermocouples de type K. Sur les alliages d'aluminium 7075, le soudage de thermocouples n'est pas possible. La température n'est donc pas relevée. Les éprouvettes chapeaux ont toutes été mesurés avant les essais. Les éprouvettes dont les dimensions sont les plus proches sont utilisées pour les essais aux mêmes vitesses. Un outillage spécifique est utilisé pour positionner les éprouvettes entre les mors. Une force est appliquée à l'un des mors pour maintenir l'éprouvette. La vitesse de l'essai est imposée en terme de déplacement pendant un certain temps. La force et le déplacement en fonction du temps sont donnés dans un fichier de sortie adapté au logiciel de tableur scientifique Origin.



FIGURE B.1 – Machine Gleeble.





# Présentation des essais de Charpy

Des essais de Charpy ont été effectués sur le mouton instrumenté disponible aux Arts et Métiers ParisTech Campus d'Aix en Provence (Figure C.1) sur des éprouvettes standardisées en V selon la norme ISO 148-1 (Figure C.2). Des jauges de déformation sont collées sur le marteau d'impact et vont permettre le suivi de la force. Le marteau vient impacter l'éprouvette ainsi qu'il est présenté sur la figure C.4.



FIGURE C.1 – Banc d'essai du pendule-mouton de Charpy.

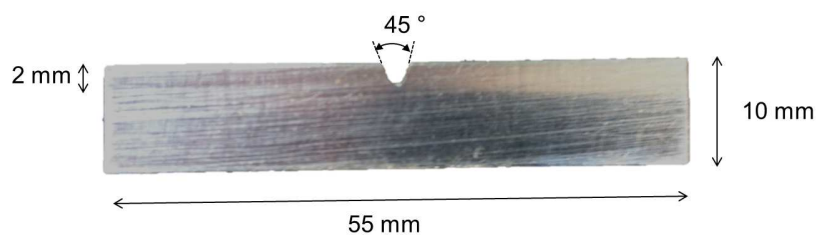


FIGURE C.2 – Dimension de l'éprouvette standardisée en V de l'essai Charpy (10 mm X 10 mm X 55 mm).

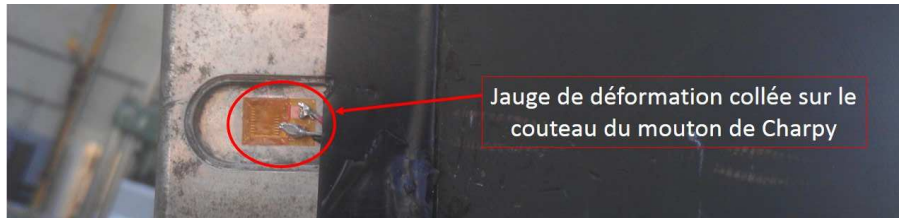


FIGURE C.3 – Jauges de déformations positionnées sur le couteau.



FIGURE C.4 – Positionnement du marteau de l'essai Charpy par rapport à l'éprouvette.

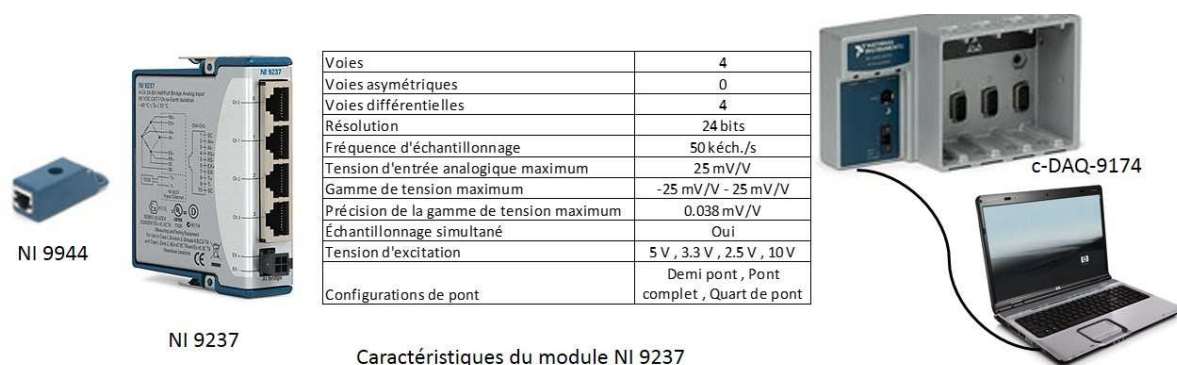


FIGURE C.5 – Système d'acquisition National Instruments des jauges de déformation

Les jauges de déformation sont des capteurs dont la mise en place nécessite une rigueur particulière et une préparation spécifique de la surface sur lesquelles elles vont être collées (ponçage de la surface, décapage, collage sans bulle d'air). Ici, elles sont appliquées sur une partie plane du marteau prévue pour les accueillir (Figure C.3). Les jauges utilisées dans le cadre de ce projet sont industrialisées par *Vishay Measurements Group, INC*. Leurs caractéristiques sont disponibles dans le tableau C.1. Le système d'acquisition *National Instruments* (Figure C.5) est utilisé pour obtenir les déformations de ces jauges et se compose de :

- Deux compléments de quart de pont **NI9944**
- Deux câbles RJ50
- Un module de pont de Wheasthone **NI9237**
- Un compactDaq **Ni c-DAQ-9174**
- Un ordinateur avec le logiciel *Labview*

<b>Numéro de lot</b>	R-A58AD815
<b>Résistance en ohms à 24°C</b>	120.0 ± 0.3%
<b>Facteur de jauge à 24°C</b>	2.070 ± 0.5%
<b>Sensibilité transversale</b>	(-1.1 ± 0.2%)

Tableau C.1 – Caractéristiques des jauges de déformation utilisées.

Pour éviter les effets thermiques sur les jauges, il est conseillé d'utiliser deux jauges de déformation montées en demi-pont. La première jauge est la jauge de mesure, la deuxième doit être placée sur une zone non déformable du marteau. Pour des raisons d'encombrement, il est décidé de ne mettre qu'une seule jauge en quart de pont. Les parasites thermiques sont donc considérés comme indéformables. Ainsi, deux jauges branchées chacune en quart de pont sur le système d'acquisition ont été collées de chaque côté du marteau.

Pendant l'essai Charpy, deux mesures ont été effectuées. La première est la mesure donnée par la jauge de déformation et la deuxième est l'énergie absorbée par l'éprouvette pendant l'impact. À l'aide des jauges de déformation, il est possible de remonter à la courbe de force en fonction du temps par la méthode présentée ici :

L'hypothèse que le marteau se déforme de manière élastique et uniformément est utilisée. Les déformations obtenues par les jauges sont projetées sur l'axe d'impact (l'angle  $\alpha$  du couteau étant connu 15°).

$$\varepsilon_x = \cos(\alpha) \cdot \varepsilon_{jauges} \quad (\text{C.1})$$

En utilisant la loi de Hooke ( $E = 210\,000$  MPa), on remonte à la contrainte projetée :

$$\sigma_x = E \cdot \varepsilon_x \quad (\text{C.2})$$

Il est nécessaire de connaître la surface de contact entre le marteau et l'éprouvette pour connaître la force. Cette surface  $S$  est dans un premier temps estimée à  $S=23 \text{ mm}^2$ . Un facteur correctif  $k$  est appliqué à cette surface. Sa valeur sera déterminée par la suite par optimisation (ici  $k=1$ ). La force exercée sur le couteau est calculée :

$$F = kS \cdot \sigma_x \quad (\text{C.3})$$

Le calcul est itéré pour tous les points obtenus lors des expériences et on obtient alors une courbe de force en fonction du temps. En partant de la relation fondamentale de la dynamique et en connaissant la masse  $m$  du couteau, on calcule l'accélération à chaque instant :

$$a = \frac{F}{m} \quad (\text{C.4})$$

et on remonte au déplacement par intégration :

$$v_t = \frac{a_{t+1} + a_t}{2} \Delta t \quad (\text{C.5})$$

$$x_t = \frac{v_{t+1} + v_t}{2} \Delta t \quad (\text{C.6})$$

L'énergie abordée est donc l'intégration de la courbe force-déplacement :

$$E_t = \int \frac{F_{t+1} + F_t}{2} \Delta x \quad (\text{C.7})$$

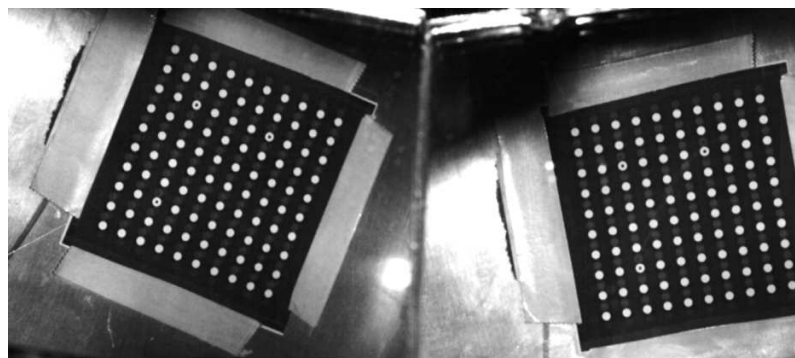
Cette énergie est comparée à l'énergie mesurée directement sur le mouton de Charpy. Par optimisation sur le facteur correctif  $k$ , l'énergie calculée et la courbe d'effort sont recalées.

# Présentation des résultats de stéréo-corrélation pendant les essais de perforation

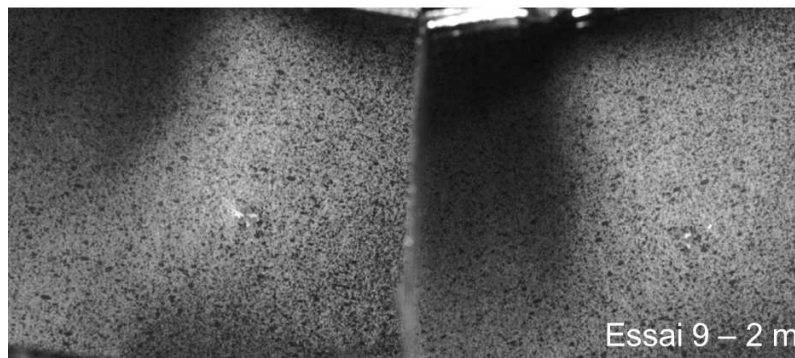
---

Pendant les essais de perforation, une caméra rapide permet l'observation de la plaque grâce à deux miroirs. L'angle entre ces deux miroirs est de  $135^\circ$ . Cette caméra rapide est une caméra Phatron APX RS, avec une vitesse de 9000 images/s et une résolution de  $768 \times 336$  pixels. Les miroirs sont éclairés à l'aide de deux lumières froides. Grâce à un algorithme Matlab, les images des deux miroirs sont coupées en deux pour d'obtenir deux images de la plaque avec un angle différent. La calibration de la stéréo-corrélation est effectuée à l'aide d'une mire de  $10 \times 10$  points espacés de 5 mm chacun (Figure D.1 (a.)). Le logiciel de stéréo-corrélation Vic-3d est utilisé pour obtenir le déplacement de la plaque. Un exemple d'image directement donnée par la caméra rapide (c'est à dire avant d'être coupée) est disponible sur la figure D.1 (b.). Les plaques d'alliage d'aluminium 2024 T3 ont été peintes avec une peinture blanche et mate. Un nuage de points est projeté dessus à l'aide d'une bombe de peinture noire. L'exploitation de la stéréo-corrélation n'est valable que s'il n'y a pas de fissure dans la plaque. Les résultats seront donc analysés avant que le poinçon ne commence à perforer la plaque.

Les résultats de stéréo-corrélation ne sont pas valables pour tous les essais. Ainsi seuls les essais avec une plaque d'épaisseur 2 mm numéro 1, 4, 5, 7, 9, 11 et d'épaisseur 4 mm numéro 22 sont exploitables. La stéréo-corrélation permet d'obtenir la déformée de la plaque pour différents instants. Tous les résultats sont donnés dans les figures D.2 D.3 D.4 D.5 D.6 D.7 D.8 et D.9. Chacune des déformées sont comparées aux simulations numériques 3D où la plaque est discrétisée en éléments de type coques. Comme explicité dans la thèse, le temps des résultats est recalé entre simulations et expériences sur la première déformée après l'impact donnée par stéréo-corrélation. Par la suite, le temps est laissé libre. Il est observé que, pour tous les essais, le poinçon traverse la plaque plus tôt dans la simulation. Avant le début de perforation numérique, une déformée similaire est trouvée pour tous les essais.



a.



b.

FIGURE D.1 – Exemple de mire (a.) et exemple d'image brute donnée par la caméra rapide (b.).

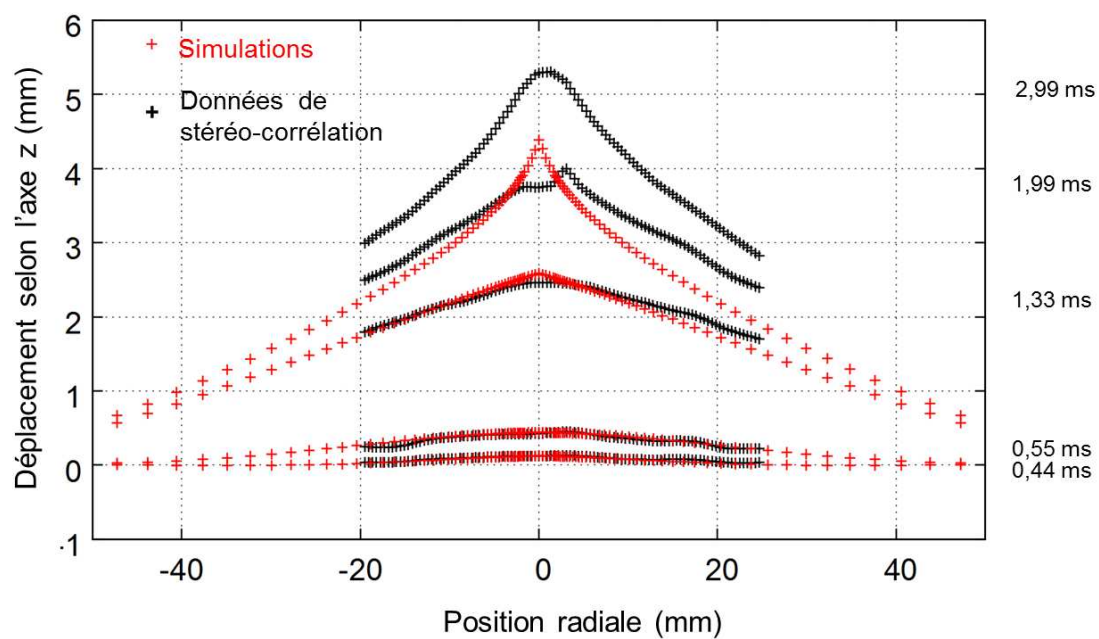


FIGURE D.2 – Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 2,8 m/s.

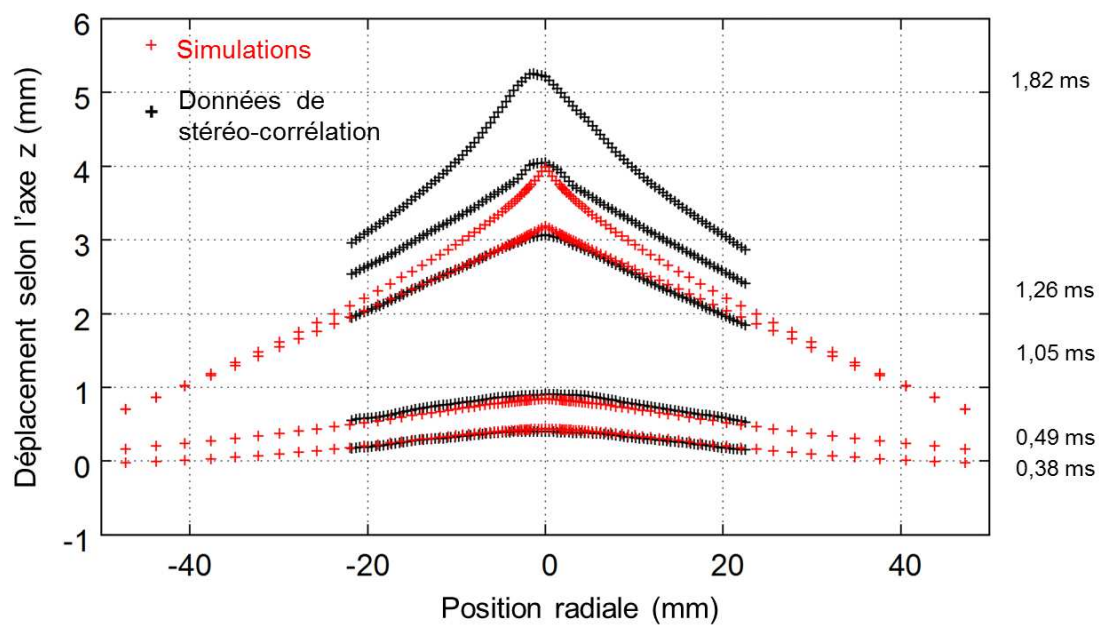


FIGURE D.3 – Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 4,1 m/s.



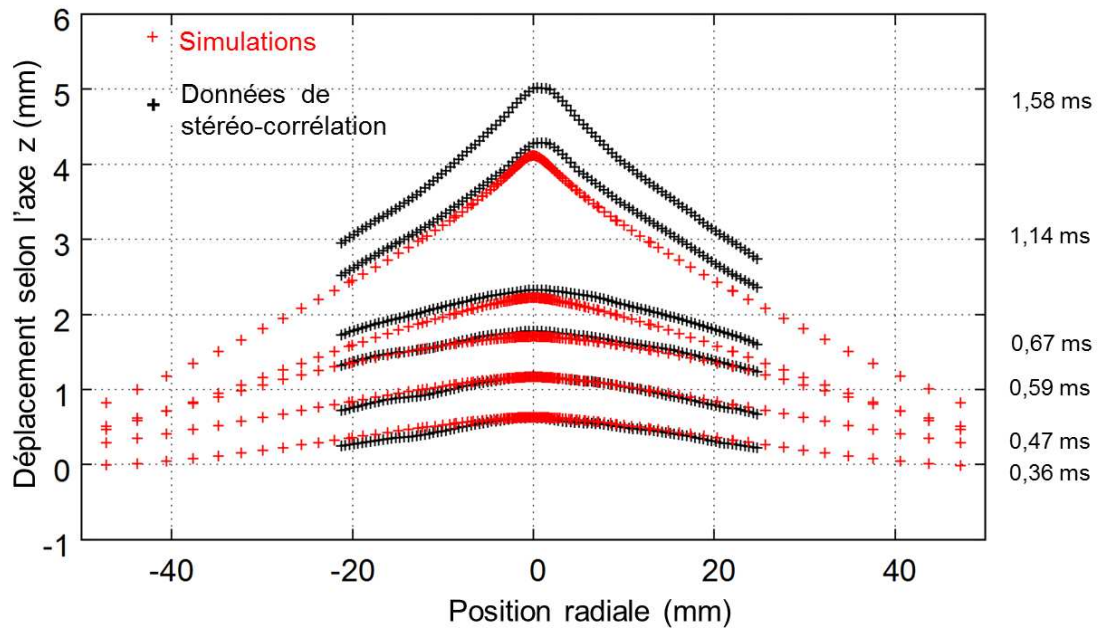


FIGURE D.4 – Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 4,8 m/s.

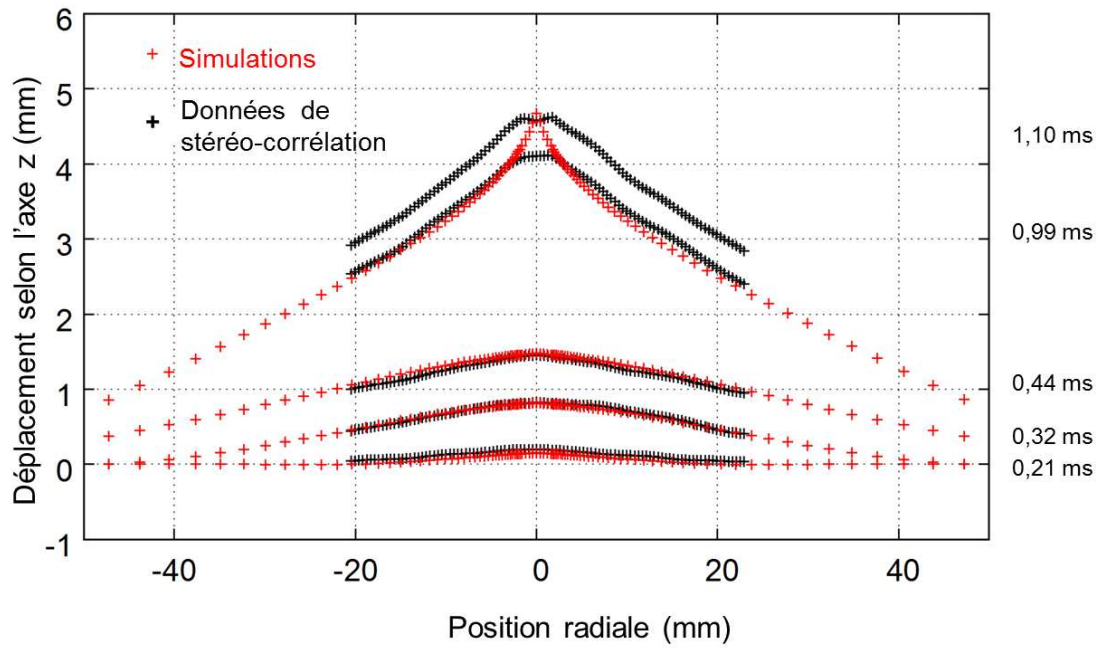


FIGURE D.5 – Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 5,6 m/s.

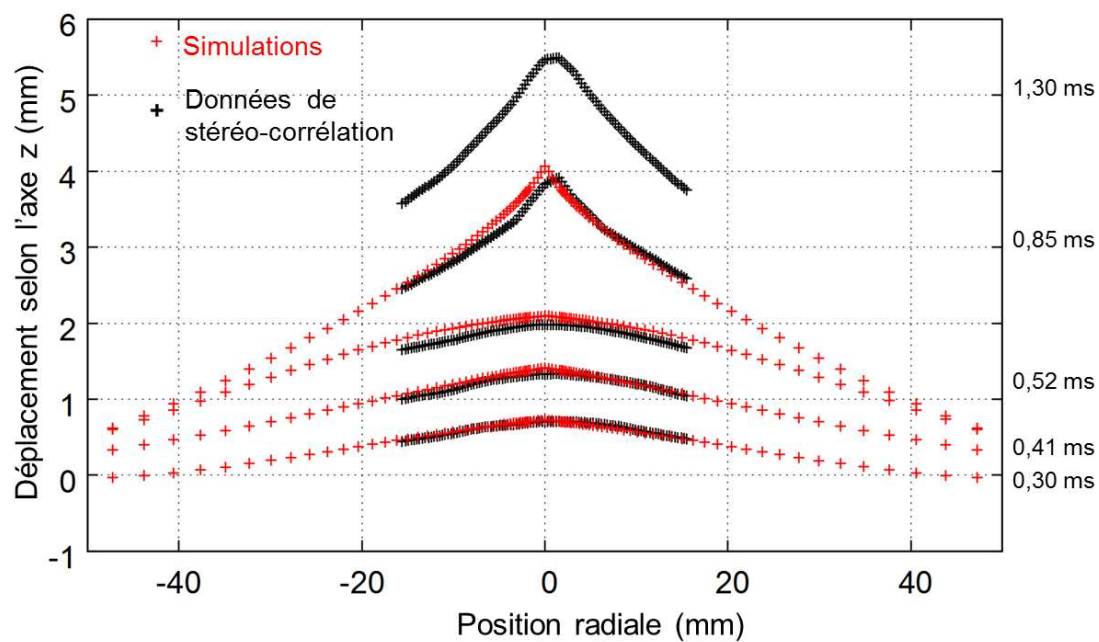


FIGURE D.6 – Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 6,1 m/s.

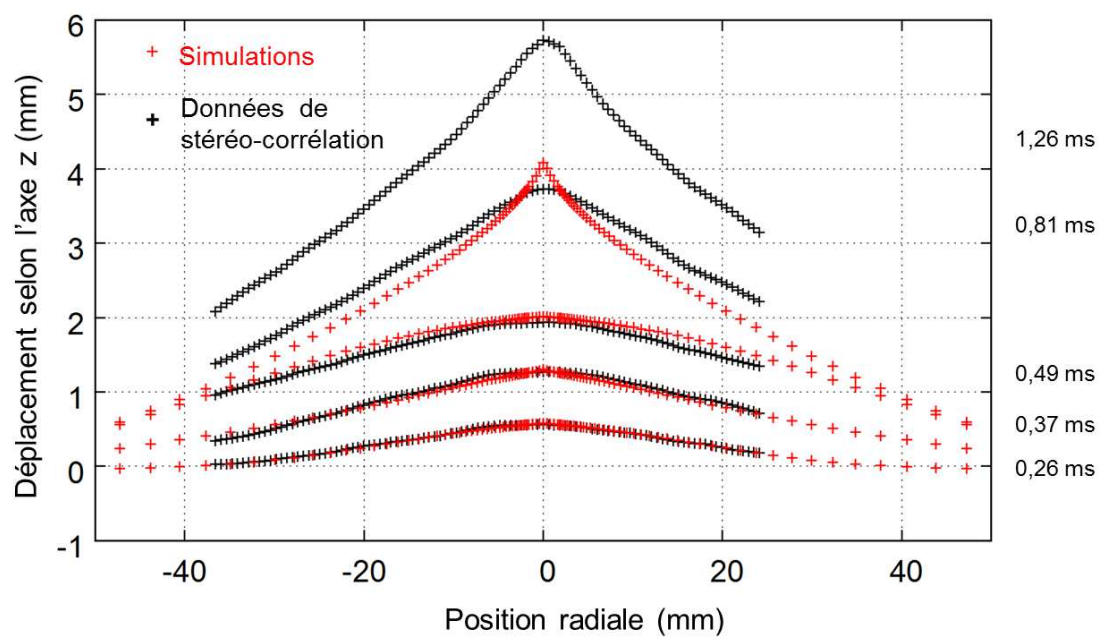


FIGURE D.7 – Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 6,4 m/s.

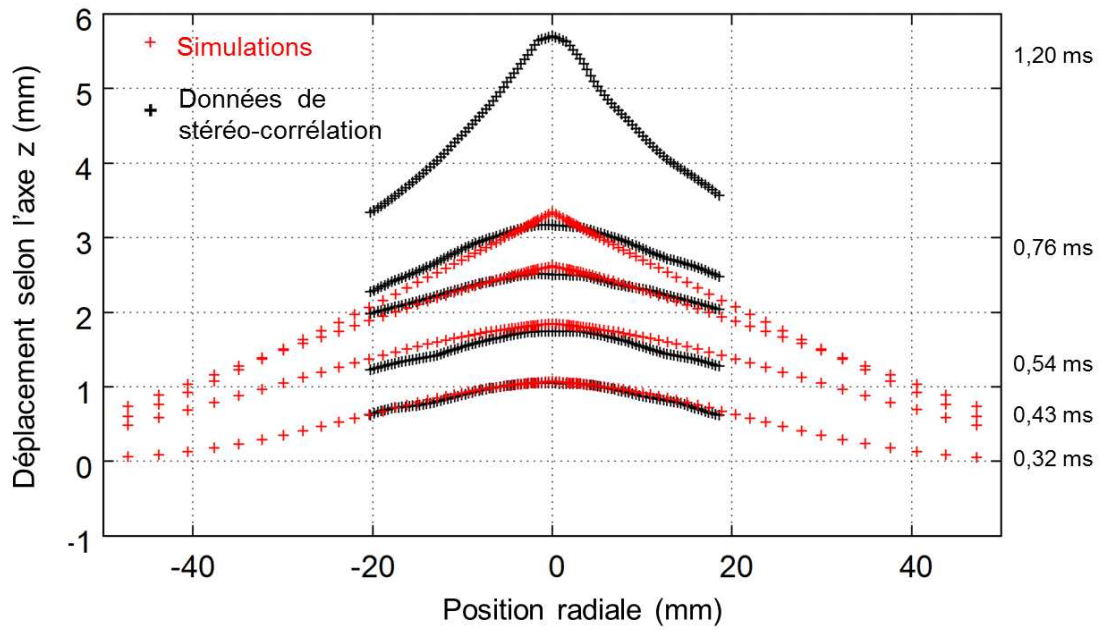


FIGURE D.8 – Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 6,9 m/s.

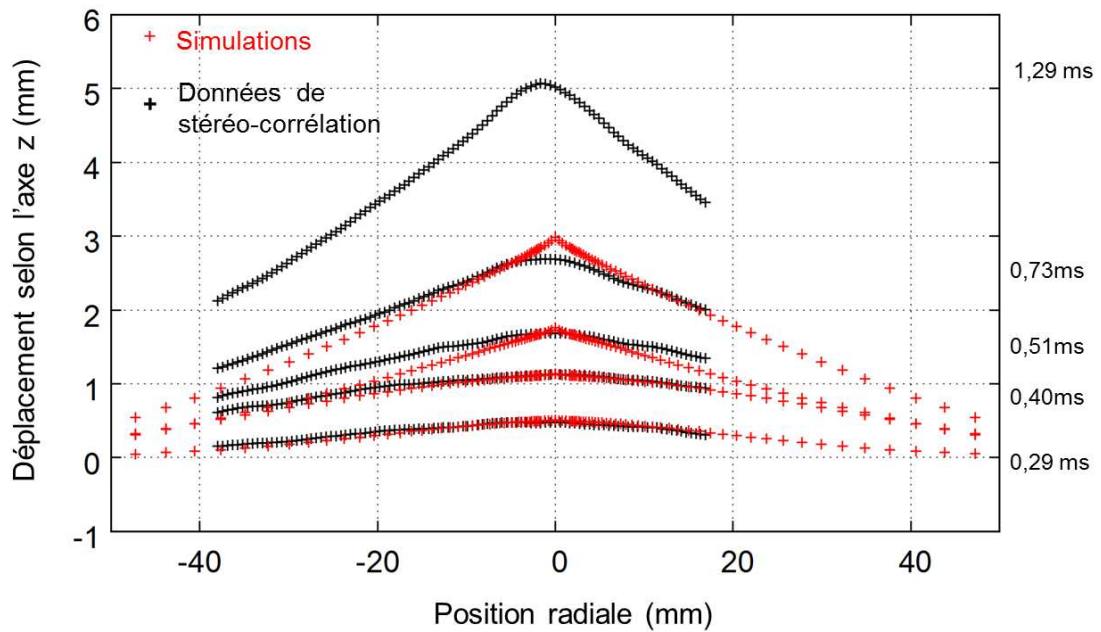


FIGURE D.9 – Déformée de la plaque d'épaisseur 4 mm après impact pour une vitesse initiale de 5,6 m/s.

# Comportement de l'alliage d'aluminium de désignation 6060 T6

Le comportement dynamique de l'alliage d'aluminium de désignation 6060 T6 est identifié dans cette annexe à partir d'une loi de comportement prise dans la littérature. Ce matériaux est celui des tubes qui servent à dimensionner le programmeur d'impact du Chapitre 4.

Dans un premier temps, des essais de traction sur des éprouvettes usinées dans ces tubes sont réalisées (Figure E.2). Le but est de comparer ces résultats à un essai de traction effectué par Gameiro [Gameiro 2007] (Figure E.1). Une bonne adéquation est trouvée.

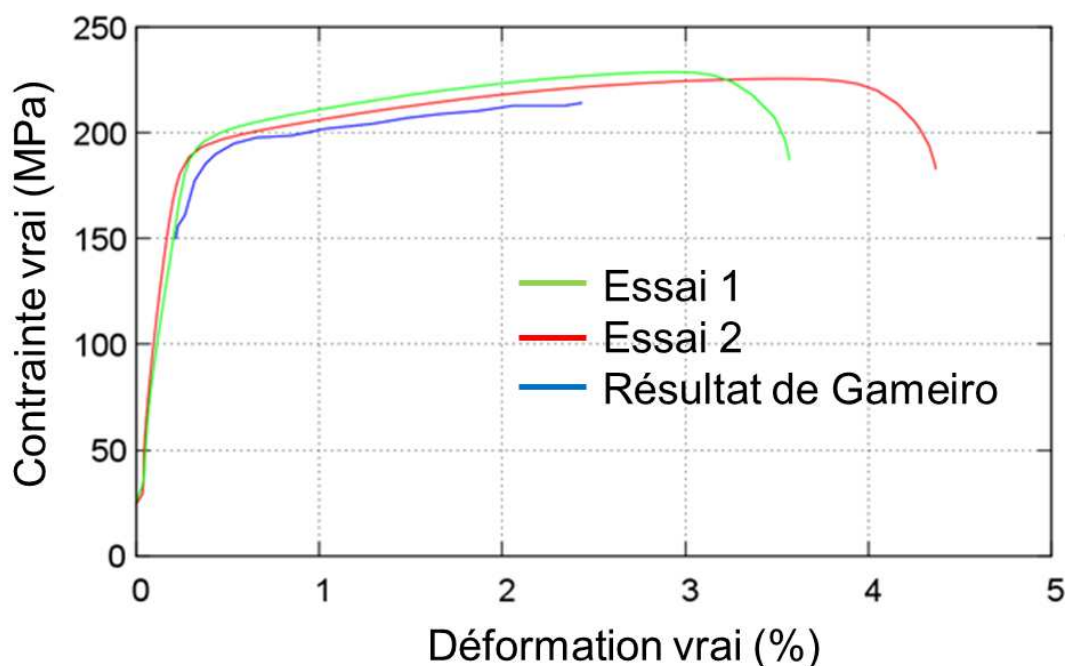


FIGURE E.1 – Essais de traction (déformation vraie en % contrainte en MPa).



FIGURE E.2 – Eprouvettes de traction.

Dans un deuxième temps, le comportement dynamique est identifié pour une loi de Johnson Cook (Équation 2.1). Chen [Chen 2009] donne les paramètres de l'alliage d'aluminium de désignation 6060 T6 pour sa propre loi de comportement :

$$\sigma = (\sigma_0 + Q_R(1 - \exp(-C_R\varepsilon)))(1 + (\dot{\varepsilon})^*)^{C_v}(1 - T^{*m}) \quad (\text{E.1})$$

Où,

- $\sigma_0$  (MPa) la limite d'élasticité en MPa
- $Q_R$ ,  $C_R$ ,  $C_v$  et  $M$  des paramètres du matériau
- $T_{\text{ambiante}}$  température ambiante en K
- $(\dot{\varepsilon})^* = \frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_0}$  vitesse de déformation équivalente
- $T^*$  représente le terme dépendance à la température de Johnson-Cook

Les paramètres de la loi de Johnson-Cook sont identifiés à partir de ceux de Chen par une méthode d'optimisation (GRG non linéaire) :

- Le terme de Chen est calculé sur une plage de déformations ou de vitesses de déformation.
- Le terme de Johnson-Cook est calculé avec les variables A,B et n ou C et  $\varepsilon_0$ . Ces paramètres seront optimisés par le solveur.
- L'écart-type entre les deux séries est calculé.
- La condition dans le solveur est de faire tendre cet écart-type vers 0.

Pour le terme d'écroutissage, la plage d'identification en terme de déformations est de 0 à 20% (correspondant environ à la limite de rupture). Pour la vitesse de déformation, une simulation d'impact à 10 m.s<sup>-1</sup> sur un tube en alliage d'aluminium de désignation 6060 T6 a été effectuée. Des vitesses de déformation jusqu'à 3500 s<sup>-1</sup> ont été observées. La plage choisie pour l'optimisation est donc de 0 à 5000 s<sup>-1</sup>. Les figures E.3 et E.4 montrent les résultats de cette optimisation.

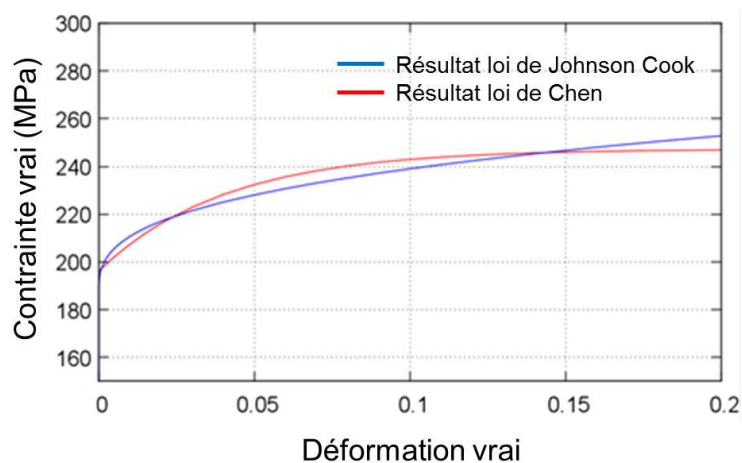


FIGURE E.3 – Optimisation du terme d'écroutissage.

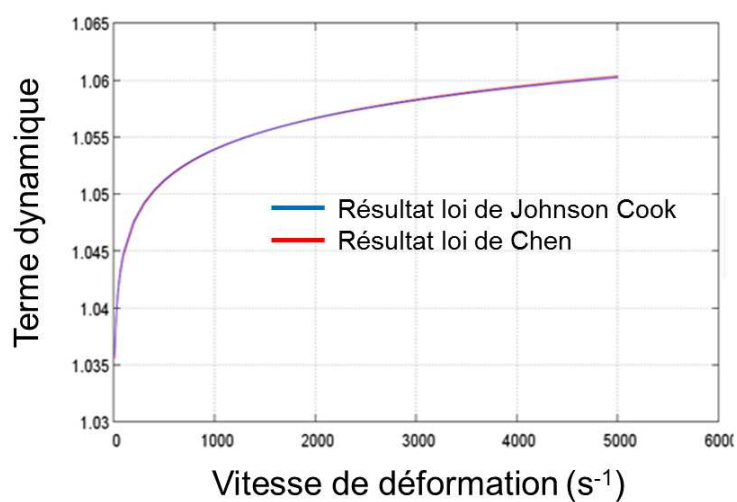


FIGURE E.4 – Optimisation du terme dynamique.

Les valeurs calculées de Johnson-Cook sont disponibles dans le tableau E.1.

A (MPa)	B (MPa)	n	m	C	$\dot{\epsilon}_0 \text{ s}^{-1}$
186,4	114,2	0,33	1.7	0.0039	0.001

Tableau E.1 – Paramètres de la loi de Johnson-Cook pour l'alliage d'aluminium 6060T6.



# Mécanisme de fissuration

---

La mécanique de la rupture est intimement lié à la mécanique de propagation de fissure. Cette propagation peut avoir lieu dans des milieux fragiles, ductiles, visqueux,... La raison de cette propagation peut avoir plusieurs origines, car elle dépend du type de chargement, qu'il soit cyclique, constant, rapide ou lent. Il est proposé ici une approche de la fissuration dans un domaine élastique.

Une fissure peut se propager selon différents modes. Le mode I est un mode de traction pur. Le mode II est un mode de cisaillement plan. Le mode III est un mode de cisaillement anti-plan. Lors d'une propagation de fissure, il est courant de différencier certaines zones autour de la pointe de la fissure. La première est appelée zone d'élaboration. Elle se trouve juste en pointe de fissure et mesure de l'ordre de quelques cristaux. Elle est souvent considérée comme ponctuelle. Les phénomènes mécaniques de cette zone sont fortement non linéaires et rendent la modélisation difficile. La deuxième zone est la zone singulière. C'est une zone qui n'est caractéristique que de la seule fissure. Elle ne dépend donc pas de la géométrie lointaine du solide. Le champ de contrainte présent est alors caractéristique de la singularité de la pointe de fissure. Enfin la dernière zone est la zone extérieure, dans la quelle la fissure ne vient pas perturber les différents champs mécaniques. Dans cette zone le solide suit la loi de comportement du matériau attribuée et prend en compte les conditions aux limites.

Dans la zone de singularité, il est possible d'exprimer la contrainte en coordonnées cylindriques sous la forme d'un développement limité selon la distance à l'extrémité de fissure  $r$ . Ce développement limité est une fonction d'un facteur d'intensité de contrainte  $K_i$ , d'une fonction de distribution spatiale  $f_p$  et d'une puissance  $\lambda_p$ . Une solution du premier ordre est proposée par Westergaard [Westergaard 1939] pour un point  $P$  de la zone singulière de coordonnée  $(r, \theta)$ . La contrainte s'exprime alors en fonction de facteurs d'intensité de contrainte correspondant aux modes d'ouverture de fissure soient  $K_I$ ,  $K_{II}$  et  $K_{III}$ . la contrainte s'écrit alors :

$$\sigma(r, \theta) = \sum_{i=1}^3 K_i \frac{1}{\sqrt{2\pi r} f_i(\theta)} \quad (\text{F.1})$$

Pour Griffith [Griffith 1920], une fissure se propage si l'énergie potentielle de déformation  $\delta W$  est suffisante pour compenser l'énergie de formation d'une nouvelle surface avec un incrément  $\delta A$  et une énergie spécifique de surface  $\gamma$  :

$$\delta W = \gamma \delta A \quad (\text{F.2})$$

Pour une plaque élastique avec une fissure de longueur  $2a$  dont un effort  $p_c$  est perpendiculaire à la fissure, on trouve l'effort critique de rupture :

$$p_c = \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi a}} \quad (\text{F.3})$$

avec  $E$  le module de Young de la fissure.

Irwin [Irwin 1960] introduit la notion de taux de restitution d'énergie  $G$  tel que :



$$\sigma = \sqrt{\frac{EG}{2\pi r} f_i(\theta)} \quad (\text{F.4})$$

Lorsque  $G$  atteint une valeur critique  $G_c$  la fissure se propage. Cette approche énergétique de la fissuration est notamment utilisée pour les méthodes numériques de fissuration comme la décohésion d'interface ou la méthode X-FEM.

# Méthode numérique pour les simulations d'impact de solide sur un fluide

## G.1 Les éléments finis

La discrétisation des problèmes mécaniques en éléments finis permet la résolution numérique de problèmes tels que l'impact d'un solide sur un fluide [Constantinescu 2006] ou la perforation. Cette méthode ne sera pas détaillée ici. Deux types de description existent (Figure G.1) :

- la description lagrangienne : le maillage se déforme sous l'action d'un champ de déformation,
- la description eulérienne : le maillage reste fixe et le champ calculé évolue dans ce maillage.

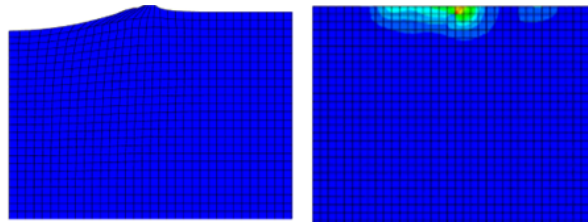


FIGURE G.1 – Description lagrangienne à gauche et eulérienne à droite dans Abaqus

La plupart des articles utilisent une description eulérienne pour l'impact à l'eau [Ortiz 2002], [Aquelet 2004]. Cependant il est aussi possible d'utiliser des éléments finis en description lagrangienne mais cela implique des problèmes de distorsions d'éléments [Constantinescu 2006].

## G.2 Les SPH : Smoothed particle hydrodynamics

Introduite par Lucy [Lucy 1977], la méthode Smoothed Particle Hydrodynamics appelée SPH est une alternative à la discrétisation en éléments finis. C'est une méthode par laquelle les matériaux sont modélisés par un champ de particules sans connectivité directe mais ayant une sphère d'influence avec leurs particules voisines.

Le domaine  $\Omega$  d'un matériau est discrétisé par  $N$  particules. Une fonction  $f$  quelconque définie et continue sur ce domaine peut s'écrire sous une forme intégrale à l'aide de la fonction de Dirac  $\delta(\vec{x} - \vec{y})$  de la façon suivante :

$$f(\vec{x}) = \int_{\Omega} f(\vec{y}) \delta(\vec{x} - \vec{y}) d\Omega \quad (\text{G.1})$$

$$\delta(\vec{x} - \vec{y}) = \begin{cases} 1, & \text{si } \vec{x} = \vec{y} \\ 0, & \text{si } \vec{x} \neq \vec{y} \end{cases} \quad (\text{G.2})$$

L'idée est alors de remplacer la fonction de Dirac par une fonction appelée noyau d'interpolation notée  $W(\vec{x} - \vec{y}, h)$ . Le paramètre  $h$  définit la taille de lissage. Il est important pour la précision du calcul SPH. Il peut être défini, par exemple, en fonction du volume  $V$  et du nombre de particules  $N$  dans le domaine [Cuq-Lelandais 2009] :

$$h = \left( \frac{V\sqrt{2}}{N} \right)^{1/3} \quad (\text{G.3})$$

Il est alors possible d'écrire :

$$f(\vec{x}) = \int_{\Omega} f(x)W(\vec{x} - \vec{y}, h) d\Omega$$

A chaque particule  $i$  du modèle est associée une partie du domaine  $\Omega$  sous la forme d'un volume sphérique noté  $V_i$ . Le problème peut alors se discrétiser sous la forme (Figure G.2) :

$$f(\vec{x}_i) = \sum_j^N f(x_j)W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)V_j$$

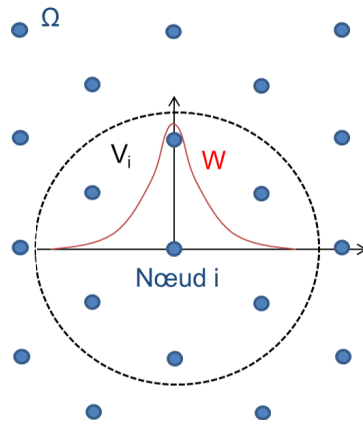


FIGURE G.2 – Principe de la méthode SPH.

La fonction  $W(\vec{x} - \vec{y}, h)$  doit alors vérifier les conditions suivantes :

$$\int_{\Omega} W(\vec{x} - \vec{y}, h) d\Omega = 1$$

$$\lim_{h \rightarrow 0} W(\vec{x} - \vec{y}, h) = \delta(\vec{x} - \vec{y})$$

$$W(\vec{x} - \vec{y}, h) = 0 \text{ si hors de } V_i$$

Le divergent de la fonction  $f$  peut aussi s'écrire sous la forme intégrale dans le domaine  $\Omega$ . La fonction  $f$  doit être remplacée dans l'expression par la fonction  $div(f)$  :

$$\operatorname{div}(f(\vec{x})) = \int_{\Omega} \operatorname{div}(f(y))W(\vec{x} - \vec{y}, h) \, d\Omega$$

Une intégration par parties suivie de l'application du théorème de la divergence au premier terme permet de décrire avec  $\Gamma$  la frontière du domaine  $\Omega$  :

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(f(\vec{x})) &= \int_{\Omega} \operatorname{div}(f(y))W(\vec{x} - \vec{y}, h) \, d\Omega - \int_{\Omega} f(y)\operatorname{grad}(W(\vec{x} - \vec{y}, h)) \, d\Omega \\ \operatorname{grad}(f(\vec{x})) &= \int_{\Gamma} f(y)W(\vec{x} - \vec{y}, h) \, d\Gamma - \int_{\Omega} f(y)\operatorname{grad}(W(\vec{x} - \vec{y}, h)) \, d\Omega \end{aligned} \quad (\text{G.11})$$

La frontière est alors supposée lointaine par rapport au noeud  $i$  choisi. L'intégrale de gauche est donc nulle :

$$\operatorname{div}(f(\vec{x})) = 0 - \int_{\Omega} f(y)\operatorname{grad}(W(\vec{x} - \vec{y}, h)) \, d\Omega \quad (\text{G.12})$$

L'expression discrète de cette équation peut donc être déduite trivialement :

$$\operatorname{div}(f(\vec{x}_i)) = \sum_j^N f(x_j)\operatorname{grad}(W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h))V_j \quad (\text{G.13})$$

### G.2.1 Écriture des équations de la mécanique en SPH

Les équations de la mécanique des milieux continus sont présentés ici pour une discrétisation de type SPH. L'équation de la continuité de la masse volumique  $\rho$  s'écrit pour une particule  $i$  et une vitesse  $\vec{v}$  :

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_i = -\rho_i \operatorname{div}(\vec{v}) \quad (\text{G.14})$$

En utilisant l'expression de la divergence en SPH, il est possible d'écrire que :

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_i = -\rho_i \sum_j^N \vec{v} \operatorname{grad}(W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h))V_j \quad (\text{G.15})$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_i = -\rho_i \sum_j^N \vec{v} V_j \operatorname{grad}(W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)) \quad (\text{G.16})$$

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement s'écrit n fonction de la vitesse  $\vec{v}$ , de la contrainte  $\sigma$ , de la masse volumique  $\rho$  pour une particule  $i$  :

$$\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}\right)_i = \frac{\operatorname{div}(\sigma)}{\rho_i} \quad (\text{G.17})$$

La divergence d'un tenseur peut aussi s'écrire sous la forme d'un vecteur :

$$\operatorname{div}(\sigma) = \begin{pmatrix} \operatorname{div}(\sigma_1) \\ \operatorname{div}(\sigma_2) \\ \operatorname{div}(\sigma_3) \end{pmatrix} \quad (\text{G.18})$$

L'équation de la conservation de mouvement s'écrit alors en discrétisation SPH sous la forme :

$$\left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}\right)_i = \text{div}(\sigma) = \frac{1}{\rho_i} \left( \begin{array}{l} \sum_j^N \sigma_1 \text{grad}(W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)) V_j \\ \sum_j^N \sigma_2 \text{grad}(W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)) V_j \\ \sum_j^N \sigma_3 \text{grad}(W(\vec{x}_i - \vec{x}_j, h)) V_j \end{array} \right) \quad (\text{G.19})$$

### G.2.2 Le choix du noyau d'interpolation pour les SPH

Le choix du noyau d'interpolation influence la qualité du modèle. Dans un article, Fulk et Quinn [Fulk 1996] comparent vingt expressions différentes de noyau sous forme de cosinus, de B-spline (polynôme), d'exponentielle, de fonction linéaire, ... (Figure G.3)

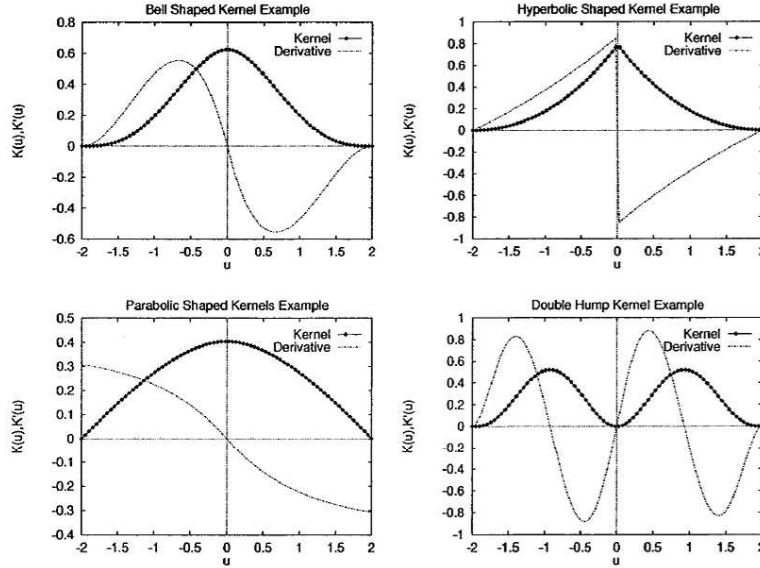


FIGURE G.3 – Les différentes formes de noyau d'interpolation [Fulk 1996].

L'une des formes les plus performantes est une fonction B-spline [Maurel 2008]. Elle s'exprime, dans un repère en coordonnée sphérique, en fonction de  $u$  le rapport de la distance  $r_{ij}$  entre la particule  $i$  et la particule voisine  $j$  et le paramètre  $h$  ( $u = \frac{r_{ij}}{h}$ ) [Fulk 1996].

$$W(\vec{x}_i - \vec{x}_j) = \begin{cases} \frac{2}{3} + u^2 + \frac{1}{2}|u^3|, & \text{si } 0 \leq u \leq 1 \\ \frac{1}{6}(2 - |u^3|)^3, & \text{si } 1 < u < 2 \\ 0, & \text{si } u \geq 2 \end{cases} \quad (\text{G.20})$$

Cette formule est reprise par Maurel [Maurel 2008] et est généralisée en deux et trois dimensions par variation d'un coefficient  $C$ . Ce paramètre prend la valeur  $2/3h$  en 1D,  $10/\pi h^3$  en 2 D et  $1/(7\pi h^2)$  en 3D :

$$W(\vec{x}_i - \vec{x}_j) = C \begin{cases} \frac{3}{2}(\frac{2}{3} + u^2 + \frac{1}{2}|u^3|), & \text{si } 0 \leq u \leq 1 \\ \frac{1}{4}(2 - |u^3|)^3, & \text{si } 1 < u < 2 \\ 0, & \text{si } u \geq 2 \end{cases} \quad (\text{G.21})$$

En résumé, la discrétisation en SPH est une méthode récemment introduite et qui est couramment utilisée pour les simulations d'impact à l'eau. Elle est souvent comparée aux éléments finis. En terme de modèle, la position des noeuds SPH doit être optimisé et le choix du noyau d'interpolation doit retenir une attention particulière car il permet un calcul plus ou moins performant.

# Les méthodes éléments finis pour l'endommagement et la rupture

---

## H.1 La méthode par décohésion d'interface

Pour modéliser la rupture d'un matériau, une méthode de décohésion des interfaces entre éléments finis peut être utilisée. Jeunechamps [Jeunechamps 2008] et Liu [Liu 2005] présentent rapidement cette méthode. Ils expliquent que cette technique numérique permet de suivre explicitement la propagation de la fissure. Deux éléments ont un coté en commun. Ce coté est, en réalité, un élément cohésif ou d'interface qui a initialement la forme d'une ligne en 2D ou d'une surface en 3D. Sous l'effet de contraintes, cet élément se déforme en suivant une loi, dite de décohésion. Cette loi est introduite par Xu et Needleman [Xu 1994] et est une loi linéaire, identique à celle d'un ressort de raideur  $K$  (Figure H.1). Sous la sollicitation d'une contrainte  $\sigma$ , l'élément se déforme d'une longueur  $\delta$ .

$$\sigma = K\delta \quad (\text{H.1})$$

Une énergie de déformation peut aussi être définie :

$$G = \int_0^\delta \sigma d\delta \quad (\text{H.2})$$

A partir d'un seuil critique de contrainte  $\sigma_{max}$ , l'élément commence à s'endommager. Ce phénomène se caractérise par une diminution de la raideur  $K_D$ . La rupture se réalise lorsqu'une longueur critique  $\delta_c$  ou une énergie  $G_c$  de rupture est atteinte. Un des grands défauts de cette méthode est que la zone de décohésion est prédite par l'utilisateur.

Le logiciel à éléments finis Abaqus [Abaqus 2010] permet d'effectuer des simulations à l'aide d'éléments dit de décohésion. La contrainte appliquée aux éléments cohésifs est appelée contrainte de traction  $t$ . Elle se décompose en une traction normale à l'interface entre les éléments  $t_n$  et deux tractions tangentielles  $t_s$  et  $t_t$ . Dans ce même repère, il est possible de décomposer le déplacement  $\delta$  en composantes  $\delta_n$ ,  $\delta_s$  et  $\delta_t$ . La déformation  $\varepsilon(\varepsilon_n, \varepsilon_s, \varepsilon_t)$  est définie alors par les relations suivantes, en fonction de  $L_0$  l'épaisseur initiale des éléments cohésifs :

$$\varepsilon_n = \frac{\delta_n}{L_0}, \varepsilon_s = \frac{\delta_s}{L_0}, \varepsilon_t = \frac{\delta_t}{L_0} \quad (\text{H.3})$$

A partir de la raideur  $K$ , il est possible de définir un module de Young  $E$  équivalent à l'aide de l'épaisseur initiale de l'interface :  $E = K/L_0$ . Ce module de Young traduit le comportement élastique de l'élément cohésif. Il est alors possible d'exprimer le vecteur traction  $t$  en fonction du vecteur déformation :

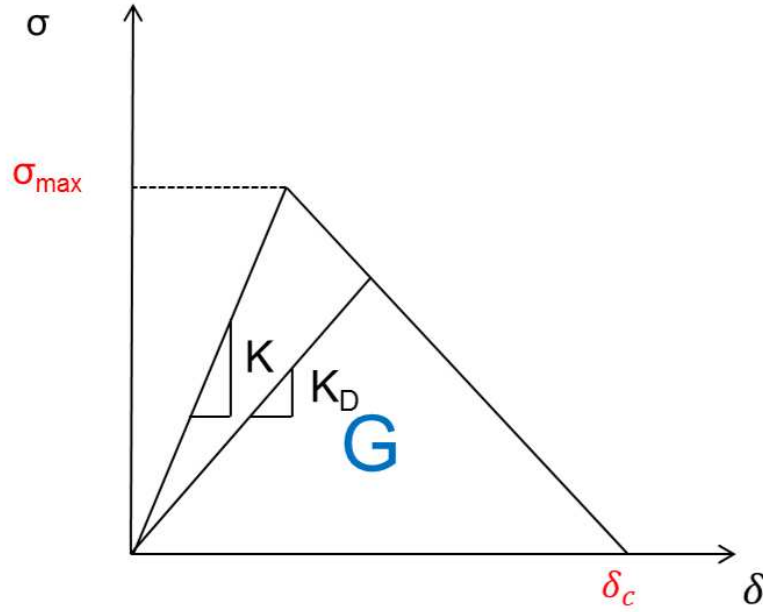


FIGURE H.1 – Un exemple de loi de décohésion.

$$t = \begin{pmatrix} t_n \\ t_s \\ t_t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{nn} & E_{ns} & E_{nt} \\ E_{ns} & E_{ss} & E_{st} \\ E_{nt} & E_{st} & E_{tt} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_n \\ \varepsilon_s \\ \varepsilon_t \end{pmatrix} = E\varepsilon \quad (\text{H.4})$$

Le seuil critique de contrainte  $\sigma_{max}$  ou  $t_{max}$  peut être défini à l'aide d'un critère en contrainte nominale ou déformation nominale. Ce critère s'exprime :

$$\max \left( \frac{|t_n|}{t_n^0}, \frac{|t_s|}{t_s^0}, \frac{|t_t|}{t_t^0} \right) = 1 \quad (\text{H.5})$$

$$\max \left( \frac{|\varepsilon_n|}{\varepsilon_n^0}, \frac{|\varepsilon_s|}{\varepsilon_s^0}, \frac{|\varepsilon_t|}{\varepsilon_t^0} \right) = 1 \quad (\text{H.6})$$

avec  $t_n^0, t_s^0, t_t^0$  les seuils critiques en traction et  $\varepsilon_n^0, \varepsilon_s^0, \varepsilon_t^0$  les seuils critiques en déformation.

Il est aussi possible de définir ce critère de façon quadratique :

$$\left( \frac{|t_n|}{t_n^0} \right)^2 + \left( \frac{|t_s|}{t_s^0} \right)^2 + \left( \frac{|t_t|}{t_t^0} \right)^2 = 1 \quad (\text{H.7})$$

$$\left( \frac{|\varepsilon_n|}{\varepsilon_n^0} \right)^2 + \left( \frac{|\varepsilon_s|}{\varepsilon_s^0} \right)^2 + \left( \frac{|\varepsilon_t|}{\varepsilon_t^0} \right)^2 = 1 \quad (\text{H.8})$$

L'endommagement de l'élément est modélisé à l'aide d'une variable d'endommagement  $D$ . Comme présenté précédemment, l'évolution de cette variable peut être basée sur un déplacement ou sur une énergie.

## H.2 La méthode par suppression d'éléments finis ou « Kill Element »

A chaque étape d'un calcul en éléments finis, l'état de tous les éléments est connu. Lorsque dans un élément, le critère de rupture ou l'endommagement maximal, défini dans le Chapitre 2, est atteint, l'élément devient élastiquement nul ( $E = 0$  MPa). Il devient ainsi inopérant pour le calcul. Cette méthode est simple à mettre en oeuvre mais elle est sensible au type de maillage utilisé [Jeunechamps 2008] (Figure H.2). Cette méthode est utilisée par Rusinek [Rusinek 2009] pour simuler la perforation d'une plaque par un poinçon.

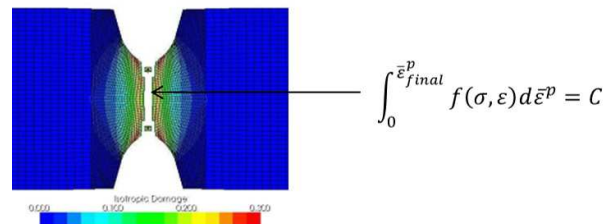


FIGURE H.2 – Méthode par suppression par éléments finis [Jeunechamps 2008].

## H.3 La méthode X-FEM

La méthode des éléments finis étendus (X-FEM) est une méthode qui est apparue pour faire face aux difficultés de modélisation de la fissuration par éléments finis [Belytschko 1999]. Les méthodes par suppression d'éléments ne donnent en effet pas toujours des résultats acceptables. Cette méthode est connue pour son indépendance vis à vis du type de maillage utilisé. Elle est basée sur les mécanismes de la fissuration présentés dans l'Annexe F.

Breitkopf [Breitkopf 2006], propose une présentation de la méthode des X-FEM (Figure H.3). Dans un domaine  $\Omega$ , une fissure de coté  $\Gamma^+$  et  $\Gamma^-$  et de longueur  $a(t)$  se propage. Un déplacement  $u$  et une contrainte  $\sigma$  sont associés à chaque point du domaine. L'évolution de la fissure est régie par les équations suivantes :

du déplacement :

$$u = u_d \quad (\text{H.9})$$

de l'équilibre :

$$\int_{\Omega} \rho \nu d\Omega + \int_{\Omega} \sigma : \varepsilon d\Omega = \int_{\Omega} f_d \cdot \nu d\Omega + \int_{\delta\Omega_2} F_d \cdot \nu dS \quad (\text{H.10})$$

de l'élasticité :

$$\sigma = C\varepsilon \quad (\text{H.11})$$

avec  $u_d$  le déplacement de la fissure imposé correspondant au domaine  $\delta\Omega_1$ ,  $\rho$  la masse volumique du matériau,  $\nu$  appartenant au champ de déplacement initial,  $\varepsilon$  la déformation,  $f_d$  la force volumique,  $F_d$  la force surfacique sur le domaine  $\delta\Omega_2$  et  $C$  le tenseur de Hooke.

Belytschko [Belytschko 1999] et Moës [Moës 1999] introduise une formulation complète pour la modélisation X-FEM d'une fissure. Soit  $I$  l'ensemble des noeuds du domaine,  $J$  l'ensemble des noeuds enrichis par la fissure et  $K$  l'ensemble des noeuds en pointe de fissure. Le déplacement s'exprime :



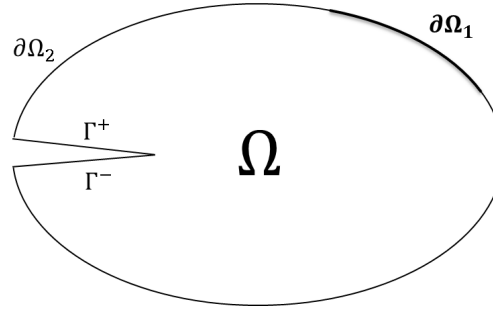


FIGURE H.3 – Méthode des éléments finis étendus (X-FEM) [Breitkopf 2006].

$$u_h = u_{EF} + u_{FEM} \quad (\text{H.12})$$

où  $u_{EF}$  est la solution classique du déplacement pour les éléments finis et  $u_{FEM}$  l'expression enrichie particulière pour la méthode X-FEM :

$$u_{EF} = \sum_{i \in I} u_i N_i \quad (\text{H.13})$$

$$u_{FEM} = \sum_{j \in J} b_j N_j H(x) + \sum_{k \in K} N_k \left( \sum_{l=1}^4 c_k^l F_l(x) \right) \quad (\text{H.14})$$

où  $u_i$  est le déplacement au noeud  $i$ ,  $b_j$  et  $c_j$  sont appelés paramètres d'enrichissement.  $N_j$  est la fonction d'interpolation.  $H(x)$  et  $F_l(x)$  sont les fonctions enrichies. La fonction  $H(x)$  est la fonction de discontinuité qui permet d'éliminer l'opération de remaillage. La façon la plus simple de la définir est alors :

$$H(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{pour } y > 0 \\ -1 & \text{pour } y < 0 \end{cases} \quad (\text{H.15})$$

où le repère  $(x, y)$  est le repère local où l'axe  $y$  coïncide avec la ligne de la fissure.

La fonction  $F_l(x)$  est construite à partir des champs asymptotique solution d'une fissure dans un domaine élastique :

$$F_l(x) = \begin{cases} \sqrt{r} \sin(\theta/2) \\ \sqrt{r} \sin(\theta/2) \sin(\theta) \\ \sqrt{r} \cos(\theta/2) \\ \sqrt{r} \cos(\theta/2) \sin(\theta) \end{cases} \quad (\text{H.16})$$

Dans le cas d'une propagation de fissure élastique, la notion de taux de restitution d'énergie  $G$  et facteur d'intensité de contrainte  $K_i$  est introduit. Ces facteurs vont permettre de calculer la vitesse et l'orientation nouvelle de la fissure en coordonnées cylindriques  $(\dot{a}, \theta)$  :

$$\dot{a}(G, G_c) \quad (\text{H.17})$$

$$\theta = \theta(K_1, K_2) \quad (\text{H.18})$$

Ces équations sont alors réinjectées dans un code à éléments finis et rendent la propagation de fissure indépendante du maillage.

## H.4 Conclusion sur les méthodes numérique pour la rupture

Trois méthodes éléments finis pour l'endommagement et la rupture ont été présentées :

- La méthode par décohesion d'interface fait intervenir des éléments cohésifs qui ont leur propre loi de comportement. Ce comportement est une combinaison de comportements élastiques et d'endommagement.

- La méthode par suppression d'éléments finis lorsque le critère de rupture est atteint.

- La méthode X-FEM de propagation de fissure.

D'autres méthodes de rupture existent. Il est possible de citer la méthode par discontinuité et la méthode par remaillage [[Jeunechamps 2008](#)].



# Simulation de l'essai Charpy par X-FEM

---

## I.1 Présentation du modèle éléments finis X-FEM d'essais Charpy

Un modèle 3D Charpy est présenté en utilisant une méthode de résolution X-FEM (Éléments Finis Étendus) (cf Annexe H). Le modèle présenté est un modèle 3D simplifié où l'épaisseur de l'éprouvette Charpy est réduite à 0,5 mm. Ce modèle a été validé en comparaison avec le modèle 3D complet sans rupture en mode de résolution explicite. Il est composé de 1031 éléments de type brique et 1296 éléments de type pyramide. Le comportement visco-plastique est identique. La loi de rupture est remplacée par une méthode de fissuration X-FEM. Pour cela un critère sur une contrainte seuil est ajouté au comportement du matériau. La propagation de la fissure suit une loi énergétique linéaire. Le code de calcul Abaqus/Implicit est utilisé pour ces simulations. Une vitesse initiale d'impact est imposée au marteau. La méthode numérique ne prend pas en compte les effets de température. Le comportement visco-plastique de l'alliage 2024 suit la loi de Johnson Cook déjà présentée dans la section 3.2. Les paramètres sont disponibles dans le tableaux 3.7. Une calibration rapide du modèle est effectuée. La loi de décohesion pour la méthode XFem est définie à partir d'une contrainte seuil égale à 1050 MPa et d'une énergie d'endommagement de 10 J.

## I.2 Analyse des résultats

Après l'impact, la force appliquée sur l'éprouvette commence à augmenter. Les déformations plastiques dans l'éprouvette apparaissent lorsque la force est supérieure à 7500 N. Sur le graphique de la figure I.1, ce niveau de force est repéré par l'indice (1). À partir d'un certain seuil de force (Figure I.1 (2)) un départ de fissure apparaît au niveau de l'entaille en V (Figure I.1 (3)). Après un certain endommagement de cette zone, la fissure commence à se propager (Figure I.1 (4)) provoquant une chute de la force de contact (Figure I.1 (5.)). La chute brutale de la force est due au choix du critère de propagation X-FEM. Dès que le seuil d'endommagement est atteint dans l'élément, la fissure se propage et à cet instant la force chute brutalement. Les résultats de chaque simulation sont comparés sur la figure I.2. De fortes oscillations sont observées dans tous les essais lors de la propagation de la fissure. Globalement, les paramètres choisis permettent une bonne représentation de l'essai de Charpy en terme de force. Des instabilités numériques sont observables sur les essais 7 et 8 (Figure I.2 g. et f.) au moment où la fissure apparaît et commence à se propager. Cela se caractérise par une chute brutale de la force. Comme pour les simulations en « kill-element », la force est globalement surestimée et il n'y a pas d'effet important de vitesses de déformation. L'énergie absorbée pendant l'impact et la fissuration de l'éprouvette est quasi-constante pour l'ensemble des simulations. Elle est égale à environ 26,3 J. Ces valeurs sont donc logiquement supérieures aux valeurs données par les essais (Tableau 3.6).

Les résultats de simulations numériques par la méthode numérique de rupture « kill element » et X-FEM sont comparés. Sur la figure I.3, la force est tracée en fonction du déplacement pour les essais dont la vitesse initiale est 5,4 m/s (essai numéro 3). Des résultats similaires sont

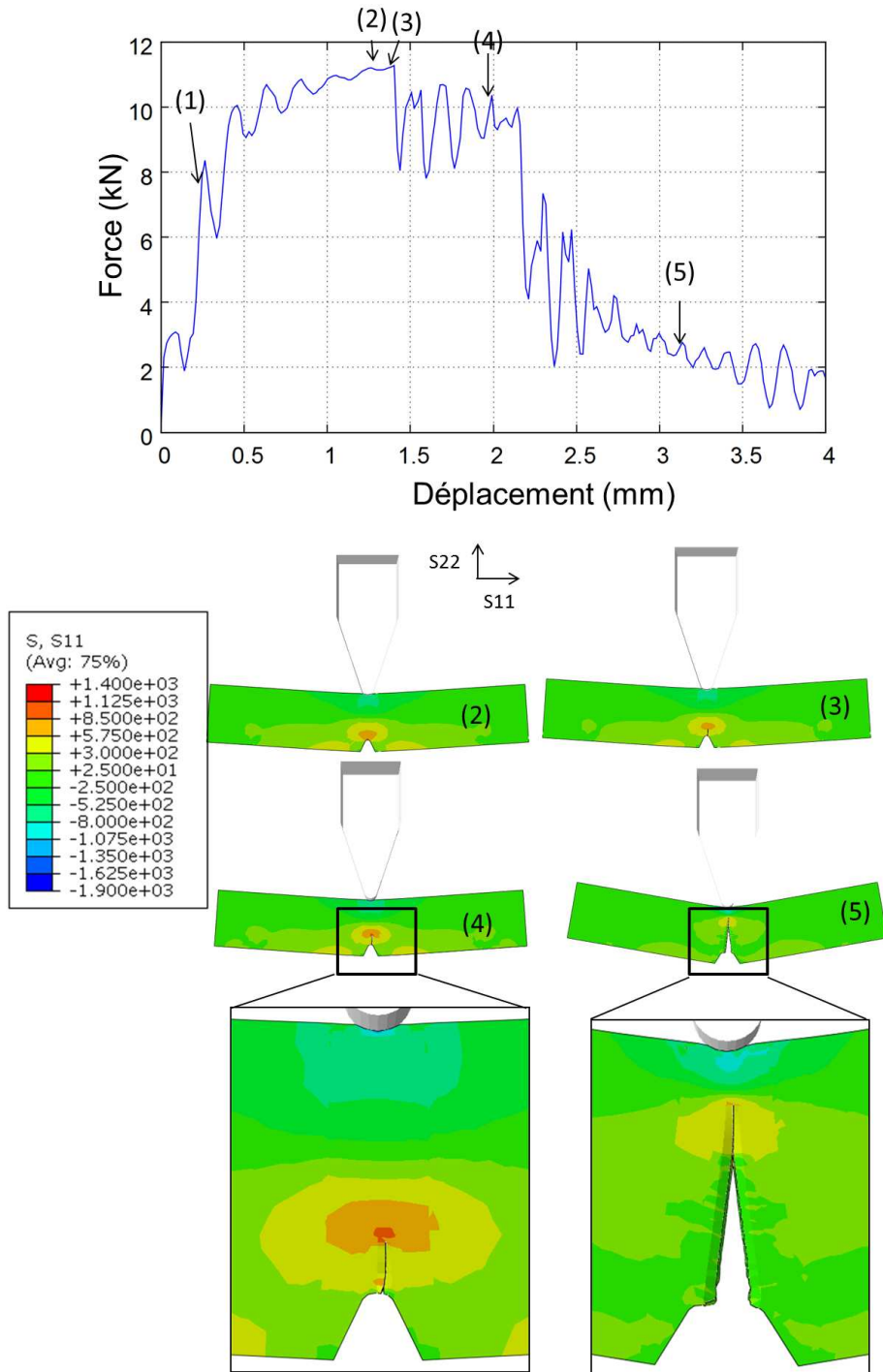


FIGURE I.1 – Analyse de la force d'impact pendant la simulation XFem (5,9 m/s).

retrouvés. La force maximale est légèrement plus grande pour les résultats X-FEM. La rupture intervient aussi plus tard. La fin de la chute de force est similaire.

Les paramètres choisis pour les simulations X-FEM donnent de bons résultats en terme de force et sont donc pertinents. Ils paraissent donc mieux adaptés pour les simulations de rupture avec fissuration. Cependant un effort sur le maillage du modèle est nécessaire pour obtenir une

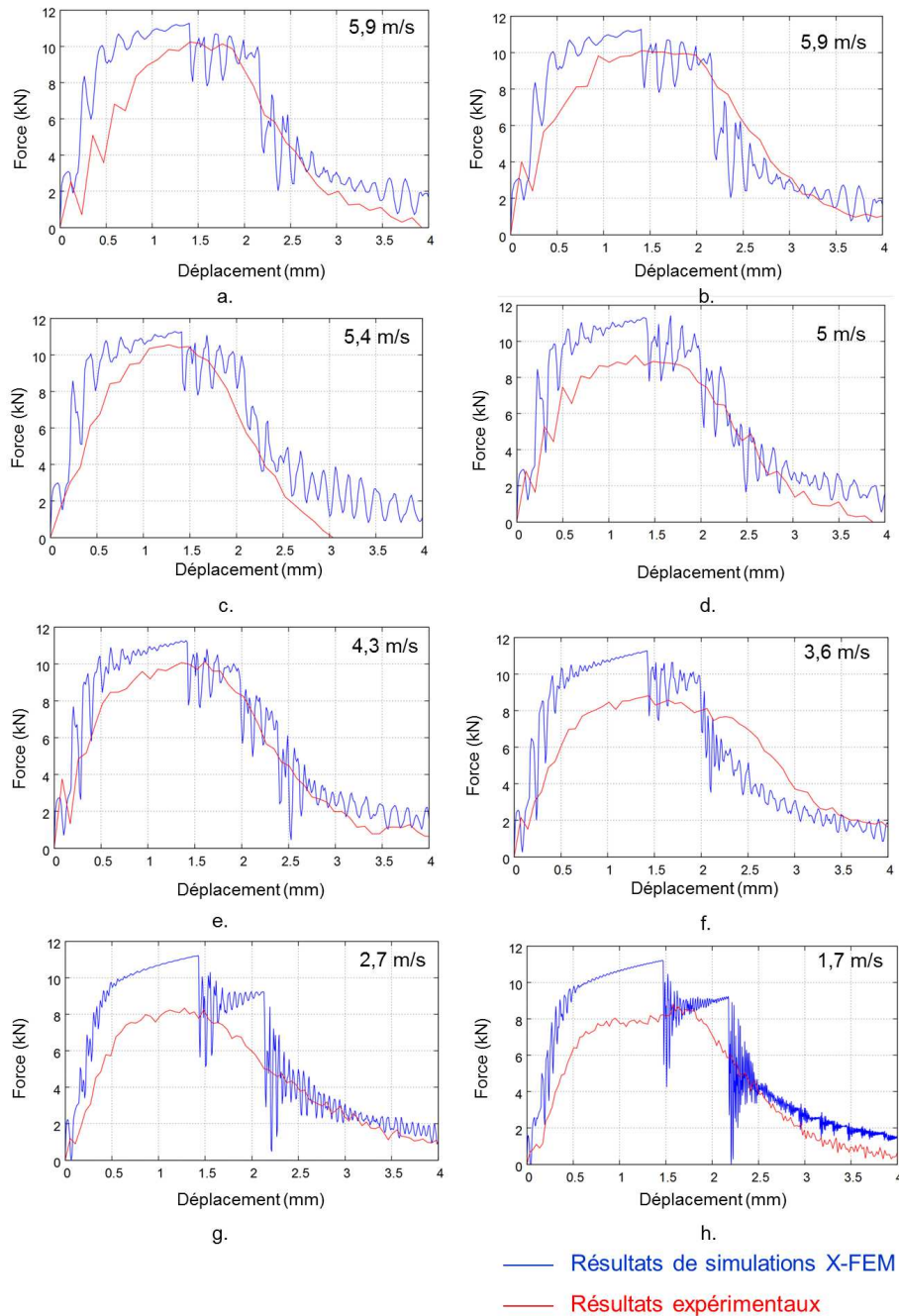


FIGURE I.2 – Force calculée par la méthode Xfem et force expérimentale en fonction du déplacement du marteau pour tous les essais.

convergence du calcul. De plus, le mode de résolution implicite rend le calcul moins stable. La méthode « Kill-Element » est donc moins proche de la réalité physique (éléments supprimés, ...) mais est beaucoup plus simple à mettre en oeuvre. De plus, elle donne globalement de bons résultats en terme de force.

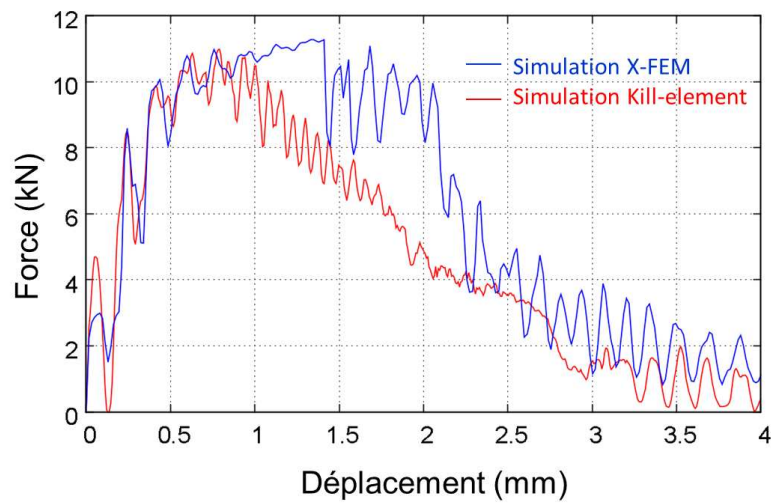


FIGURE I.3 – Force calculée par la méthode X-FEM et la méthode « kill element » ( $V_0 = 5,4$  m/s).

# Couplage entre simulations éléments finis et algorithme de minimisation

---

Les méthodes inverses pour identifier le comportement des matériaux d'éprouvettes de type structural s'effectue couramment par un couplage entre un algorithme de minimisation et des simulations éléments finis. Dans le chapitre 3, deux applications sont proposés pour l'identification d'une loi de Johnson Cook et de Johnson Cook à la rupture. Ils utilisent des essais de compressions d'éprouvettes chapeaux ou des essais de type Charpy. Dans les deux cas, l'identification est effectuée sur la force d'impact.

Ces identifications utilise un couplage éléments finis entre un algorithme de minimisation (Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno BFGS) en langage python (adapté au calcul scientifique) et le code de calcul Abaqus. Cet algorithme fait partie des méthodes de résolution de quasi-Newton. Il est disponible dans le module Scipy pour le langage scientifique de python et est codée sous forme de langage Fortran [Zhu 1997]. La force expérimentale  $F_{exp}$  est relevée à différent pas de temps  $t_i$ . La force d'impact calculée par éléments finis  $F_{simu}$  est relevée pour ces mêmes instants  $t_i$ . La fonction coût, à minimiser, est définie comme la somme des carrés de ces forces pour chacun de ces instants. Le tout est divisé par un coefficient de pondération noté  $c$  :

$$F = \sum_{essai} \sum_{t_i} \left( \frac{F_{exp} - F_{simu}}{c} \right)^2 \quad (J.1)$$

Cette fonction est relevée seulement pour les instants où la fissure se propage, c'est à dire a partir du moment où la force expérimentale a atteint un maximum.





# Analyse de la microstructure de l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3

---

L'alliage de désignation 2024 T3 est utilisé dans le chapitre 3, dans le cadre d'essai Charpy (éprouvettes usinées dans des plaques d'épaisseur 12 mm) et dans le Chapitre 5, dans le cadre d'une étude sur la perforation de tôles fines de 2 mm et 4 mm. La microstructure des matériaux des différentes plaques sont ici comparés. Sur la figure K.2, des échantillons des plaques de 12 mm et 2 mm sont observés après une attaque d'une minute avec une solution Keller. Les grains sont plus gros pour la plaque d'épaisseur 12 mm. Cependant la même répartition de précipité est observée. Un essai de traction quasi-statique dans le sens transverse est effectué pour chacune des deux plaques. Les résultats sont tracés sur le graphique de la figure K.1. Le même comportement plastique est alors observé. La rupture semble cependant apparaître à plus faible déformation pour les tôles d'épaisseur 2 mm.

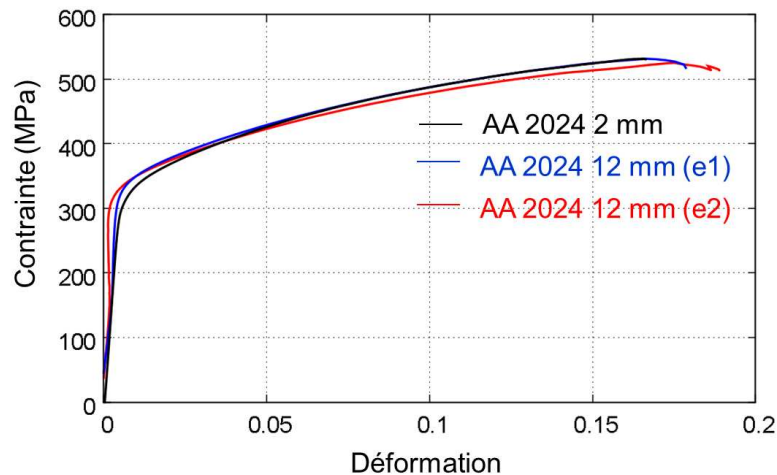


FIGURE K.1 – Essais de traction en contrainte vrai-déformation vrai pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 (2 mm et 12 mm).

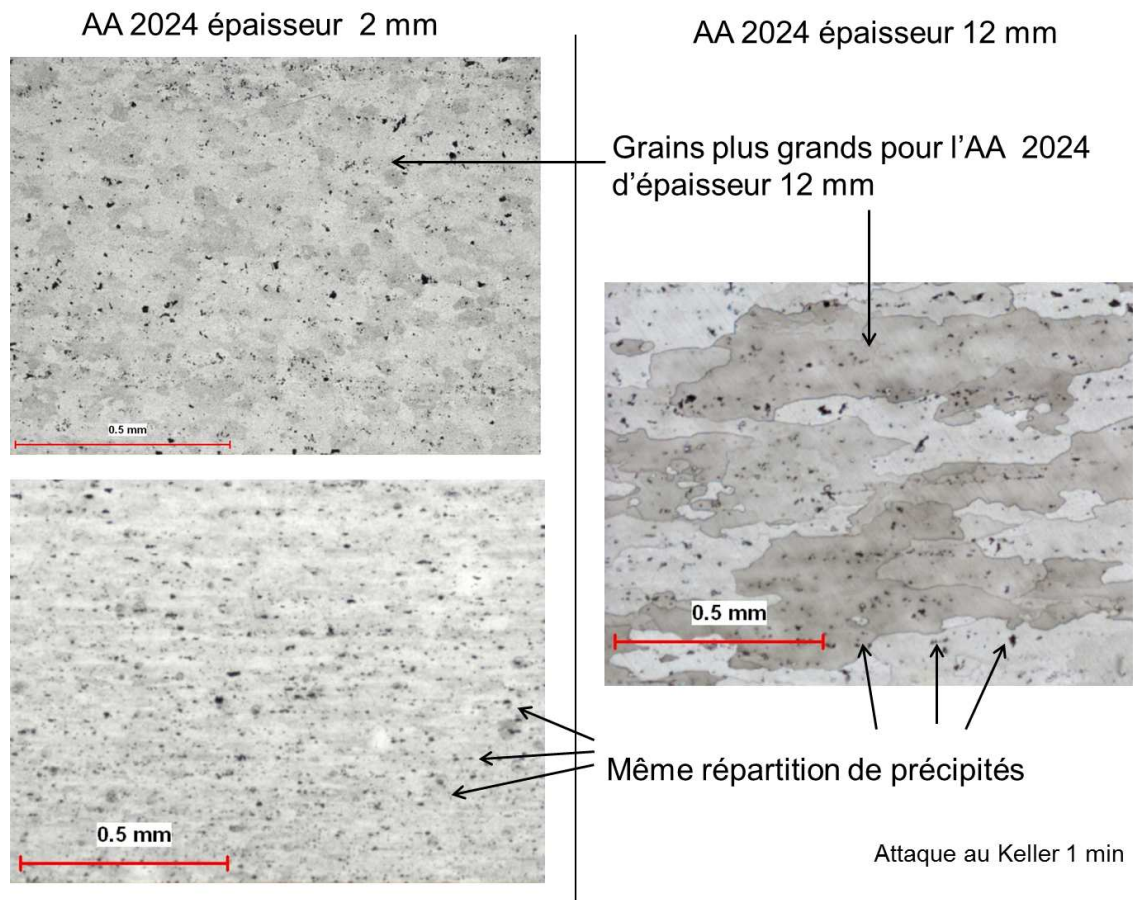


FIGURE K.2 – Observation par microscopie optique de l'alliage d'aluminium 2024 T3 (2mm et 12 mm).

# Étude de l'impact sur eau d'un tube cylindrique horizontale indéformable

---

L'approche la plus simple pour simuler l'impact à l'eau d'un cylindre est de considérer l'impacteur comme indéformable. Cette approche permet de comparer les méthodes par éléments finis et par particules SPH. Les résultats sont comparés au modèle analytique. Dans cette annexe, le modèle 3D simplifié utilisé est celui présenté dans le Chapitre 4.

## L.0.1 Modélisation numérique de l'impact sur eau

On étudie le cas d'un cylindre indéformable horizontal de masse 4 kg, de diamètre 70 mm, et de longueur 500 mm venant impacter un plan d'eau selon la face latérale du cylindre. L'eau est discrétisée en EF (description eulérienne) ou en particules SPH. La vitesse du cylindre (sur un point de référence), la force de contact (calculée à l'aide de l'accélération), et la surface d'interaction sont relevées.

Différentes vitesses d'impact 10, 50, 100 et 220 m/s sont étudiées par EF et SPH et ensuite comparées au cas analytique présenté en section 4.2.2.

## L.0.2 Analyse des résultats

La vitesse du cylindre pendant l'impact à l'eau est tracée sur les graphiques a. et b. de la figure L.1. La discrétisation par EF eulériens semble donner un résultat légèrement différent de la discrétisation en SPH. Pour toutes les vitesses initiales, il est observé une chute brutale de la vitesse dont la durée varie entre 0,2 ms et 1,2 ms pour la gamme de vitesses considérées. Après cette chute, la vitesse du cylindre diminue de façon linéaire.

La force de l'eau sur le cylindre est liée par le principe fondamentale de la dynamique à la décélération du cylindre. Sur les graphiques c. et d. de la figure L.1, la force est tracée en fonction du temps. La période de chute de vitesse observée précédemment correspond au pic d'effort ou de décélération à l'impact compris entre 15 kN et 2900 kN pour la gamme de vitesses considérées. Cette valeur d'effort de l'ordre du millier de kN paraît très grande. Elle doit être considérée comme un résultat purement numérique et n'est pas forcément physique (le cylindre est ici indéformable).

Le diamètre mouillé, pour une discrétisation en EF, augmente rapidement pendant une durée comprise entre 0,1 ms et 0,5 ms jusqu'à une valeur de saturation égale à 50 mm. Plus la vitesse initiale est grande, plus la saturation est atteinte rapidement. Sur l'image f. de la figure L.1, un exemple de résultat de simulation en SPH et en EF est donné.

En résumé, la vitesse du cylindre chute rapidement dès le début de l'impact puis quasiment linéairement. Cette période correspond à un pic de force à l'impact. Le diamètre mouillé augmente plus ou moins rapidement vers une valeur de saturation selon la vitesse initiale imposée. Le modèle EF donne des résultats moins bruités en terme de force d'impact que le modèle SPH.

Ces résultats sont comparés au modèle analytique d'impact à l'eau en terme de force, en fonction de la pénétration du cylindre dans l'eau (Figure L.2). La force calculée avec le modèle analytique a la même tendance que celle calculée avec le modèle en éléments finis. Le pic de force

est sous-estimé par le modèle analytique. Plus la vitesse initiale est grande, plus les résultats donnés par le modèle analytique sont proches des résultats simulés. Dans toutes les simulations, la chute de force est similaire. Le modèle analytique basé sur les hypothèses de Von Karman semble donc donner de bons résultats par rapport aux résultats trouvés par la simulation numérique.

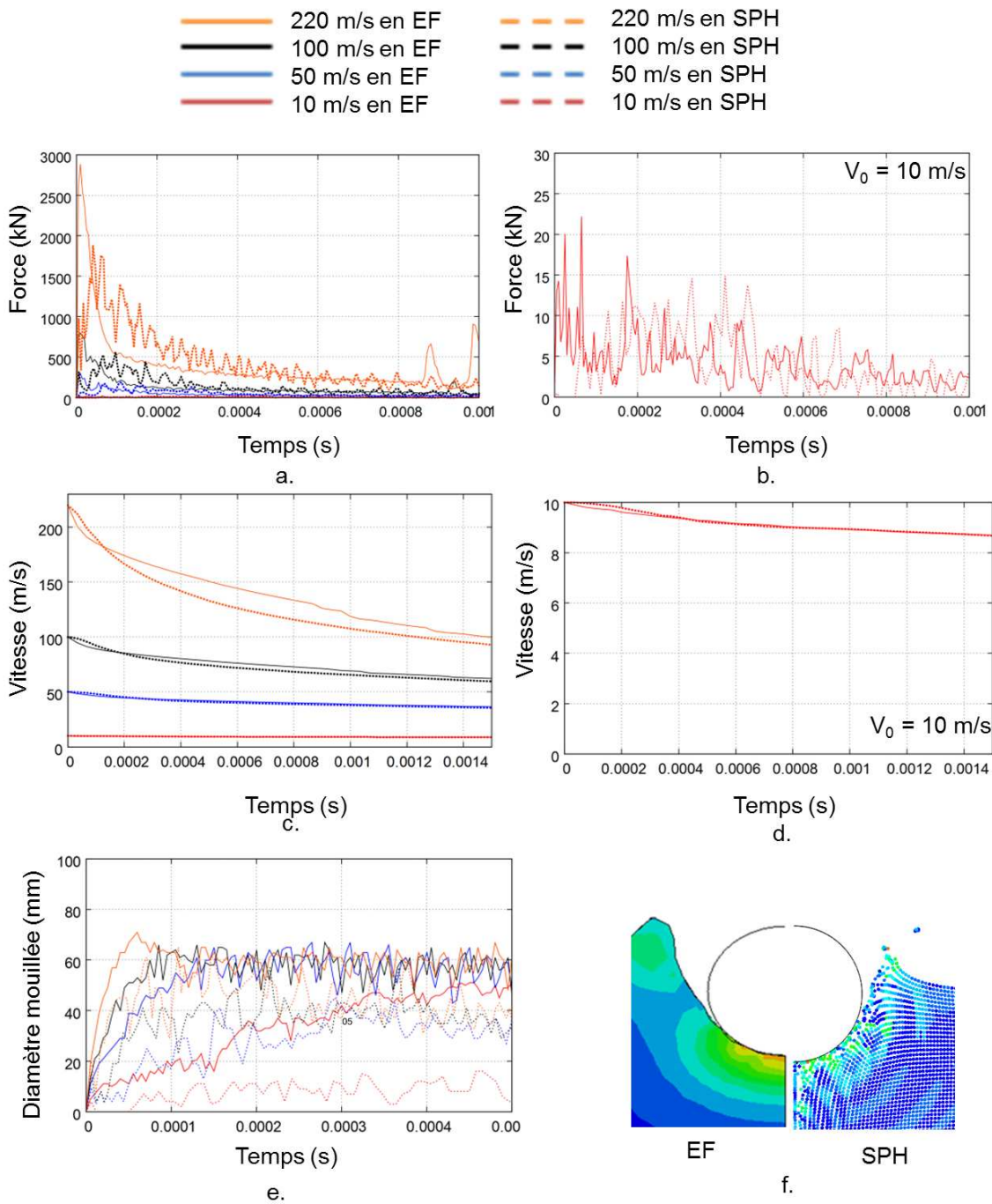


FIGURE L.1 – Force d'impact en fonction du temps (a. b.), vitesse en fonction du temps (c. d.), surface de contact en fonction du temps (e.) et exemple de résultats en EF et SPH (f.).

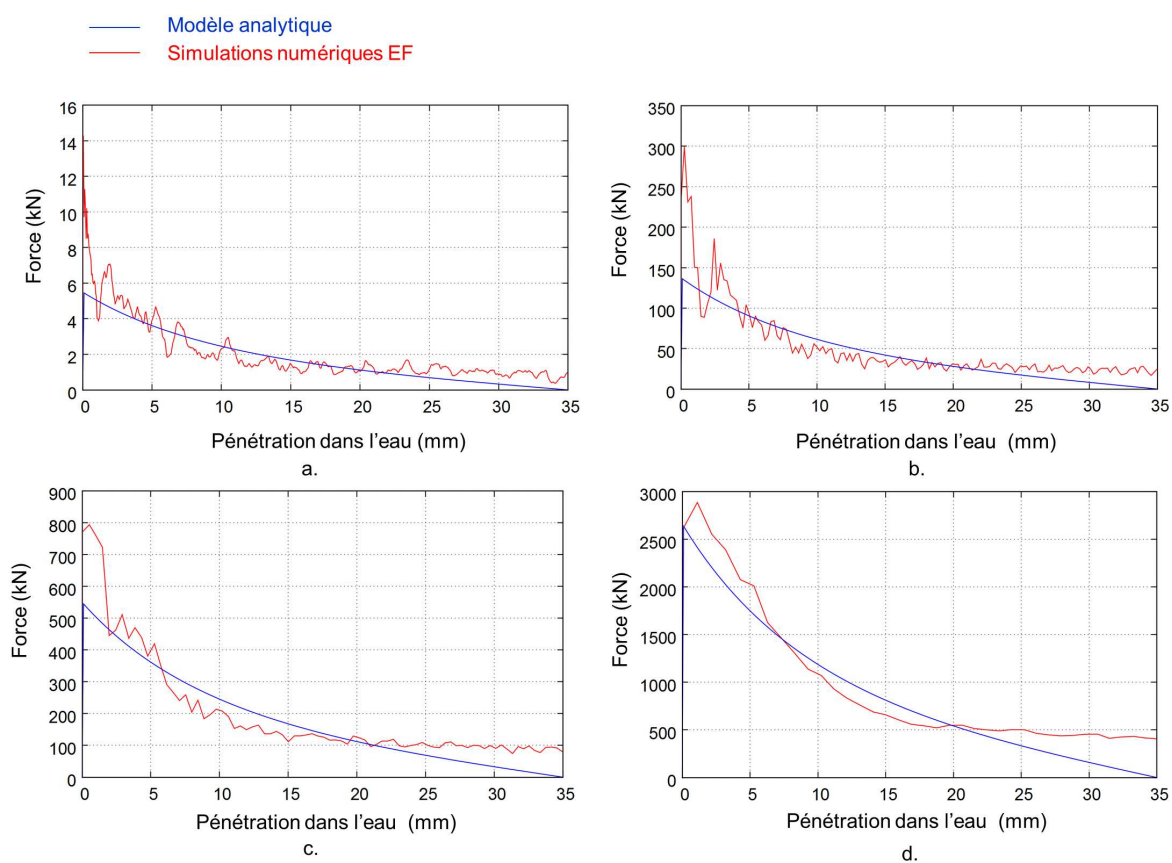


FIGURE L.2 – Comparaison entre le modèle analytique et le modèle numérique d'impact à l'eau pour une vitesse initiale de 10 m/s (a.), 50 m/s (b.), 100 m/s (c.) et 220 m/s (d.).



# Étude paramétrique numérique de flambages de tubes en Alliage d'aluminium 6060 T6

Une étude paramétrique est menée afin d'étudier l'influence de divers paramètres géométrique sur la force d'impact sur un tube cylindrique en alliage d'aluminium 6060 T6. Les caractéristiques du tube témoin sont disponibles dans le tableau 4.7. Les paramètres variants sont la hauteur  $h$ , le diamètre  $D$ , l'épaisseur  $e$  et la vitesse initiale d'impact  $V_0$ . La variation des paramètres est présentée dans le tableau M.1.

$D$ (mm)	$e$ (mm)	$V_0$ (m/s)	$h$ (mm)
130	2	15	600
105	1.5	12	500
75	1	10	400
60	0.5	8	300
	0.1	5.5	200
			100

Tableau M.1 – Variations des paramètres de l'étude paramétrique du tube.

Sur la figure 4.26, les résultats de la simulation sur le tube témoin sont tracés en terme de force d'impact. Les paramètres utilisés pour ces simulations seront les données de référence de l'étude paramétrique (Tableau 4.7). L'influence du diamètre du tube sur le premier pic de force est présentée. Sur la figure M.1 (a.), la valeur du pic de force et la durée du pic sont tracées en fonction du temps. Sur la gamme considérée, plus le diamètre du tube est grand, plus la force du pic est grande. La valeur double entre une valeur de diamètre de 60 mm et 130 mm. Par opposition, la durée du pic de force est réduite lorsque le diamètre augmente. En ce qui concerne l'influence de l'épaisseur, la même méthode est utilisée (Figure M.1 (b.)). La force maximale augmente logiquement avec l'épaisseur. Cependant à l'opposé du diamètre, plus l'épaisseur est grande, plus la durée du pic est importante. La hauteur du tube est aussi un paramètre dont l'influence est étudiée (Figure M.1 (c.)). La valeur du pic de force diminue en fonction de la hauteur alors que sa durée augmente pour des hauteurs entre 100 mm et 300 mm puis se stabilise jusqu'à 600 mm. En terme de vitesse, l'effet dynamique est retrouvé (Figure M.1 (d.)). Plus la vitesse d'impact est grande, plus la valeur du pic de force est grande. C'est logiquement que la durée de ce pic diminue avec l'augmentation de la vitesse initiale.

Cette étude permet de connaître l'influence de divers paramètres sur le couple valeur du pic de force et durée du pic de force :

- Si le pic de force doit être diminué en même temps que la durée du pic, il faut diminuer l'épaisseur ;
- Si le pic de force doit être augmenté et la durée de ce pic réduit, il faut augmenter la vitesse initiale d'impact ou le diamètre du tube ou encore diminuer la hauteur.



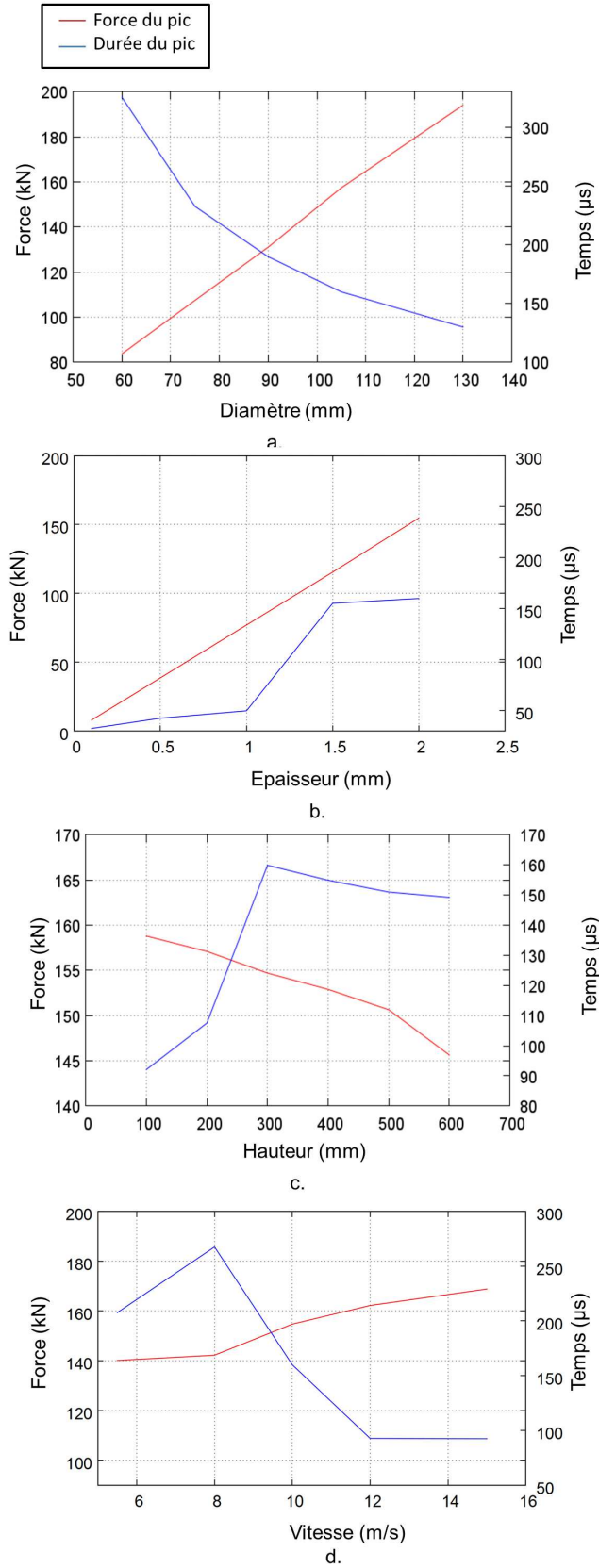


FIGURE M.1 – Évolution de la valeur du pic de force et de la durée du pic en fonction de quatre paramètres.

# Table des figures

1.1	Le système BELOCOPA. . . . .	1
2	figure.1.2	
1.3	Essai de caractérisation d'une boîte noire (norme EUROCAE - ED112 de mars 2003). . . . .	2
3	figure.1.4	
1.5	Exemple de tossage d'un bateau [Tassin 2010]. . . . .	3
1.6	Simulation de l'amerrissage d'un A320 [Ortiz 2004]. . . . .	4
1.7	Matériaux du fuselage d'un avion [Schuster 2007] [Williams 2003] [Polmear 2005].	5
1.8	Schéma de principe de l'impact. . . . .	5
2.1	Sensibilité du comportement à la vitesse de sollicitation pour l'alliage d'aluminium 7075 ( $\dot{\epsilon}=1 s^{-1}$ à $\dot{\epsilon}=1000 s^{-1}$ [Verleysen 2011]). . . . .	8
2.2	Régime dynamique suivant les plages de vitesses de déformation. . . . .	9
2.3	Gamme de vitesse de déformation pour les lois de comportement. . . . .	13
2.4	Couplage thermo-mécanique [Hor 2011]. . . . .	14
2.5	Evolution de $\beta$ en fonction de la déformation plastique [Hodowany 2000]. . . . .	14
2.6	Schémas de principe de l'endommagement d'après [Ruggieri 2004]. . . . .	15
2.7	Élément endommagé. . . . .	15
2.8	Illustration du modèle d'endommagement implémenté dans Abaqus. . . . .	18
2.9	Schémas de principe d'une barre d'Hopkinson [Brun 2000]. . . . .	22
2.10	Force sortante et force entrante appliquées à l'éprouvette en fonction du temps [Gary 2002] . . . . .	23
2.11	Courbe de traction obtenue à l'aide d'une barre d'Hopkinson [Pothnis 2011]. . . . .	23
2.12	Éprouvette de compression modifiée [Gerlach 2011]. . . . .	24
2.13	Montage de traction d'Arthington [Arthington 2012]. . . . .	25
2.14	Éprouvette de cisaillement avec $h = 2\text{mm}$ [Hor 2011] . . . . .	26
3.1	Plan des éprouvettes chapeaux (dimensions en mm). . . . .	31
3.2	Évolution de la vitesse de déformation et de la contrainte en fonction de la déformation équivalente pour l'essai 5 (Gleeble). . . . .	33
3.3	Contrainte équivalente en fonction de la déformation totale (Expérience) (a.) et résultats de l'identification des paramètres de Johnson Cook par une approche analytique (b.). . . . .	34
3.4	Modèle éléments finis de l'éprouvette chapeau pour les essais dynamiques Gleeble avec cylindre supérieur ayant une rigidité équivalente à la machine d'essais (a.) et pour les essais d'Hopkinson (b.). Zone de cisaillement de 0,1 mm. Rayon de congé de 0,1 mm . . . . .	36
3.5	Force en fonction du temps pour les essais sur éprouvette chapeau dans la machine Gleeble. Expériences et Simulations EF. . . . .	37
3.6	Force en fonction du temps pour les essais sur éprouvette chapeau sur les barres d'Hopkinson. Expériences et Simulations EF. . . . .	38
3.7	Comparaison entre les résultats avec un couplage EF et avec une approche analytique sur l'essai 6 ( $\dot{\epsilon} = 40 s^{-1}$ ). . . . .	39
3.8	Observation de la zone de cisaillement pour l'essai 3 à $\dot{\epsilon}=0,42 s^{-1}$ . . . . .	39
3.9	Zoom de la zone de cisaillement : observation de lignes de glissement après attaque chimique. . . . .	40

3.10	Image de la déformation plastique dans la zone de cisaillement simulée pour l'essai 1 (Les seuils de déformation sont donnés en dessous des illustrations). . . . .	40
3.11	Image de la déformation plastique dans la zone de cisaillement simulée pour l'essai 4 (Les seuils de déformation sont donnés en dessous des illustrations). . . . .	41
3.12	Force en fonction du déplacement pour un essai de Charpy [Alexopoulos 2011]. . . . .	43
3.13	Montage de flexion 3 points (a.) et résultats de l'essai quasistatique de Charpy en terme de force pour l'essai 1 et l'essai 2 (b.). . . . .	44
3.14	Énergie absorbée pendant les essais Charpy. . . . .	45
3.15	Force en fonction du déplacement du marteau pour chacun des essais Charpy. . . . .	46
3.16	Force maximale pendant les essais Charpy (a.) et déplacement du marteau correspondant à la force maximale (b.). . . . .	47
3.17	Force en fonction du déplacement pour les essais quasistatiques et dynamiques. . . . .	47
3.18	Modèle éléments finis 2D de l'essai de Charpy. . . . .	48
3.19	Comparaison du niveau de force pour une simulation de l'essai Charpy sans rupture en 2D et en 3D (5,9 m/s). . . . .	49
3.20	Principe du couplage pour l'identification par méthode inverse sur l'essai de Charpy. . . . .	50
3.21	Force calculée en fonction du temps avec les paramètres initiaux et finaux de l'optimisation. . . . .	51
3.22	Énergie absorbée en fonction de la vitesse initiale : expériences et simulations EF. . . . .	51
3.23	Force calculée (simulation) en fonction du déplacement du marteau (a.) et en fonction du temps à la force maximale (b.). . . . .	52
3.24	Force calculée et force expérimentale en fonction du déplacement du marteau pour l'ensemble des essais. . . . .	53
4.1	Programmeur d'impact de Lalanne [Lalanne 1999] . . . . .	58
4.2	Force en fonction du temps [Tassin 2010] (a.) et pression en fonction du temps [Aquelet 2004] (b.) pendant un tossage de dièdre sur eau (angle de 30° (Tassin), angle de 10° (Aquelet)). . . . .	59
4.3	Exemple de pic de pression pour un impact plan (a.) et avec un certain angle (b.) [Okada 2000]. . . . .	59
4.4	Modèle de Karman. . . . .	60
4.5	Forme de la courbe d'Hugoniot. . . . .	62
4.6	Pression de contact pendant l'impact d'un cylindre indéformable (a.) et déformable (b.) de 5 m de rayon sur de l'eau (trait plein) [Xiao 2014]. . . . .	64
4.7	Déplacement du cylindre en fonction du temps pendant un impact à l'eau (expérience et simulation) (a.) et image pendant l'impact à l'eau (b.) [Sun 2006] [Greenhow 1983]. . . . .	65
4.8	Exemple de résultats d'impact sur mousse en terme de force et de pression de contact. . . . .	68
4.9	Exemple de résultats d'impact sur structure sandwich, composée d'une mousse (ALP : aluminium Alporas, H80 : polyvinyle Divincell H80, H250 ; polyvinyle Divincell H250) et de deux plaques en aluminium de 0,5 mm (a.) ou 1 mm (b.) d'épaisseur, en terme de force : comparaison simulations et expériences [Rajaneesh 2014]. . . . .	68
4.10	Exemple de pic de forces lors de flambage de tubes [Gameiro 2007] [Palanivelu 2011] [Jensen 2004] [Toksoy 2010]. . . . .	71
4.11	Exemples de flambage en triangle (a.) et de façon régulière (b.) [Gameiro 2007]. . . . .	72
4.12	Exemple de flambage en mode coque et en mode poutre [Trad 2011]. . . . .	73
4.13	Le modèle numérique d'impact en 3D (a.) et 3D simplifié en tranche (b.). . . . .	75

4.14 Comparaison du modèle 3D simplifié avec un essai de tossage (a.) et Comparaison du modèle 3D et 3D simplifié (b.). . . . .	76
4.15 Comparaison du modèle 3D simplifié avec un essai d'impact d'un cylindre [Sun 2006]. . . . .	77
4.16 Modèle analytique d'impact d'un cylindre dans l'eau. . . . .	78
4.17 Modèle éléments finis d'impact à l'eau avec un cylindre déformable. . . . .	80
4.18 Pression de contact en un point d'un tube ( $x=4,7$ mm) en fonction du temps. Effet de l'épaisseur du tube (a.) Influence du matériau (b.) ( $e = 10$ mm, $V_0 = 80$ m/s). . . . .	81
4.19 Pression de contact en fonction du diamètre du tube et du temps ( $V_0 = 80$ m/s, diamètre initiale de 100 mm). . . . .	82
4.20 Évolution du rayon mouillé pendant l'impact ( $V_0 = 80$ m/s, diamètre initiale de 100 mm). . . . .	82
4.21 Pression de contact en fonction du rayon mouillé du cylindre pour différents temps après impact. . . . .	83
4.22 Force totale de contact en fonction de la pénétration dans l'eau pour différentes épaisseurs de tubes. . . . .	84
4.23 Vitesses de déformation dans le tube d'épaisseur 2 mm au point d'impact et au point opposé et répartition de la déformation plastique équivalente au temps $t=0,4$ ms ( $V_0 = 80$ m/s). . . . .	84
4.24 Vitesses de déformation dans le tube d'épaisseur 10 mm au point d'impact et au point opposé et répartition de la déformation plastique équivalente au temps $t=0,4$ ms ( $V_0 = 80$ m/s). . . . .	85
4.25 Schémas de l'impact d'un tube . . . . .	87
4.26 Évolution de la force en fonction du temps pour un impact sur le tube témoin. . . . .	88
4.27 Force en fonction du temps du tube de référence pour le premier pic de flambage (a.) déformation axiale en fonction de la longueur du tube pour 3 temps différents (b.) schéma du tube et position des déformations axiales maximales (c.). . . . .	88
4.28 Instrumentation du puits de chute d'Aix en Provence pour les essais de flambage. . . . .	89
4.29 Tube en alliage d'aluminium de désignations 6060 T6 percée et instrumentée. . . . .	90
4.30 Déformations pendant le flambage symétrique. . . . .	91
4.31 Déformées du tube pendant le flambage symétrique. . . . .	91
4.32 Force en fonction du temps pour le premier pic de flambage d'un tube percé (a.) déformation plastique équivalente normalisée avec la la déformation plastique équivalente maximale en fonction de la distance de la bande de perçage pour 3 temps différents (b.) schéma de la bande de perçage et position des déformations plastiques maximales au centre de cette bande (c.). . . . .	92
4.33 Comparaison entre les déformations expérimentales et numériques pendant le flambage symétrique. . . . .	93
4.34 Comparaison entre les déformées expérimentales et numériques du tube pendant le flambage symétrique. . . . .	93
4.35 Évolution de la force en fonction du temps pour un flambage symétrique. . . . .	94
4.36 Tube après l'impact pour le flambage asymétrique. . . . .	95
4.37 Déformations relevées sur les différentes jauges (flambage asymétrique). . . . .	95
4.38 Comparaison entre les déformations expérimentales et numériques pendant le flambage asymétrique. . . . .	96
4.39 Évolution de la force en fonction du temps pour un flambage symétrique et asymétrique. . . . .	97
4.40 Comparaison entre la force d'impact à l'eau et les forces de flambages asymétrique et symétrique. . . . .	97

4.41	Programmeur d'impact équivalent au crash du système BELOCOPA en mer en terme de force. . . . .	98
4.42	Programmeur équivalent en terme de pression à un impact à l'eau. . . . .	99
5.1	Perforation d'une plaque d'acier à l'aide d'une barre d'Hopkinson de transmission [Rusinek 2009]. . . . .	103
5.2	Montage inversé d'Elasri [Elnasri 2006]. . . . .	103
5.3	Courbe de la force d'impact en fonction du déplacement pour une structure sandwich [Elnasri 2006]. . . . .	104
5.4	Poinçon de forme conique [Forrestal 2009]. . . . .	105
5.5	Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale : Comparaison du modèle analytique et des expériences [Forrestal 2009]. . . . .	107
5.6	Poinçon en forme d'ogive [Forrestal 2009]. . . . .	108
5.7	Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale pour un impacteur en forme d'ogive : Comparaison du modèle analytique et des expériences [Forrestal 2009]. . . . .	108
5.8	Modèle analytique de perforation basé sur des considérations énergétiques. . . . .	110
5.9	Simulation de perforation en éléments finis de type coque [Dean 2009]. . . . .	110
5.10	Simulation de perforation en éléments finis axi-symétrique [Gupta 2006]. . . . .	111
5.11	Simulation de perforation en éléments finis [Borvik 2011]. . . . .	111
5.12	Simulation de perforation en SPH (a.) et comparaison avec l'expérience (b.) [Seo 2008].	111
5.13	Simulation de perforation en couplage SPH - éléments finis [Liu 2012]. . . . .	112
5.14	Puits de chute instrumenté. . . . .	116
5.15	Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale pour une masse de 13 kg et une plaque d'épaisseur 2 mm. Observation après rupture sur la face distale à l'impact. . . . .	117
5.16	Force en fonction du temps pour les plaques d'épaisseur 2 mm. . . . .	119
5.17	Force en fonction du déplacement du poinçon pour les plaques d'épaisseur 2 mm. . . . .	120
5.18	Force en fonction du temps et du déplacement du poinçon pour les plaques d'épaisseur 4 mm. . . . .	121
5.19	Vitesse moyenne de fissuration pendant la perforation. . . . .	122
5.20	Exemple de résultat en déplacement par stéréo-corrélation pour l'essai 7 ( $V_0=5,9$ m/s). . . . .	123
5.21	Modèle de Forrestal modifié. . . . .	124
5.22	Modèle numérique 3D en éléments finis coques pour la perforation. . . . .	128
5.23	Modèle numérique en éléments finis coques simplifié pour la calibration de la loi de rupture. . . . .	129
5.24	Calibration de la loi de rupture de JC pour les éléments coques. . . . .	130
5.25	Modèle numérique en éléments finis coques simplifié pour la calibration de la loi de rupture. . . . .	131
5.26	Calibration de la loi de rupture de JC pour les éléments coques. . . . .	132
5.27	Triaxialité en fonction de la vitesse de déformation pour les modèles de déboutonnage pour les éléments briques. . . . .	132
5.28	Évolution de la force en fonction du déplacement du poinçon pour le modèle 3d coque et 3D brique ( $V_0=6,9$ m/s). . . . .	133
5.29	Vitesse résiduelle en fonction de la vitesse initiale pour les résultats expérimentaux et les deux modèles. . . . .	134
5.30	Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm. . . . .	135
5.31	Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 4 mm. . . . .	135
5.32	Premiers pics de force simulé et expérimental en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm. . . . .	136

5.33	Premier pic de force en fonction du déplacement (a.) et onde de choc en fonction du rayon de la plaque (b.). . . . .	137
5.34	Deuxième pic de force en fonction du déplacement pour une plaque d'épaisseur 2 mm. . . . .	138
5.35	Déformées de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 2,8 m/s. . . . .	139
5.36	Déformées de la plaque d'épaisseur 4 mm après impact pour une vitesse initiale de 5,6 m/s. . . . .	140
5.37	Énergie absorbée en fonction de la vitesse initiale pour une épaisseur de 2 mm. . . . .	140
5.38	Analyse du mode de fissuration pendant la perforation. (a.) : $\sigma_{\theta\theta}$ à $t = 4$ ms. (b.) : Contrainte en fonction du temps dans un éléments en pointe de fissure à $t = 5,7$ ms.	141
5.39	Vitesse moyenne de fissuration en fonction de la vitesse initiale pour la simulation et les essais expérimentaux. . . . .	142
5.40	Force simulée en fonction du déplacement pour une épaisseur de plaque de 2 mm avec les paramètres identifiés sur l'essai Charpy. . . . .	143
5.41	Propagation de l'onde de choc élastique transversale dans la plaque pendant la perforation. . . . .	145
5.42	Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 100 m/s (a.), 300 m/s (b.) et 500 m/s (c.). . . . .	146
5.43	Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 600 m/s (a.) et 700 m/s (b.).	146
5.44	Résultats des simulations pour des vitesses initiales de 800 m/s (a.) et 1000 m/s (b.). . . . .	147
5.45	Modèle analytique de perforation de tôle mince avec rupture à grande vitesse. . . . .	148
5.46	Énergie absorbée par la plaque en fonction du temps pour de grandes vitesses de perforation. . . . .	149
A.1	Schéma de la tour de chute de Bordeaux (DuMAS). . . . .	155
A.2	Photographie de l'impacteur conique. . . . .	156
A.3	Photographie de l'outillage de serrage la plaque. . . . .	156
A.4	Photographie de la tour de chute instrumentée. . . . .	157
A.5	Calibration du capteur de force. . . . .	158
B.1	Machine Gleeble. . . . .	159
C.1	Banc d'essai du pendule-mouton de Charpy. . . . .	161
C.2	Dimension de l'éprouvette standardisée en V de l'essai Charpy (10 mm X 10 mm X 55 mm). . . . .	161
C.3	Jauges de déformations positionnées sur le couteau. . . . .	162
C.4	Positionnement du marteau de l'essai Charpy par rapport à l'éprouvette. . . . .	162
C.5	Système d'acquisition National Instruments des jauges de déformation . . . . .	163
D.1	Exemple de mire (a.) et exemple d'image brute donnée par la caméra rapide (b.).	166
D.2	Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 2,8 m/s. . . . .	167
D.3	Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 4,1 m/s. . . . .	167
D.4	Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 4,8 m/s. . . . .	168
D.5	Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 5,6 m/s. . . . .	168

D.6	Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 6,1 m/s. . . . .	169
D.7	Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 6,4 m/s. . . . .	169
D.8	Déformée de la plaque d'épaisseur 2 mm après impact pour une vitesse initiale de 6,9 m/s. . . . .	170
D.9	Déformée de la plaque d'épaisseur 4 mm après impact pour une vitesse initiale de 5,6 m/s. . . . .	170
E.1	Essais de traction (déformation vrai en % contrainte en MPa). . . . .	171
E.2	Eprouvettes de traction. . . . .	172
E.3	Optimisation du terme d'écroûissage. . . . .	173
E.4	Optimisation du terme dynamique. . . . .	173
G.1	Description lagrangienne à gauche et eulérienne à droite dans Abaqus . . . . .	177
G.2	Principe de la méthode SPH. . . . .	178
G.3	Les différentes formes de noyau d'interpolation [Fulk 1996]. . . . .	180
H.1	Un exemple de loi de décohésion. . . . .	182
H.2	Méthode par suppression par éléments finis [Jeunechamps 2008]. . . . .	183
H.3	Méthode des éléments finis étendus (X-FEM) [Breitkopf 2006]. . . . .	184
I.1	Analyse de la force d'impact pendant la simulation XFem (5,9 m/s). . . . .	188
I.2	Force calculée par la méthode Xfem et force expérimentale en fonction du déplacement du marteau pour tous les essais. . . . .	189
I.3	Force calculée par la méthode X-FEM et la méthode « kill element » ( $V_0 = 5,4$ m/s). . . . .	190
K.1	Essais de traction en contrainte vrai-déformation vrai pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3 (2 mm et 12 mm). . . . .	193
K.2	Observation par microscopie optique de l'alliage d'aluminium 2024 T3 (2mm et 12 mm). . . . .	194
L.1	Force d'impact en fonction du temps (a. b.), vitesse en fonction du temps (c. d.), surface de contact en fonction du temps (e.) et exemple de résultats en EF et SPH (f.). . . . .	196
L.2	Comparaison entre le modèle analytique et le modèle numérique d'impact à l'eau pour une vitesse initiale de 10 m/s (a.), 50 m/s (b.), 100 m/s (c.) et 220 m/s (d.). . . . .	197
M.1	Évolution de la valeur du pic de force et de la durée du pic en fonction de quatre paramètres. . . . .	200

# Liste des tableaux

2.1	Lois de comportement de base. . . . .	9
2.2	Lois de comportement multiplicatives. . . . .	11
2.3	Lois de comportement additives. . . . .	12
2.4	Liste des modèles d'endommagement. . . . .	19
2.5	Liste des critères de rupture. . . . .	20
2.6	Éprouvettes cylindriques de compression pour les barres d'Hopkinson. . . . .	24
2.7	Résumé d'articles sur les éprouvettes de type chapeau. . . . .	27
3.1	Résultats expérimentaux des essais sur éprouvettes chapeaux. . . . .	31
3.2	Résultats des éprouvettes chapeaux à partir de la contrainte équivalente. . . . .	32
3.3	Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 7075 par l'approche analytique. . . . .	33
3.4	Résultats des éprouvettes chapeaux par simulations numériques. . . . .	35
3.5	Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 7075 par le couplage. . . . .	37
3.6	Résultats sur les essais expérimentaux. . . . .	45
3.7	Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3. . . . .	49
3.8	Paramètres de la loi de Johnson Cook pour la rupture pour l'AA 2024. . . . .	51
3.9	Résultats sur les simulations de type Charpy (L'analyse des résultats X-Fem est en Annexe I). . . . .	54
4.1	Principaux articles sur la simulation de l'impact à l'eau. . . . .	66
4.2	Résumé des articles sur le comportement des mousses. . . . .	69
4.3	Résumé des articles sur le flambage. . . . .	73
4.4	Paramètres de la loi de Johnson Cook pour les alliages d'aluminium 2017 T4 et 2024 T4. . . . .	80
4.5	Résultats des simulations d'impact à l'eau d'un cylindre déformable ( $V_0 = 80$ m/s, diamètre initiale de 100 mm) . . . . .	80
4.6	Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 6060 T6. . . . .	86
4.7	Paramètres de la simulation d'impact sur le tube témoin. . . . .	88
4.8	Résultats de simulations d'impact sur les tubes percés . . . . .	96
5.1	Modèle analytique de perforation de Forrestal pour une plaque épaisse [Forrestal 2009]. . . . .	109
5.2	Bibliographie sur les essais de perforation sur les barres d'Hopkinson. . . . .	112
5.3	Perforation à grandes et faibles vitesses. . . . .	113
5.4	Résultats expérimentaux de perforation ( 1-17 : épaisseur 2 mm, 18-23 : épaisseur 4 mm) - signifie pas de résultat. . . . .	118
5.5	Résultat en terme de déplacement maximal pour la stéréo-corrélation. . . . .	122
5.6	Paramètres pour le modèle analytique de perforation. . . . .	127
5.7	Paramètres de la loi de Johnson Cook pour l'AA 2024. . . . .	128
5.8	Paramètres de la loi de Johnson-Cook pour la rupture. . . . .	128
5.9	Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm. . . . .	130
5.10	Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 4 mm. . . . .	130
5.11	Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm avec les paramètres identifiés sur l'essai Charpy. . . . .	143
5.12	Résultats des simulations pour les plaques d'épaisseur 2 mm pour de grandes vitesses de perforation. . . . .	144



---

5.13	Résultats du modèle analytique pour les plaques d'épaisseur 2 mm pour de grandes vitesses de perforation. . . . .	149
C.1	Caractéristiques des jauges de déformation utilisées. . . . .	163
E.1	Paramètres de la loi de Johnson-Cook pour l'alliage d'aluminium 6060T6. . . . .	173
M.1	Variations des paramètres de l'étude paramétrique du tube. . . . .	199

# Bibliographie

- [Abaqus 2010] Abaqus. *Abaqus Analysis User's Manual*. Dassault Systèmes, September 2010. (Cité en pages 10, 18, 19 et 181.)
- [AFN ] *NF EN ISO 148-1 Janvier 2011 : Matériaux métalliques - Essai de flexion par choc sur éprouvette Charpy - Partie 1 : méthode d'essai*. (Cité en page 42.)
- [Aguir 2011] H. Aguir, H. BelHadjSalah et R. Hambli. *Parameter identification of an elastoplastic behaviour using artificial neural networksâgenetic algorithm method*. *Materials & Design*, vol. 32, no. 1, pages 48 – 53, 2011. (Cité en page 28.)
- [Alexopoulos 2011] Nikolaos D. Alexopoulos et Antonis Stylianos. *Impact mechanical behaviour of Al7SiMg (A357) cast aluminum alloy. The effect of artificial aging*. *Materials Science and Engineering : A*, vol. 528, no. 19â20, pages 6303 – 6312, 2011. (Cité en pages 43 et 202.)
- [Altenaiji 2014] M. Altenaiji, Z.W. Guan, W.J. Cantwell, Y. Zhao et G.K. Schleyer. *Characterisation of aluminium matrix syntactic foams under drop weight impact*. *Materials & Design*, vol. 59, no. 0, pages 296 – 302, 2014. (Cité en pages 67 et 69.)
- [Anghileri 2011] Marco Anghileri, Luigi-Maria L. Castelletti, Edoardo Francesconi, Andrea Milanese et Michele Pittofrati. *Rigid body water impact experimental tests and numerical simulations using the SPH method*. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 38, no. 4, pages 141 – 151, 2011. (Cité en pages 59 et 63.)
- [Aquelet 2004] Nicolas Aquelet. *Modélisation de l'impact hydrodynamique par couplage fluide-structure*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologie de Lille, 2004. (Cité en pages 3, 58, 59, 63, 75, 177 et 202.)
- [Arthington 2012] M.R. Arthington, C.R. Siviour et N. Petrinic. *Improved materials characterisation through the application of geometry reconstruction to quasi-static and high-strain-rate tension tests*. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 46, no. 0, pages 86 – 96, 2012. (Cité en pages 24, 25 et 201.)
- [Atkins 1981] A. G. Atkins. *Possible explanation for unexpected departures in hydrostatic tension-fracture strain relations*. *Metal Science*, vol. 15, no. 2, pages 81–83, 1981. (Cité en pages 19 et 20.)
- [Atkins 1998] A.G. Atkins, M. Afzal Khan et J.H. Liu. *Necking and radial cracking around perforations in thin sheets at normal incidence*. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 21, no. 7, pages 521 – 539, 1998. (Cité en pages 104, 121 et 150.)
- [Attaway 1994] S.W. Attaway, M.W. Heinstejn et J.W. Swegle. *Coupling of smooth particle hydrodynamics with the finite element method*. *Nuclear Engineering and Design*, vol. 150, no. 2â3, pages 199 – 205, 1994. (Cité en page 109.)
- [Bai 2010] Yuanli Bai et Tomasz Wierzbicki. *Application of extended MohrâCoulomb criterion to ductile fracture*. *International Journal of Fracture*, vol. 161, no. 1, pages 1–20, 2010. (Cité en page 16.)
- [Bardelcik 2010] Alexander Bardelcik, Christopher P. Salisbury, Sooky Winkler, Mary A. Wells et Michael J. Worswick. *Effect of cooling rate on the high strain rate properties of boron steel*. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 37, no. 6, pages 694 – 702, 2010. *Impact Loading of Lightweight Structures*. (Cité en page 9.)
- [BEA 2011] BEA. *Rapport d'étape n°3 du Vol AF 447 du 1er juin 2009 A330-203, immatriculé F-GZCP*. Rapport technique, Bureau Enquêtes et d'Analyses pour la sécurité de l'aviation civile, 2011. (Cité en page 79.)

- [Beaucamp 2004] Sylvain Beaucamp et Didier Mathieu. *Matériaux énergétiques*. Techniques de l'ingénieur, vol. AF6710, 2004. (Cité en page 62.)
- [Belytschko 1999] T. Belytschko et T. Black. *Elastic crack growth in finite elements with minimal remeshing*. International Journal for Numerical Methods in Engineering, vol. 45, no. 5, pages 601–620, 1999. (Cité en page 183.)
- [Bonora 2005] Nicola Bonora, Domenico Gentile, A. Pirondi et Golam Newaz. *Ductile damage evolution under triaxial state of stress : theory and experiments*. International Journal of Plasticity, vol. 21, no. 5, pages 981 – 1007, 2005. (Cité en pages 17 et 19.)
- [Borvik 2004] Tore Borvik, Arild H. Clausen, Odd Sture Hopperstad et Magnus Langseth. *Perforation of AA5083-H116 aluminium plates with conical-nose steel projectiles experimental study*. International Journal of Impact Engineering, vol. 30, no. 4, pages 367 – 384, 2004. (Cité en pages 4, 102 et 150.)
- [Borvik 2011] Tore Borvik, Lars Olovsson, Sumita Dey et Magnus Langseth. *Normal and oblique impact of small arms bullets on AA6082-T4 aluminium protective plates*. International Journal of Impact Engineering, vol. 38, no. 7, pages 577 – 589, 2011. (Cité en pages 9, 10, 109, 111 et 204.)
- [Bouix 2009] Rémy Bouix, Philippe Viot et Jean-Luc Lataillade. *Polypropylene foam behaviour under dynamic loadings : Strain rate, density and microstructure effects*. International Journal of Impact Engineering, vol. 36, no. 2, pages 329 – 342, 2009. (Cité en pages 21 et 23.)
- [Brar 2009] N.S. Brar, V.S. Joshi et B. W. Harris. *Constitutive model constants for Al7075-T651 and Al7075T6*. Shock Compression of Condensed Matter, 2009. (Cité en page 35.)
- [Breitkopf 2006] Piotr Breitkopf. La méthode des éléments finis : extensions et alternatives. série Méthodes numériques et éléments finis. Hermes Science Publications, 2006. (Cité en pages 183, 184 et 206.)
- [Brozzo 1972] P. Brozzo, B. Deluca et R. Rendina. *A new method for the prediction of formability in metal sheet, sheet metal forming and formability*. In 7th biennial conference of the IDDRG, 1972. (Cité en pages 19 et 20.)
- [Brun 2000] Arnaud Brun. *Évaluation des propriétés de matériaux viscoélastiques par barres de KOLSKY*. PhD thesis, Université de Bordeaux 1, October 2000. (Cité en pages 21, 22 et 201.)
- [Budiansky 1967] B. Budiansky. *Dynamic buckling of elastic structures - Criteria and estimates*. Report SM-7 NASA CR-66072, 1967. (Cité en page 70.)
- [Caleyron 2013] F. Caleyron, A. Combescure, V. Faucher et S. Potapov. *SPH modeling of fluid-solid interaction for dynamic failure analysis of fluid-filled thin shells*. Journal of Fluids and Structures, vol. 39, pages 126 – 153, 2013. (Cité en pages 59 et 64.)
- [Campbell 2012] J.C. Campbell et R. Vignjevic. *Simulating structural response to water impact*. International Journal of Impact Engineering, no. 0, pages –, 2012. (Cité en page 63.)
- [Capone 2010] Carmine Capone. *Numerical Simulation of Fluid-Structure Interaction comparing SPH and ALE Approaches*. Sixth Pegasus-AIAA Student Conference Sevilla (Spain), April 2010. (Cité en pages 61 et 63.)
- [Castro 2013] G. Castro, S.R. Nutt et X. Wenchen. *Compression and low-velocity impact behavior of aluminum syntactic foam*. Materials Science and Engineering : A, vol. 578, no. 0, pages 222 – 229, 2013. (Cité en page 67.)
- [Charpy 1901] M.G. Charpy. *Note sur lessai des métaux à la flexion par choc de barreaux entaillés*. Association Internationale pour lessai des matériaux, Congrès de Budapest, 1901. (Cité en page 42.)

- [Chen 2009] Y. Chen, K.O. Pedersen, A.H. Clausen et O.S. Hopperstad. *An experimental study on the dynamic fracture of extruded AA6xxx and AA7xxx aluminium alloys*. Materials Science and Engineering : A, vol. 523, no. 1â2, pages 253 – 262, 2009. (Cité en pages 43, 86 et 172.)
- [Cho 2012] Jae Ung Cho, Soon Jik Hong, Sang Kyo Lee et Chongdu Cho. *Impact fracture behavior at the material of aluminum foam*. Materials Science and Engineering : A, vol. 539, no. 0, pages 250 – 258, 2012. (Cité en pages 67 et 69.)
- [Clift 1990] S.E. Clift, P. Hartley, C.E.N. Sturgess et G.W. Rowe. *Fracture prediction in plastic deformation processes*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 32, no. 1, pages 1 – 17, 1990. (Cité en pages 16 et 20.)
- [Clifton 2000] Rodney J. Clifton. *Response of materials under dynamic loading*. International Journal of Solids and Structures, vol. 37, no. 1-2, pages 105 – 113, 2000. (Cité en page 12.)
- [Cochran 1977] S. Cochran et D. Banner. *Spall studies in uranium*. Journal of Applied Physics, vol. 48, no. 7, pages 2729–2737, 1977. (Cité en page 19.)
- [Constantinescu 2006] Adrian Constantinescu. *Modélisation 2D de l'impact d'une structure sur l'eau. Initiation de l'endommagement*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2006. (Cité en pages 3, 59, 61, 63, 75, 76 et 177.)
- [Cowper 1967] G.R. Cowper, P.S. Symonds, Brown University. Division of Applied Mathematics et United States. Office of Naval Research. Strain-hardening and strain-rate effects in the impact loading of cantilever beams. Technical report (Brown University. Division of Applied Mathematics). Division of Applied Mathematics, Brown University, 1967. (Cité en pages 9 et 11.)
- [Cuq-Lelandais 2009] Jean-Paul Cuq-Lelandais, Michel Boustie et Thibaut De Resseguier. *Utilisation de la suite Hyperworks V9.0 pour la modélisation de phénomène de dynamique rapide avec Radioss*. LED and ALTAIR and ENSMA, 2009. (Cité en page 178.)
- [Dean 2009] J. Dean, C.S. Dunleavy, P.M. Brown et T.W. Clyne. *Energy absorption during projectile perforation of thin steel plates and the kinetic energy of ejected fragments*. International Journal of Impact Engineering, vol. 36, no. 10â11, pages 1250 – 1258, 2009. (Cité en pages 104, 109, 110 et 204.)
- [Deletombe 2013a] E. Deletombe, J. Fabis, J. Dupas et J.M. Mortier. *Experimental analysis of 7.62 mm hydrodynamic ram in containers*. Journal of Fluids and Structures, vol. 37, pages 1 – 21, 2013. (Cité en page 59.)
- [Deletombe 2013b] Eric Deletombe. *Modélisation des matériaux et structures composites soumis   des sollicitations de type chocs hydrodynamiques (HDR)*. PhD thesis, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambr sis, 2013. (Cité en page 21.)
- [Driemeier 2005] Larissa Driemeier, Sergio P. Baroncini Proenca et Marcilio Alves. *A contribution to the numerical nonlinear analysis of three-dimensional truss systems considering large strains, damage and plasticity*. Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, vol. 10, no. 5, pages 515 – 535, 2005. (Cité en page 19.)
- [Dyment 2013] A. Dyment. *Effets de la compressibilit    l'impact entre solide et liquide*. In 21 me Congrès Français de Mécanique, 2013. (Cité en page 61.)
- [Eberle 2000] A. Eberle, D. Klingbeil et J. Schicker. *The calculation of dynamic JR-curves from the finite element analysis of a Charpy test using a rate-dependent damage model*. Nuclear Engineering and Design, vol. 198, no. 1â2, pages 75 – 87, 2000. (Cité en page 42.)
- [Elek 2005] Predrag Elek, Slobodan Jaramaz et Dejan Mickovia. *Modeling of perforation of plates and multi-layered metallic targets*. International Journal of Solids and Structures, vol. 42, no. 3â4, pages 1209 – 1224, 2005. (Cité en page 109.)

- [Elnasri 2006] Ibrahim Elnasri. *Comportement des matériaux cellulaires sous impact et de panneaux sandwichs sous perforation dynamique*. PhD thesis, Ecole normale supérieure de Cachan, 2006. (Cité en pages 103, 104 et 204.)
- [EUR 2003] *Minimum operational performance specification for crash protected airborne recorder systems*, March 2003. (Cité en page 2.)
- [Fivel 2004] Marc Fivel et Samuel Forest. *Plasticité cristalline et transition échelle : cas du monocristal*. Les Techniques de l'Ingénieur, vol. M4016, 2004. (Cité en page 7.)
- [Fletcher 1980] R. Fletcher. *Practical methods of optimisation*. Wiley-Interscience, 1980. (Cité en page 28.)
- [Forrestal 1992] M.J. Forrestal, V.K. Luk, Z. Rosenberg et N.S. Brar. *Penetration of 7075-T651 aluminum targets with ogival-nose rods*. *International Journal of Solids and Structures*, vol. 29, no. 14-15, pages 1729 – 1736, 1992. (Cité en page 125.)
- [Forrestal 2009] Michael J. Forrestal et Thomas L. Warren. *Perforation equations for conical and ogival nose rigid projectiles into aluminum target plates*. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 36, no. 2, pages 220 – 225, 2009. (Cité en pages 105, 106, 107, 108, 109, 114, 123, 147, 150, 204 et 207.)
- [Francois 2007] Dominique Francois. *Essais de rupture - Essais par choc*. Techniques de l'ingénieur, vol. m4165, 2007. (Cité en page 42.)
- [Freudenthal 1950] A.M. Freudenthal. *The inelastic behavior of engineering materials and structures*. Wiley, 1950. (Cité en pages 19 et 20.)
- [Fulk 1996] David A. Fulk et Dennis W. Quinn. *An Analysis of 1-D Smoothed Particle Hydrodynamics Kernels*. *Journal of Computational Physics*, vol. 126, no. 1, pages 165 – 180, 1996. (Cité en pages 180 et 206.)
- [Gameiro 2007] C.P. Gameiro et J. Cirne. *Dynamic axial crushing of short to long circular aluminium tubes with agglomerate cork filler*. *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 49, no. 9, pages 1029 – 1037, 2007. (Cité en pages 70, 71, 72, 171 et 202.)
- [Gary 2002] Gérard Gary. *Comportement des métaux à grande vitesse de déformation : modélisation*. Techniques de l'ingénieur, vol. BM 7 176 - 1, 2002. (Cité en pages 21, 22, 23, 24 et 201.)
- [Gerlach 2011] Robert Gerlach, Sivasubramaniam K. Sathianathan, Clive Siviour et Nik Petrinic. *A novel method for pulse shaping of Split Hopkinson tensile bar signals*. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 38, no. 12, pages 976 – 980, 2011. (Cité en pages 24 et 201.)
- [Ghouati 2001] Omar Ghouati et Jean-Claude Gelin. *A finite element-based identification method for complex metallic material behaviours*. *Computational Materials Science*, vol. 21, no. 1, pages 57 – 68, 2001. (Cité en page 28.)
- [Goijaerts 2001] A.M. Goijaerts, L.E. Govaert et F.P.T. Baaijens. *Evaluation of ductile fracture models for different metals in blanking*. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 110, no. 3, pages 312 – 323, 2001. (Cité en page 20.)
- [Goldthorpe 1997] B.D. Goldthorpe. *A path dependent model for ductile fracture*. *Journal de Physique*, vol. VII C3, page 705710, 1997. (Cité en pages 17 et 19.)
- [Grediac 2011] Michel Grediac et François Hild. *Mesures de champs et identification en mécanique des solides*. LAVOISIER, 2011. (Cité en page 29.)
- [Greenhow 1983] M. Greenhow et WM. Lin. *Nonlinear free surface effects : Experiments and theory*. Report no. 83-19. Department of Ocean Engineering MIT, 1983. (Cité en pages 58, 63, 65 et 202.)

- [Griffith 1920] A. Griffith. *Phenomena of Rupture and Flow in Solids*. Philosophical Transaction of the Royal Society of London, vol. 221, pages 163–98, 1920. (Cité en page 175.)
- [Grytten 2007] Frode Grytten, Egil Fagerholt, Trond Auestad, Bernt Farre et Tore Borvik. *Out-of-plane deformation measurements of an aluminium plate during quasi-static perforation using structured light and close-range photogrammetry*. International Journal of Solids and Structures, vol. 44, no. 17, pages 5752 – 5773, 2007. (Cité en page 102.)
- [Grytten 2009] F. Grytten, T. Borvik, O.S. Hopperstad et M. Langseth. *Low velocity perforation of AA5083-H116 aluminium plates*. International Journal of Impact Engineering, vol. 36, no. 4, pages 597 – 610, 2009. (Cité en pages 4, 102 et 150.)
- [Gupta 2006] N.K. Gupta, M.A. Iqbal et G.S. Sekhon. *Experimental and numerical studies on the behavior of thin aluminum plates subjected to impact by blunt- and hemispherical-nosed projectiles*. International Journal of Impact Engineering, vol. 32, no. 12, pages 1921 – 1944, 2006. (Cité en pages 109, 111 et 204.)
- [Gurson 1977] A. L. Gurson. *Continuum Theory of Ductile Rupture by Void Nucleation and Growth : Part I—Yield Criteria and Flow Rules for Porous Ductile Media*. Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 99, no. 1, pages 2–15, 1977. (Cité en pages 16 et 19.)
- [Hancock 1976] J.W. Hancock et A.C. Mackenzie. *On the mechanisms of ductile failure in high-strength steels subjected to multi-axial stress-states*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, vol. 24, no. 2, pages 147 – 160, 1976. (Cité en pages 17 et 19.)
- [Hillerborg 1976] A. Hillerborg, M. Mod er et P.-E. Petersson. *Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements*. Cement and Concrete Research, vol. 6, no. 6, pages 773 – 781, 1976. (Cité en pages 18 et 19.)
- [Hockauf 2007] M. Hockauf, L.W. Meyer, F. Pursche et O. Diestel. *Dynamic perforation and force measurement for lightweight materials by reverse ballistic impact*. Composites Part A : Applied Science and Manufacturing, vol. 38, no. 3, pages 849 – 857, 2007. (Cité en page 103.)
- [Hodowany 2000] J. Hodowany, Ravichandran G., Rosakis A. J. et Rosakis P. *Partition of Plastic Work into Heat and Stored*. Journal of Experimental Mechanics, vol. 40, pages 113–123, 2000. (Cité en pages 12, 14 et 201.)
- [Hollomon 1945] John Herbert Hollomon. *Tensile deformation*. Trans AIME, pages 268–290, F evrier 1945. (Cité en page 9.)
- [Holmquist 1991] T. Holmquist et G. Johnson N. *Minimum operational performance specification for crash protected airborne recorder systems*. Journal de Physique IV, vol. 01, no. C3, pages C3–853–C3–860, 1991. (Cité en pages 10 et 11.)
- [Hor 2011] Anis Hor. *Simulation physique des conditions thermomécaniques de forgeage et du sinage - caractérisation et modélisation de la rhéologie et de l' endommagement*. PhD thesis, Arts et Métiers ParisTech, 2011. (Cité en pages 14, 16, 19, 20, 21, 25, 26, 28, 29, 32, 35, 80 et 201.)
- [Hua 2011] Cheng Hua, Chao Fang et Jin Cheng. *Simulation of fluid-solid interaction on water ditching of an airplane by ALE method*. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, vol. 23, no. 5, pages 637 – 642, 2011. (Cité en page 63.)
- [Huang 2009] J.k. Huang et X. H. Dong. *A New Ductile Fracture Criterion for Various Deformation Conditions Based on Microvoid Model*. Journal of Iron and Steel Research, International, vol. 16, no. 5, pages 92 – 86, 2009. (Cité en page 20.)

- [Huera-Huarte 2011] F.J. Huera-Huarte, D. Jeon et M. Gharib. *Experimental investigation of water slamming loads on panels*. Ocean Engineering, vol. 38, no. 11â12, pages 1347 – 1355, 2011. (Cité en page 59.)
- [IAE 2003] *Regulations for the Safe Transport of Radioactive Material : No. TS-R-1*, 2003. (Cité en page 2.)
- [Iqbal 2010] M.A. Iqbal, A. Chakrabarti, S. Beniwal et N.K. Gupta. *3D numerical simulations of sharp nosed projectile impact on ductile targets*. International Journal of Impact Engineering, vol. 37, no. 2, pages 185 – 195, 2010. (Cité en pages 4, 102 et 104.)
- [Irwin 1960] G.R. Irwin. *Plastic zone near a crack and fracture toughness*. Proc. of the 7th Sagamore Ordnance Materials Conference, vol. IV, pages 63–78, 1960. (Cité en page 175.)
- [Jacques 2007] N. Jacques, A. Constantinescu, S. Kerampran et A. Neme. *Comparaison de diff erentes methodes pour la simulation num erique de l’impact hydrodynamique*. 11 emes Journ ees de l’Hydrodynamique, 2007. (Cité en pages 61 et 63.)
- [Jeanson 2013] Anne-Claire Jeanson, Gilles Avrillaud, Gilles Mazars, François Bay, Elisabeth Massoni, Nicolas Jacques et Michel Arrigoni. *Identification du comportement mécanique dynamique de tubes d’aluminium par un essai d’expansion électromagnétique*. In CSMA 2013, 2013. (Cité en page 26.)
- [Jensen 2004] A. Jensen, M. Langseth et O.S. Hopperstad. *Experimental investigations on the behaviour of short to long square aluminium tubes subjected to axial loading*. International Journal of Impact Engineering, vol. 30, no. 8 9, pages 973 – 1003, 2004. Eighth International Symposium on Plasticity and Impact Mechanics (IMPLAST 2003). (Cité en pages 70, 71, 72 et 202.)
- [Jeunechamps 2008] Pierre-Paul Jeunechamps. *Simulation num erique,   l’aide d’algorithmes thermomécaniques implicites, de matériaux endommageables pouvant subir de grandes vitesses de déformation. Application aux structures aéronautiques soumises   impact*. PhD thesis, Université de Li ge, 2008. (Cité en pages 8, 10, 11, 16, 19, 20, 23, 181, 183, 185 et 206.)
- [Johnson 1972] W. Johnson. *Impact strength of materials*. University of Manchester Institute of Science and Technology, 1972. (Cité en page 21.)
- [Johnson 1983] G R Johnson et W H Cook. *A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures*. Proceedings of the 7th International Symposium on Ballistics, vol. 547, no. 11, pages 541–547, 1983. (Cité en pages 10, 11 et 128.)
- [Johnson 1985] Gordon R. Johnson et William H. Cook. *Fracture characteristics of three metals subjected to various strains, strain rates, temperatures and pressures*. Engineering Fracture Mechanics, vol. 21, no. 1, pages 31 – 48, 1985. (Cité en pages 17 et 19.)
- [Jones 1993] N. Jones. *Material Properties for Structural Impact Problems*. Advances in Materials and Their Applications, pages 151–153, 1993. (Cité en page 9.)
- [Jones 2008] Norman Jones, R. S. Birch et R. Duan. *Low-Velocity Perforation of Mild Steel Rectangular Plates With Projectiles Having Different Shaped Impact Faces*. Journal of Pressure Vessel Technology, vol. 130, no. 3, page 031206, 2008. (Cité en pages 4 et 102.)
- [Jones 2011] Norman Jones et Jeom Kee Paik. *Impact perforation of aluminium alloy plates*. International Journal of Impact Engineering, no. 0, pages –, 2011. (Cité en pages 102, 104, 110, 114, 115, 127 et 129.)
- [Karagiozova 2001] D. Karagiozova et N. Jones. *Influence of stress waves on the dynamic progressive and dynamic plastic buckling of cylindrical shells*. International Journal of Solids

- and Structures, vol. 38, no. 38â39, pages 6723 – 6749, 2001. (Cité en pages 70, 71, 72 et 92.)
- [Karagiozova 2002] D. Karagiozova et Norman Jones. *On dynamic buckling phenomena in axially loaded elasticâplastic cylindrical shells*. International Journal of Non-Linear Mechanics, vol. 37, no. 7, pages 1223 – 1238, 2002. Nonlinear Dynamic Instability of Structures. (Cité en page 70.)
- [Karman 1929] Th. Von Karman. *The impact on seaplane floats during landing*. Technical notes : National Advisory comitee for aeronautics, vol. 321, October 1929. (Cité en pages 3, 60, 61 et 77.)
- [Kim 2005] Y. Kim. *Numerical analysis of three-dimensional slamming forces in waves*. In In 20th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, 2005. (Cité en page 61.)
- [Kim 2014] Hee Chul Kim, Dong Kil Shin, Jung Ju Lee et Jun Beom Kwon. *Crashworthiness of aluminum/CFRP square hollow section beam under axial impact loading for crash box application*. Composite Structures, vol. 112, no. 0, pages 1 – 10, 2014. (Cité en page 70.)
- [Kobayashi 1989] H. Kobayashi et B. Dodd. *A numerical analysis for the formation of adiabatic shear bands including void nucleation and growth*. International Journal of Impact Engineering, vol. 8, no. 1, pages 1 – 13, 1989. (Cité en pages 10 et 11.)
- [Kpenyigba 2013] K.M. Kpenyigba, T. Jankowiak, A. Rusinek et R. Pesci. *Influence of projectile shape on dynamic behavior of steel sheet subjected to impact and perforation*. Thin-Walled Structures, vol. 65, no. 0, pages 93 – 104, 2013. (Cité en page 102.)
- [Kubiak 2013] Tomasz Kubiak. *Static and dynamic buckling of thin-walled plate structures*. Springer, 2013. (Cité en page 70.)
- [Lalanne 1999] Christian Lalanne. *Vibrations et chocs mécaniques, tome 2 : Chocs mécaniques*. Hermes Science Publications, 1999. (Cité en pages 57, 58 et 202.)
- [Landkof 1985] B. Landkof et W. Goldsmith. *Petalling of thin, metallic plates during penetration by cylindro-conical projectiles*. International Journal of Solids and Structures, vol. 21, no. 3, pages 245 – 266, 1985. (Cité en page 109.)
- [Lee 2011] OukSub Lee, HyeBin Choi et HongMin Kim. *High-temperature dynamic deformation of aluminum alloys using SHPB*. Journal of Mechanical Science and Technology, vol. 25, no. 1, pages 143–148, 2011. (Cité en page 80.)
- [Lemaître 1988] J. Lemaître et J.L. Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, 1988. (Cité en pages 7, 8, 15, 16, 17 et 19.)
- [Lesuer 2000] Donald R. Lesuer. *Experimental Investigations of Material Models for Ti-6Al-4V Titanium and 2024-T3 Aluminum*. Office of Aviation Research Washington, pages 1–41, 2000. (Cité en pages 48, 121, 128, 129 et 143.)
- [Lim 2012] H. Lim, M.G. Lee, J.H. Sung, J.H. Kim et R.H. Wagoner. *Time-dependent springback of advanced high strength steels*. International Journal of Plasticity, vol. 29, no. 0, pages 42 – 59, 2012. (Cité en page 9.)
- [Lindholm 1964] U.S. Lindholm. *Some experiments with the split hopkinson pressure bar *. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, vol. 12, no. 5, pages 317 – 335, 1964. (Cité en pages 11 et 12.)
- [Liu 2005] Guo Liu. *Modélisation de l’essai d’indentation interfaciale en vue de caractériser l’adh rence de rev tements projet s thermiquement*. PhD thesis, Université Lille 1 - Sciences et technologies, 2005. (Cité en page 181.)
- [Liu 2012] Z.S. Liu, S. Swaddiwudhipong et M.J. Islam. *Perforation of steel and aluminum targets using a modified Johnson Cook material model*. Nuclear Engineering and Design, vol. 250, no. 0, pages 108 – 115, 2012. (Cité en pages 109, 112 et 204.)



- [Liu 2014] Jiagui Liu, Dominique Saletti, Stephane Pattofatto et Han Zhao. *Impact testing of polymeric foam using Hopkinson bars and digital image analysis*. Polymer Testing, vol. 36, no. 0, pages 101 – 109, 2014. (Cité en page 67.)
- [Lu 2008] G. Lu, J. Shen, W. Hou, D. Ruan et L.S. Ong. *Dynamic indentation and penetration of aluminium foams*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 50, no. 5, pages 932 – 943, 2008. 8th Asia-Pacific Symposium on Advances in Engineering Plasticity and its Applications (AEPA 2006). (Cité en page 67.)
- [Lucy 1977] L. B. Lucy. *A numerical approach to the testing of the fission hypothesis*. Astronomical Journal, vol. 82, pages 1013–1024, 1977. (Cité en page 177.)
- [Ludwik 1909] Paul Ludwik. *Elemente der technologischen mechanik*. J. Springer, 1909. (Cité en pages 9 et 17.)
- [Mairesse 2010] Julien Mairesse. *Modélisation numérique du comportement rhéologique du bois soumis   une large gamme de vitesses de déformation : application au liège et au balsa*. PhD thesis, Université de Bordeaux 1, 2010. (Cité en page 67.)
- [Mania 2011] Radoslaw J. Mania. *Dynamic buckling of thin-walled viscoplastic columns*. Thin-Walled Structures, vol. 49, no. 5, pages 581 – 588, 2011. Recent Research Advances in Stability of Structures. (Cité en page 72.)
- [Markiewicz 1996] E. Markiewicz, P. Ducrocq, P. Drazetic et Y. Ravalard. *Calculation of the dynamic axial crushing response of complex prismatic sections*. International Journal of Crashworthiness, vol. 1, no. 2, pages 203–224, 1996. (Cité en page 70.)
- [Markiewicz 1998] Eric Markiewicz, Pierre Ducrocq et Pascal Drazetic. *An inverse approach to determine the constitutive model parameters from axial crushing of thin-walled square tubes*. International Journal of Impact Engineering, vol. 21, no. 6, pages 433 – 449, 1998. (Cité en page 28.)
- [Marquardt 1963] Donald W. Marquardt. *An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters*. Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics, vol. 11, no. 2, pages pp. 431–441, 1963. (Cité en page 28.)
- [Marur 1996] Prabhakar R. Marur. *Numerical simulation of anvil interactions in the impact testing of notched bend specimens*. International Journal of Fracture, vol. 81, no. 1, pages 27–37, 1996. (Cité en page 42.)
- [Maurel 2008] Bertrand Maurel. *Modélisation par la méthode SPH de l'impact d'un réservoir rempli de fluide*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliqu es de Lyon, 2008. (Cité en pages 64 et 180.)
- [McClintock 1968] F.A. McClintock. *A criterion of ductile fracture by the growth of holes*. Journal of Applied Mechanics, vol. 35, pages 363–371, 1968. (Cité en pages 19 et 20.)
- [Merrett 2013] R.P. Merrett, G.S. Langdon et M.D. Theobald. *The blast and impact loading of aluminium foam*. Materials & Design, vol. 44, no. 0, pages 311 – 319, 2013. (Cité en page 67.)
- [Meyers 1981] Mark A. Meyers et Lawrence E. Murr. *Shock waves and high-strain-rate phenomena in metals*. Plenum Press, 1981. (Cité en page 25.)
- [Meyers 2001] Marc A. Meyers, Vitali F. Nesterenko, Jerry C. LaSalvia et Qing Xue. *Shear localization in dynamic deformation of materials : microstructural evolution and self-organization*. Materials Science and Engineering : A, vol. 317, pages 204 – 225, 2001. (Cité en page 25.)
- [Montheillet 1986] F. Montheillet et F. Moussy. *Physique et mécanique de l'endommagement*. les Ed. de Physique, 1986. (Cité en page 16.)

- [Moës 1999] Nicolas Moës, John Dolbow et Ted Belytschko. *A finite element method for crack growth without remeshing*. International Journal for Numerical Methods in Engineering, vol. 46, no. 1, pages 131–150, 1999. (Cité en page 183.)
- [Nazeer 2000] Malik M Nazeer, M.Afzal Khan, Ather Naeem et Anwar ul Haq. *Analysis of conical tool perforation of ductile metal sheets*. International Journal of Mechanical Sciences, vol. 42, no. 7, pages 1391 – 1403, 2000. (Cité en pages 109, 123, 125 et 150.)
- [Nelder 1965] J. A. Nelder et R. Mead. *A Simplex Method for Function Minimization*. The Computer Journal, vol. 7, no. 4, pages 308–313, 1965. (Cité en page 28.)
- [Norris 1977] D. M. Norris. *Computer simulation of the Charpy V-Notch toughness test*. Fourth International Conference on Structural Mechanics, 08 1977. (Cité en page 42.)
- [Norris 1978] D.M. Norris, J.E. Reaugh, B. Moran et D.F. Quinones. *A plastic-strain, meanstress criterion for ductile fracture*. Journal of Engineering Materials and Technology ASME, vol. 100, pages 279–293, 1978. (Cité en pages 19 et 20.)
- [Norton 1929] F. H. (Frederick Harwood) Norton. *The creep of steel at high temperatures*. New York [etc.] McGraw-Hill book company, inc., 1929. (Cité en page 9.)
- [Nussbaum 2011] Julien Nussbaum et Norbert Faderl. *Evaluation of strength model parameters from Taylor impact tests*. Procedia Engineering, vol. 10, no. 0, pages 3453 – 3458, 2011. 11th International Conference on the Mechanical Behavior of Materials (ICM11). (Cité en pages 28 et 29.)
- [Oh 1979] S. Oh, C. C. Chen et S. Kobayashi. *Ductile failure in axisymmetric extrusion and drawing, part 2, workability in extrusion and drawing*. Journal of engineering for industry (currently Journal of Manufacturing Science and Engineering), vol. 101, pages 36–44, 1979. (Cité en pages 19 et 20.)
- [Okada 2000] Shinzo Okada et Yoichi Sumi. *On the water impact and elastic response of a flat plate at small impact angles*. Journal of Marine Science and Technology, vol. 5, no. 1, pages 31–39, 2000. (Cité en pages 58, 59 et 202.)
- [Ortiz 2002] R. Ortiz, J.L. Charles et J.F. Sobry. *Assesment of explicit F.E. capabilities for full scale coupled fluid/structure aircraft ditching simulations*. ICAS 2002 Congress, pages 711.1–711.10, 2002. (Cité en pages 63, 153 et 177.)
- [Ortiz 2004] R. Ortiz, J.L. Charles et J.F. Sobry. *Structural loading of a complete aircraft under realistic crash conditions : generation of a load database for passenger safety and innovative design*. 24TH International Congress Of The Aeronautical Sciences, pages 1–8, 2004. (Cité en pages 4, 63 et 201.)
- [Oyane 1980] Moriya Oyane, Teisuke Sato, Kunio Okimoto et Susumu Shima. *Criteria for ductile fracture and their applications*. Journal of Mechanical Working Technology, vol. 4, no. 1, pages 65 – 81, 1980. (Cité en pages 19 et 20.)
- [Palanivelu 2011] Sivakumar Palanivelu, Wim Van Paepegem, Joris Degrieck, Stijn De Pauw, John Vantomme, Jan Wastiels, Dimitrios Kakogiannis et Danny Van Hemelrijck. *Low velocity axial impact crushing performance of empty recyclable metal beverage cans*. International Journal of Impact Engineering, vol. 38, no. 7, pages 622 – 636, 2011. (Cité en pages 70, 71 et 202.)
- [Peixinho 2007] N. Peixinho et A. Pinho. *Study of Viscoplasticity Models for the Impact Behavior of High-Strength Steels*. Journal of Computational and Nonlinear Dynamics, vol. 2, no. 2, pages 114–123, 2007. (Cité en pages 9 et 11.)
- [Peseux 2005] B. Peseux, L. Gornet et B. Donguy. *Hydrodynamic impact : Numerical and experimental investigations*. Journal of Fluids and Structures, vol. 21, no. 3, pages 277 –

- 303, 2005. Marine and Aeronautical Fluid-Structure Interactions Marine Acoustics 8th International Conference on Flow-Induced Vibrations. (Cité en pages 3 et 58.)
- [Polmear 2005] Ian Polmear. *Light alloys : From traditional alloys to nanocrystals*. Fourth Edition, 2005. (Cité en pages 4, 5 et 201.)
- [Portemont 2004] G. Portemont, J. Fabis et E. Markiewicz. *De la validité des capteurs de pressions pour l'étude de problèmes d'impact sur l'eau*. 3ème colloque interdisciplinaire en Instrumentation, vol. TP 2004-17, pages 1–8, 2004. (Cité en page 58.)
- [Pothnis 2011] Jayaram R. Pothnis, Yernamma Perla, H. Arya et N. K. Naik. *High Strain Rate Tensile Behavior of Aluminum Alloy 7075 T651 and IS 2062 Mild Steel*. Journal of Engineering Materials and Technology, vol. 133, no. 2, page 021026, 2011. (Cité en pages 22, 23 et 201.)
- [Rajaneesh 2014] A. Rajaneesh, I. Sridhar et S. Rajendran. *Relative performance of metal and polymeric foam sandwich plates under low velocity impact*. International Journal of Impact Engineering, vol. 65, no. 0, pages 126 – 136, 2014. (Cité en pages 67, 68, 69 et 202.)
- [Ramberg 1943] W Ramberg et W R Osgood. *Description of Stress-Strain Curves by Three Parameters*. Technical note, vol. 902, no. 19930081614, pages 1–28, 1943. (Cité en page 9.)
- [Ramezani 2010] Maziar Ramezani et Zaidi Mohd Ripin. *Combined experimental and numerical analysis of bulge test at high strain rates using split Hopkinson pressure bar apparatus*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 210, no. 8, pages 1061 – 1069, 2010. (Cité en pages 102 et 103.)
- [Renaud 2011] Pierre Renaud. *Modélisation numérique du grenailage des pièces initialement cémentées ou carbonitrurées*. PhD thesis, Arts et Métier ParisTech, 2011. (Cité en page 6.)
- [Rodriguez-Martinez 2011] J.A. Rodriguez-Martinez, A. Rusinek et A. Arias. *Thermo-viscoplastic behaviour of 2024-T3 aluminium sheets subjected to low velocity perforation at different temperatures*. Thin-Walled Structures, vol. 49, no. 7, pages 819 – 832, 2011. (Cité en pages 4, 102 et 104.)
- [Rossoll 1999] A. Rossoll, C. Berdin, P. Forget, C. Prioul et B. Marini. *Mechanical aspects of the Charpy impact test*. Nuclear Engineering and Design, vol. 188, no. 2, pages 217 – 229, 1999. (Cité en page 42.)
- [Rousselier 1987] G. Rousselier. *Ductile fracture models and their potential in local approach of fracture*. Nuclear Engineering and Design, vol. 105, no. 1, pages 97 – 111, 1987. (Cité en page 16.)
- [Ruggieri 2004] C. Ruggieri. *Numerical investigation of constraint effects on ductile fracture in tensile specimens*. Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, vol. 26, pages 190 – 199, 06 2004. (Cité en pages 15 et 201.)
- [Rusinek 2009] A. Rusinek, J.A. Rodriguez-Martinez, R. Zaera, J.R. Klepaczko, A. Arias et C. Sauvelet. *Experimental and numerical study on the perforation process of mild steel sheets subjected to perpendicular impact by hemispherical projectiles*. International Journal of Impact Engineering, vol. 36, no. 4, pages 565 – 587, 2009. (Cité en pages 102, 103, 183 et 204.)
- [Schuster 2007] Dominique Schuster. *EADS Innovation Works*. In PlastOx, 2007. (Cité en pages 4, 5 et 201.)
- [Seddon 2006] C.M. Seddon et M. Moatamedi. *Review of water entry with applications to aerospace structures*. International Journal of Impact Engineering, vol. 32, no. 7, pages 1045 – 1067, 2006. (Cité en page 63.)

- [Seo 2008] Songwon Seo, Oakkey Min et Jaehoon Lee. *Application of an improved contact algorithm for penetration analysis in {SPH}*. International Journal of Impact Engineering, vol. 35, no. 6, pages 578 – 588, 2008. (Cité en pages 109, 111 et 204.)
- [Smerd 2005] R. Smerd, S. Winkler, C. Salisbury, M. Worswick, D. Lloyd et M. Finn. *High strain rate tensile testing of automotive aluminum alloy sheet*. International Journal of Impact Engineering, vol. 32, pages 541 – 560, 2005. Fifth International Symposium on Impact Engineering. (Cité en page 9.)
- [Spranghers 2014] K. Spranghers, I. Vasilakos, D. Lecompte, H. Sol et J. Vantomme. *Identification of the plastic behavior of aluminum plates under free air explosions using inverse methods and full-field measurements*. International Journal of Solids and Structures, vol. 51, no. 1, pages 210 – 226, 2014. (Cité en page 28.)
- [Stowell 1988] Elbrifge Z. Stowell. *A unified theory of plasti buckling of olums and plates*. Rapport technique, Report No. 898, 1988. (Cité en page 72.)
- [Sun 2006] Hui Sun et Odd M. Faltinsen. *Water impact of horizontal circular cylinders and cylindrical shells*. Applied Ocean Research, vol. 28, no. 5, pages 299 – 311, 2006. (Cité en pages 61, 63, 65, 76, 77 et 202.)
- [Tanaka 2011] Shigeru Tanaka, Kazuyuki Hokamoto, Seiichi Irie, Toshihiko Okano, Zoran Ren, Matej Vesenjajk et Shigeru Itoh. *High-velocity impact experiment of aluminum foam sample using powder gun*. Measurement, vol. 44, no. 10, pages 2185 – 2189, 2011. (Cité en page 67.)
- [Tanguy 2002] B. Tanguy et J. Besson. *An extension of the Rousselier model to viscoplastic temperature dependent materials*. International Journal of Fracture, vol. 116, no. 1, pages 81–101, 2002. (Cité en page 16.)
- [Tanguy 2005] B. Tanguy, J. Besson, R. Piques et A. Pineau. *Ductile to brittle transition of an A508 steel characterized by Charpy impact test : Part II : modeling of the Charpy transition curve*. Engineering Fracture Mechanics, vol. 72, no. 3, pages 413 – 434, 2005. (Cité en page 42.)
- [Tarlochan 2013] F. Tarlochan, F. Samer, A.M.S. Hamouda, S. Ramesh et Karam Khalid. *Design of thin wall structures for energy absorption applications : Enhancement of crashworthiness due to axial and oblique impact forces*. Thin-Walled Structures, vol. 71, no. 0, pages 7 – 17, 2013. (Cité en page 72.)
- [Tassin 2010] Alan Tassin. *Modélisation tridimensionnelle dimpacts hydrodynamiques pour l’étude du tossage des bulbes d’ trave*. PhD thesis, Université de Bretagne Occidentale, 2010. (Cité en pages 3, 58, 59, 61, 63, 201 et 202.)
- [Taylor 1948] Geoffrey Taylor. *The Use of Flat-Ended Projectiles for Determining Dynamic Yield Stress. I. Theoretical Considerations*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences, vol. 194, no. 1038, pages 289–299, 1948. (Cité en page 21.)
- [Toksoy 2010] A.K. Toksoy et M. Guden. *Partial Al foam filling of commercial 1050H14 Al crash boxes : The effect of box column thickness and foam relative density on energy absorption*. Thin-Walled Structures, vol. 48, no. 7, pages 482 – 494, 2010. (Cité en pages 70, 71, 72 et 202.)
- [Trad 2011] Ayman Trad. *Analyse du comportement et modélisation de structures souples de protection : le cas des  crans de filets pare-pieres sous sollicitations statique et dynamique*. PhD thesis, INSA Lyon, 2011. (Cité en pages 57, 58, 71, 72, 73 et 202.)
- [Tvergaard 1984] V. Tvergaard et A. Needleman. *Analysis of the cup-cone fracture in a round tensile bar*. Acta Metallurgica, vol. 32, no. 1, pages 157 – 169, 1984. (Cité en page 16.)

- [Tvergaard 1988] V. Tvergaard et A. Needleman. *An analysis of the temperature and rate dependence of Charpy V-notch energies for a high nitrogen steel*. International Journal of Fracture, vol. 37, no. 3, pages 197–215, 1988. (Cité en page 42.)
- [Verleysen 2011] Patricia Verleysen, Jan Peirs, Joost Van Slycken, Koen Faes et Laurent Duchene. *Effect of strain rate on the forming behaviour of sheet metals*. Journal of Materials Processing Technology, vol. 211, no. 8, pages 1457 – 1464, 2011. (Cité en pages 8 et 201.)
- [Vic3D 2012] Vic3D. Corraleted Solutions, 2012. (Cité en page 122.)
- [Viot 2008] Philippe Viot. *Projet Scientifique : Approche Multi Echelles dans l'étude du comportement des Matériaux et des Structures sous Sollicitations Dynamiques (HDR)*. PhD thesis, Université de Bordeaux I, 2008. (Cité en pages 21, 57, 58 et 67.)
- [Voce 1948] E. Voce. *The relationship between stress and strain for homogeneous deformation*. J. Inst. Metals, vol. 74, pages 816–821, 1948. (Cité en page 9.)
- [Volzke 1994] H. Volzke, R. Rodel et B. Droste. *A fracture mechanics safety concept to assess the impact behavior of ductile cast iron containers for shipping and storage of radioactive materials*. Nuclear Engineering and Design, vol. 150, no. 23, pages 357 – 366, 1994. (Cité en page 3.)
- [Wagner 1932] Herbrt Wagner. *Über Stoß- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten*. ZAMM - Journal of Applied Mathematics and Mechanics / Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, vol. 12, no. 4, pages 193–215, 1932. (Cité en pages 3 et 61.)
- [Westergaard 1939] H. M. Westergaard. *Bearing Pressures and Cracks*. Journal of Applied Mechanics, vol. 6, pages A49–A53., 1939. (Cité en page 175.)
- [Wierzbicki 1999] Tomasz Wierzbicki. *Petalling of plates under explosive and impact loading*. International Journal of Impact Engineering, vol. 22, no. 9à10, pages 935 – 954, 1999. (Cité en pages 109 et 150.)
- [Williams 2003] James C Williams et Edgar A Starke Jr. *Progress in structural materials for aerospace systems*. Acta Materialia, vol. 51, no. 19, pages 5775 – 5799, 2003. The Golden Jubilee Issue. Selected topics in Materials Science and Engineering : Past, Present and Future. (Cité en pages 4, 5 et 201.)
- [Woodward 1987] Raymond L. Woodward. *A structural model for thin plate perforation by normal impact of blunt projectiles*. International Journal of Impact Engineering, vol. 6, no. 2, pages 129 – 140, 1987. (Cité en page 109.)
- [Xiao 2014] J. Xiao et R.C. Batra. *Delamination in sandwich panels due to local water slamming loads*. Journal of Fluids and Structures, pages –, 2014. (Cité en pages 63, 64, 82 et 202.)
- [Xiong 2006] Youde Xiong. *Toute la resistance des materiaux - formulaire*. Eyrolles, 2006. (Cité en page 125.)
- [Xu 1994] X.-P. Xu et A. Needleman. *Numerical simulations of fast crack growth in brittle solids*. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, vol. 42, no. 9, pages 1397 – 1434, 1994. (Cité en page 181.)
- [Yang 2009] Y. Yang, D.H. Li, H.G. Zheng, X.M. Li et F. Jiang. *Self-organization behaviors of shear bands in 7075 T73 and annealed aluminum alloy*. Materials Science and Engineering : A, vol. 527, no. 1-2, pages 344 – 354, 2009. (Cité en page 10.)
- [Zerilli 1987] Frank J. Zerilli et Ronald W. Armstrong. *Dislocation-mechanics-based constitutive relations for material dynamics calculations*. Journal of Applied Physics, vol. 61, no. 5, pages 1816–1825, 1987. (Cité en page 16.)

- [Zhang 2008] Xin-Ming Zhang, Hui jie LI, Hui zhong LI, Hui Gao, Zhi guo Gao, Ying LIU et Bo Liu. *Dynamic property evaluation of aluminum alloy 2519A by split Hopkinson pressure bar*. Transactions of Nonferrous Metals Society of China, vol. 18, no. 1, pages 1 – 5, 2008. (Cité en pages 21 et 23.)
- [Zhao 1997] Han Zhao. *A constitutive model for metals over a large range of strain rates Identification for mild-steel and aluminium sheets*. Materials Science and Engineering : A, vol. 230, no. 1â2, pages 95 – 99, 1997. (Cité en pages 11 et 12.)
- [Zhu 1997] C. Zhu, R. H. Byrd et J. Nocedal. *L-BFGS-B, FORTRAN routines for large scale bound constrained optimization*. ACM Transactions on Mathematical Software, vol. 23, pages 550 – 560., 1997. (Cité en page 191.)
- [Zribi 2013] Temim Zribi, Ali Khalfallah et Hedi BelHadjSalah. *Experimental characterization and inverse constitutive parameters identification of tubular materials for tube hydroforming process*. Materials & Design, vol. 49, no. 0, pages 866 – 877, 2013. (Cité en pages 28 et 29.)







## CONTRIBUTION A LA CARACTERISATION DE LA DEFORMATION ET DE LA FISSURATION DYNAMIQUES DE STRUCTURES SOUS IMPACT : MODELISATIONS ET APPROCHE EXPERIMENTALE

**RESUME :** L'objectif de ces travaux de thèse est de proposer des approches de modélisation et d'expérimentation de l'impact de structures déformables et indéformables sur différents milieux. Différents modèles analytiques et des simulations numériques sont développés en comparaison aux résultats expérimentaux. Une première partie se consacre à la caractérisation de la similitude entre la réponse à l'impact à l'eau d'un solide et la réponse d'un solide impactant une structure déformable. Des simulations éléments finis (EF) et SPH sont réalisées pour l'impact à l'eau d'un tube cylindrique (sans rupture). Un modèle analytique d'impact à l'eau est proposé pour prédire l'évolution de l'effort (pic, durée). L'analyse des résultats permet de dimensionner un programmeur d'impact solide reproduisant le pic d'effort. Des simulations EF de l'impact sur un tube cylindrique, à géométrie adaptée, dans la direction longitudinale, sont réalisées et comparées à quelques expériences tests. Le «flambage dynamique» (dû au comportement inélastique du matériau et aux ondes de déformations) des tubes est alors observé. Une seconde partie traite du cas de la perforation sous impact d'une tôle mince à faibles vitesses d'impact ( $< 10$  m/s,  $\dot{\epsilon} < 1000$  s<sup>-1</sup>). Des essais sur puits de chute instrumenté (force, déplacement, déformée de tôle, avancée de fissure) sont analysés. Des simulations EF en éléments coques avec un critère de rupture ductile par endommagement sont réalisées. Les paramètres de rupture dynamique sont identifiés par méthode inverse à l'aide d'essais de résilience Charpy sur l'alliage d'aluminium de désignation 2024 T3. Une analyse des pics de force lors de l'impact permet une meilleure compréhension des mécanismes de perforation. En parallèle, un nouveau modèle analytique, basé sur les énergies impliquées lors de l'impact, est proposé et comparé aux simulations EF. L'étude numérique de la perforation est étendue aux grandes vitesses d'impact et de déformation ( $100 - 1000$  m/s,  $\dot{\epsilon} < 100\ 000$  s<sup>-1</sup>) pour identifier les transitions des différents mécanismes de perforation connus (pétalisation, fragmentation des pétales, fragmentation complète).

**Mots clés :** Impact, simulations numériques, modèles analytiques, perforation de tôles, impact à l'eau, essais dynamiques instrumentés, programmeur d'impact.

## CONTRIBUTION TO THE CHARACTERIZATION OF THE DYNAMIC DEFORMATION AND FRACTURE OF A STRUCTURE UNDER IMPACT: MODELING AND EXPERIMENTAL APPROACH.

**ABSTRACT :** The objective of this work is to propose approaches to model and to assess experimentally the structural impact on different media. A variety of analytic models and numerical simulations are developed comparing to experimental results. The first part of this work presents a discussion on the similitude between a water impact and an impact on a deformable solid structure. Water impact simulations of a deformable cylinder (without rupture) are performed by finite elements (FE, Coupled Eulerian Lagrangian) and SPH analysis. An analytical model of water impact is proposed for the prediction of peak force evolution. The analysis of results permits to design an impact programmer reproducing this peak force. FE longitudinal impact simulations on cylindrical tubes, with an adapted geometry, are performed and compared with some experiments. The "dynamic buckling" of tubes under impact (due to the material inelastic behavior and to strain waves) is observed. The second part deals with the low velocity perforation ( $< 10$  m/s,  $\dot{\epsilon} < 1000$  s<sup>-1</sup>) of thin plates. Some experiments on an instrumented drop test (force, displacement, plate shape, crack propagation) are analyzed. Shell FE simulations, with a damage rupture criteria implemented are performed. Parameters are identified by inverse method with the help of Charpy tests made on 2024 T3 aluminum alloy. An analysis of the peak force, during impact, leads to a good understanding of the perforation mechanism. In parallel, a new analytical model, based on an energetic approach of the perforation, is proposed and compared with FE simulations. The numerical perforation study is extended to high velocities and high strain rates ( $100 - 1000$  m/s,  $\dot{\epsilon} < 100\ 000$  s<sup>-1</sup>) in order to identify different well-known transitions of perforation (Petalisation, petals' fragmentation, total plate's fragmentation).

**Keywords :** Impact, numerical simulations, analytical models, plates' perforation, water impact, instrumented dynamic tests, impact programmer.